



HAL
open science

Etudes de Propagation et de Rayonnement pour le Développement des Futurs Systèmes de Communication

Florence Sagnard

► **To cite this version:**

Florence Sagnard. Etudes de Propagation et de Rayonnement pour le Développement des Futurs Systèmes de Communication. Matériaux. Université de Marne la Vallée, 2008. tel-00340853

HAL Id: tel-00340853

<https://theses.hal.science/tel-00340853>

Submitted on 22 Nov 2008

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

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

Université de Marne-La-Vallée

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Electronique

présentée par

Florence SAGNARD

Etudes de Propagation et de Rayonnement pour le Développement des Futurs Systèmes de Communication

soutenue le 23 mars 2005

devant le jury composé de

Rapporteurs :

Pierre DEGAUQUE
Alain REINEIX
Walid TABBARA

Professeur à l'Université de Lille
Directeur de Recherches CNRS
Professeur à l'Université Paris VI

TELICE-Villeneuve d'Ascq
IRCOM-Limoges
SUPELEC LSS-Orsay

Examineurs :

Jacques CITERNE
Jean-François DIOURIS
Ghais EL ZEIN
Michel SYLVAIN
Valérie VIGNERAS
-LEFEBVRE

Professeur à l'INSA de Rennes
Professeur à l'Université de Nantes
Professeur à l'INSA de Rennes
Professeur à l'Université de Marne-La-Vallée
Professeur à l'ENSCP de Bordeaux

IETR
IREENA
IETR
ESYCOM
PIOM

Table des matières

Remerciements	xix
Résumé	xxi
Introduction générale	xxiii
1 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande	1
1.1 Introduction	1
1.2 Matériaux plans multicouches	3
1.2.1 Structure générale des matériaux étudiés	3
1.2.2 Modèles de permittivité complexe	4
1.2.3 Modélisation analytique en bande étroite dans le domaine fréquentiel	7
1.2.4 Modélisation analytique en ultra-large bande : études fréquentielle et temporelle	10
1.2.4.1 Principes	10
1.2.4.2 Résultats d'analyses paramétriques	13
1.2.5 Modélisation numérique dans le domaine fréquentiel: Méthode des éléments finis (FEM)	22
1.2.5.1 Objectifs et hypothèses	22
1.2.5.2 Résultats pour un matériau homogène éclairé sous l'incidence normale	23
1.2.5.3 Résultats pour un matériau homogène éclairé sous l'incidence oblique	25
1.2.6 Modélisation numérique temporelle : Méthode des différences finies (FDTD)	28
1.2.6.1 Objectifs et Hypothèses	28
1.2.6.2 Résultats pour un matériau homogène éclairé sous l'incidence oblique	30
1.2.6.3 Comparaison des résultats de simulation avec ceux issus des relations de Fresnel	32
1.3 Matériaux plans hétérogènes	33
1.3.1 Structures de matériaux étudiées	33
1.3.2 Résultats fréquentiels obtenus par la méthode des éléments finis (FEM)	33
1.4 Matériaux homogènes de surface rugueuse aléatoire	36
1.4.1 Objectifs	36
1.4.2 Modèle linéaire simplifié de l'état de surface de la mer	37

iv Table des matières

1.4.2.1	Principes	37
1.4.2.2	Spectres d'onde	38
1.4.2.3	Résultats pour diverses amplitudes et directions de vent	40
1.4.3	Modèle non linéaire de l'état de surface de la mer	42
1.4.3.1	Principes	42
1.4.3.2	Résultats pour une direction et une amplitude de vent	43
1.4.4	Association des modèles linéaire et non linéaire	44
1.4.4.1	Principes	44
1.4.4.2	Résultats pour une direction et une amplitude de vent	45
1.4.5	Propagation des ondes de sol au dessus de la surface de la mer	46
1.4.5.1	Phénomènes physiques	46
1.4.5.2	Le modèle de terrain irrégulier (ITM)	46
1.4.5.3	Résultats de simulation	49
1.5	Publications et Communications	51
1.6	Encadrements et rapports	53
1.7	Conclusion	53
2	Méthodes de caractérisation in-situ de matériaux du bâtiment	59
2.1	Introduction	59
2.2	Le banc COTREMO	60
2.2.1	Montage expérimental	60
2.2.2	La méthode de Fresnel	61
2.2.3	La méthode ellipsométrique	62
2.2.3.1	Détermination de la permittivité complexe seule (lorsque l'épaisseur est connue) : Méthode du Min-Max (Méthode 1)	63
2.2.3.2	Détermination conjointe de l'épaisseur et de la permittivité complexe (Méthode 2)	65
2.3	Le banc MAT-ULB	67
2.3.1	Montage expérimental	67
2.3.2	Détermination de la permittivité complexe en fonction de la fréquence	69
2.4	Résultats expérimentaux	70
2.4.1	Caractérisation de matériaux à l'aide du banc COTREMO	71
2.4.1.1	Comparaison entre la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie micro-onde	71
2.4.1.2	Résultats issus de la méthode ellipsométrique	73
2.4.2	Caractérisation de matériaux à l'aide du banc MAT-ULB	80
2.5	Publications et Communications	88
2.6	Encadrements et rapports	90
2.7	Conclusion	90
3	Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande	95
3.1	Introduction	95
3.2	Antennes en bande étroite	96
3.2.1	L'outil ECAMO	96
3.2.1.1	Objectifs	96
3.2.1.2	Bancs de mesure	98

3.2.1.3	Résultats théoriques et expérimentaux	99
3.2.2	Focalisation d'une antenne cornet	101
3.2.2.1	Principes	101
3.2.2.2	Etude d'une antenne cornet bande X	102
3.3	Antennes en large bande	103
3.3.1	Objectifs	103
3.3.2	L'outil ANT-ULB	104
3.3.2.1	Principes	105
3.3.2.2	Modélisation en émission	107
3.3.2.3	Modélisation en réception	116
3.3.3	Modélisation numérique par la méthode des intégrales finies (FIT)	121
3.3.3.1	Hypothèses	121
3.3.3.2	Cas du dipôle (0,h)	123
3.3.3.3	Cas du dipôle en V	123
3.3.3.4	Modélisation d'une antenne "nœud papillon"	125
3.3.4	Caractérisation d'antennes large bande	127
3.3.4.1	Montage expérimental	127
3.3.4.2	Résultats de caractérisation	128
3.4	Publications et Communications	129
3.5	Encadrements et rapports	130
3.6	Conclusion	131
4	Identification des trajets multiples en large bande par des méthodes haute résolution	137
4.1	Introduction	137
4.2	Algorithme MUSIC modifié	139
4.2.1	Algorithme MUSIC initial	139
4.2.2	Algorithme MUSIC modifié	141
4.3	Algorithme Faisceau de matrices	141
4.4	Reconstruction de la réponse impulsionnelle	142
4.5	Résultats d'analyses paramétriques associés à l'étude de matériaux	143
4.6	Résultats d'identification des trajets multiples de matériaux du bâtiment	148
4.7	Publications et Communications	150
4.8	Encadrements et rapports	151
4.9	Conclusion	151

Liste des figures

1	Modélisation d'un canal de propagation dispersif comme le canal Ultra-Large Bande	xxiv
2	Thématiques de recherche associées au développement des outils de modélisation et de caractérisation d'antennes et de matériaux destinés à documents des modèles de propagation déterministes (bande étroite et ultra-large bande)	xxv
1.1	Structure diélectrique formée de M couches en contact avec deux milieux semi-infinis et éclairée par une onde plane d'incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$ dans l'air) . .	3
1.2	Conventions adoptées pour représenter les directions des champs électriques et magnétiques dans les deux polarisations TM et TE au niveau de l'interface séparant deux milieux diélectriques	4
1.3	Représentation des divers phénomènes de polarisation induits par l'application d'un champ électrique en fonction de la fréquence (Tillard 1991)	5
1.4	Allure des signaux impulsionnels représentés par la fonction gaussienne et ses dérivées successives (a) dans le domaine temporel et (b) dans le domaine fréquentiel	11
1.5	Variations en module et en phase des deux coefficients de réflexion d'un monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm ($\theta_i = 0^\circ$), en absence et en présence d'une plaque métallique en face arrière, en fonction de la fréquence [3 ; 14] GHz; (a) et (b) module et phase considérant $\epsilon' = 3$ et $\epsilon'' = 0.03, 0.1, 0.3$; (c) module et (d) phase considérant $\epsilon'' = 0.03$ et $\epsilon' = 2, 3, 4$	14
1.6	Variations en module et en phase du coefficient de transmission d'un monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm ($\theta_i = 0^\circ$) en fonction de la fréquence; (a) module et (b) phase considérant $\epsilon' = 3$ et $\epsilon'' = 0.03, 0.1, 0.3$; (c) module et (d) phase considérant $\epsilon'' = 0.03$ et $\epsilon' = 2, 3, 4$	15
1.7	Véritables réponses impulsionnelles (bande de fréquences infinie) d'un monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm ($\epsilon' = 4$ et $\epsilon'' = 0$, $\theta_i = 0^\circ$)	16
1.8	Réponses impulsionnelles en réflexion et transmission d'un monocouche pour des largeurs spectrales différentes ($d = 4$ cm, $\epsilon' = 4$ et $\epsilon'' = 0.03$, $\theta_i = 0^\circ$)	17
1.9	Allures des impulsions résultant d'une interaction avec un monocouche de plexiglass d'épaisseur $d = 10$ cm ($w = 0.2$ ns, $\theta_i = 0^\circ$) pour trois lois de permittivité complexe (a) réflexion et (b) transmission; Lois de variations des permittivités (c) réelles et (d) imaginaires	18
1.10	Allures des impulsions résultant d'interactions (réflexion et transmission TM) avec un monocouche de plexiglass (loi sans pôle) d'épaisseur $d = 10$ cm ($w = 0.5$ ns, $\theta_i = 0^\circ$) pour (a), (b) diverses conductivités et (c), (d) diverses permittivités réelles	19

viii Liste des figures

1.11	Allures des impulsions résultant d'une interaction avec un monocouche de plexi-glass (loi sans pôle) d'épaisseur $d = 10$ cm ($w = 0.5$ ns, $\theta_i = 0^\circ$) pour différentes épaisseurs d ; (a) matériau dans l'air et (b) matériau avec plaque métallique en face arrière	20
1.12	Allures des impulsions résultant d'une interaction avec un monocouche de plexi-glass (loi sans pôle, $w = 0.5$ ns, $d = 10$ cm) pour différents angles d'incidence θ_i	21
1.13	Allures des impulsions résultant d'une interaction avec un bicouche (Loi 2 sans pôle) d'épaisseur variable ($w = 0.5$ ns, $\theta_i = 0^\circ$)	21
1.14	Structure 2D modélisée sous FEMLAB pour étudier l'interaction d'une onde plane avec un matériau monocouche en polarisation TE (perpendiculaire)	24
1.15	(a) Cartographie 2D et (b,c,d) Coupes (en $x=0$) des composantes du champ électrique E_z (polarisation TE) pour un monocouche d'épaisseur $d = 15$ mm, et de permittivité $\tilde{\epsilon} = 3.5 - j$ ($\theta_i = 0^\circ$, $f = 10$ GHz)	25
1.16	Structure 3D modélisée sous HFSS pour étudier l'interaction d'une onde plane avec un matériau monocouche sous l'incidence oblique	25
1.17	Cartographies 2D des composantes du champ électrique E_z pour un monocouche homogène (a) en incidence normale $\theta_i = 0^\circ$, épaisseur $d = 4$ cm, $\tilde{\epsilon} = 4$ et (b) en incidence oblique $\theta_i = 10^\circ$, épaisseur $d = 1$ cm, $\tilde{\epsilon} = 4$ à la fréquence $f = 10$ GHz .	26
1.18	Principe de la méthode de la SER pour déterminer le coefficient de réflexion en puissance	27
1.19	Résultats des calculs de SER en fonction de l'angle d'observation pour le monocouche homogène d'épaisseur $d = 1$ cm, de permittivité $\epsilon' = 4$ éclairé en incidence normale $\theta_i = 0^\circ$, à la fréquence $f=10$ GHz	28
1.20	Structure 2D modélisée sous la méthode FDTD pour étudier l'interaction d'une onde plane avec un matériau monocouche sous les incidences (a) normale et (b) oblique et considérant les polarisations (c) TE et (d) TM	29
1.21	Allures du signal gaussien incident et de son spectre	30
1.22	Cartographies des composantes des champs (a) E_x (polarisation TE) et (b) H_x (polarisation TM) incidents, réfléchis et transmis issues de l'interaction avec un monocouche semi-infini sans pertes de permittivité $\epsilon' = 2.7$, sous l'incidence oblique $\theta_i = 40^\circ$	31
1.23	Cartographies des composantes des champ E_x (polarisation TE) incident, réfléchi et transmi issues de l'interaction avec un monocouche sans pertes de permittivité $\epsilon' = 2.7$, d'épaisseur finie $d = 7$ cm, sous l'incidence oblique $\theta_i = 50^\circ$	31
1.24	Comparaison des calculs de coefficients de réflexion et de transmission obtenus par la FDTD et les relations de Fresnel pour les polarisations (a,b) TE) et (c,d) TM	32
1.25	Cartographies de la composante du champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH1) d'épaisseur $d = 1$ cm, possédant un gradient de permittivité réelle linéaire variant de 2 à 4 et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)	34
1.26	Cartographies de la composante de champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH2) d'épaisseur $d = 1$ cm, périodique 1D selon Ox (formé de panneau alternés de permittivités réelles 2 et 4) et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)	34

1.27	Cartographies de la composante de champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH3) d'épaisseur $d = 1$ cm, périodique 2D selon Ox (formé de briques de permittivités réelles 2 et 4) et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz) .	35
1.28	Cartographies de la composante de champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH4) d'épaisseur $d = 1$ cm, périodique 2D selon Ox (formé de briques de permittivités réelles 1 (air) et $3.5 - j$) et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)	35
1.29	Résultats de calculs de SER en fonction de l'angle d'observation pour les matériaux hétérogènes (MH1, MH2, MH3, MH4) d'épaisseur $d = 1$ cm éclairés en incidence normale $\theta_i = 0^\circ$, à la fréquence $f = 10$ GHz	36
1.30	Paramètres associés à la modélisation de l'état de surface de la mer: (a) Coefficients de Mitsuyasu; (b) Spectre directionnel $D(\theta, w)$ de Longuet Higgins modifié; (c) Spectre $S(w)$ de Pierson-Moskowitz; (d) Spectre total $D(\theta, w) * S(w)$	40
1.31	Spectre total $D(\theta, w) * S(w)$ associé à un vent de 10 m/s et de direction 45°	41
1.32	Surface de mer générée par le modèle linéaire en présence d'un vent de 10 m/s et de direction 45°	41
1.33	Répartition des hauteurs de vagues du modèle linéaire évaluées sur une surface de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ en présence d'un vent de 10 m/s de direction 45°	42
1.34	Surface de mer générée par le modèle non linéaire en présence d'un vent de 10 m/s et de direction 45°	43
1.35	Répartition des hauteurs de vagues du modèle non linéaire évaluées sur une surface de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ en présence d'un vent de 10 m/s de direction 45°	44
1.36	Cas typique d'un profil de fond marin dont la profondeur est linéaire croissante en fonction de la distance x de la côte	45
1.37	Surface de mer générée en présence d'un relief de fond marin de profondeur linéairement croissante depuis la côte pour un vent de 36 km/h de direction 70°	45
1.38	Modes de propagation des ondes HF au voisinage de la Terre (Radio communication in the digital age, "HF technology", Harris Corporation)	48
1.39	Mise en évidence de la sensibilité de la propagation de l'onde de surface à une brusque variation de conductivité du terrain rencontrée à la frontière mer-littoral	48
1.40	Bathymétrie de la Bretagne	49
1.41	Profil de vagues sur 300 km pour un vent de 54 km.h^{-1} et de direction 90° (résolution de 48037 points)	50
1.42	Puissance reçue par l'antenne de réception dans le cas d'une liaison radio de fréquences 2, 5 et 10 MHz au dessus de la mer pour un vent de 54 km.h^{-1}	50
1.43	(a) Profil de vagues sur 300 km pour un vent de 120 km.h^{-1} et de direction 90° , et (b) Puissance reçue en fonction de la distance associée à ce profil	51
2.1	Photo du banc COTREMO dans la configuration réflexion pour la caractérisation d'un échantillon de plâtre	60
2.2	Etapas pour la détermination de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode de Fresnel	62
2.3	Principes de l'ellipsométrie: (a) Ellipse de polarisation du champ électrique \vec{E} après interaction avec un matériau (réflexion ou transmission); (b) Puissance détectée P_d dans le cas de la réflexion en fonction de la polarisation A de l'antenne de réception	62

x Liste des figures

2.4	<i>Relations associées à la méthode du Min-Max et conduisant à la détermination de la permittivité complexe d'un matériau monocouche</i>	64
2.5	<i>Etapes pour la détermination de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode ellipsométrique</i>	65
2.6	<i>Relations analytiques associées à la détermination conjointe de l'épaisseur Δz puis de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode ellipsométrique</i>	66
2.7	<i>Etapes pour la détermination conjointe de l'épaisseur et de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode ellipsométrique</i>	67
2.8	<i>Photo du banc MAT-ULB dédié à la caractérisation de matériaux en réflexion en chambre anéchoïque</i>	68
2.9	<i>Procédure de mesure en trois étapes pour la détermination des coefficients de réflexion d'un matériau avec et sans plaque métallique en face arrière</i>	69
2.10	<i>Les différents algorithmes de traitement statistique des données fréquentielles mesurées</i>	70
2.11	<i>Matériaux mesurés pour la comparaison de la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie</i>	71
2.12	<i>Résultats d'estimation de la permittivité complexe d'un mur en béton ($d=19.5$ cm, $f = 10$ GHz) par la méthode de Fresnel (a) rapport \tilde{r}_p/\tilde{r}_s (b) \tilde{r}_p et \tilde{r}_s conjointement</i>	72
2.13	<i>Résultats d'estimation de la permittivité complexe d'un mur en béton ($d = 19.5$ cm, $f = 10$ GHz) par la méthode ellipsométrique (a) courbe ellipsométrique (b) parallélogramme d'incertitudes</i>	72
2.14	<i>Résultats d'estimation de la permittivité complexe de deux panneaux de bois aggloméré d'épaisseurs différentes ($d = 10$ et 16 mm) par la méthode de Fresnel</i>	73
2.15	<i>Résultats d'estimation de la permittivité complexe de deux panneaux de bois aggloméré d'épaisseurs différentes ($d = 10$ et 16 mm) par la méthode ellipsométrique (a,c) courbes ellipsométriques (b,d) parallélogrammes d'incertitudes</i>	74
2.16	<i>Matériaux mesurés à l'aide de l'ellipsométrie pour différentes fréquences de la bande [8 ; 18] GHz</i>	75
2.17	<i>Allures des courbes ellipsométriques associées au panneau de PVC d'épaisseur $d = 15.5$ mm pour divers angles d'incidence et fréquences</i>	76
2.18	<i>Allures des courbes ellipsométriques associées aux panneaux de bois aggloméré (a,b) et de placoplâtre (c,d) d'épaisseurs 15.5 mm et 12 mm pour divers angles d'incidence et fréquences</i>	77
2.19	<i>Courbes de variation des estimées de permittivité réelle et imaginaire obtenues par l'ellipsométrie (méthode du Min-Max) en fonction (a) de l'angle d'incidence et (b) de la fréquence pour les trois matériaux les plus épais (PVC, bois aggloméré, placoplâtre)</i>	78
2.20	<i>Courbes de variation des estimées de permittivité réelle et imaginaire obtenues par des mesures en structure guidée (Institut Fresnel, Marseille) pour (a) le bois aggloméré ($d = 1.97$ mm), (b) le PVC ($d = 2.15$ mm) et (c) le plâtre ($d = 2.12$ mm)</i>	79
2.21	<i>Comparaison des estimations de permittivité complexes obtenues par les deux méthodes: Méthode 1 (Min-Max) et Méthode 2 (sans connaissance a priori de l'épaisseur)</i>	79

2.22	Photos des divers échantillons (INSA Rennes, Génie Civil) caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB	80
2.23	Photos des échantillons de béton (LAM-MLV) caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB	82
2.24	Réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans la bande [8; 12.5 GHz] (incidence $\theta_i = 0^\circ$) dans le cas des échantillons de PVC, sipo et hêtre (V, polarisation parallèle aux fibres, H, polarisation perpendiculaire aux fibres)	82
2.25	Réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans la bande [8; 12.5 GHz] (incidence $\theta_i = 0^\circ$) dans le cas des échantillons de plâtre et plâtre+silice	83
2.26	Réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans la bande [8; 12.5 GHz] (incidence $\theta_i = 0^\circ$) dans le cas des échantillons de béton w/c=0.5 et 0.7 et de mortier	84
2.27	Comparaison des réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans l'air dans la bande [8; 12.5 GHz] (incidence $\theta_i = 0^\circ$) pour les divers échantillons de matériaux	85
2.28	Permittivités réelles et imaginaires estimées à partir de mesures en réflexion réalisées dans la bande [8; 12.5 GHz] pour les différents échantillons étudiés	86
2.29	Plages de variation des permittivités complexes de matériaux du bâtiment extraites de la littérature et mesurées aux fréquences micro-ondes [Sta03]	86
2.30	Allure théoriques (à partir de la permittivité moyenne estimée) des impulsions résultant de la réflexion et de la transmission de matériaux constitués de plâtre et de mortier et supposés d'épaisseur identique 4 cm	87
2.31	Allure théorique (à partir de la permittivité moyenne estimée) des impulsions résultant de la réflexion et de la transmission de matériaux constitués de bois et de pvc et supposés d'épaisseur identique 4 cm	88
3.1	Fenêtre de commande de l'interface graphique ECAMO pour l'étude de diagrammes de rayonnement d'antennes 2D et 3D	97
3.2	Banc de caractérisation d'antennes (plans E et H) fourni par Leybold et piloté par un ordinateur	98
3.3	Banc de caractérisation d'antennes (plans E et H) réalisé à l'ESYCOM	99
3.4	Diagrammes de rayonnement 3D (selon les directions θ et φ) de l'amplitude du champ rayonné par (a) une antenne imprimée rectangulaire et (b) une antenne cornet pyramidale de bande X	99
3.5	Caractérisation du rayonnement d'une antenne cornet bande X (b) (utilisée dans le banc COTREMO) dans le plan H (a) (ouverture $at = 5$ cm, $bt = 7.4$ cm, longueur $f_0 = 13.2$ cm)	100
3.6	Caractérisation du rayonnement d'une antenne parabolique (b) alimentée par l'antenne cornet bande X de la figure précédente dans le plan E (a)	100
3.7	Géométrie des zones de Fresnel; (a) lentille introduite dans le cornet formée de plans métalliques; (b) correction de phase Δ_m associée à la position r_m du plan métallique m	101
3.8	Géométrie de l'antenne cornet bande X utilisée dans le banc COTREMO	103
3.9	Schémas des géométries associées à l'émission et la réception de l'antenne filaire élémentaire (0,h)	106
3.10	Géométrie des antennes "noeud papillon" et cornet TEM et modélisation par un assemblage d'éléments filaires discrets	106

xii Liste des figures

3.11	Schémas des géométries associées à l'émission et à la réception pour une antenne "noeud papillon" simplifiée	107
3.12	Allure du courant d'excitation utilisé pour étudier le champ rayonné E_θ en émission ($\tau = \tau_a/(3.3 \times 4)$, $h = 1$ m et $I_0 = 1$ A)	107
3.13	Distributions de courant (a) et de charge (b,c) d'une antenne dipole (0,h) à l'émission et sans réflexions multiples	108
3.14	Distribution 3D du champ rayonné (champ proche) dans le proche voisinage d'antennes filaires en émission; (a) cas d'un dipôle (0,h) seul; (b) cas d'une antenne "noeud papillon" modélisée par 6 éléments ($E_0=1, Y=1$, $\tau = \tau_a/(3.3 \times 4)$)	109
3.15	Représentation du rôle de différentiation joué par une antenne filaire ($h=1$ m) excitée par une impulsion gaussienne de courte durée ($w=0.8$ ns)	110
3.16	Distributions de la composante E_θ du champ électrique rayonné par un dipôle ($h=1$) dans la configuration émission (sans réflexion); (a) diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360° ; (b) comparaison des allures des signaux émis selon les directions 10° , 30° , 60° , 80° par rapport à Oz; (c) graphe 3D représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360°	110
3.17	Variation de (a) l'angle critique, et (b) de l'angle associé à l'amplitude maximale en fonction de la durée de l'impulsion pour une antenne filaire $h=1$ m	111
3.18	Distribution d'énergie électrique E_θ d'une antenne dipôle excitée par une impulsion gaussienne de durée (a) $w=0.8$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 4 impulsions sur la durée h/c), et (b) $w=1.6$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 2 impulsions sur la durée h/c)	112
3.19	Distributions de la composante E_θ du champ électrique rayonné par un dipôle en V ($2\alpha = 120^\circ$ à droite de l'axe Oz, $h=1$), dans la configuration émission (sans réflexion); (a) diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360° ; (b) comparaison des allures des signaux émis selon les directions 10° , 30° , 60° , 80° par rapport à Oz; (c) graphe 3D représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360°	113
3.20	Distribution d'énergie électrique E_θ d'une antenne dipôle en V (-h,+h) excitée par une impulsion gaussienne de durée (a) $w=0.8$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 4 impulsions sur la durée h/c), et (b) $w=1.6$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 2 impulsions sur la durée h/c)	113
3.21	Distributions de la composante E_θ du champ électrique rayonné par un assemblage de 6 dipôles en V ($2\alpha = 120^\circ$ à droite et à gauche, $h=1$), dans la configuration émission; (a) diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360° (sans réflexion); (b) comparaison des allures des signaux émis selon les directions 10° , 30° , 60° , 80° par rapport à Oz; (c) graphe 3D représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360°	114
3.22	Distribution d'énergie électrique E_θ d'une antenne "noeud papillon" formée de 7 dipôles (-h,+h avec $h=1$ m) excités par une impulsion gaussienne de durée $w=0.8$ ns ($\tau = 0.25$ ns) et $w=1.6$ ns ($\tau = 0.25$ ns)	115
3.23	Géométrie de l'antenne cornet TEM modélisée à l'aide d'éléments filaires discrets et excitée par une impulsion de courant d'allure gaussienne de durée brève	115
3.24	Distribution du champ E_θ rayonné par une antenne cornet TEM composée de 7 éléments discrets dans le plan zOy (impulsion gaussienne $\tau=0.25$ ns, soit $w=0.8$ ns); (a) amplitude, et (b) énergie rayonnée	116

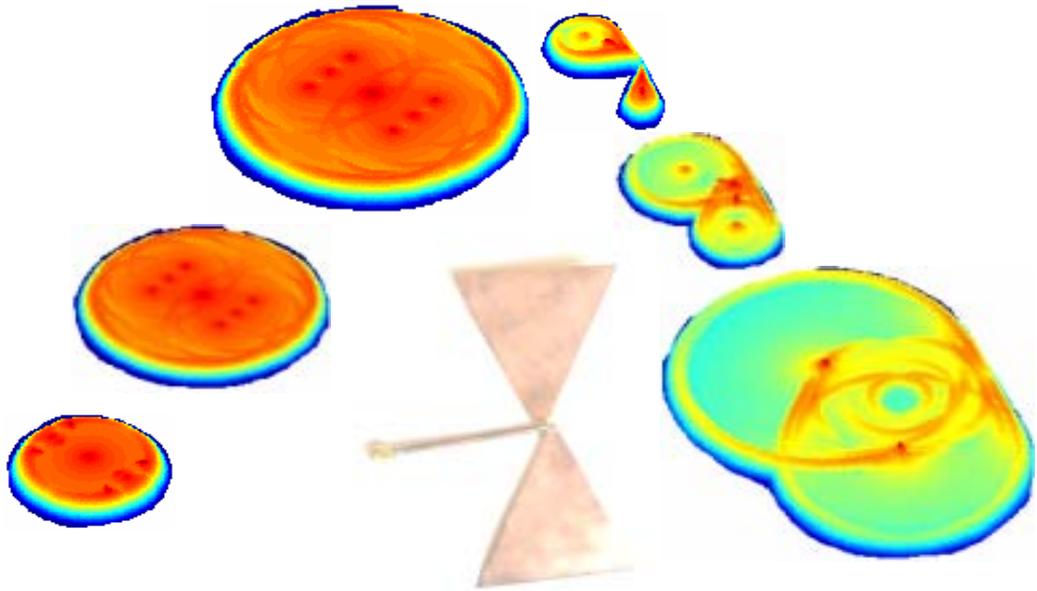
3.25	Distributions de courant (a) et de charge (b,c) d'une antenne dipole droite (-h,h) à la réception, sans réflexions multiples, pour l'incidence 30° en $z=-h$	118
3.26	Diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ rayonné par un dipôle ($h=1$) sur 360° dans la configuration réception (sans réflexion)	119
3.27	Diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ rayonné par un dipôle en V et une antenne "noeud papillon" ($h=1$) sur 360° dans la configuration réception (sans réflexion)	119
3.28	(a) Distribution de courant dans une antenne dipole en V ($h=1m$) en réception et excitée par un champ électrique d'incidence $\psi+10^\circ$ ayant l'allure de la 1 ^{ère} dérivée de la gaussienne ($\tau = 0.25$ ns), et (b) courant au niveau de la charge en $z = 0$	120
3.29	Distribution des courants d'une antenne "noeud papillon" à 3 éléments (-h,h) à la réception, sans réflexions multiples, pour l'incidence $\varphi = 10^\circ$ par rapport à Oz	120
3.30	Géométries d'antennes modélisées numériquement à l'aide du logiciel CST fondé sur la méthode FIT; (a) cas d'une simple élément (0,h), et (b) antenne "noeud papillon" comprenant 6 éléments discrets	122
3.31	Comparaison des résultats de champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) et issus des modèles numérique et analytique dans le cas d'une antenne monopôle (0,h) ($h = 1m$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$); (a) diagramme polaire issu du modèle analytique, et (b) allures des impulsions rayonnés pour les angles $\theta = 20^\circ$, 60° et 130° (facteur d'amplitude 1.2)	122
3.32	Variation des écarts temporels constatés entre les modèles numérique (indice num) et analytique (indice ana) associés aux (a) première et (b) seconde impulsions rayonnés	123
3.33	Variation de la puissance rayonnée par un dipôle en V dans le plan (yOz) en fonction de l'angle θ et pour divers rapports τ/τ_a	125
3.34	Comparaison des résultats de champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) et issus des modèles numérique et analytique dans le cas d'une antenne "noeud papillon" ($h = 1m$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$); (a) diagramme polaire issu du modèle analytique, et (b) allures des impulsions rayonnés pour les angles $\theta = 20^\circ$ et 60° (facteurs d'amplitude 1.2 et 4 pour les modèles analytique et numérique)	126
3.35	Champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) dans le cas d'une antenne "noeud papillon" discrétisée ou non ($h = 1m$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$); (a) allures pour $\theta = 130^\circ$ et (b) pour divers angles compris entre 20° et 70°	126
3.36	Principes de fonctionnement de la chambre "champ proche" de l'INSA de Rennes	127
3.37	Photos des antennes caractérisées dans la chambre champ proche de l'INSA Rennes	128
3.38	Allure de l'impulsion d'excitation gaussienne utilisée comme signal d'excitation pour analyser les mesures	128
3.39	Résultats de mesures et de simulations numériques obtenus pour l'antenne "noeud papillon" (plan $\phi = 0^\circ$)	129
4.1	Analyse du coefficient d'un matériau monocouche ($\tilde{\epsilon} = 3 - j0.09$, $d = 4$ cm) par l'algorithme Faisceau de matrices; (a) coefficient de réflexion calculé dans la bande [3.5; 12.5] GHz en présence ($S/N=17$ dB) et en absence de bruit blanc additif; (b) réponse impulsionnelle estimée; (c) réponse du matériau à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns à partir d'un produit de convolution avec la réponse impulsionnelle	144

4.2	<i>Géométrie du matériau bicouche dont l'identification des trajets multiple a été étudiée</i>	145
4.3	<i>Analyse du coefficient d'un matériau bicouche ($\tilde{\epsilon}_1 = 2.1 - j0.01$, $\tilde{\epsilon}_2 = 3.5 - j0.01$, $d_1 = 5$ cm, $d_2 = 5$ cm) par l'algorithme Faisceau de matrices; (a) réponse impulsionnelle estimée par l'algorithme Faisceau de matrices; (b) transformée de Fourier inverse appliquée sur les données fréquentielles (c) réponse du matériau à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns à partir d'un produit de convolution avec la réponse impulsionnelle (a)</i>	146
4.4	<i>Analyse du coefficient de réflexion d'un matériau monocouche de plexiglass ($d = 4$ cm) et dont la permittivité complexe varie avec la fréquence (loi 3) par l'algorithme Faisceau de matrices (MP); (a) réponse fréquentielle théorique dans la bande [3.5;12.5] GHz, (b) reconstruction des réponses impulsionnelles associées aux bandes [3.5;8] GHz et [8;12.5] GHz et (c) réponses à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns</i>	147
4.5	<i>Résultats de reconstruction des réponses impulsionnelles dans le cas de deux matériaux caractérisés en réflexion; (a) plâtre (80%)+Silice (20%) (M5), et (b) mortier (M6)</i>	149
4.6	<i>(b) Réponse reconstruite de l'excitation en réflexion de l'échantillon de mortier (M6) par (a) un signal impulsionnel de durée $w = 0.5$ ns</i>	150
4.7	<i>Axes de recherche futurs</i>	156

Liste des tableaux

1.1	Valeurs des paramètres associés aux lois de variation fréquentielle de la permittivité complexe du plexiglass	7
1.2	Permittivités complexes mesurées pour divers matériaux du bâtiment aux fréquences micro-ondes (les épaisseurs mentionnées permettent de connaître les conditions expérimentales)	8
1.3	Coefficients de réflexion et de transmission pour les polarisations TM et TE dans le cas d'un monocouche entouré d'air	10
1.4	Coefficients de réflexion et de transmission pour les polarisations TM et TE dans le cas d'un monocouche en présence d'une plaque métallique en face arrière . . .	10
1.5	Temps de propagation associés à différentes épaisseurs de matériau (plexiglass, Loi 1, incidence 0°)	20
1.6	Comparaison des coefficients de réflexion et transmission calculés par Fresnel et numériquement par FEMLAB	24
1.7	Comparaison des coefficients de réflexion calculés par Fresnel et numériquement par HFSS	27
1.8	Echelle de Beaufort pour les vagues de mer	42
2.1	Comparaison des valeurs de permittivité complexe obtenues par la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie	73
2.2	Valeurs de permittivité complexe obtenues sur la bande 8 -18 GHz par l'ellipsométrie - Méthode du Min-Max	78
2.3	Valeurs de permittivité complexe obtenues dans la bande 8-18 GHz par l'ellipsométrie à l'aide de la Méthode 2 en considérant les angles d'incidence 35° , 40° , 45° et 50°	81
2.4	Valeurs d'épaisseurs estimées par la Méthode 2 et comparaison avec les véritables épaisseurs	81
2.5	Différents types de matériaux caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB	81
3.1	Composantes de courant associées aux différents types de dipôles pour la réception	117
3.2	Résultats associés à l'optimisation du rayonnement dans la direction 90 degrés dans le cas d'un dipôle en V considérant plusieurs largeurs d'impulsions	125
4.1	Etapes associées aux algorithmes utilisant un faisceau de matrices et développés par T.K. Sarkar et R.C. Qiu	142

4.2	Comparaison de l'identification des trois premiers trajets d'un matériau monocouche obtenus par le modèle de Fresnel et les algorithmes MUSIC et Faisceau de matrices (T.K. Sarkar et R.C. Qiu)	145
4.3	Comparaison de l'identification des premiers trajets d'un matériau bicouche obtenus par le modèle de Fresnel et les algorithmes MUSIC et Faisceau de matrices (T.K. Sarkar et R.C. Qiu)	146
4.4	Caractéristiques associées aux divers matériaux caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB	148
4.5	Identification des paramètres de la réponse impulsionnelle pour l'échantillon de plâtre+silice (M5) à l'aide de l'algorithme Faisceau de Matrices (MP)	149
4.6	Identification des paramètres de la réponse impulsionnelle pour l'échantillon de mortier (M6) à l'aide de l'algorithme Faisceau de Matrices (MP)	149
4.7	Comparaison des temps de propagation des différents matériaux mesurés et issus des valeurs moyennes de permittivité complexe et de l'identification du trajet par l'algorithme Faisceau de Matrices (MP)	150



"Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont". Aristote

Remerciements

Les travaux rassemblés dans ce mémoire constituent une synthèse des activités de recherche que j'ai conduites durant ces 7 dernières années, et depuis ma nomination en tant que Maître de Conférences à l'université de Marne-La-Vallée. A l'université de Marne-La-Vallée, j'ai intégré à mon arrivée le laboratoire ESYCOM (EA 2552) qui venait d'être créé. Au sein de la thématique "propagation", dirigée par le Pr. Michel Sylvain, j'ai initié et conduit en grande autonomie une activité expérimentale focalisée sur les problèmes d'interaction onde-matière dans le domaine micro-onde. A l'occasion d'un échange que j'ai eu avec le Pr. Jacques Citerne en fin d'année 2001, il m'a suggéré de soumettre ma candidature pour demander une délégation au sein du laboratoire IETR-INSA (UMR 6164) auprès du CNRS. Cette demande a été motivée par le souci d'intégrer les travaux que je conduisais dans des applications intéressantes des industriels, et aussi les réorienter pour leur donner une dimension plus orientée vers la conception de systèmes de radio-communication. Et puis, Jacques Citerne m'avait pour la première fois parlé de la préparation de mon HDR... Ma demande de délégation ayant été acceptée courant 2002, j'ai donc à cette occasion intégré le laboratoire IETR pour 2 années, et la collaboration se poursuit à ce jour. J'ai alors choisi de travailler avec le Pr. Ghais El Zein et Bernard Uguen, Maître de Conférences désormais HDR, pour aborder essentiellement des problèmes de physique associés au développement de la nouvelle technologie de radiocommunication, l'Ultra-Large Bande.

Ainsi, je tiens tout particulièrement à remercier le Pr. Jacques Citerne et le Pr. Ghais El Zein pour leur disponibilité quotidienne, leurs conseils scientifiques et leur attention à veiller au bon déroulement de ma délégation CNRS, laquelle s'est révélée être une véritable aventure... Tous deux, à leurs manières, m'ont aidé sur le chemin de l'HDR et m'ont donné encore plus le goût pour la Recherche. Je tiens aussi à remercier le Pr. Daniel Thouroude, directeur de l'IETR, pour m'avoir particulièrement bien accueilli au sein de son UMR CNRS, ainsi que me conseiller à l'occasion de difficultés rencontrées.

Je remercie vivement Bernard Uguen de m'avoir proposé de travailler avec lui alors qu'il débutait de premiers travaux au sein de l'IETR sur le développement de la technologie Ultra-Large Bande, et notamment sur l'aspect propagation à l'intérieur de bâtiment. Il m'a soumis un sujet passionnant et a toujours suivi avec intérêt les résultats que j'obtenais. Je remercie sincèrement Thomas Quiniou, en stage Post-Doctoral, puis ATER à l'IETR, pour m'avoir initié aux techniques Haute-Résolution, et en particulier à MUSIC.

Je remercie aussi sincèrement Christophe Vignat pour son aide précieuse en traitement du signal et sa participation à la relecture de nombreux articles...

XX Remerciements

Je suis reconnaissante aux nombreux étudiants qui m'ont aidé, au cours de leurs divers stages, à construire dans sa totalité le banc COTREMO à Marne-La-Vallée, ainsi qu'à effectuer manuellement l'énorme quantité de mesures pour caractériser des matériaux du bâtiment en réflexion. Ils ont été tous récompensés par de bonnes notes de stage...

Je ne saurais oublier Divitha Seetharamdoo qui a effectué ses stages de Maîtrise et de DEA sous ma responsabilité, et qui a montré très tôt de réelles compétences en expérimentation, en modélisation et en recherche.

J'exprime ma sincère gratitude au Pr. Pierre Degauque, au Pr. Alain Reinex, et au Pr. Walid Tabbara d'avoir accepté de rapporter sur ce mémoire, et dans un délai limité. Leurs remarques constructives m'ont permis d'affiner ma réflexion sur les thèmes de mon travail de recherche.

Je remercie vivement le Pr. J.F. Diouris, le Pr. Michel Sylvain, et le Pr. V. Vigneras-Lefebvre, d'avoir accepté de s'associer aux membres du jury de cette HDR.

Enfin, je ne saurais oublier mes collègues de Marne-La-Vallée et de Rennes, les doctorants et les étudiants de l'IETR qui ont participé à leurs manières à la construction de tous ces travaux de recherche.

Résumé

Le développement croissant des systèmes de communication sans fil pour des applications médicales (imagerie), radar (surveillance, détection, localisation), radiomobiles (navigation, surveillance) et réseaux (WLAN, WPAN) nécessite l'introduction de nouvelles technologies. Depuis peu, un intérêt particulier s'est porté sur des applications courtes distances, très hauts débits (supérieurs à 100 Mbit/s), multi-utilisateurs et faible puissance (inférieure à 1 mW). Dans ce contexte, la technologie Ultra-Large Bande (ULB ou UWB) a récemment attiré l'attention de la communauté scientifique et des industriels. Alors que les technologies bande étroite sont fondées sur une étude dans le domaine fréquentiel, la technologie ULB se prête mieux à une étude dans le domaine temporel puisqu'elle utilise des signaux temporels très brefs, de spectre extrêmement large, de grande période de répétition et de faible puissance. Le développement de cette approche, considérée comme une évolution majeure des technologies traditionnelles bande étroite, induit des problématiques nouvelles au sein d'environnements intra-bâtiment. Ces problématiques nécessitent la réalisation préalable d'études approfondies de modélisation et de caractérisation du canal de propagation pour dimensionner les paramètres du système de transmission.

Dans le cadre de l'élaboration d'outils de prédiction déterministe de la propagation à l'intérieur de bâtiments, entrepris à l'ESYCOM (Marne-La-Vallée) en bande étroite et à l'IETR (Rennes) en ultra-large bande, nous avons cherché à développer une documentation précise associée aux comportements de deux éléments du canal de propagation, les matériaux et les antennes ; l'implémentation de cette documentation dans les simulateurs de canal nécessitera encore un peu de temps. Notre travail a consisté à développer deux modules particulièrement originaux traitant, dans les domaines fréquentiel et temporel, de modélisations analytique et numérique, ainsi que de la caractérisation des matériaux et des antennes à l'aide de bancs de mesure spécifiquement réalisés. La spécificité des études conduites tient à la modélisation des réponses de ces éléments dans le domaine temporel ; notamment, nous avons montré que l'excitation d'un matériau par une impulsion génère des échos successifs déformés et atténués dont l'allure dépend de sa structure (porosité, dimension des grains,...) et des conditions initiales (température, humidité, ...). Aussi, l'excitation d'une antenne de type résonante produit des signaux, qui au premier ordre, ont l'allure de la dérivée du signal incident mais ayant subi une distorsion qui dépend de l'angle d'observation. Ainsi, nous avons remarqué que la largeur de l'impulsion d'excitation influe non seulement sur l'allure des impulsions rayonnées dans l'espace, mais aussi sur la direction du maximum de rayonnement. Cette propriété remarquable permet d'envisager la focalisation d'une antenne ULB dans une direction particulière en modifiant la durée et la forme de l'impulsion d'excitation. En prévision de l'analyse des trajets multiples

xxii Résumé

d'un canal de propagation ultra-large bande, nous avons abordé leur identification à l'aide d'algorithmes Haute Résolution (HR) en considérant le canal généré par un matériau du bâtiment. Les algorithmes, MUSIC modifié et Faisceau de matrices, sont fondés sur l'analyse spectrale paramétrique des données et prennent en compte la dispersion fréquentielle. Ils ont permis de reconstruire la réponse impulsionnelle de matériaux caractérisés en réflexion.

La modélisation d'une chaîne de transmission a été de plus abordée dans le cadre d'études de faisabilité du projet "internet-pêche" qui vise à doter des flotilles de pêche de longueur inférieure à 25 mètres d'une connexion internet par liaison sans fil aux fréquences MF-HF ($[2; 30]$ MHz). Une modélisation statistique de la surface de la mer, remuée par le vent, pour un profil de relief sous-marin donné, a été proposée. Puis, nous avons implémenté le modèle de propagation du terrain irrégulier afin de rendre compte de la présence d'ondes de sol se propageant sur une surface de mer considérée comme rugueuse.

Mots Clés : Algorithmes, Analyses fréquentielle et temporelle, Antennes, Coefficients de réflexion et de transmission, Communications sans fil, Hyperfréquences, Matériaux du bâtiment, Méthodes haute résolution (MUSIC, PRONY), Ondes de mer, Propagation des ondes électromagnétiques, Rayonnement, Techniques de caractérisation en espace libre, Ultra-Large Bande (ULB), Traitement numérique du signal.

Introduction générale

Les systèmes de communication sans fil se développent actuellement très rapidement grâce notamment aux avancées de l'électronique et du traitement du signal. Ils se distinguent par leur portée et l'environnement dans lequel ils sont susceptibles d'agir (à l'intérieur comme à l'extérieur de bâtiments et en présence de mobiles), ainsi que par la nature des informations acheminées (voix, fichiers de données, images, ...). Les réseaux associés à ces systèmes sont alors de types WPAN (Wireless Personal Area Network, portée 30 m), WLAN (Wireless Local Area Network, portée 100 m), WMAN (Wireless Metropolitan Area Network, ou Boucle Locale Radio (BLR), portée 4 à 10 km), et WWAN (Wireless Wide Area Network ou réseaux cellulaires grande portée). Dans ce contexte, les systèmes de transmission sans fil à très large bande (ULB, ou UWB) ont récemment attiré l'attention de la communauté scientifique et des industriels. Leur capacité à fournir des débits très élevés (supérieurs à 100 Mbit/s à 15 m) dans un environnement multi-utilisateurs, leur faible puissance d'émission (inférieure à 1 mW), leur fonctionnement en bande de base, leur robustesse face aux évanouissements et leur supériorité lors de la pénétration d'obstacles autorisent des communications fiables dans des environnements difficiles [Por03], [Roy04]. Les applications nombreuses et variées concernent par exemple les environnements industriels ou domestiques (multimédia haut débit), l'identification ou la localisation précise de personnes ou d'objets, l'imagerie médicale à haute résolution, le domaine du radar (GPR, capteurs, détection d'intrusions, imagerie)... Le développement de la technologie émergente Ultra-Large Bande -considérée comme une évolution des technologies classiques en bande étroite- nécessite de nouvelles études concernant en particulier la propagation, les techniques de modulation et codage, les systèmes d'émission et de réception, la synchronisation, les problèmes d'interférences avec les réseaux existants et l'architecture des réseaux. L'utilisation d'impulsions très brèves (inférieures à 1 ns) de grande période de répétition (25 à 1000 ns) induit, en terme de propagation, des problématiques nouvelles qui nécessitent la conduite préalable d'études détaillées de modélisation et de caractérisation du canal de propagation afin de dimensionner les paramètres du système de transmission.

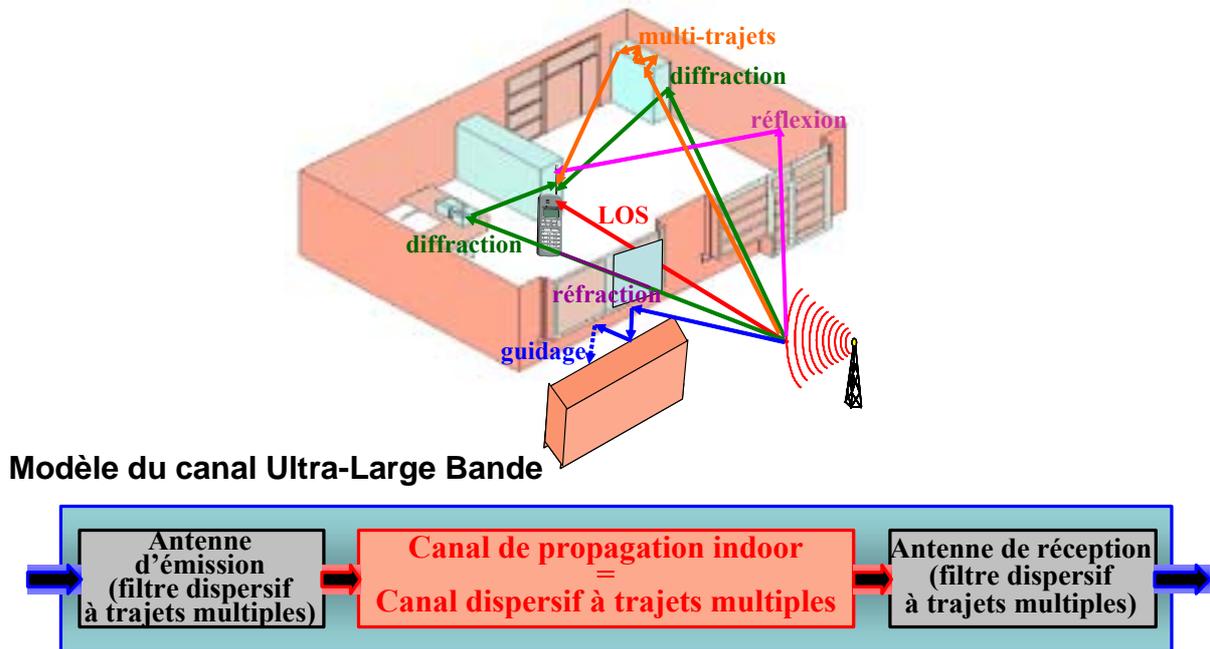


Figure 1 – Modélisation d'un canal de propagation dispersif comme le canal Ultra-Large Bande

Dans ce cadre, nous nous sommes intéressés à l'étude des phénomènes physiques impliqués dans la propagation intra-bâtiment. Cette étude a conduit d'une part à des développements de modèles de prédiction déterministes de la propagation, et d'autre part à l'étude des principaux éléments constitutifs du canal de propagation, que sont les antennes et les matériaux du bâtiment [Ira04]. Ces travaux ont d'abord concerné un système bande étroite, et ont ensuite été étendus à un système ultra large-bande (voir Figure 1). Ce cheminement nous a permis de développer progressivement, au sein du laboratoire ESYCOM de l'université de Marne-La-Vallée (UMLV, 1997-2002) et de l'Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes (IETR, UMR CNRS 6164, 2002-2004) des compétences et des outils de modélisation, de traitements de données et de mesures qui ont été validés au fur et à mesure des améliorations apportées. Les modules traitant des antennes et des matériaux, objets des travaux présentés dans ce mémoire, permettant de documenter les divers outils de prédiction du canal de propagation, doivent prochainement y être intégrés ; cette tâche fait partie de nos futures recherches. Il faut souligner qu'en ultra-large bande, les antennes constituent un composant essentiel du canal de propagation. En effet, sachant que leurs réponses varient de façon intrinsèque sur toute la bande de fréquences, elles sont responsables de la formation du signal à l'émission et à la réception [Sch03], [Yaz04]. De façon générale, une antenne joue le rôle d'un filtre qui est susceptible d'apporter des distorsions au signal d'excitation et d'accroître la complexité du détecteur. Ainsi, la conception d'une antenne ultra-large bande constitue un enjeu majeur et demeure le résultat de compromis en termes de coût, de portabilité (petites dimensions, géométrie plane ou non) et d'efficacité de rayonnement. Quant aux matériaux, puisqu'ils sont excités par un signal dont la bande de fréquences est relativement large comparativement à la fréquence centrale peu élevée (pas de porteuse), leur excitation permet de disposer de fréquences suffisamment basses capables de transmission à travers diverses structures. Les variations de leurs propriétés

diélectriques en fonction de la fréquence, ainsi que la génération de trajets multiples aisément distinguables en présence dans le cas où les impulsions sont très brèves, génèrent des problématiques nouvelles. Elles nécessitent d'étudier et de caractériser les réponses électromagnétiques de divers matériaux du bâtiment [Sta03].

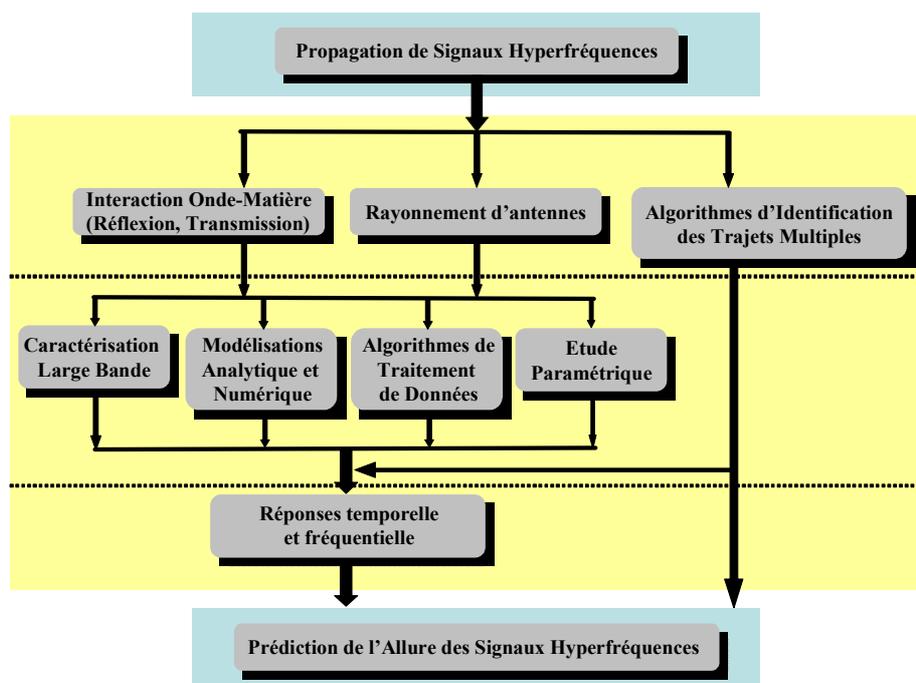


Figure 2 – Thématiques de recherche associées au développement des outils de modélisation et de caractérisation d'antennes et de matériaux destinés à documents des modèles de propagation déterministes (bande étroite et ultra-large bande)

Les outils développés aux fréquences micro-ondes et traitant des antennes et des matériaux ont conduit à des modélisations et des réalisations de bancs de mesure. Comme le montre la Figure 2, ces outils concernent trois thématiques : le rayonnement d'antennes, l'interaction onde-matière, et les algorithmes d'identification de trajets multiples. Les antennes et les matériaux ont été abordés de façon expérimentale en étroite et large bande par la réalisation des bancs de mesure ECAMO et ANT-ULB pour les antennes, ainsi que COTREMO et MAT-ULB pour les matériaux. La conception d'outils originaux de traitement statistique de données a permis d'extraire les informations nécessaires à la caractérisation des antennes et des matériaux. Aussi, ces éléments ont fait l'objet de modélisations de façons analytique et numérique qui, implémentées de façon modulaire, permettent de conduire aisément des études paramétriques. Les réponses de ces éléments ont été abordées dans les deux domaines complémentaires fréquentiel et temporel ce qui permet de conduire de façon optimisée l'étude d'un système de transmission. En prévision de l'analyse des trajets multiples d'un canal de propagation ultra-large bande, nous avons abordé leur identification à l'aide d'algorithmes Haute Résolution (HR) en considérant le canal généré par un matériau du bâtiment. Les algorithmes choisis (MUSIC modifié et Faisceau de matrices), sont fondés sur l'analyse spectrale paramétrique des données et prennent

en compte la dispersion fréquentielle. Ils ont permis de reconstruire avec précision la réponse impulsionnelle de matériaux caractérisés en réflexion.

Enfin, l'étude d'une chaîne de transmission reliant les antennes émettrice et réceptrice a été abordée dans un cadre très particulier puisqu'il s'est agi de considérer une onde de sol à des fréquences très basses [2 ; 30] MHz au dessus de la surface de la mer rendue rugueuse par la présence du vent. Dans ce cas, des modélisations spécifiques associées d'une part au milieu de propagation rugueux et aléatoire, et d'autre part à la propagation d'une onde de sol, ont été développées.

L'ensemble des travaux de recherche abordés à l'ESYCOM et à l'IETR sont rassemblés dans quatre chapitres distincts.

Dans le Chapitre 1, un ensemble de modélisations des phénomènes d'interaction onde-matière, pour ce qui concerne la réflexion et la transmission, est présenté. Ces modélisations, de types analytique et numérique, concernent des phénomènes bande étroite comme large bande. Nous avons abouti à une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués dans l'excitation de structures stratifiées, ce qui nous a permis de doter les laboratoires ESYCOM et IETR d'outils conviviaux permettant de conduire facilement des études paramétriques de réponses fréquentielles comme temporelles de matériaux. Les structures hétérogènes, ainsi que les surfaces rugueuses ont aussi été étudiées. De tels matériaux ont été abordés à l'aide de modèles numériques (FDTD, FET, FIT), et nous avons mis en évidence la difficulté d'interpréter les données issues des phénomènes de réflexion et de transmission.

Dans le Chapitre 2, la validation des outils de modélisation est abordée à partir de mesures de matériaux. A cette occasion, deux montages expérimentaux de mesure en espace libre fonctionnant dans la bande [8 ; 18 GHz] ont été réalisés : COTREMO (à l'ESYCOM) et MAT-ULB (à l'IETR). Tandis que COTREMO utilise deux méthodes, celle de Fresnel et l'ellipsométrie étendue pour la première fois au domaine micro-onde, MAT-ULB utilise la mesure de Surface Equivalente Radar (SER). Pour chacun de ces bancs, des algorithmes originaux de traitement de données ont été élaborés, qui permettent d'obtenir une estimée de la permittivité complexe du matériau sous test en fonction de la fréquence. Des comparaisons avec des résultats issus de la littérature et des deux techniques de mesures mentionnées ci-dessus ont permis de valider ces algorithmes.

Dans le Chapitre 3, les réponses d'une antenne, dans les domaines fréquentiel et temporel, et sous les aspects modélisation et mesure, sont étudiées. Deux outils complémentaires sont présentés : ECAMO (ESYCOM) et ANT-ULB (IETR). Tandis que ECAMO est dédié à l'étude du rayonnement d'antennes bande étroite dans le domaine fréquentiel, ANT-ULB traite de la modélisation du rayonnement temporel d'un assemblage d'antennes filaires en émission et en réception. Dans ce dernier cas, afin d'étendre l'étude du rayonnement temporel à des géométries d'antennes plus complexes, nous avons choisi d'utiliser comme technique de modélisation numérique la méthode des intégrales finies (FIT). Aussi, dans le cas d'antennes conductrices simplement modélisables par des éléments filaires discrets, les réponses temporelles calculées par les modèles analytique et numérique ont permis de conduire des comparaisons. Il faut souligner que le modèle analytique bien que simplifié a permis d'attribuer une signification physique aux allures des signaux temporels rayonnés dans l'espace environnant l'antenne, et notamment

en fonction de l'angle d'observation. Ainsi, nous avons remarqué que la largeur de l'impulsion d'excitation influe sur l'allure des impulsions rayonnées dans l'espace et aussi sur la direction du maximum de rayonnement. Cette propriété remarquable permet d'envisager la focalisation d'une antenne ULB dans une direction particulière en modifiant la durée et la forme de l'impulsion d'excitation.

Enfin, dans le Chapitre 4, nous abordons une problématique plus orientée système, puisqu'il s'agit d'utiliser et d'étendre des algorithmes d'identification de trajets multiples (domaine fréquentiel ou temporel) à Haute Résolution (MUSIC et Prony) pour extraire la réponse impulsionnelle d'un canal de propagation. Pour traiter de la dispersion fréquentielle dans le cadre d'applications ultra-large bande, des algorithmes spécifiques (MUSIC modifié et Faisceau de matrices) ont été utilisés. Ils consistent à définir préalablement un modèle mathématique de canal à multitrajets avec un nombre fini de trajets, puis à extraire, après analyse de la réponse spectrale du canal, les paramètres associés à chacun des trajets. De façon originale, ces algorithmes ont été validés pour identifier, à partir de résultats synthétisés et de mesures du coefficient de réflexion en incidence normale dans les bandes respectives [3 ; 14] GHz et [8 ; 12.5] GHz, les trajets multiples générés au sein d'un matériau monocouche homogénéisable. De plus, ils ont été validés à partir de résultats théoriques associés à un matériau bicouche.

En conclusion, un bilan général de l'ensemble de ces travaux est dressé et les perspectives des recherches futures sont proposées.

[Ira04] Irahhauten Z., Nikookar H., Janssen G.J.M., "*An overview of ultra wide band indoor channel measurements and modeling*", IEEE Microwave and Wireless Letters, 2004, pp. 1-4

[Por03] Porcino D., Hirt W., "*Ultra-Wideband radio technology: Potential and challenge ahead*", IEE Communications Magazine, July 2003, pp. 66-74

[Roy04] Roy S., Ferster J.R., Srinivasa Somayazulu V., Leeper D.G., "*Ultrawideband radio design: The promise of high-speed, short-range wireless connectivity*", Proceedings of the IEEE, vol. 92, Feb. 2004, pp. 295-306

[Sch03] Schantz H.G., "*Introduction to ultra-wideband antennas*", IEEE UWBST Conference 2003, Oulu (Finland), 2-4 June 2003

[Sta03] Stavrou S., Saunders S.R., "*Factors influencing outdoor to indoor radio wave propagation*", IEE Int. Conference on Antennas and Propagation, 31 - 3 April 2003 Exeter (UK)

[Yaz04] Yazdandoost K.Y., Kohno R., "*Ultrawideband antennas*", IEEE Radio Communications, June 2004, pp. 29-32

Chapitre 1

Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

1.1 Introduction

Les performances d'un système de communication sans fil déployé à l'intérieur de bâtiments (environnement "indoor") dépendent non seulement de la dynamique du système (puissance transmise et sensibilité du récepteur), mais aussi des pertes occasionnées par la propagation entre l'émetteur et le récepteur (pertes en espace libre du "trajet direct", nommé aussi *LOS*, Line-Of-Sight) et des interactions avec les divers obstacles rencontrés par l'onde ; ces obstacles sont à l'origine des trajets multiples -caractérisés chacun par une atténuation, un retard et un déphasage- et des obstructions (*NLOS*, Non LOS) en présence d'objets opaques. Pour estimer l'amplitude (ou la puissance) du champ reçu à la position du récepteur, en fonction du champ émis par un émetteur positionné arbitrairement dans un bâtiment, deux approches déterministes et fondées sur l'optique sont généralement utilisées : le tracé et le lancer de rayons. Ces modèles sont en cours de développement à l'IETR (INSA de Rennes) et au laboratoire ESY-COM (UMLV). Leur adéquation à des mesures en environnements réels est conditionnée par une bonne connaissance des phénomènes d'interaction des ondes avec les matériaux.

L'environnement intra-bâtiment, de nature dense, est formé de nombreux obstacles comme les murs, les fenêtres, le plafond, le sol et le mobilier. Cette complexité nous a conduit, dans une première approche, à développer des modèles de propagation intra-bâtiment en absence de mobilier. La modélisation de la propagation dans un tel milieu implique quatre phénomènes physiques fondamentaux :

- la réflexion,

2 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

- la réfraction (ou transmission)
- la diffraction et
- la diffusion.

D'une façon générale, ces phénomènes dépendent de la nature des matériaux rencontrés (propriétés diélectrique ou/et magnétique), de leurs dimensions et des caractéristiques de l'onde incidente (fréquence, angle d'incidence, polarisation) ; plus précisément, l'apparition de ces phénomènes est étroitement liée aux dimensions du matériau et à la taille des inclusions par rapport à la longueur d'onde. Il faut souligner que les phénomènes décrits sont très dépendants de la gamme de fréquences utilisée et de la largeur de bande. Ces phénomènes sont généralement étudiés en bande étroite, et des formulations et études complémentaires doivent donc être envisagées pour traiter de problèmes en large bande.

Partant de l'hypothèse que la diffraction et la diffusion apportent une contribution relativement moins significative à la propagation (entre l'émetteur et le récepteur), nos études ont été focalisées sur les phénomènes de réflexion et de transmission. Ces phénomènes ont été analysés de façon paramétrique dans les domaines fréquentiel et temporel ; une telle approche nous a permis d'étudier l'interaction d'un signal de très courte durée avec un matériau pour des applications Ultra-Large Bande. Les matériaux étudiés sont supposés de nature diélectrique. Bien que les matériaux rencontrés dans le bâtiment soient le plus souvent complexes et inhomogènes, il est possible dans des conditions particulières -homogénéisation de chacune des couches- de les modéliser par des structures stratifiées. L'avantage fondamental de ces structures est qu'elles peuvent être modélisées analytiquement (relations de Fresnel), ce qui facilite ainsi la réalisation d'études paramétriques et la compréhension des phénomènes physiques observés. Les possibilités apportées par des approches numériques, comme les méthodes des éléments finis (FEM) et des différences finies (FDTD) pour la modélisation des structures, ont été étudiées dans ce contexte.

Il faut souligner que les modélisations réalisées sont destinées à être confrontées à des résultats expérimentaux ; ainsi, il ne nous a pas semblé nécessaire de développer des modèles complexes associés à des structures hétérogènes. L'objectif visé était de doter le nouveau laboratoire ESYCOM (créé en 1998) et l'IE TR d'un ensemble d'outils logiciels (interfaces Matlab CREMO, COTREMO, MAT-ULB, FDTD, FEM) qui permettent par la suite d'analyser des caractérisations in-situ de matériaux ; ils ont été développés au cours de divers stages de Licence EEA, Maîtrise EEA, DEA SCHF (UMLV) et d'un travail de thèse de doctorat [E1,E3-E6]. La spécificité de ces outils tient à leur convivialité et leurs larges possibilités pour conduire des études paramétriques consistantes dans les domaines fréquentiel et temporel. Ils permettent ainsi une meilleure compréhension des phénomènes fondamentaux d'interaction onde-matière en bandes de fréquence étroite ou large. Ces outils participent actuellement à la documentation d'une base de données comprenant les caractéristiques diélectriques fréquentielles et temporelles de matériaux monocouche du bâtiment (PVC, bois, plâtre, ciment, mortier, béton...), lesquels sont ici considérés comme les constituants élémentaires de matériaux plus complexes.

En fin de chapitre, nous présentons un travail de modélisation d'une surface rugueuse aléatoire comme la mer. Il s'inscrit dans le cadre de la préparation du projet Internet-Pêche à laquelle l'IE TR participe depuis l'année 2002. Ce projet vise à équiper d'un accès Internet, de

faible coût, de faible débit et à des fréquences très basses ([2; 30] MHz), les flotilles de moins de 25 mètres de long du Pays de Cornouaille. Au cours d'un stage de DEA, la modélisation de l'état de la mer a été élaborée à l'aide d'une approche statistique en prenant en compte la direction et l'intensité du vent.

1.2 Matériaux plans multicouches

Les travaux relatifs aux modélisations analytiques et concernant les structures planes multicouches ont été initiés à l'UMLV (1997-2002) dans le domaine fréquentiel, puis finalisés à l'IETR (2002-2004) dans le domaine temporel. Ils ont fait l'objet des stages d'étudiants de Maîtrise EEA (UMLV) de Stéphane Rodrigues [E7], Faroudja Bentabet [E6], de Divitha Seetharamdoo et Vincent Le Glaunec [E5], et aussi du stage de DEA SCHF (UMLV) de Divitha Seetharamdoo [E4]. De plus, les travaux ont été étendus pour des applications ultra-large bande au cours du travail de Thèse de Friedman Tchoffo-Talom à l'IETR [E2]. L'ensemble des modélisations a été effectué sous l'interface MATLAB, aboutissant ainsi à plusieurs outils logiciels conviviaux [P2].

1.2.1 Structure générale des matériaux étudiés

Les matériaux diélectriques qui ont été caractérisés sont de surface plane et peuvent être modélisés par une structure stratifiée [Azz99], [Orf02]. Une telle structure est formée d'un empilement de M couches ($M + 1$ interfaces) parallèles, homogènes et isotropes dont les dimensions latérales sont supposées infinies (voir Figure 1.1). En face avant (indice 0) et arrière (indice $M + 1$), le matériau est en contact avec deux milieux semi-infinis (par convention, l'indice 0 est celui de l'air, $n_0 = 1$). Chaque couche m est caractérisée par une épaisseur d_m et une permittivité complexe relative $\tilde{\epsilon}_m$ (ou un indice complexe $\tilde{n}_m = \sqrt{\tilde{\epsilon}_m}$).

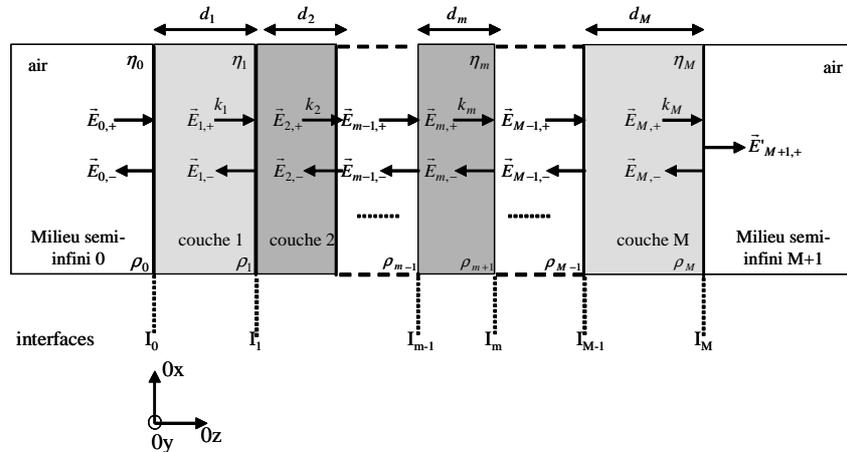


Figure 1.1 – Structure diélectrique formée de M couches en contact avec deux milieux semi-infinis et éclairée par une onde plane d'incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$ dans l'air)

4 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Une onde électromagnétique plane (\vec{E}_i, \vec{H}_i), linéairement polarisée, de fréquence f (pulsation angulaire $\omega = 2\pi f$), de direction de propagation \vec{Oz} , éclaire la structure sous l'angle d'incidence θ_i , comme le montre la Figure 1.2. Les conventions adoptées pour les champs électrique et magnétique, selon leur polarisation TM (parallèle) ou TE (perpendiculaire) par rapport au plan d'incidence, sont présentées sur la Figure 1.2.

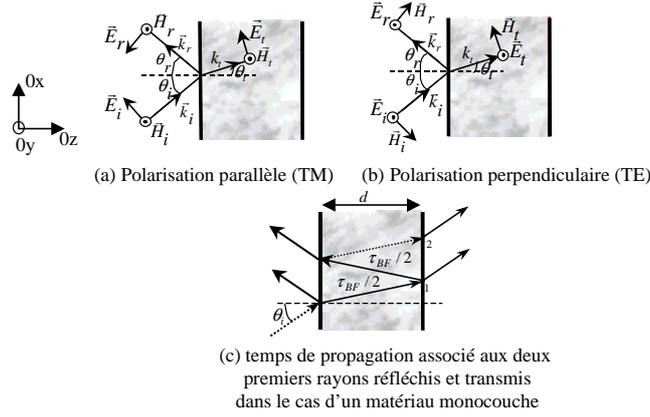


Figure 1.2 – Conventions adoptées pour représenter les directions des champs électriques et magnétiques dans les deux polarisations TM et TE au niveau de l'interface séparant deux milieux diélectriques

Les caractéristiques de propagation de l'onde électromagnétique, traversant une couche diélectrique m ($0 \leq m \leq M + 1$), sont décrites à l'aide d'une impédance caractéristique complexe $\tilde{\eta}_m^{(TM,TE)}$; cette impédance dépend de la polarisation (TM ou TE) et de l'angle d'incidence θ_i selon les formules :

$$\tilde{\eta}_m^{TM} = \tilde{\eta}_m \cos \theta_m = \tilde{\eta}_m \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{\tilde{n}_m}\right)^2 \sin^2 \theta_i} \quad (1.1)$$

$$\tilde{\eta}_m^{TE} = \frac{\tilde{\eta}_m}{\cos \theta_m} = \frac{\tilde{\eta}_m}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{\tilde{n}_m}\right)^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (1.2)$$

où $\tilde{\eta}_m = \sqrt{\frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\epsilon}}} = \frac{\eta_0}{\tilde{n}_m}$ représente l'impédance caractéristique complexe du milieu m en espace libre, laquelle dépend de l'impédance caractéristique du vide η_0 ($\tilde{\mu}$ et $\tilde{\epsilon}$ représentent respectivement les perméabilité et permittivité complexes absolues). θ_m représente l'angle de réfraction de l'onde dans le milieu m .

1.2.2 Modèles de permittivité complexe

La permittivité est une quantité macroscopique qui traduit l'ensemble des phénomènes microscopiques de polarisation qui ont lieu au sein du milieu diélectrique excité par un champ électrique variable. En effet, le champ électrique provoque une redistribution des diverses charges présentes dans le milieu créant ainsi le phénomène macroscopique de polarisation diélectrique

[Ber93], [Coe79], [VonH54]; cette polarisation est elle-même liée au phénomène microscopique de polarisabilité qui résulte des trois contributions fondamentales suivantes :

- la *polarisabilité électronique*, liée à l'apparition de moments dipolaires induits par le déplacement des électrons sous l'action du champ électrique ;
- la *polarisabilité ionique*, liée aux déplacements en sens inverse des ions des molécules sous l'action du champ électrique ;
- la *polarisabilité orientationnelle* (ou dipolaire), uniquement présente dans les milieux polaires, liée à l'orientation des dipôles permanents dans le sens du champ électrique.

Dans le cas d'un diélectrique, les polarisabilités électronique et ionique induisent des temps de relaxation¹ qui sont proches du domaine optique (10^{-12} s) ; ces phénomènes apparaissent donc quasi instantanés à l'échelle que nous considérons (fréquences du domaine micro-onde). Dans cette gamme de fréquences, la réponse dynamique du diélectrique est donc largement gouvernée par l'orientation dipolaire (voir Figure 1.3)

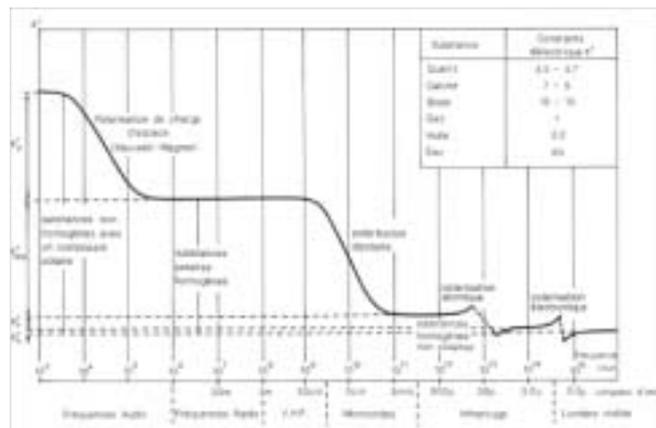


Figure 1.3 – Représentation des divers phénomènes de polarisation induits par l'application d'un champ électrique en fonction de la fréquence (Tillard 1991)

En général, la permittivité électrique est un paramètre, qui par sa dépendance en fréquence, produit de la dispersion en présence d'un signal incident non monochromatique. Ainsi, l'expression générale de la permittivité complexe relative en fonction de la fréquence est :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega) \quad (1.3)$$

où $\epsilon''(\omega)$ représente le terme d'absorption du matériau qui correspond aux pertes diélectriques dans le matériau -sa capacité à dégrader l'énergie électromagnétique en chaleur- et $\epsilon'(\omega)$ est le terme de dispersion qui caractérise la vitesse de l'onde dans le matériau -plus $\epsilon'(\omega)$ est grand, plus la vitesse de l'onde dans le matériau est faible.

1. temps nécessaire pour que la polarisation du matériau décroisse de $1/e$ de sa valeur initiale et retourne à son état de désordre moléculaire initial

6 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

L'angle de pertes est quant à lui défini par :

$$\tan \delta(\omega) = \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'(\omega)} \quad (1.4)$$

Différents modèles ont été développés qui permettent de rendre compte plus ou moins fidèlement de la variation fréquentielle de la permittivité complexe en fonction du type de charges et de leur caractéristique de polarisation [VonH54], [Ber93]. Parmi les modèles les plus connus, citons :

– le modèle de Debye

Ce modèle très simple est aussi l'un des plus utilisés. Il suppose que le diélectrique est excité par un champ électrique uniforme à une température T . Il néglige la conductivité du matériau et suppose l'existence d'un type de dipôle dont le temps de relaxation est τ (dépendant de T). Ainsi, il est supposé qu'à la coupure du champ électrique, la réorientation des dipôles suit une loi de décroissance exponentielle en $e^{-\frac{t}{\tau}}$. Comme les interactions entre dipôles ne sont pas prises en compte, ce modèle s'applique aux diélectriques de faible densité (gaz polaires ou solvants liquides). Il conduit à l'expression suivante de la permittivité complexe :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} \quad (1.5)$$

où ϵ_s et ϵ_{∞} représentent respectivement la permittivité statique et la permittivité associée aux fréquences théoriquement infinies, en réalité très supérieures à la fréquence de relaxation (fréquences optiques).

– les modèles de Debye modifiés

La contribution des charges libres aux phénomènes de polarisation peut être prise en compte en ajoutant un terme supplémentaire au modèle initial de Debye. Cette contribution s'exprime à l'aide de la conductivité électrique σ de la façon suivante :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} = \epsilon_{\infty} + \frac{\Delta\epsilon}{1 + j\omega\tau} - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (1.6)$$

Par ailleurs, le modèle de Debye ne permet pas de distinguer la contribution de plusieurs phénomènes de relaxation caractérisés par des constantes de temps différentes. Afin d'introduire plusieurs constantes de temps, on remplace l'équation 1.6 précédente par :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{\infty} - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} + \frac{\Delta\epsilon_1}{1 + j\omega\tau_1} + \frac{\Delta\epsilon_2}{1 + j\omega\tau_2} + \frac{\Delta\epsilon_3}{1 + j\omega\tau_3} + \dots \quad (1.7)$$

Cette relation met en évidence la division de l'axe des fréquences en intervalles centrés sur leur fréquence caractéristique $1/\tau_{i(1,2,3\dots)}$ respective. $\Delta\epsilon_{i(1,2,3\dots)}$ représente la différence entre la permittivité mesurée au début de l'intervalle et la permittivité mesurée à la fin de l'intervalle de fréquence. Une telle équation à plusieurs temps de relaxation peut s'avérer nécessaire pour effectuer des études sur une très large gamme de fréquences.

– le modèle de Cole-Cole

Loi 1 : constante	Loi 2 : sans pôle	Loi 3 : un pôle
$\epsilon' = 3$	$\epsilon' = 3$	$\epsilon_\infty = 2.88177; \epsilon_s = 3.03389$
$\epsilon' = 0.09$	$\sigma = 0.01203 \text{ S.m}^{-1}$	$\sigma = 0.01203 \text{ S.m}^{-1}$
		$\tau_0 = 0.10740 \cdot 10^{-10} \text{ s}$

Tableau 1.1 – Valeurs des paramètres associés aux lois de variation fréquentielle de la permittivité complexe du plexiglass

Ce modèle, similaire au modèle de Debye, introduit un paramètre supplémentaire α tel que $0 < \alpha < 1$; ce paramètre permet de rendre partiellement compte d'interactions électriques entre dipôles. La permittivité complexe s'y exprime à l'aide de la relation suivante :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^\alpha} \quad (1.8)$$

Pour nos études, nous avons retenu, parmi ces modèles fondamentaux, les trois modèles suivants :

- **Loi 1** : aucune variation fréquentielle :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (1.9)$$

- **Loi 2** : sans pôle :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon' - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (1.10)$$

- **Loi 3** : un pôle, loi dite de Debye :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (1.11)$$

Par exemple, dans le cas du plexiglass, les paramètres associés à ces lois sont rassemblés dans le Tableau 1.1 [Lue93].

Par ailleurs, des valeurs de permittivités de matériaux du bâtiment ont été mesurées par différents auteurs dans plusieurs bandes de fréquences; elles sont rassemblées dans le Tableau 1.2.

1.2.3 Modélisation analytique en bande étroite dans le domaine fréquentiel

Pour traiter des phénomènes de réflexion et de transmission induits par un matériau stratifié comprenant M couches, comme décrit au §1.2.1, et entouré de deux milieux semi infinis en faces avant et arrière d'indices respectifs 0 et $M + 1$, nous avons utilisé le modèle analytique qui utilisent les équations de Fresnel [Azz99], [Orf02], [C3, C4, C7, P5, P6, P9].

Définissons les paramètres suivants :

- $\tilde{k}_m = \tilde{n}_m k_0$

8 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

matériau	référence	fréquence	épaisseur	ϵ'	ϵ'' ou pertes α en dB	σ
verre	[Cui00]	5.8 GHz	5 mm	5.98	1.08	0.36
	[Bik00]	5.4 GHz	4.76 mm	4.85	0.713	
	[Bik00]	6.6 GHz	4.76 mm	4.32	0.769	
	[SaJ02]	10.11 GHz	2.35 mm	6.59	2.83 dB	
brique	[Cui00]	5.8 GHz	105 mm	3	0.36	0.12
	[Li98]	26.5 GHz	?	1.18	0.028	
	[Or193]	4 GHz	127 mm	4.44		0.010
	[SaJ02]	7.01 GHz	58.27 mm	4.48	8.48 dB	
béton	[SaJ02]	6.82 GHz	195 cm	2.19	13.62 dB	
placoplâtre	[Cui00]	5.8 GHz	10 mm	2.21	-	-
	[Li98]	26.5 GHz	?	1.82	0.117	
calcaire	[Or193]	4 GHz	127 mm	7.51		0.028
bois	[Cui00]	5.8 GHz	10 mm	2.87	0.5	0.16
	[Las98]	10 GHz	22 mm	2.31	0.2	
	[SaJ02]	10.61 GHz	20.68 mm	2.08	2.07 dB	
contreplaqué	[SaJ02]	10.40 GHz	15.21 mm	2.44	2.76 dB	
epoxy	[Bik00]	5.4 GHz	1.56 mm	3.49	0.95	
	[Bik00]	6.6 GHz	1.56 mm	3.26	0.63	
polystyrène	[Bik00]	5.4 GHz	4 mm	2.65	0.17	
	[Bik00]	6.6 GHz	4 mm	2.40	0.079	

Tableau 1.2 – *Permittivités complexes mesurées pour divers matériaux du bâtiment aux fréquences micro-ondes (les épaisseurs mentionnées permettent de connaître les conditions expérimentales)*

le vecteur d'onde complexe d'incidence normale associé à la couche m d'épaisseur d_m et d'indice de réfraction \tilde{n}_m (n_0 représente l'indice de l'air, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ le vecteur d'onde dans l'air, λ_0 la longueur d'onde dans l'air)

- $\tilde{q}_m = \tilde{k}_m \cos \theta_m = \tilde{k}_m \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{\tilde{n}_m}\right)^2 \sin^2 \theta_i}$

le vecteur d'onde complexe d'incidence oblique θ_m dans la couche m tel que $\sin \theta_m = \frac{1}{\tilde{n}_m} \sin \theta_i$, d'après la loi de Descartes

- $\tilde{\rho}_{m,m+1}^{TM} = -\frac{\tilde{\eta}_{m+1}^{TM} - \tilde{\eta}_m^{TM}}{\tilde{\eta}_{m+1}^{TM} + \tilde{\eta}_m^{TM}}$ et $\tilde{\rho}_{m,m+1}^{TE} = \frac{\tilde{\eta}_{m+1}^{TE} - \tilde{\eta}_m^{TE}}{\tilde{\eta}_{m+1}^{TE} + \tilde{\eta}_m^{TE}}$

les coefficients de réflexion calculés à l'interface des deux milieux semi-infinis m et $m+1$, considérant chacune des polarisations TM ou TE.

Les coefficients de transmission respectifs sont alors déterminés par la relation suivante :

$$\tilde{\tau}_{m,m+1} = 1 + \tilde{\rho}_{m,m+1} \quad (1.12)$$

L'interaction d'une onde plane avec chaque couche m de la structure est modélisée à l'aide d'une matrice (appelée matrice de Jones) et l'assemblage des différentes couches est représenté par le produit des matrices correspondantes [Azz99]. Le champ électrique complexe $(\tilde{E}_{0,-}, \tilde{E}_{0,+})$ dans le milieu 0, formé respectivement d'une composante réfléchie et d'une composante transmise, est calculé de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{0,+} \\ \tilde{E}_{0,-} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_1 & \tilde{B}_1 \\ \tilde{C}_1 & \tilde{D}_1 \end{pmatrix} \cdots \begin{pmatrix} \tilde{A}_m & \tilde{B}_m \\ \tilde{C}_m & \tilde{D}_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{A}_M & \tilde{B}_M \\ \tilde{C}_M & \tilde{D}_M \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{M+1,+} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{0,+} \\ \tilde{E}_{0,-} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{A} & \tilde{B} \\ \tilde{C} & \tilde{D} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{M+1,+} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

où la relation :

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}_m & \tilde{B}_m \\ \tilde{C}_m & \tilde{D}_m \end{pmatrix} = \frac{1}{\tau_m} \begin{pmatrix} e^{j\tilde{k}_m d_m} & \tilde{\rho}_m^{(TM,TE)} e^{-j\tilde{k}_m d_m} \\ \tilde{\rho}_m^{(TM,TE)} e^{j\tilde{k}_m d_m} & e^{-j\tilde{k}_m d_m} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

est associée à l'interface séparant les couches $m - 1$ et m , et la relation :

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}_M & \tilde{B}_M \\ \tilde{C}_M & \tilde{D}_M \end{pmatrix} = \frac{1}{\tau_M} \begin{pmatrix} 1 & \tilde{\rho}_M^{(TM,TE)} \\ \tilde{\rho}_M^{(TM,TE)} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

est associée à la dernière interface séparant la couche M et le milieu semi-infini $M + 1$. Le champ électrique présent dans le milieu semi-infini $M + 1$ ne comprend que la seule composante transmise $\tilde{E}_{M+1,+}$.

Pour une fréquence donnée et pour chacune des polarisations TM (notée par l'indice p) et TE (notée par l'indice s), les coefficients de réflexion $\tilde{r}_{(p,s)}(\omega)$ et de transmission $\tilde{t}_{(p,s)}(\omega)$ associés à la structure multicouche sont calculés à l'aide des relations suivantes :

$$\tilde{r}_{(p,s)}(\omega) = \frac{\tilde{C}}{\tilde{A}} \quad (1.17)$$

$$\tilde{t}_{(p,s)}(\omega) = \frac{1}{\tilde{A}} \quad (1.18)$$

- Dans le cas où seule une mesure en réflexion est envisagée, il est nécessaire de disposer de données expérimentales associées à deux types de configuration : le matériau est seul dans l'air ou en contact avec une plaque métallique en face arrière. En présence d'une plaque métallique, la matrice associée à la dernière interface a pour expression :

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}_M & \tilde{B}_M \\ \tilde{C}_M & \tilde{D}_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

- Dans le cas d'un matériau monocouche (épaisseur d , indice de réfraction \tilde{n} , angle de réfraction θ), structure majoritairement retenue au cours de nos études, les expressions des coefficients de réflexion et de transmission sont présentés dans les tableaux 1.3 et 1.4 comme suit :

- Cas du matériau entouré d'air :

10 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

	polarisation TM (parallèle)	polarisation TE (perpendiculaire)
réflexion	$\tilde{r}_p(\omega) = \frac{1 - e^{-2j\tilde{q}d}}{1 - \tilde{\rho}_p^2 e^{-2j\tilde{q}d}}$ avec : $\tilde{\rho}_p = \frac{\tilde{n}^2 \cos \theta_i - \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}{\tilde{n}^2 \cos \theta_i + \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}$	$\tilde{r}_s(\omega) = \frac{1 - e^{-2j\tilde{q}d}}{1 - \tilde{\rho}_s^2 e^{-2j\tilde{q}d}}$ avec : $\tilde{\rho}_s = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}$
transmission	$\tilde{t}_p(\omega) = \frac{(1 - \tilde{\rho}_p^2) e^{-j\tilde{q}d}}{1 - \tilde{\rho}_p^2 e^{-2j\tilde{q}d}}$ avec : $\tilde{\rho}_p = \frac{\tilde{n}^2 \cos \theta_i - \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}{\tilde{n}^2 \cos \theta_i + \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}$	$\tilde{t}_s(\omega) = \frac{(1 - \tilde{\rho}_s^2) e^{-j\tilde{q}d}}{1 - \tilde{\rho}_s^2 e^{-2j\tilde{q}d}}$ avec : $\tilde{\rho}_s = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}$

Tableau 1.3 – Coefficients de réflexion et de transmission pour les polarisations TM et TE dans le cas d'un monocouche entouré d'air

	polarisation TM (parallèle)	polarisation TE (perpendiculaire)
réflexion	$\tilde{R}_{pm}(\omega) = \frac{\tilde{\rho}_p - e^{-2j\tilde{q}d}}{1 - \tilde{\rho}_p^2 e^{-2j\tilde{q}d}}$ avec : $\tilde{\rho}_p = \frac{\tilde{n}^2 \cos \theta_i - \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}{\tilde{n}^2 \cos \theta_i + \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}$	$\tilde{R}_{sm}(\omega) = \frac{\tilde{\rho}_s - e^{-2j\tilde{q}d}}{1 - \tilde{\rho}_s^2 e^{-2j\tilde{q}d}}$ avec : $\tilde{\rho}_s = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i}}$

Tableau 1.4 – Coefficients de réflexion et de transmission pour les polarisations TM et TE dans le cas d'un monocouche en présence d'une plaque métallique en face arrière

voir Tableau 1.3.

où $\tilde{q} = \tilde{k} \cos \theta = nk_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{\tilde{n}}\right)^2 \sin^2 \theta_i}$

- Cas du matériau dans l'air en contact avec une plaque métallique en face arrière :

voir Tableau 1.4.

1.2.4 Modélisation analytique en ultra-large bande : études fréquentielle et temporelle

1.2.4.1 Principes

Pour étudier la réponse d'un matériau diélectrique excité par une onde électromagnétique $e(t)$ de courte durée et de front d'onde plan, nous avons considéré la famille de signaux formée des dérivées successives de la fonction gaussienne [Sch97]. Cette famille peut être représentée à l'aide des polynômes de Hermite [Mic02]. Elle offre les avantages suivants :

- une telle représentation apparaît réaliste puisque ces signaux sont susceptibles d'être générés par des générateurs hyperfréquences,
- dans le cadre des études relatives aux communications à haut débit, de tels signaux permettent de former des impulsions très courtes d'une durée inférieure à 1 ns -dont la largeur spectrale est par conséquent supérieure à 1 GHz,

- cette famille de signaux permet de générer un grand nombre de signaux d'allures différentes.

Soulignons que la largeur de bande d'un signal ultra-large bande est caractérisée par la relation suivante :

$$\eta = 2 \frac{f_H - f_L}{f_H + f_L} \quad (1.20)$$

où f_L et f_H représentent respectivement les fréquences basse et haute à -3 dB du maximum du spectre de puissance du signal. De plus, un signal est qualifié d'ultra-large bande lorsque le paramètre η est supérieur à 0.25 et sa largeur de bande supérieure à 500 MHz.

Les trois premiers signaux de la famille des fonctions de Gauss ont pour expressions [Smi02] :

$$E_1(t) = \sqrt{\frac{e}{2}} \tau E_0 e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} \quad (1.21)$$

$$E_2(t) = \frac{dE_1(t)}{dt} = -\sqrt{2e} \left(\frac{t}{\tau}\right) E_0 e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} \quad (1.22)$$

$$E_3(t) = \frac{d^2 E_1(t)}{dt^2} = -\frac{\sqrt{2e}}{\tau} \left(\frac{2t^2}{\tau^2} - 1\right) E_0 e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} \quad (1.23)$$

Leur durée totale w , dans laquelle est stockée 99,9 % de l'énergie du signal, peut être exprimée à l'aide de la relation suivante :

$$w = 3.3\tau \quad (1.24)$$

Le spectre $\tilde{E}_{i=1,2,3}(f)$ ($1 \leq i \leq 3$) de ces signaux est obtenu à l'aide d'une transformée de Fourier :

$$\tilde{E}_i(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_i(t) e^{-2\pi j f t} dt \quad (1.25)$$

Les allures temporelles et les spectres des trois premiers signaux sont présentés en Figure 1.4. On remarque que seul le signal $E_1(t)$ possède une composante continue et que les dérivations successives produisent des composantes dont les spectres se déplacent vers les hautes fréquences.

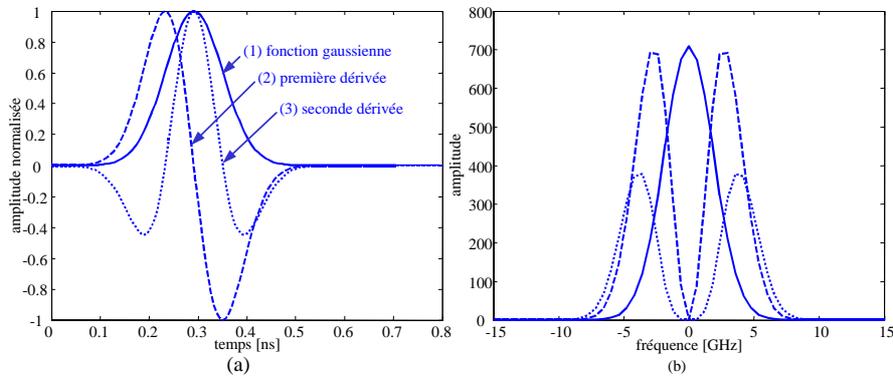


Figure 1.4 – Allure des signaux impulsionnels représentés par la fonction gaussienne et ses dérivées successives (a) dans le domaine temporel et (b) dans le domaine fréquentiel

12 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Excitant un matériau avec un champ électrique d'allure gaussienne :

$$\vec{e}_0(z,t) = E_1(t - \frac{k_0 z}{\omega}) \vec{u}_0 \quad (1.26)$$

de bande de fréquence limitée (f_L, f_H) , les composantes réfléchie et transmise induites sont d'abord calculées dans le domaine fréquentiel, puis obtenues dans le domaine temporel à l'aide d'une transformée de Fourier inverse discrète :

$$\vec{e}_r(z,t) = \sum_{-f_H}^{+f_H} \tilde{r}_{(p,s)}(f) \tilde{E}_0(f) e^{j(2\pi f t - k_0 z)} \Delta f \quad \vec{u}_r \quad (1.27)$$

$$\vec{e}_t(z,t) = \sum_{-f_H}^{+f_H} \tilde{t}_{(p,s)}(f) \tilde{E}_0(f) e^{j(2\pi f t - k_0 z)} \Delta f \quad \vec{u}_t \quad (1.28)$$

où $\tilde{E}_0(f)$ est la transformée de Fourier du champ incident à la position $z = 0$:

$$\tilde{E}_0(f) = \sum_{-f_H}^{+f_H} \vec{e}_0(z=0,t) e^{-2\pi j f t} \Delta f \quad \vec{u}_0 \quad (1.29)$$

et

$$\vec{e}_0(z,t) = \sum_{-f_H}^{+f_H} \tilde{E}_0(f) e^{j(2\pi f t - k_0 z)} \Delta f \quad \vec{u}_0 \quad (1.30)$$

Sous l'hypothèse que les composantes fréquentielles des coefficients de réflexion et de transmission possèdent la propriété de symétrie Hermitienne, c'est à dire que :

$$\tilde{r}_{(p,s)}(-f) = \tilde{r}_{(p,s)}^*(f) \quad \text{et} \quad \tilde{t}_{(p,s)}(-f) = \tilde{t}_{(p,s)}^*(f) \quad (1.31)$$

et qu'il en est de même pour le signal incident :

$$\tilde{E}_0(-f) = \tilde{E}_0^*(f) \quad (1.32)$$

les réponses temporelles du matériau associées à la réflexion et à la transmission sont réelles.

A cette étape de la modélisation, et pour introduire les développements réalisés, nous soulignons les points suivants :

- L'étude de l'influence de la largeur de bande sur les réponses en réflexion et en transmission peut être réalisée à l'aide de deux approches :

1) *Calcul des réponses temporelles issues de la réflexion et de la transmission d'un signal incident impulsionnel d'allure gaussienne* ; les travaux présentés ici constituent une synthèse et une extension des développements antérieurement réalisés par divers auteurs [Kno64], [Wai66], [Ful72], [Suz75], [Pap75], [Siv76], [Bui91] ;

2) *Calcul des réponses temporelles des coefficients de réflexion et de transmission en considérant une bande de fréquences limitée.*

- L'étude détaillée du matériau monocouche nous est apparue particulièrement importante car elle permet d'approfondir l'analyse et la compréhension des phénomènes physiques induits en fonction de divers paramètres comme la bande de fréquences, les valeurs et lois de permittivité, l'épaisseur, l'angle d'incidence [C1, C2, P1]. Dans le cas du monocouche, les véritables réponses impulsionnelles (la bande de fréquences étant supposée infinie) des coefficients de réflexion et transmission peuvent être obtenues analytiquement à l'aide de séries géométriques. Ainsi, les différentes réponses temporelles obtenues en limitant la bande de fréquences pourront être comparées aux véritables réponses impulsionnelles.

Les expressions des véritables réponses impulsionnelles en réflexion et transmission sont les suivantes :

- *Cas de la réflexion :*

$$R_{(p,s)}(t) = \rho_{(p,s)} \delta(t) \sum_{m=0}^{\infty} \left(1 - \rho_{(p,s)}^2\right) \left(-\rho_{(p,s)}\right)^{2m-1} \delta(t - m\tau_{BF}) \quad (1.33)$$

- *Cas de la transmission :*

$$T_{(p,s)}(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left(1 - \rho_{(p,s)}^2\right) \rho_{(p,s)}^{2m} \delta\left(t - \frac{\tau_{BF}}{2} - m\tau_{BF}\right) \quad (1.34)$$

où

$$\tau_{BF} = \frac{2d}{c} \sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta_i} \quad (1.35)$$

τ_{BF} représente le temps d'aller-retour mis par l'onde pour traverser l'épaisseur d du matériau sous l'incidence θ_i (voir Figure 1.2).

1.2.4.2 Résultats d'analyses paramétriques

- Réponses des coefficients de réflexion et de transmission d'un matériau dans une bande de fréquences limitée :

Dans le domaine fréquentiel :

Une première analyse, dont les résultats sont présentés en Figures 1.5 et 1.6, a consisté à étudier les variations en amplitude et phase des coefficients de réflexion (en absence et présence d'une plaque métallique en face arrière) et de transmission sur une large bande de fréquences [3;14] GHz, dans le cas d'un matériau monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm ($\theta_i = 0$) [C1]. Les valeurs de permittivités complexes considérées $\epsilon' = 2, 3, 4$ et $\epsilon'' = 0.03, 0.1, 0.3$ sont supposées constantes sur toute la bande de fréquences (Loi 1). Dans ce contexte, on remarque que la permittivité imaginaire contribue à l'atténuation des amplitudes des coefficients de réflexion et de transmission ; l'affaiblissement apparaît significatif à partir de la valeur $\epsilon'' = 0.1$. De plus, on remarque qu'une décroissance de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence apparaît aussi bien pour la réflexion en présence d'une plaque métallique que pour la transmission. La permittivité réelle ϵ' ($\epsilon'' = 0.03$ est alors supposée faible) influence quant à elle la période des

14 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

ondulations observées (inversement proportionnelle à $\Re(\tau_{BF})$); ceci est logique puisque cette période est étroitement liée aux réflexions multiples qui sont produites dans le matériau à chaque fois que l'onde rencontre une interface sur son trajet -il en existe deux pour un monocouche : air-matériau et matériau-air-. Aussi, on vérifie d'après la Figure 1.5 que l'amplitude totale de la réflexion croît avec la permittivité, et ce contrairement au cas de la transmission. De façon générale, nous observons que les ondulations sont plus marquées lorsque la permittivité réelle augmente, ceci aussi bien pour la transmission que pour la réflexion; la présence d'une discontinuité de milieu plus marquée entre le matériau et l'air peut expliquer ce phénomène.

En ce qui concerne les phases, il apparaît que, de façon générale, le matériau considéré induit en fonction de la fréquence une variation de phase plus linéaire dans le cas de la transmission. De plus, on constate qu'un matériau peu réfléchissant (c'est à dire $|\tilde{\rho}_{(p,s)}^2| \ll 1$) induit une variation de phase quasi-linéaire, ceci étant d'ailleurs expliqué par les expressions analytiques; mais les phénomènes se révèlent plus complexes lorsque le matériau est plus fortement diélectrique et/ou absorbant, comme le montrent les courbes des Figures 1.5a et b.

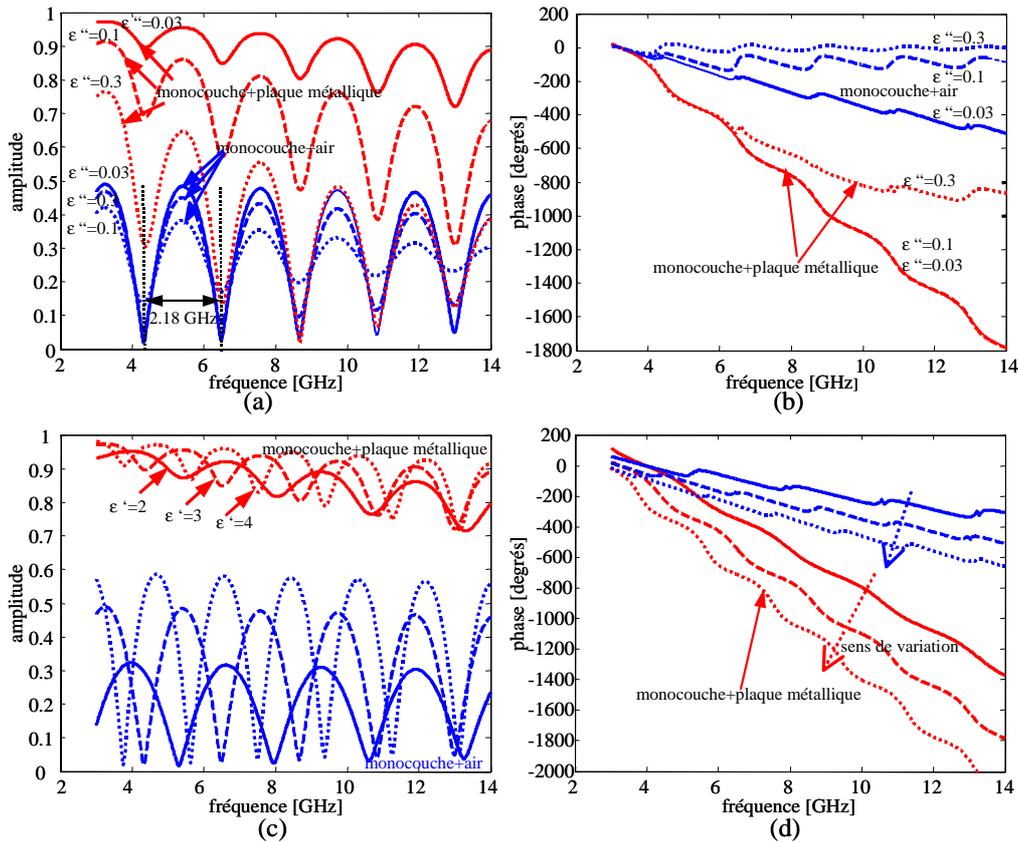


Figure 1.5 – Variations en module et en phase des deux coefficients de réflexion d'un monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm ($\theta_i = 0^\circ$), en absence et en présence d'une plaque métallique en face arrière, en fonction de la fréquence [3; 14] GHz; (a) et (b) module et phase considérant $\epsilon' = 3$ et $\epsilon'' = 0.03, 0.1, 0.3$; (c) module et (d) phase considérant $\epsilon'' = 0.03$ et $\epsilon' = 2, 3, 4$

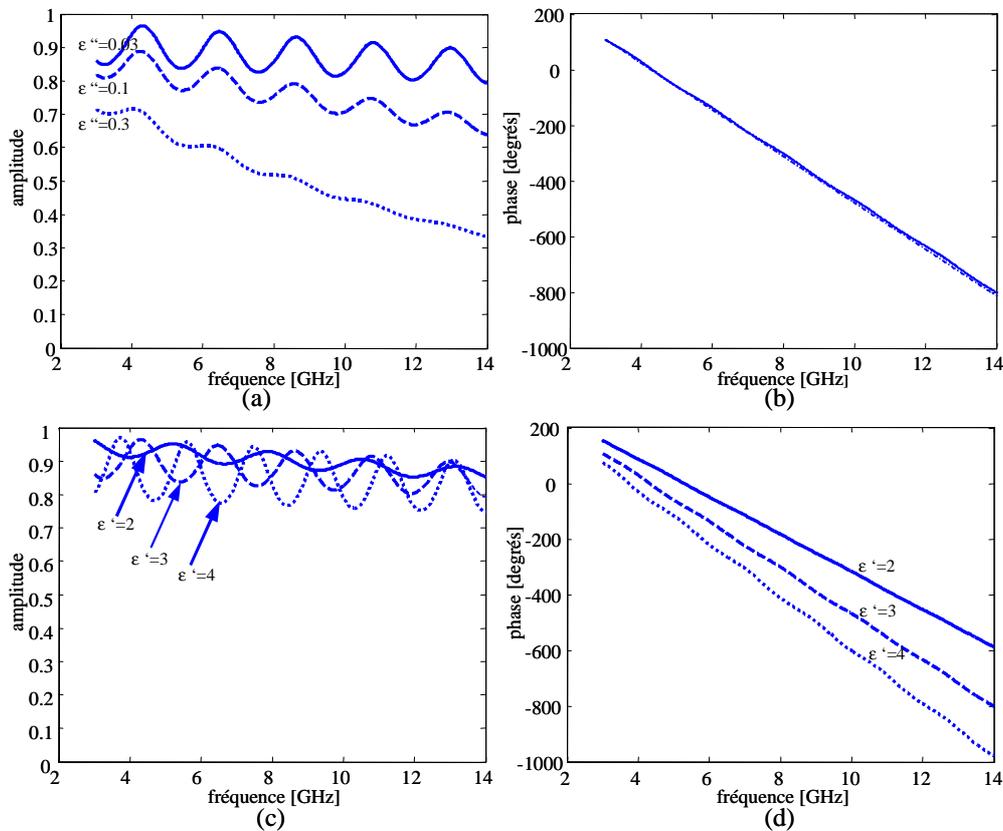


Figure 1.6 – Variations en module et phase du coefficient de transmission d’un monocouche d’épaisseur $d = 4$ cm ($\theta_i = 0^\circ$) en fonction de la fréquence ; (a) module et (b) phase considérant $\epsilon' = 3$ et $\epsilon'' = 0.03, 0.1, 0.3$; (c) module et (d) phase considérant $\epsilon'' = 0.03$ et $\epsilon' = 2, 3, 4$

Dans le domaine temporel

Réponses impulsionnelles

Les études effectuées dans le domaine temporel ont pour application l’utilisation de la technologie Ultra-Large Bande en communication sans fil, à courte portée, à l’intérieur de bâtiments [Win02], [Pez03]. Ces études ont consisté à analyser le phénomène d’échos ou de multitrajets introduit par le matériau lui-même supposé d’épaisseur limitée [C1, C2] ; ce phénomène se superpose aux trajets multiples résultant de l’interaction de l’onde avec des obstacles répartis à différentes distances au sein d’un environnement proche.

Les réponses impulsionnelles des coefficients de réflexion et de transmission d’un matériau monocouche, de permittivité complexe $\tilde{\epsilon} = 4 - 0.03j$ et d’épaisseur 4 cm, sont présentés en Figure 1.8 ; elles ont été obtenues à partir d’une simple transformée de Fourier en supposant la symétrie Hermitienne de ces coefficients. On peut observer que la répartition des pics (multitrajets) sur l’échelle des temps est bien homogène : en effet, ils sont théoriquement équidistants du temps d’aller-retour $\Re(\tau_{BF})$ de l’onde dans l’épaisseur du matériau. Il apparaît clairement d’après la

16 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Figure 1.8 qu'une largeur de bande suffisante est nécessaire pour distinguer les différents trajets de l'onde provoqués par les multiples réflexions ; nous avons remarqué qu'elle doit inclure un nombre d'ondulations au moins égal au nombre de trajets à détecter. Ainsi, dans le cas du matériau étudié, une largeur de 12 GHz (fréquences [2;14] GHz) permet de distinguer très clairement les quatre premières réflexions et les deux premières transmissions. On remarque qu'en raison de la faible largeur de bande, la définition de l'amplitude et de la position de chaque pic associé à un trajet de l'onde dans l'épaisseur du matériau n'est pas toujours satisfaisante. Un traitement de données réalisé à l'aide d'une technique haute résolution (MUSIC, PRONY, PENCIL MATRIX), comme présenté au Chapitre 4, permet d'obtenir une meilleure résolution temporelle et de résoudre de façon satisfaisante les pics associés aux multitrajets sous certaines hypothèses explicitées dans le Chapitre 4. Nous pouvons remarquer qu'en présence d'une bande de fréquence suffisamment large (comme c'est le cas de la bande [2 ; 14] GHz), les amplitudes des pics sont légèrement différentes de celles observées dans le cas où la bande est infinie. En effet, la limitation de la bande de fréquences produit dans le domaine temporel une réponse pour chaque pic en sinus cardinal et qui est caractérisée par la présence de lobes secondaires.

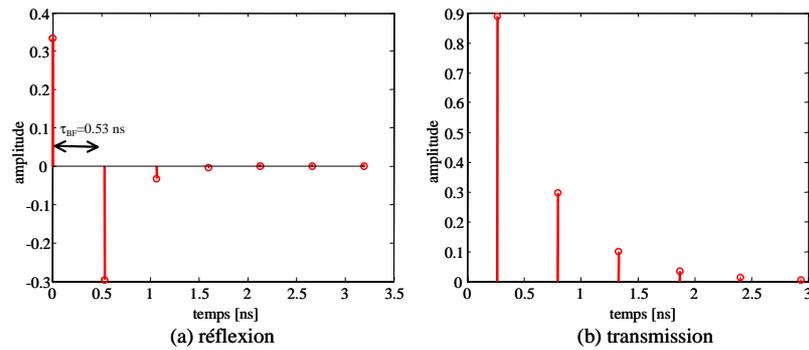


Figure 1.7 – Véritables réponses impulsionnelles (bande de fréquences infinie) d'un monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm ($\epsilon' = 4$ et $\epsilon'' = 0$, $\theta_i = 0^\circ$)

Dans le cas d'un monocouche sans pertes, la réponse impulsionnelle théorique peut être calculée facilement dans le domaine fréquentiel en effectuant une division polynomiale (voir les expressions du Tableau 1.3). Dans le cas du monocouche de permittivité $\tilde{\epsilon} = 4$ et d'épaisseur 4 cm, les résultats sont présentés en Figure 1.7.

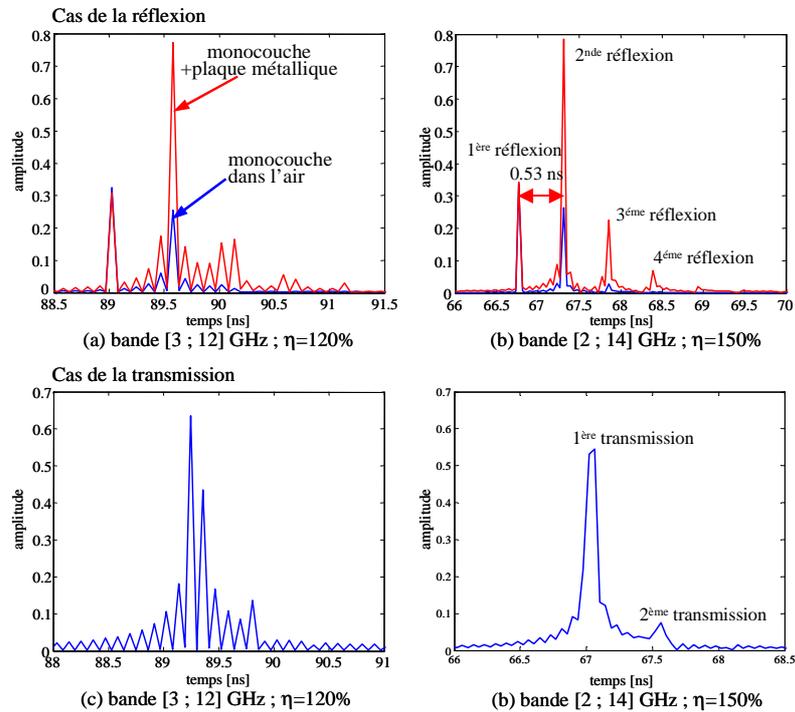


Figure 1.8 – Réponses impulsionnelles en réflexion et transmission d'un monocouche pour des largeurs spectrales différentes ($d = 4 \text{ cm}$, $\epsilon' = 4$ et $\epsilon'' = 0.03$, $\theta_i = 0^\circ$)

Réponses d'un matériau à un signal incident d'allure gaussienne

On considère cette fois que le matériau est excité par une impulsion réaliste (durée $w = 0.5 \text{ ns}$ par défaut), ayant l'allure de la dérivée de la fonction gaussienne. Le matériau considéré est un monocouche d'épaisseur 10 cm constitué de plexiglass, dont les propriétés diélectriques peuvent être modélisées à l'aide des trois lois de variation fréquentielles rassemblées dans le Tableau 1.1. Nous présentons une synthèse de l'étude paramétrique que nous avons réalisée pour les paramètres suivants: la loi de variation fréquentielle de la permittivité complexe, les valeurs des permittivités réelle et imaginaire, l'épaisseur du matériau, l'angle d'incidence, le nombre de couches. Les composantes réfléchies et transmises sont calculées respectivement à l'aide des expressions 1.27 et 1.28.

1. la loi de variation fréquentielle de la permittivité complexe

Les Figures 1.9a et 1.9b montrent que l'interaction du monocouche avec une impulsion de durée très brève ($w = 0.2 \text{ ns}$, incidence $\theta_i = 0$) produit des signaux d'allures légèrement différentes selon les lois de variation de la permittivité complexe considérées et représentées en Figures 1.9c et 1.9d. Comme la bande de fréquences du signal incident est très large, des distorsions peuvent être observées: nous avons mis en évidence ce phénomène de distorsion dans le cas de la transmission, en superposant la forme de l'impulsion initiale (en rouge) qui a pour amplitude celle de l'impulsion résultant de l'interaction (en bleu); pour les trois lois de variation de la permittivité complexe, le signal résultant subit une distorsion, notamment

18 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

au début et à la fin. Cette distorsion apparaît aussi dans le cas de la réflexion. Il convient de souligner que toutes les impulsions issues des interactions passent exactement au même instant en 0; la vitesse de phase est donc la même pour tous les signaux. Cette étude illustre le fait que même en présence d'une permittivité indépendante de la fréquence (cas de la Loi 1), des distorsions de signal apparaissent.

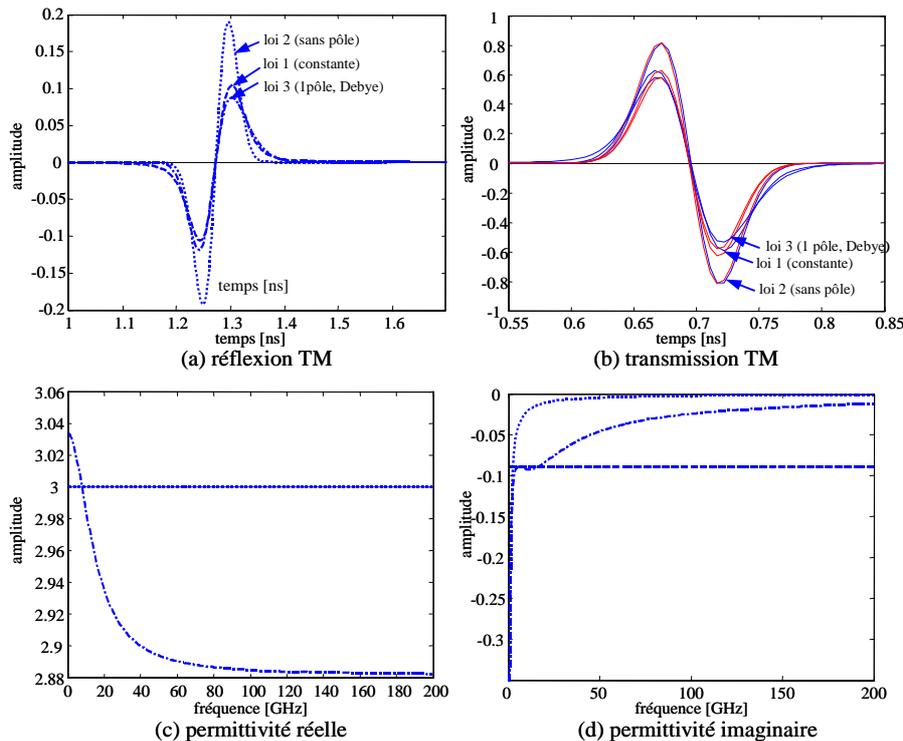


Figure 1.9 – Allures des impulsions résultant d'une interaction avec un monocouche de plexiglass d'épaisseur $d = 10$ cm ($w = 0.2$ ns, $\theta_i = 0^\circ$) pour trois lois de permittivité complexe (a) réflexion et (b) transmission; Lois de variations des permittivités (c) réelles et (d) imaginaires

2. les valeurs des permittivités réelle et imaginaire

Considérant la loi de variation fréquentielle n°2 pour la permittivité complexe, les influences de la permittivité réelle et de la conductivité sont étudiées. Les Figures 1.10a et 1.10b mettent en évidence le phénomène suivant : à partir d'une valeur de conductivité de valeur 0.1 S.m^{-1} ($\epsilon' = 3$ restant constant) -laquelle dépend de l'atténuation apportée aussi par l'épaisseur et la permittivité réelle du matériau-, la traversée du matériau provoque l'atténuation totale des échos successifs, échos pourtant observés pour des valeurs de conductivité inférieures; la conductivité est donc bien la cause des pertes produites dans le matériau. L'étude de l'influence de la permittivité réelle ($\sigma = 0.01203$ restant constant) montre que cette dernière détermine la durée de propagation dans le matériau (proportionnelle à τ_{BF}) (Figures 1.10c et 1.10d). Elle influence aussi la plus ou moins grande transparence du matériau.

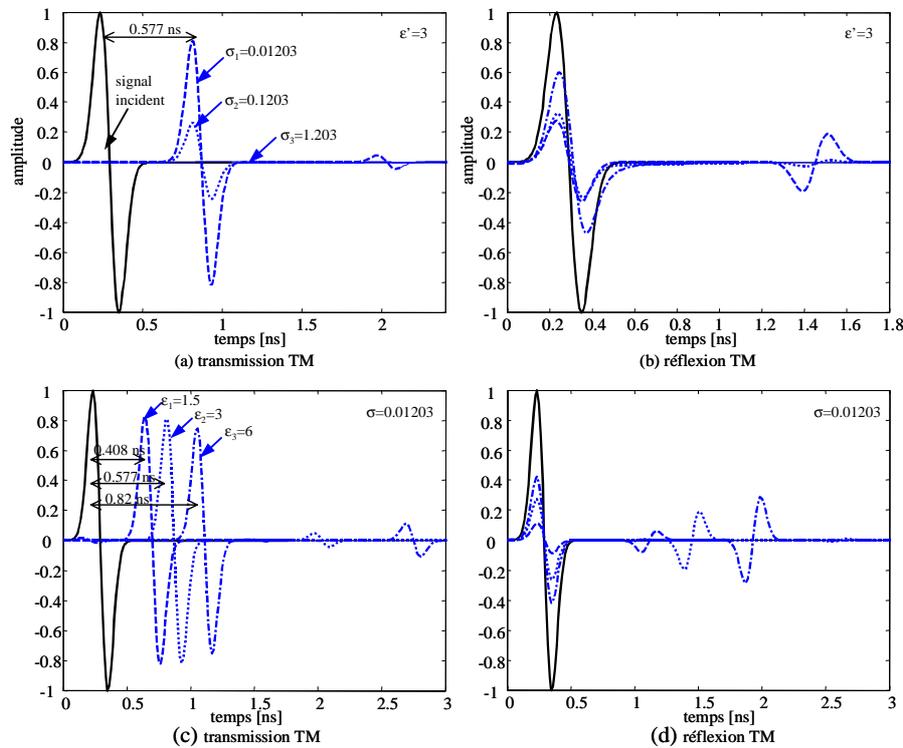


Figure 1.10 – Allures des impulsions résultant d’interactions (réflexion et transmission TM) avec un monocouche de plexiglass (loi sans pôle) d’épaisseur $d = 10$ cm ($w = 0.5$ ns, $\theta_i = 0^\circ$) pour (a), (b) diverses conductivités et (c), (d) diverses permittivités réelles

3. l’épaisseur du matériau

La figure 1.11 met en évidence le fait que, dans le cas de la réflexion TM avec ou sans plaque métallique en face arrière, la durée de propagation du signal est proportionnelle à l’épaisseur d du monocouche; le Tableau 1.5 ($\theta_i = 0$) rassemble les temps de propagation τ_{BF} (relation 1.35) pour chaque épaisseur d_1 à d_4 . Nous remarquons que lorsque la durée de propagation $\Re(\tau_{BF})$ est inférieure à la durée de l’impulsion w , les échos se superposent (cas des épaisseurs d_1 , d_2 , d_3) et produisent par conséquent un signal distordu qui ne permet plus de distinguer les contributions individuelles des échos successifs. La Figure 1.11 montre que le premier écho a même amplitude en présence d’une plaque métallique qu’en son absence -la réflexion sur la première interface reste identique dans les deux cas-; cependant, les échos suivants présentent une amplitude plus forte, laquelle est issue de la réflexion totale sur le métal -cette réflexion est partielle en son absence-. Cette étude montre que la répartition des multitrajets générés au sein de l’épaisseur du matériau est d’autant plus complexe que la durée de propagation dans le matériau est petite devant la durée du signal incident.

20 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

$d_1 = 1cm$	$d_2 = 3cm$	$d_3 = 6cm$	$d_4 = 10cm$
$\tau_1 = 0.115ns$	$\tau_2 = 0.346ns$	$\tau_3 = 0.692ns$	$\tau_4 = 1.154ns$

Tableau 1.5 – Temps de propagation associés à différentes épaisseurs de matériau (plexiglass, Loi 1, incidence 0°)

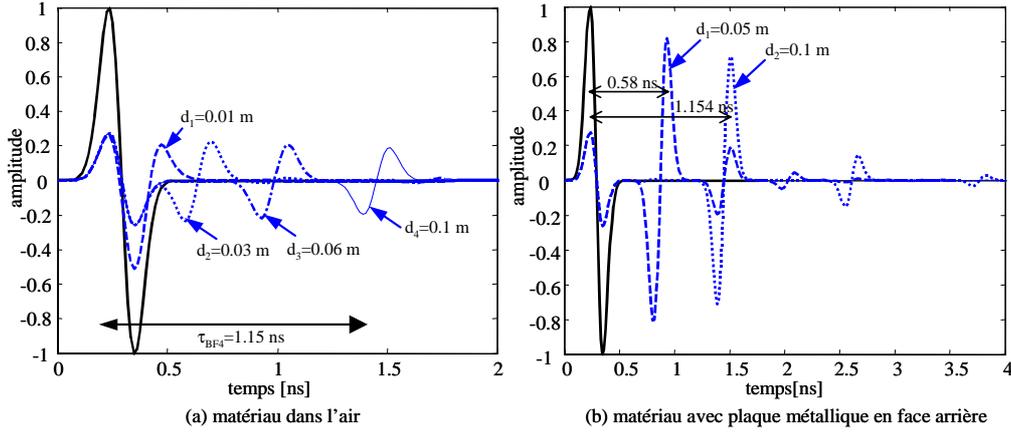


Figure 1.11 – Allures des impulsions résultant d'une interaction avec un monocouche de plexiglass (loi sans pôle) d'épaisseur $d = 10$ cm ($w = 0.5$ ns, $\theta_i = 0^\circ$) pour différentes épaisseurs d ; (a) matériau dans l'air et (b) matériau avec plaque métallique en face arrière

4. l'angle d'incidence

Les Figures 1.12a et 1.12b permettent de vérifier la relation 1.35 concernant $\Re(\tau_{BF})$; en effet, le temps de propagation décroît avec l'angle d'incidence en transmission et réflexion, ce qui explique les décalages temporels vers la gauche observés pour les différentes courbes. Nous remarquons qu'à l'angle de quasi-Brewster $\theta_B = 60^\circ$ (l'angle de Brewster concerne un matériau sans pertes), nous n'observons effectivement plus de composante réfléchie en polarisation TM. Par conséquent, pour cet angle, l'amplitude de l'onde transmise apparaît significative.

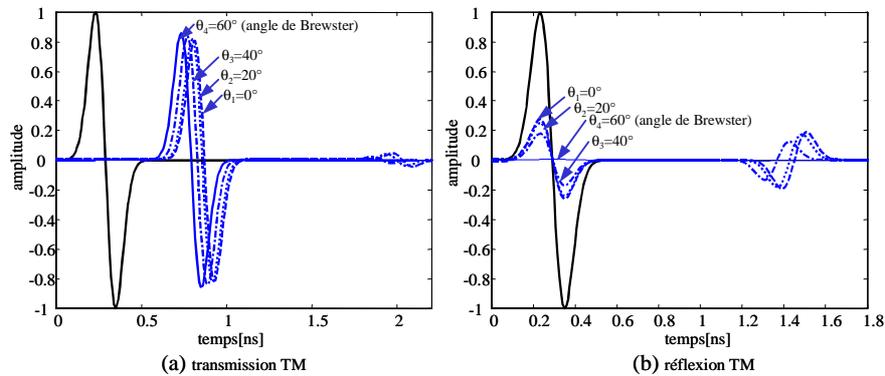


Figure 1.12 – Allures des impulsions résultant d’une interaction avec un monocouche de plexiglass (loi sans pôle, $w = 0.5$ ns, $d = 10$ cm) pour différents angles d’incidence θ_i

5. le nombre de couches

Les phénomènes induits par un matériau bicouche sont désormais étudiés. Nous avons considéré le cas d’un matériau à faibles pertes afin de visualiser clairement les différents échos. La Figure 1.13 met en évidence le fait que l’introduction d’une interface supplémentaire génère de nouveaux échos ; ainsi, un double phénomène d’échos, auxquels sont associés deux temps de propagation, est visualisé. Partant d’une configuration initiale, présentée en Figure 1.13a, où les épaisseurs des couches sont suffisantes pour que les divers échos puissent être distingués, nous remarquons que la réduction de l’épaisseur de l’une des couches (Figures 1.13b et 1.13c) induit le chevauchement des échos et donc des allures de signal moins discernables.

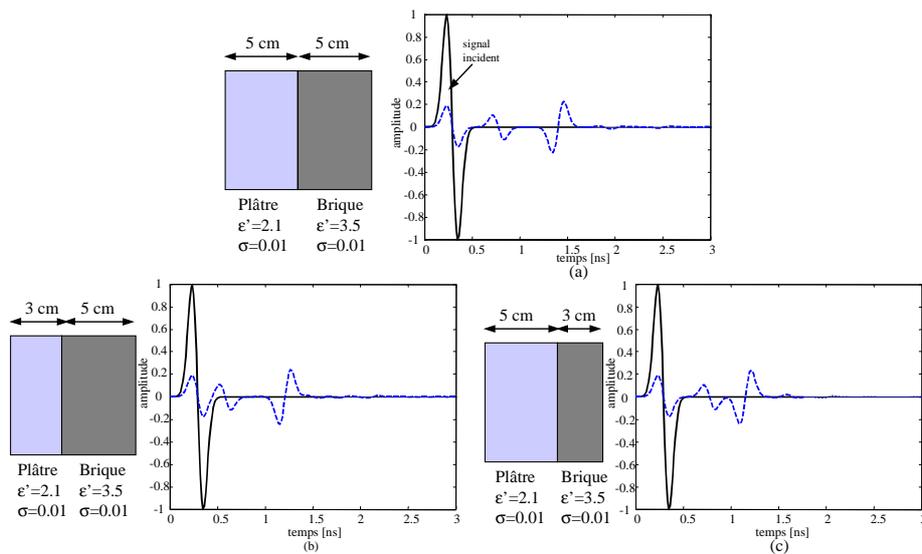


Figure 1.13 – Allures des impulsions résultant d’une interaction avec un bicouche (Loi 2 sans pôle) d’épaisseur variable ($w = 0.5$ ns, $\theta_i = 0^\circ$)

1.2.5 Modélisation numérique dans le domaine fréquentiel: Méthode des éléments finis (FEM)

1.2.5.1 Objectifs et hypothèses

Les travaux de cette partie ont fait l'objet du stage de DEA de Divitha Seetharamdoo à l'UMLV, en 2002 [E4]. Ils visaient à développer des modélisations numériques, en bande étroite, destinées à représenter l'interaction sous incidence oblique d'une onde plane avec un matériau diélectrique homogène puis hétérogène [Lue90], [Sch92]. Il s'agissait d'initier un nouveau pôle de recherche au sein du groupe Hyperfréquence et Propagation du laboratoire ESYCOM, concernant la modélisation des phénomènes d'interaction onde-matière.

Une première étape a consisté à étudier des matériaux homogènes éclairés sous l'incidence normale, puis sous l'incidence oblique, afin de parfaire la définition des conditions aux frontières de la structure maillée; les résultats des calculs des coefficients de réflexion et de transmission ont été comparés aux valeurs issues des expressions analytiques des formules de Fresnel. Puis, lors d'une seconde étape, considérant des structures hétérogènes essentiellement périodiques, nous avons montré que le calcul de la SER (Surface Equivalente Radar) permet de déterminer les coefficients de réflexion.

La Méthode des Eléments Finis (FEM), largement utilisée de nos jours, a été choisie pour notre application. Rappelons qu'elle consiste à diviser le domaine étudié en N sous-domaines élémentaires appelés "éléments finis", reliés entre eux par des points appelés "noeuds" situés sur leur contour, et enfin à résoudre un système linéaire de N équations [Hub91]. Notons que pour chacun des éléments, on définit des fonctions d'interpolations (ou fonctions de base) qui sont des approximations continues de la solution du problème. On peut remarquer qu'en choisissant pour ces fonctions des distributions de Dirac, on se ramène à une représentation discrète de la solution de la Méthode des Différences Finies (FDTD).

Les avantages fondamentaux de cette méthode sont les suivants :

- lorsque la géométrie du domaine d'étude n'est pas régulière, le maillage est conçu de façon à épouser les frontières, par modification de la forme et de la dimension d'éléments si nécessaire. Néanmoins, certaines conditions de régularité des éléments doivent être respectées.
- les conditions aux limites peuvent être définies par morceaux.

Cette méthode peut cependant présenter des inconvénients, et sa mise en oeuvre n'est pas toujours aisée. En effet, une discrétisation raffinée peut être nécessaire dans les zones de contact, afin d'obtenir des résultats de précision satisfaisante. Afin de mettre en oeuvre la méthode FEM, nous avons utilisé les deux logiciels commerciaux FEMLAB2.1 et HFSS8.0.

Avant d'aborder la modélisation des phénomènes d'interaction onde-matière, nous avons particulièrement étudié les conditions aux frontières du volume maillé en considérant une "structure ouverte". En fait, les conditions aux limites sont de deux types :

- *les conditions de symétrie du champ électrique ou magnétique :*

Dans le cas où les composantes tangentielles du champ électrique s'annulent, on définit un "mur électrique", lequel représente un conducteur parfait (PEC). De même, lorsqu'il s'agit des composantes tangentielles du champ magnétique, on définit un "mur magnétique" qui représente un matériau magnétique parfait (PMC).

- *les conditions absorbantes :*

Pour simuler un espace infini, la solution consiste à introduire des frontières qui absorbent les ondes électromagnétiques incidentes. Les conditions absorbantes de G. Mur, du premier ou du second ordre ("*radiation boundaries*" en anglais), sont issues d'une solution approchée de l'équation de propagation du même ordre [Mur98], [Mur81]. Mais, ces conditions ne restent efficaces que sous l'incidence normale ; au delà, le coefficient de réflexion devient significatif et crée des "réflexions numériques". Pour réduire le phénomène de réflexion aux angles d'incidence différents de la normale, une solution consiste à utiliser des couches PML (Perfectly Matched Layers) [Sac95], [Ber94] ; elles permettent d'absorber fortement les ondes éclairant la surface des couches PML quelque soit la valeur d'incidence par le découplage des coordonnées des champs. Les couches PML sont des matériaux anisotropes biaxes comprenant une permittivité et une perméabilité complexes ; elles doivent être positionnées aux frontières de la structure rayonnante, à une distance supérieure à $\lambda_0/4$ (adaptation de la couche PML à l'air). C'est cette solution que nous avons retenue pour étudier les structures hétérogènes. Notons que les PMLs sont implémentées sous l'interface HFSS.

1.2.5.2 Résultats pour un matériau homogène éclairé sous l'incidence normale

De premiers résultats de modélisations 2D obtenus à l'aide de FEMLAB sont présentés en Figures 1.14 et 1.15. Dans ce cas, le champ électrique appliqué est dirigé selon la direction \vec{Oz} pour une propagation selon \vec{Oy} d'une onde plane en incidence normale et polarisée en mode TE. Des conditions de mur magnétique aux frontières sont appliquées latéralement pour simuler un milieu infini. Au niveau de la paroi perpendiculaire à la direction de propagation, l'absorption des ondes est modélisée à l'aide des parois absorbantes de G. Mur du premier ou du deuxième ordre. La fréquence de travail est fixée à $f = 10$ GHz, correspondant à une longueur d'onde dans l'air $\lambda_0 = 3$ cm.

24 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

	réflexion $ \tilde{r}_s $	transmission $ \tilde{t}_s $
Fresnel	0.2812	0.401
FEMLAB	0.286	0.390
erreur relative (%)	1.7	2.7

Tableau 1.6 – Comparaison des coefficients de réflexion et transmission calculés par Fresnel et numériquement par FEMLAB

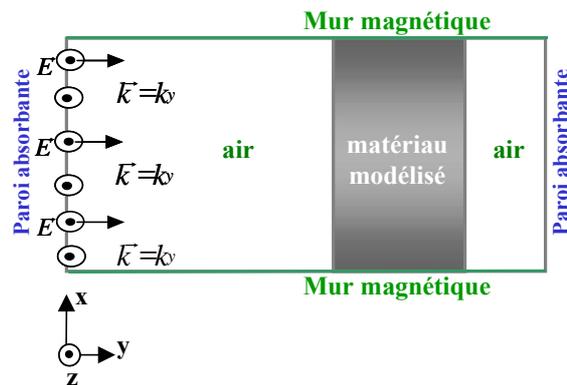


Figure 1.14 – Structure 2D modélisée sous FEMLAB pour étudier l'interaction d'une onde plane avec un matériau monocouche en polarisation TE (perpendiculaire)

Considérant un matériau d'épaisseur $d = 15$ mm et de permittivité complexe $\tilde{\epsilon} = 3.5 - j$, la cartographie 2D de la Figure 1.15 met en évidence les différentes longueurs d'onde observées dans l'air et dans le matériau ($\lambda_m = 16$ mm), ainsi que les amplitudes des champ transmis et réfléchi superposés au champ incident. Des coupes linéaires (à l'abscisse $x = 0$) permettent de visualiser plus précisément les allures des différents champs et de déterminer ensuite les coefficients de réflexion et de transmission ; les valeurs obtenues ont été comparées à celles issues des expressions de Fresnel : les erreurs relatives apparaissent faibles, comme indiqué dans le Tableau 1.6. Ces résultats constituent une base pour aborder des problèmes plus complexes et notamment le cas de l'incidence oblique. Mais, puisque les conditions absorbantes de MUR implémentées dans FEMLAB ne nous ont pas donné satisfaction, nous avons par conséquent utilisé le logiciel HFSS, lui aussi fondé sur la méthode FEM.

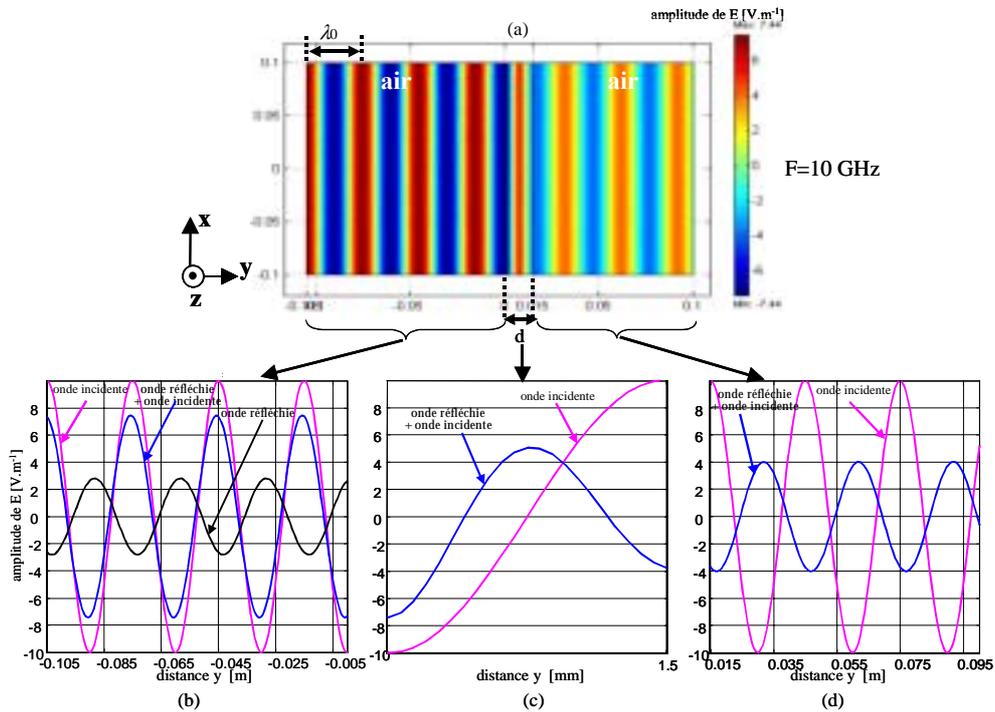


Figure 1.15 – (a) Cartographie 2D et (b,c,d) Coupes (en $x=0$) des composantes du champ électrique E_z (polarisation TE) pour un monocouche d'épaisseur $d = 15$ mm, et de permittivité $\tilde{\epsilon} = 3.5 - j$ ($\theta_i = 0^\circ$, $f = 10$ GHz)

1.2.5.3 Résultats pour un matériau homogène éclairé sous l'incidence oblique

La structure générale modélisée sous HFSS avec les conditions aux frontières constituées de PML est présentée en Figure 1.16. Comme précédemment, le champ électrique incident (fréquence $f = 10$ GHz), de front d'onde plan, est dirigé selon \vec{Oz} et se propage selon la direction \vec{Oy} .

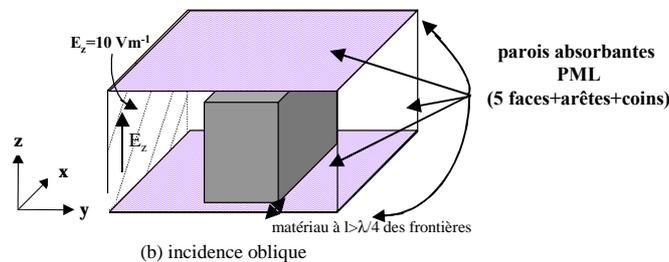


Figure 1.16 – Structure 3D modélisée sous HFSS pour étudier l'interaction d'une onde plane avec un matériau monocouche sous l'incidence oblique

26 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Pour valider nos modélisations, deux configurations ont été étudiées dans le cas d'un matériau monocouche d'épaisseur infinie : elles correspondent à un éclairage sous l'incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$), et sous une incidence oblique ($\theta_i = 10^\circ$). Les dimensions de la structure visualisée en figure 1.17 ont été optimisées afin de réduire le temps de calcul nécessaire et d'obtenir une précision suffisante sur les résultats numériques. La Figure 1.17a montre qu'en incidence normale ($\tilde{\epsilon} = 4$) on retrouve des résultats semblables à ceux obtenus avec FEMLAB. De plus, le choix des conditions aux frontières apparaît satisfaisant puisque, dans le cas de l'incidence oblique, aucune réflexion "parasite" n'est décelée aux frontières pour un matériau de permittivité $\tilde{\epsilon} = 2$ (voir Figure 1.17b).

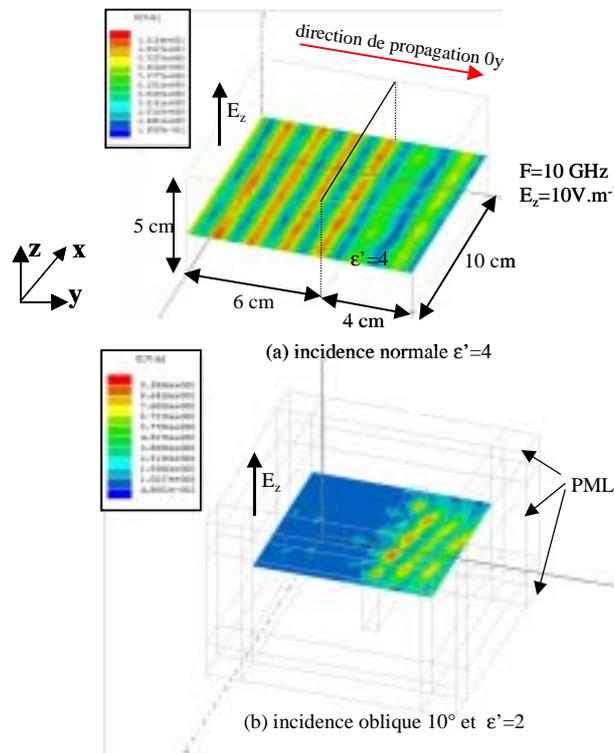


Figure 1.17 – Cartographies 2D des composantes du champ électrique E_z pour un monocouche homogène (a) en incidence normale $\theta_i = 0^\circ$, épaisseur $d = 4\text{ cm}$, $\tilde{\epsilon} = 4$ et (b) en incidence oblique $\theta_i = 10^\circ$, épaisseur $d = 1\text{ cm}$, $\tilde{\epsilon} = 4$ à la fréquence $f = 10\text{ GHz}$

Dans le cas de l'incidence oblique et des matériaux hétérogènes qui produisent des ondes non planes, le coefficient de réflexion est déterminé à partir du calcul de la surface équivalente radar (SER) -calcul de champ lointain-: nous l'avons ainsi nommée "méthode de la SER". Cette méthode proposée par S. Collardey et al. [Col02] présente l'avantage de prendre en compte le phénomène de diffraction provoqué par les dimensions finies du matériau étudié ; la composante de champ rétro-diffusé (SER_2) calculée par la méthode FEM est la résultante du champ réfléchi et du champ diffracté, comme le montrent les Figures 1.17a et 1.17b ; cette méthode de la SER comprend deux étapes illustrées sur la Figure 1.18. Le principe étant d'éliminer la composante diffractée, un calcul de référence de SER (SER_1) est effectué en considérant une plaque métal-

	réflexion R_s ($\theta_i = 0^\circ$)
Fresnel (en puissance)	-5.28 dB
HFSS et méthode de la SER (en puissance)	-5.78 dB
erreur relative (%)	11

Tableau 1.7 – Comparaison des coefficients de réflexion calculés par Fresnel et numériquement par HFSS

lique d'épaisseur suffisante et de mêmes dimensions latérales en place du matériau. Le coefficient de réflexion en puissance $|\tilde{R}_{(s,p)}|$ du matériau étudié s'exprime comme le rapport entre les deux SER :

$$|\tilde{R}_{(s,p)}| = \frac{SER_2}{SER_1} \quad (1.36)$$

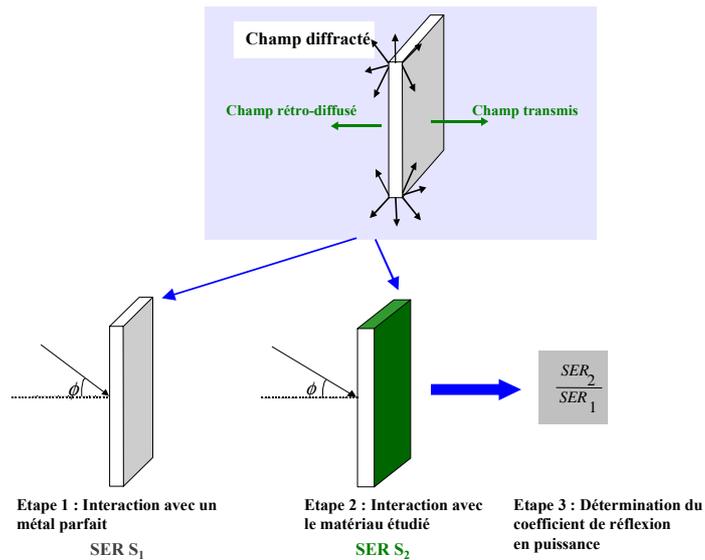


Figure 1.18 – Principe de la méthode de la SER pour déterminer le coefficient de réflexion en puissance

La méthode de la SER a été validée dans le cas d'un monocouche de permittivité complexe $\tilde{\epsilon} = 4$ et d'épaisseur $d = 1\text{cm}$. Les courbes de SER du matériau, de la plaque de métal prise comme référence et de leur rapport en fonction de l'angle d'observation sont présentées en Figure 1.19. Leur analyse conduit au calcul de coefficient de réflexion figurant dans le Tableau 1.7.

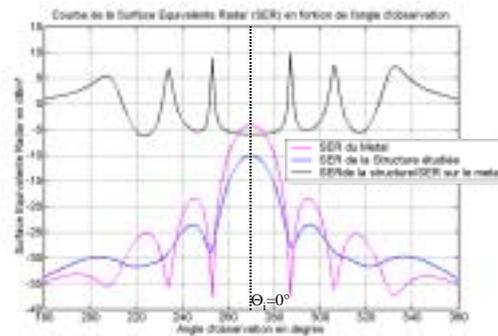


Figure 1.19 – Résultats des calculs de SER en fonction de l'angle d'observation pour le monocouche homogène d'épaisseur $d = 1$ cm, de permittivité $\epsilon' = 4$ éclairé en incidence normale $\theta_i = 0^\circ$, à la fréquence $f=10$ GHz

1.2.6 Modélisation numérique temporelle : Méthode des différences finies (FDTD)

1.2.6.1 Objectifs et Hypothèses

La modélisation des phénomènes d'interaction onde-matière à l'aide de la méthode FDTD a débuté à l'UMLV en 1999-2000, avec l'aide de Laurent Cirio, Maître de conférences, mais n'a pu être achevée. Elle a cependant permis d'explicitier les phénomènes de réflexion et de transmission dans le domaine temporel [C5, C6].

Contrairement à la méthode des éléments finis, la méthode FDTD est fondée sur la formulation standard, au premier ordre, des équations de Maxwell dans la matière, ce qui évite ainsi des approximations en amont [Hub91]. La double discrétisation spatiale et temporelle par les différences finies, appliquée aux équations de Maxwell couplées, a été décrite de manière originale par Yee en 1966. Dans cette méthode, chaque variable est discrétisée en un nombre fini de points. Puis, les dérivées partielles des équations de Maxwell sont approchées sous la forme de différences des variables calculées entre des points consécutifs. Les équations de Maxwell sont ainsi transformées en un système linéaire comportant autant d'équations que de points de discrétisation. Cette méthode se révèle facile à mettre en œuvre, mais les pas de discrétisation doivent être choisis avec précaution pour assurer la convergence et la stabilité de la solution. De plus, le maillage obligatoirement orthogonal ne peut épouser les géométries complexes.

Pour étudier l'interaction du champ électromagnétique avec un matériau de grandes dimensions latérales (d'épaisseur comprise entre les cotes Z_{m0} et Z_{mf}), une géométrie bidimensionnelle a été choisie comme présentée en Figure 1.20a. Ainsi, seules trois composantes de champ électromagnétique sont calculées numériquement (E_x , H_y , H_z pour le mode TE et H_x , E_y et E_z pour le mode TM) (Figures 1.20c et 1.20d). La structure maillée comprend 300×200 cellules, de forme carrée, et réparties selon O_y (indice j) et O_z (indice k) (voir Figure 1.20a). Pour rester dans le domaine de validité de la méthode, chaque maille 2D (Δy , Δz) est de dimension 1 mm, valeur estimée à $\lambda/10$ pour le matériau de permittivité réelle $\epsilon' = 3.5$ étudié (λ définit

la longueur d'onde dans le matériau) à la plus haute fréquence ($f_{\max} = 15 \text{ GHz}$) contenue dans le spectre du signal de l'excitation gaussienne considérée (voir Figures 1.21a et 1.21b).

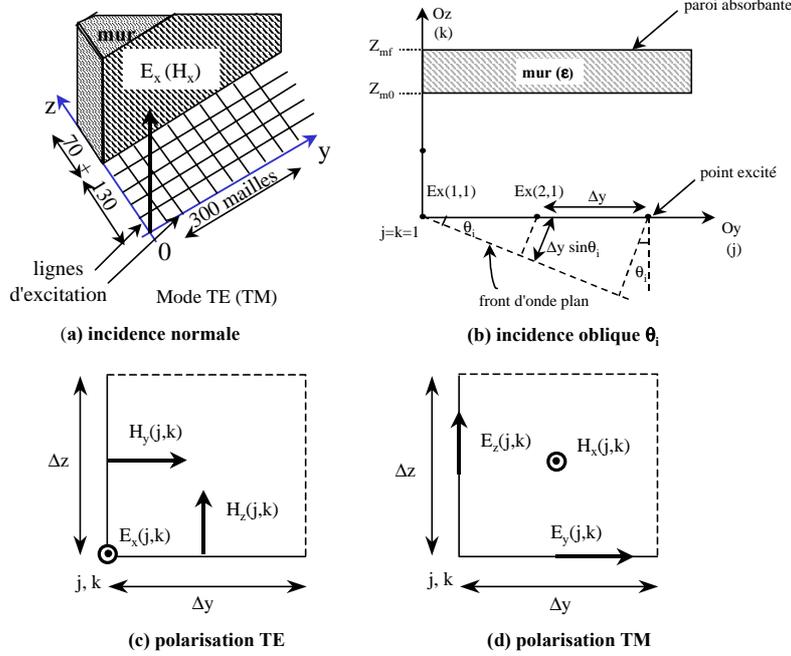


Figure 1.20 – Structure 2D modélisée sous la méthode FDTD pour étudier l'interaction d'une onde plane avec un matériau monocouche sous les incidences (a) normale et (b) oblique et considérant les polarisations (c) TE et (d) TM

La génération du signal incident de front d'onde plan est réalisée en excitant, en chaque point situé dans l'air, aux frontières du maillage (sur les lignes $z = 0$, $y = 0$, $y = 300$), la composante normale du champ (E_x dans le cas du mode TE ou H_x dans le cas TM) par rapport au plan d'incidence. L'introduction d'un angle d'incidence θ_i consiste à affecter, en chaque point du maillage, un retard τ à la composante de champ (E_x ou H_x) qui est fonction de la position dans le maillage; ce retard est défini par rapport à une référence située au point de cote $j=k=1$ (voir Figure 1.20b). Ainsi, dans le cas du mode TE, les signaux appliqués aux points de cote $k=1$ pour j variant de 1 à 300 sont de la forme :

$$E_x(j,1) = E_0 e^{-a_0^2(t-t_0-\tau)^2} \quad (1.37)$$

avec :

$$E_0 = 10 \text{ V.m}^{-1} \quad (1.38)$$

$$a_0 = 3.10^{10} \text{ s}^{-1} \quad (1.39)$$

$$t_0 = 1.33.10^{-10} \text{ s}^{-1} \quad (1.40)$$

$$\tau = \frac{1}{c}(j-1)\Delta y \sin \theta_i \quad (1.41)$$

30 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

De plus, deux expressions similaires sont obtenues pour l'excitation des champs $E_x(1,k)$ et $E_x(300,k)$ (composante H_x pour le mode TM) situés aux points de cote $j=1$ et $j=300$ pour k variant de 1 à $Z_{m0}-1$. Cette approche évite l'utilisation de parois absorbantes dans la zone du maillage $j=0$ et $j=300$ pour une première étude. De telles parois sont en effet complexes à mettre en œuvre. A l'intérieur du matériau où l'angle de réfraction θ_t est a priori inconnu, de simples parois absorbantes du premier ordre ont été utilisées.

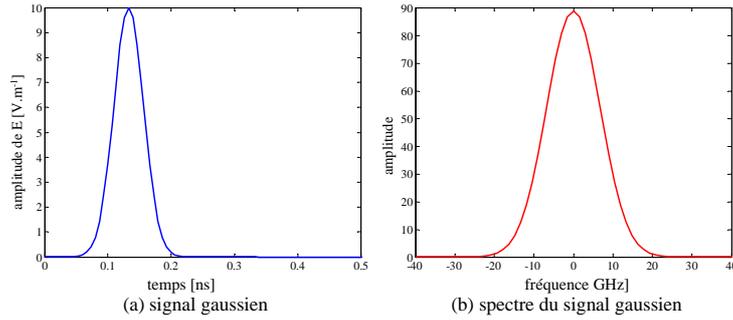


Figure 1.21 – Allures du signal gaussien incident et de son spectre

1.2.6.2 Résultats pour un matériau homogène éclairé sous l'incidence oblique

Les Figures 1.22a et 1.22b permettent de visualiser l'interaction d'un front d'onde plan d'angle d'incidence $\theta_i = 40^\circ$ d'allure gaussienne, pour les deux polarisations TE et TM, avec un matériau homogène semi-infini de permittivité $\tilde{\epsilon} = \epsilon' = 2,7$ après 400 itérations de l'algorithme ($t = 400\Delta t$ avec $\Delta t = 2,12 \cdot 10^{-12} s$). Les tracés font apparaître une composante de front d'onde transmise dans le matériau -dont la vitesse est effectivement inférieure à celle dans l'air- et une composante réfléchie d'amplitude négative ou positive selon la polarisation - conformément aux relations de Fresnel. Les coefficients de réflexion et de transmission ont été déterminés à partir de relevés temporels effectués suffisamment loin des frontières. En effet, nous avons pu mettre en évidence le fait que les conditions absorbantes du premier ordre ne sont pas suffisantes pour des incidences obliques.

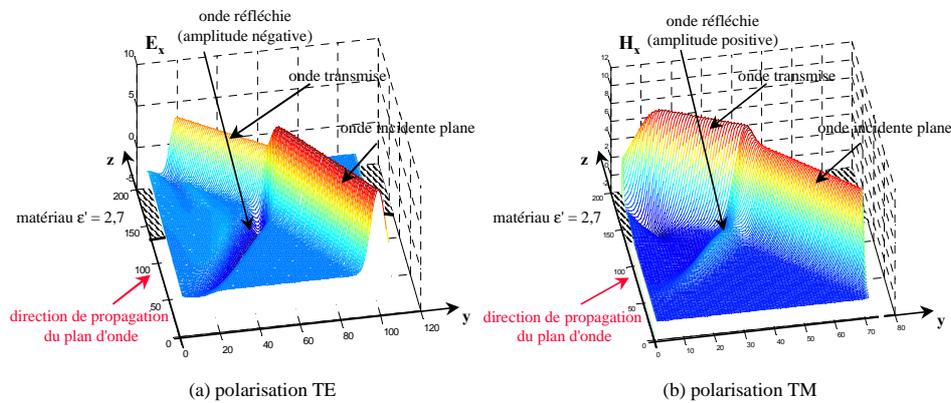


Figure 1.22 – Cartographies des composantes des champs (a) E_x (polarisation TE) et (b) H_x (polarisation TM) incidents, réfléchis et transmis issues de l'interaction avec un monocouche semi-infini sans pertes de permittivité $\epsilon' = 2,7$, sous l'incidence oblique $\theta_i = 40^\circ$

De plus, le cas d'un matériau homogène d'épaisseur finie a été considéré : la Figure 1.23 présente un premier résultat, dans le cas d'un matériau d'épaisseur $d = 7\text{ cm}$, de permittivité réelle $\tilde{\epsilon} = \epsilon' = 2,7$, éclairé sous l'incidence $\theta_i = 50^\circ$, avec la polarisation TE. Nous pouvons distinguer les différents fronts d'onde diffractés aux deux interfaces air-matériau et matériau-air, ainsi que la composante du front d'onde qui se propage dans le matériau. L'interprétation des évolutions temporelles des composantes réfléchie et transmise s'avère difficile dans ce cas, en raison des réflexions numériques significatives qui apparaissent et qui sont provoquées par les conditions aux limites.

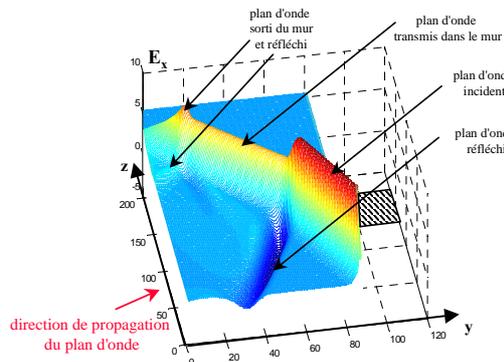


Figure 1.23 – Cartographies des composantes des champ E_x (polarisation TE) incident, réfléchi et transmi issues de l'interaction avec un monocouche sans pertes de permittivité $\epsilon' = 2,7$, d'épaisseur finie $d = 7\text{ cm}$, sous l'incidence oblique $\theta_i = 50^\circ$

1.2.6.3 Comparaison des résultats de simulation avec ceux issus des relations de Fresnel

La comparaison des résultats théoriques issus de la simulation FDTD avec ceux de la loi de Fresnel a été effectuée en considérant deux valeurs de permittivité réelle pour un matériau semi-infini ($\epsilon' = 2.7$ et $\epsilon' = 3.5$). Les tracés de la Figure 1.24 permet de comparer les évolutions des coefficients de réflexion et de transmission pour les deux polarisations TM et TE issues d'une part des calculs FDTD, d'autre part du modèle analytique de Fresnel. Nous remarquons que les deux modèles numérique et analytique conduisent à des résultats très proches pour des angles d'incidence inférieurs à 70° . Au delà, les difficultés du modèle FDTD apparaissent liées, d'une part à l'éloignement accru entre l'onde incidente et l'onde réfléchie lorsque l'angle d'incidence θ_i augmente, et d'autre part, aux réflexions parasites introduites par les conditions aux limites. Dans le cas de la polarisation TM, l'annulation du coefficient de réflexion est observée à l'angle de Brewster ; un écart relatif inférieur à 1% a été observé entre les valeurs obtenues pour cet angle et celles issues des deux modèles.

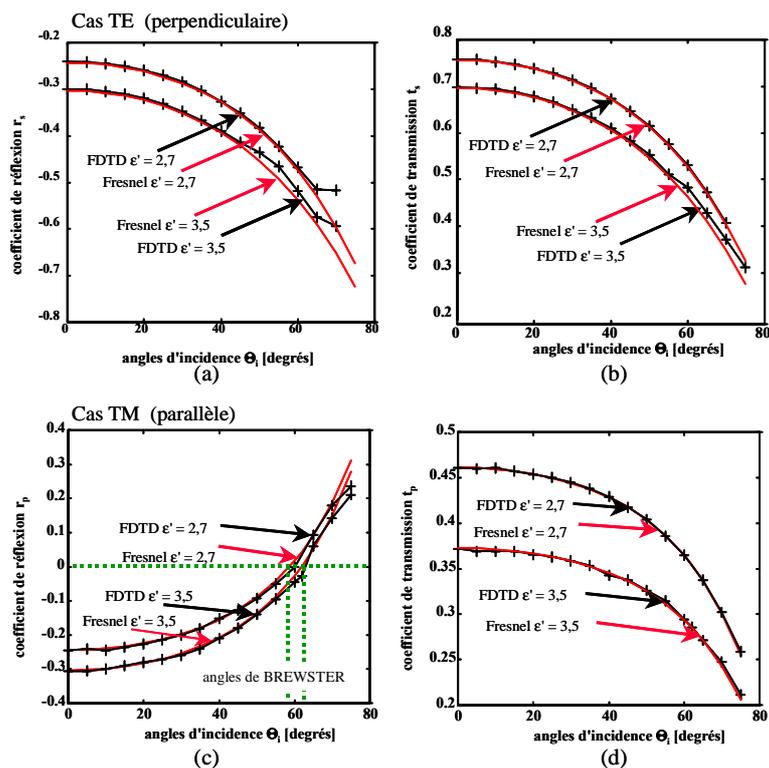


Figure 1.24 – Comparaison des calculs de coefficients de réflexion et de transmission obtenus par la FDTD et les relations de Fresnel pour les polarisations (a,b) TE et (c,d) TM

1.3 Matériaux plans hétérogènes

1.3.1 Structures de matériaux étudiées

Nous avons étendus notre étude à quelques matériaux hétérogènes (stage de DEA de Divitha Seetharamdoo [E3]) ; ils ont été choisis pour représenter quelques structures rencontrées dans les bâtiments telles que :

- un matériau possédant un gradient de permittivité réelle (variant linéairement de 2 à 4) selon son épaisseur (**MH1**),
- des panneaux alternés (périodicité 1D) de permittivités différentes (**MH2**),
- un mur formé de briques de permittivité réelle $\epsilon' = 4$ noyées dans un milieu diélectrique homogène de permittivité réelle $\epsilon' = 2$ (**MH3**),
- un mur (de permittivité $\epsilon' = 3.5 - j$) formé de briques creuses (air) (**MH4**).

Les modélisations ont été réalisées à l'aide du logiciel HFSS en considérant des conditions absorbantes PML. Un champ électrique incident E_z d'amplitude 10 V.m^{-1} , de polarisation TE et de fréquence 10 GHz a été considéré.

1.3.2 Résultats fréquentiels obtenus par la méthode des éléments finis (FEM)

Considérant une incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$), les cartographies de champ électrique des quatre matériaux sont présentées sur les figures 1.25, 1.26, 1.27 et 1.28. Elles mettent en évidence l'apparition d'un phénomène inhabituel, non rencontré dans le cas des matériaux homogènes ou stratifiés : le champ électrique rétro-diffusé et transmis n'est plus caractérisé par un front d'onde plan. Aux frontières du matériau, il peut être observé un phénomène de diffraction induit par la présence d'un matériau aux dimensions latérales finies. Dans le cas des matériaux hétérogènes, nous avons constaté qu'un maillage plus raffiné était nécessaire afin de prendre en compte les propriétés diélectriques et géométriques des inhomogénéités ; en conséquence, pour réduire les temps de calcul, les dimensions de la structure modélisée ont dû être réduites de façon significative.

34 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

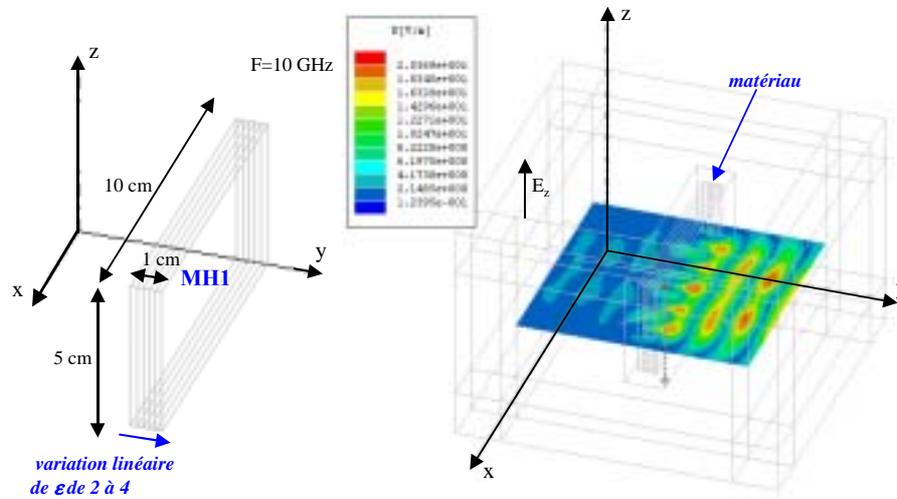


Figure 1.25 – Cartographies de la composante du champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH1) d'épaisseur $d = 1$ cm, possédant un gradient de permittivité réelle linéaire variant de 2 à 4 et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)

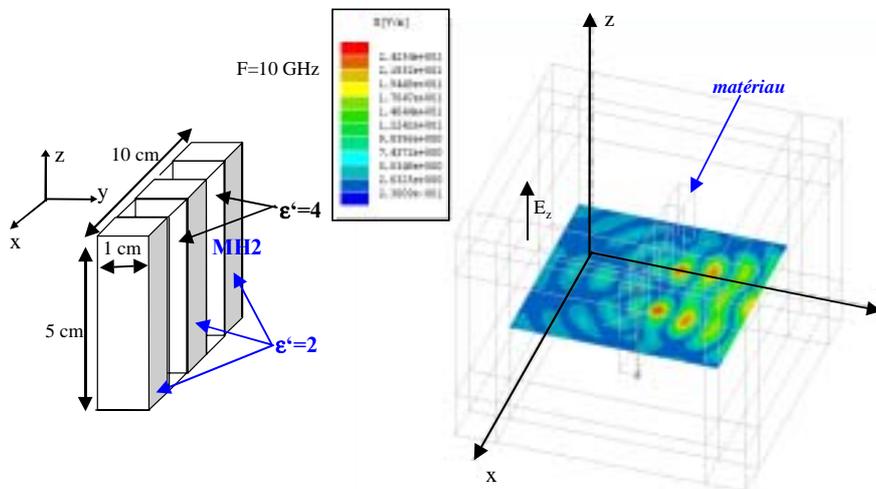


Figure 1.26 – Cartographies de champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH2) d'épaisseur $d = 1$ cm, périodique 1D selon Ox (formé de panneaux alternés de permittivités réelles 2 et 4) et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)

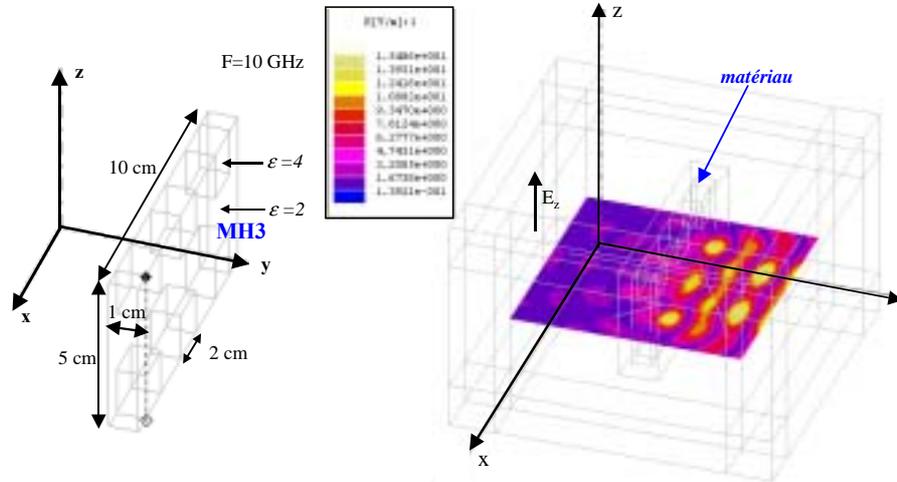


Figure 1.27 – Cartographies de la composante de champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH3) d'épaisseur $d = 1$ cm, périodique 2D selon Ox (formé de briques de permittivités réelles 2 et 4) et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)

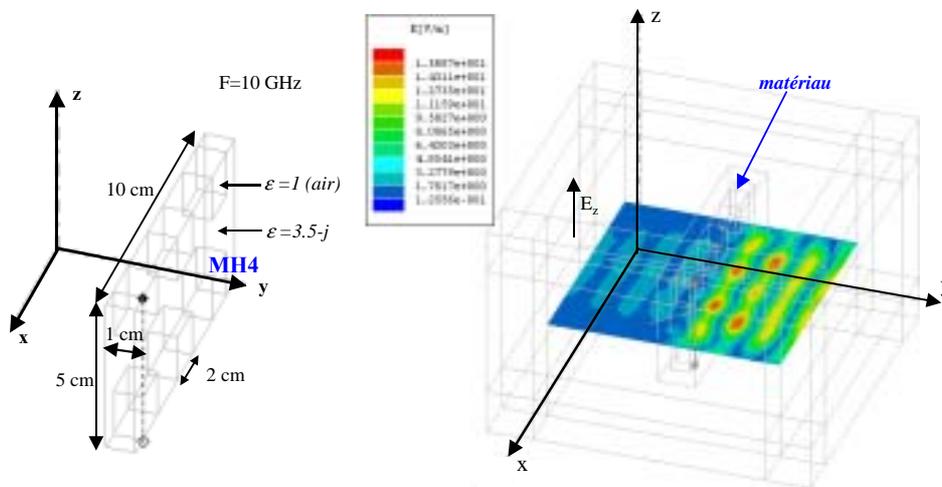


Figure 1.28 – Cartographies de la composante de champ E_z diffracté par un matériau monocouche (MH4) d'épaisseur $d = 1$ cm, périodique 2D selon Ox (formé de briques de permittivités réelles 1 (air) et $3.5 - j$) et éclairé sous l'incidence normale ($F = 10$ GHz)

Le coefficient de réflexion en puissance du matériau sous test a été obtenu à partir de la normalisation de la SER calculée à l'aide du modèle numérique, dans la direction spéculaire, par rapport à la SER obtenue lorsque l'onde plane éclaire un matériau formé d'un métal parfait de même section transversale (ou surface plane) que le matériau étudié et dans la même direction.

36 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Les Figures 1.29 représentent les courbes de variation de la SER pour les différents matériaux en fonction de l'angle d'observation (270° correspond à l'incidence $\theta_i = 0^\circ$); les coefficients de réflexion en puissance et en dB sont calculés par soustraction de la courbe de la SER du matériau avec celle de la courbe associée à la plaque métallique de référence (courbes noires). Les valeurs des divers coefficients de réflexion apparaissent du même ordre de grandeur.

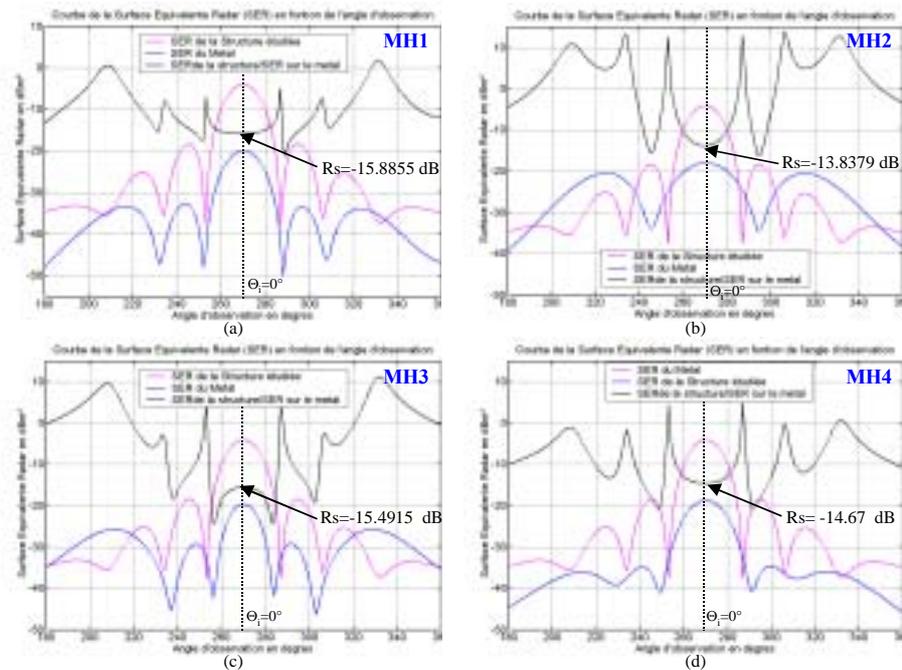


Figure 1.29 – Résultats de calculs de SER en fonction de l'angle d'observation pour les matériaux hétérogènes (MH1, MH2, MH3, MH4) d'épaisseur $d = 1$ cm éclairés en incidence normale $\theta_i = 0^\circ$, à la fréquence $f = 10$ GHz

1.4 Matériaux homogènes de surface rugueuse aléatoire

1.4.1 Objectifs

Dans le cadre du projet "Internet-Pêche", en phase d'élaboration depuis le printemps 2002, nous nous sommes intéressés à l'étude des phénomènes de propagation en très basses fréquences MF et HF ([2;30] MHz) par les ondes de sol (*ground waves*) au dessus du niveau de la mer [Dem99], [Dem00]. Ce projet, initié en Bretagne (Pays de Cornouaille) et rassemblant des partenaires industriels (PESCA-Cornouaille, Kenta electronic, Elektrobit) ainsi que des laboratoires de recherche (LEST, ENSTB, IETR), vise à doter les petites unités de pêche de longueur inférieure à 25 m d'un système de communication sans fil, de faible coût par comparaison aux liaisons par satellites, et ceci à une distance maximum de 300 km de la côte.

De premiers travaux de modélisation, initiés au cours du stage de DEA de Youssef Atat [E3] et approfondis au cours du stage d'ingénieur de Rachid Ejjahoui [E1], ont permis d'obtenir un modèle statistique plutôt complet de l'état de surface de la mer en eaux profonde et peu profonde en présence de vent. L'interaction d'une onde de sol avec la surface de la mer a été étudiée à l'aide du modèle de Longley et Rice développé dans les années 1960 [Wei86].

1.4.2 Modèle linéaire simplifié de l'état de surface de la mer

1.4.2.1 Principes

L'étude de l'animation de la surface de la mer est celle des ondes de surface qui la déforment. La surface de la mer résulte d'une combinaison d'ondes de différentes amplitudes et périodes, lesquelles donnent naissance à différents types de vagues appelées marées, vagues sismiques, vagues internes, vagues de gravité ou vaguelettes capillaires [Och98]. Les vagues les plus visibles à la surface de la mer sont les vagues de gravité qui sont générées par l'énergie du vent et entretenues par la pesanteur. De façon générale, elles correspondent à un mouvement oscillatoire irrégulier à l'interface entre l'air et l'eau. Leur modélisation est décrite comme la superposition d'un grand nombre d'ondes élémentaires aléatoires et sinusoïdales (*modèle linéaire*) qui sont chacune caractérisées par une direction, une amplitude, une période, une longueur d'onde et une vitesse de propagation :

$$\eta(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(\omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r} + \phi_n) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(\omega_n t - k_n(x \cos \theta + y \sin \theta) + \phi_n) \quad (1.42)$$

où :

- $a_n, \omega_n, \vec{k}_n, \phi_n$ représentent respectivement l'amplitude, la pulsation, le nombre d'onde et la phase de la $n^{\text{ième}}$ composante d'onde,
- $k_n = 2\pi/L_n$ est le nombre d'onde de direction θ avec l'axe Ox [radians/m] (L_n la longueur d'onde),
- $\omega_n = 2\pi f_n = 2\pi/T_n$ est la pulsation d'onde [radians/s] (T_n la période),
- ϕ_n la phase est considérée comme une variable aléatoire uniformément distribuée sur l'intervalle $[0; 2\pi]$,
- la vitesse de propagation de la $n^{\text{ième}}$ composante d'onde est définie par : $C_n = \omega_n/k_n$.

La relation de dispersion permet de relier la pulsation ω_n et le nombre d'onde k_n de la façon suivante :

$$\omega_n^2 = g k_n \tanh(k_n d) \quad (1.43)$$

où d est la profondeur d'eau sous le niveau de repos et g l'accélération de la gravité.

Deux comportements peuvent être extraits de la relation 1.43 :

- *Cas d'une eau profonde* : $d \gg L_n, k_n d \gg 1$ et $\tanh(k_n d) \simeq 1$

38 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

L'équation de dispersion devient : $\omega_n^2 = g k_n$

- *Cas d'une eau peu profonde* : $d \ll L_n$, $k_n d \ll 1$ et $\tanh(k_n d) \simeq k_n d$

L'équation de dispersion devient : $\omega_n^2 = g k_n^2 d$.

1.4.2.2 Spectres d'onde

La description de la surface de la mer, formée d'un nombre infini de variables aléatoires, est obtenue facilement à l'aide de son spectre ; il représente la distribution d'énergie sur chacune des fréquences f (ou pulsations $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$). Cependant, en présence de vent, les ondes peuvent se mouvoir selon différentes directions produisant ainsi un étalement d'énergie. Dans ce cas, la densité spectrale d'énergie s'exprime comme le produit de deux composantes :

$$E(\omega, \theta) = S(\omega) D(\omega, \theta) \quad (1.44)$$

où $S(\omega)$ représente le spectre de fréquences des ondes, lequel ne contient aucune information relative à la direction de propagation des ondes

et $D(\omega, \theta)$ est le spectre directionnel qui pondère le spectre $S(\omega)$ et contient des informations sur la direction des ondes en fonction de la fréquence.

Il faut souligner que le spectre directionnel est normalisé, ce qui implique que :

$$\int_{\theta=0}^{\infty} D(\omega, \theta) d\theta = 1 \quad \text{pour tout } \omega \geq 0. \quad (1.45)$$

Le théorème de Wiener-Kintchine permet de relier le calcul de l'énergie du signal dans les domaines temporel et fréquentiel à l'aide de la fonction d'autocorrélation et du spectre associés respectivement à chacun des domaines ; par conséquent, la variance de chaque onde élémentaire peut être obtenue facilement, ce qui permet d'exprimer son amplitude a_n à l'aide des composantes discrètes du spectre total :

$$a_n(\omega, \theta) = \sqrt{2S(\omega) D(\omega, \theta) \Delta\omega \Delta\theta} \quad (1.46)$$

Les spectres d'ondes retenus pour nos modélisations sont : le spectre de Pierson-Moskowitz (1964) pour décrire $S(\omega)$ et le spectre de Longuet-Higgins (1961) modifié par Mitsuyasu (1975) pour expliciter l'étalement du spectre directionnel $D(\omega, \theta)$, en présence de vent, en fonction de la fréquence [Och98].

• Le spectre de Pierson-Moskowitz $S(\omega)$

Ce modèle de spectre datant de 1964 [Pie64], le plus simple, est complètement empirique puisqu'il est issu de l'analyse de mesures réalisées dans l'Atlantique Nord sur un bateau météorologique ; les mesures ont été obtenues à 19.5 m au dessus de la mer. Ce spectre décrit des ondes de surface générées par le vent :

$$S(\omega) = \alpha \frac{g^2}{\omega^5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)^4\right) \quad (1.47)$$

avec :

- $\alpha = 8.1 \cdot 10^{-3}$
- $\omega_m = \frac{0.877g}{U_{19.5}}$ est la pulsation dite modale associée à l'amplitude maximale du spectre ($dS(\omega)/d\omega = 0$ à ω_m)
- $U_{19.5}$ [m/s] est la vitesse du vent à une hauteur de 19.5 m au-dessus de la mer. Cette vitesse peut être exprimée en fonction de celle obtenue à 10 m par la relation : $U_{19.5} \approx 1.026 U_{10}$
- dans ce contexte, la vitesse maximale des ondes est : $C_m = \frac{g}{\omega_m} = 1.14 U_{19.5} \approx 1.17 U_{10}$.

Par ailleurs, le spectre peut aussi être exprimé en fonction de la hauteur significative des vagues (valeur moyenne du tiers des amplitudes les plus élevées) :

$$S(\omega) = \alpha \left(\frac{g^2}{\omega^5} \right) \exp\left(-\frac{0.032}{\omega^4} \left(\frac{g}{H_s} \right)\right) \quad (1.48)$$

avec $H_s = g \left(\frac{\omega_m}{0.4} \right)^2$ [m].

• **Le spectre de Longuet-Higgins modifié par Mitsuyasu** $D(\omega, \theta)$

Longuet-Higgins et al. ont proposé en 1961 un modèle de spectre directionnel d'énergie qui a l'allure d'une puissance d'une fonction cosinus et dont l'étalement est fonction d'un paramètre s défini par Mitsuyasu [Lon57], [Mit75]. Ce spectre possède l'avantage de pouvoir décrire l'influence de la fréquence sur l'étalement du spectre pour une vitesse de vent considérée de direction θ_m . En fait, il représente la distribution d'énergie pour la pulsation ω selon la direction θ par :

$$D(\omega, \theta) = \frac{2^{2s-1}}{\pi} \frac{\Gamma^2(s+1)}{\Gamma(2s+1)} \left| \cos\left(\frac{\theta - \theta_m}{2}\right) \right|^{2s} \quad (1.49)$$

où $-\pi \leq \theta - \theta_m \leq \pi$, Γ est la fonction gamma définie par $\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$, et θ_m est l'angle d'incidence moyen de l'onde qui se propage. La fonction $D(\omega, \theta)$ est normalisée de la façon suivante :

$$\int_{\theta=0}^{2\pi} D(\omega, \theta) d\theta = 1 \quad (1.50)$$

Elle doit être positive.

Mitsuyasu a donné en 1975 l'expression du paramètre s en fonction de la fréquence :

$$s = \begin{cases} 11.5 \frac{\bar{f}^5}{\bar{f}_m^5} & \bar{f} \leq \bar{f}_m \\ 11.5 \bar{f}^{-2.5} & \bar{f} > \bar{f}_m \end{cases}$$

où $\bar{f}_m = 2\pi f_m \frac{U}{g}$ représente la fréquence modale normalisée, $\bar{f} = 2\pi f \frac{U}{g}$ la fréquence normalisée, et U est la vitesse du vent à la hauteur considérée.

1.4.2.3 Résultats pour diverses amplitudes et directions de vent

Considérant une direction de vent $\theta_m = 45^\circ$, des courbes associées aux différentes grandeurs impliquées dans la modélisation de l'état d'une mer profonde sont présentées en Figure 1.30 (stage de Y. Atat [E3]). Les courbes de la Figure 1.30a montrent la variation du coefficient s de Mitsuyasu en fonction de la fréquence pour différentes vitesses de vent ; on remarque que la fréquence modale décroît avec la vitesse du vent et par conséquent l'amplitude maximale se déplace vers les basses fréquences. La Figure 1.30b fait apparaître l'effet de la décroissance du coefficient s sur d'étalement du spectre directionnel $D(\theta, w)$. Le spectre de Pierson-Moskowitz, tracé en Figure 1.30c, fait apparaître sa dépendance avec la vitesse du vent ; en effet, le spectre montre une amplitude croissante ainsi qu'une fréquence modale décroissante avec la vitesse du vent. Enfin, le spectre total associé à l'énergie des vagues en fonction de la fréquence f et de l'angle θ est présenté en Figure 1.30d.

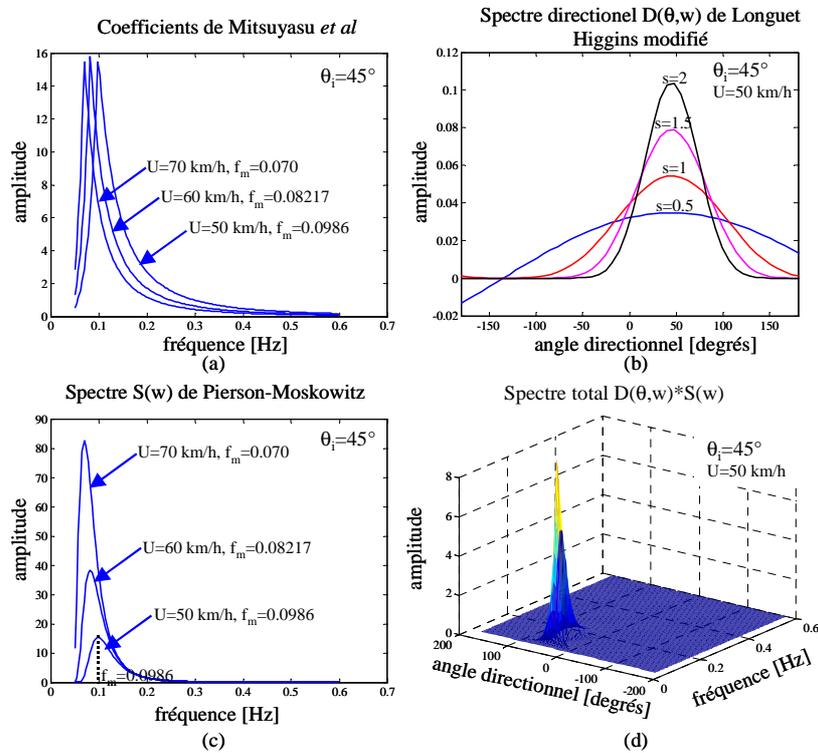


Figure 1.30 – Paramètres associés à la modélisation de l'état de surface de la mer : (a) Coefficients de Mitsuyasu ; (b) Spectre directionnel $D(\theta, w)$ de Longuet Higgins modifié ; (c) Spectre $S(w)$ de Pierson-Moskowitz ; (d) Spectre total $D(\theta, w) * S(w)$

Supposant une vitesse de vent de 10 m/s (36 km/h), de direction $\theta_m = 45^\circ$, et une surface carrée de 1×1 km², des vagues de mer ayant pour modèle la relation 1.42 ont été générées. Le spectre total est tout d'abord présenté en Figures 1.31a et 1.31b en 2D et 3D respectivement ; l'étendue de ce spectre apparaît d'autant plus étroite que la vitesse du vent est élevée.

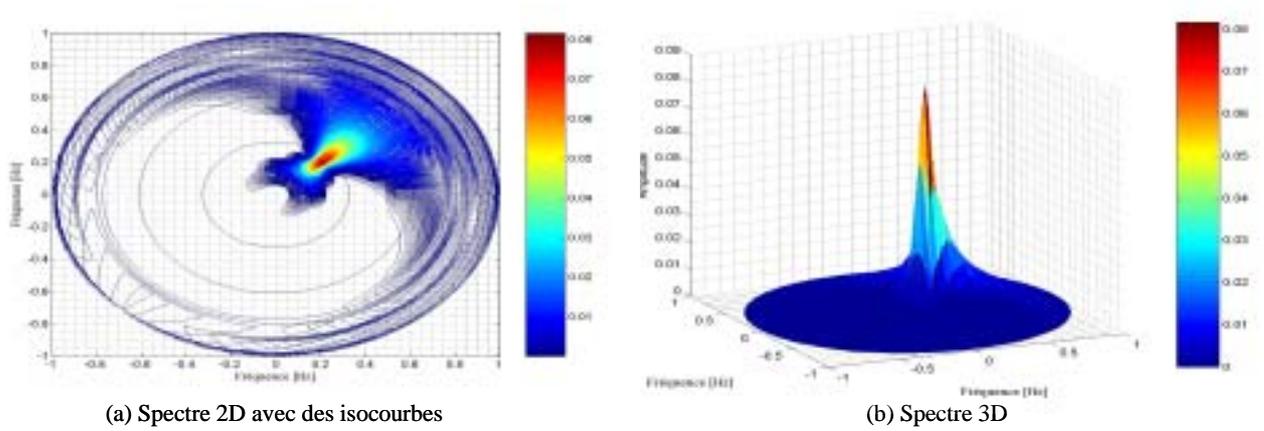


Figure 1.31 – Spectre total $D(\theta, w) * S(w)$ associé à un vent de 10 m/s et de direction 45°

Une surface de mer générée dans les conditions précisées précédemment est présentée en Figure 1.32 (stage de R. Ejjhaoui [E1]). Pour mettre en évidence la loi de probabilité qui émane du modèle utilisé, la distribution des hauteurs de vagues sur une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$ a été obtenue ; elle est tracée en Figure 1.33. Cette figure montre que la distribution des hauteurs de vagues suit une loi gaussienne. La hauteur moyenne des vagues est d'ailleurs associée à une vitesse de vent d'après l'échelle de Beaufort rassemblée dans le Tableau 1.8.

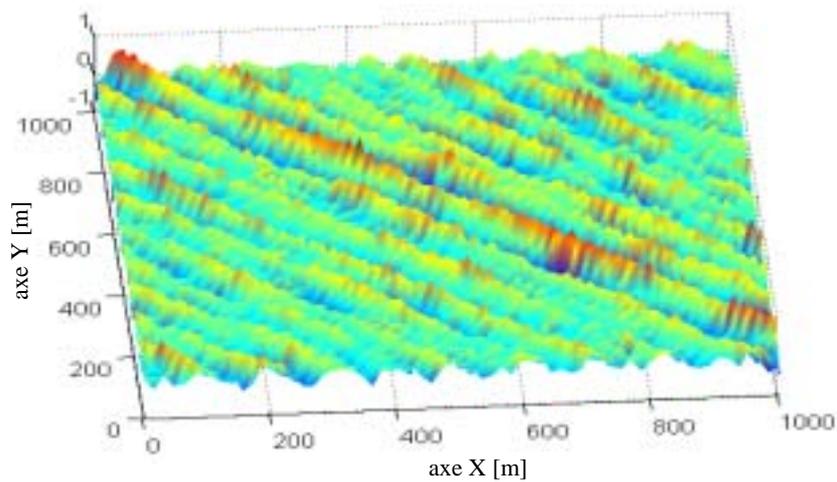


Figure 1.32 – Surface de mer générée par le modèle linéaire en présence d'un vent de 10 m/s et de direction 45°

42 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Echelle	Etat	Vitesse [km/h]	Vitesse [m/s]	Hauteur de vagues
0	calme	0.5-1.5	0-0.2	0
1	très légère brise	1.6-5	0.3-1.5	$H \leq 10$ cm
2	légère brise	6-11	1.6-3.3	$10 \text{ cm} \leq H \leq 50 \text{ cm}$
3	petite brise	12-19	3.4-5.4	$50 \text{ cm} \leq H \leq 1.25 \text{ m}$
4	jolie brise	20-28	5.5-7.9	$1.25 \text{ m} \leq H \leq 2.5 \text{ m}$
5	bonne brise	29-38	8-10.7	$2.5 \text{ m} \leq H \leq 4 \text{ m}$
6	vent frais	39-49	10.8-13.8	$4 \text{ m} \leq H \leq 6 \text{ m}$
7	grand frais	50-61	13.9-17.1	$6 \text{ m} \leq H \leq 9 \text{ m}$
8	coup de vent	62-74	17.2-20.7	$9 \text{ m} \leq H \leq 14 \text{ m}$
9	fort coup de vent	75-88	20.8-24.4	$H \geq 14 \text{ m}$

Tableau 1.8 – Echelle de Beaufort pour les vagues de mer

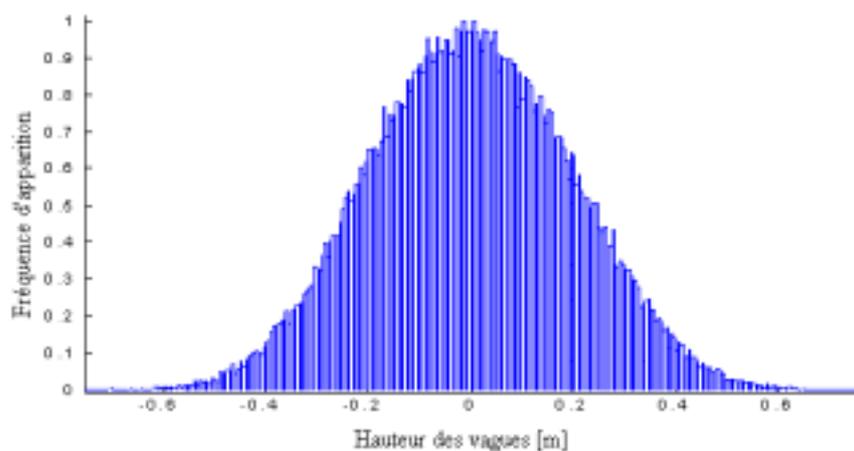


Figure 1.33 – Répartition des hauteurs de vagues du modèle linéaire évaluées sur une surface de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ en présence d'un vent de 10 m/s de direction 45°

1.4.3 Modèle non linéaire de l'état de surface de la mer

1.4.3.1 Principes

Le modèle non linéaire apparaît comme une extension du modèle linéaire de vagues dont les amplitudes suivent une loi de distribution gaussienne [Och98]. En effet, lorsque la profondeur d'eau est inférieure à un certain seuil (25 m a été choisie par la plupart des auteurs), ainsi définie comme la zone d'eau peu profonde, la formation des vagues s'effectue différemment de celle produite en eau profonde. Dans ce cas, la modélisation spatio-temporelle des vagues de

mer est décrite à l'aide de la relation 1.42 à laquelle un terme d'ordre 2 a été ajouté :

$$\vec{\eta}(\vec{r}, t) = \left\{ \sum_{n=1}^N a_n \sigma_n \cos(\omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r} + \phi_n) + |k_n| (a_n \sigma_n \cos(\omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r} + \phi_n))^2 \right\} \vec{u} \quad (1.51)$$

où σ_n représente l'écart type des hauteurs de vagues (cas de l'approximation du 1^{er} ordre) associé à la profondeur d'eau D tel que :

$$\sigma_n = 0.06 D \quad (1.52)$$

Cette relation n'a été établie que pour des profondeurs d'eau D n'excédant pas 25 m. De façon générale, il faut souligner que lorsque la profondeur d'eau est réduite les hauteurs de vagues décroissent puisque leur formation est gênée par la présence du sol qui leur fait perdre l'énergie qu'elles transportent. Dans notre modélisation, nous avons considéré un profil 1D de variation de la profondeur d'eau D , et qui est décrit à l'aide d'une fonction linéaire de la distance x telle que :

$$D = \frac{x}{p} \quad (1.53)$$

où p est la pente du relief du fond marin selon la direction Ox .

Par conséquent, l'écart type σ_n peut être exprimé en fonction du relief du fond marin de la façon suivante :

$$\sigma_n = 0.06 \frac{x}{p} \quad (1.54)$$

1.4.3.2 Résultats pour une direction et une amplitude de vent

Considérant les conditions du modèle linéaire (vent de 10 m/s (36 km/h) de direction $\theta_m = 45^\circ$), nous présentons en Figure 1.34 le résultat de la génération de vagues obtenue en ajoutant le terme du 2nd ordre sur une surface de $1 \times 1 \text{ km}^2$ (stage de R. Ejjaoui [E1]). Nous remarquons que les amplitudes sont semblables à celles issues du modèle linéaire (voir Figure 1.32).

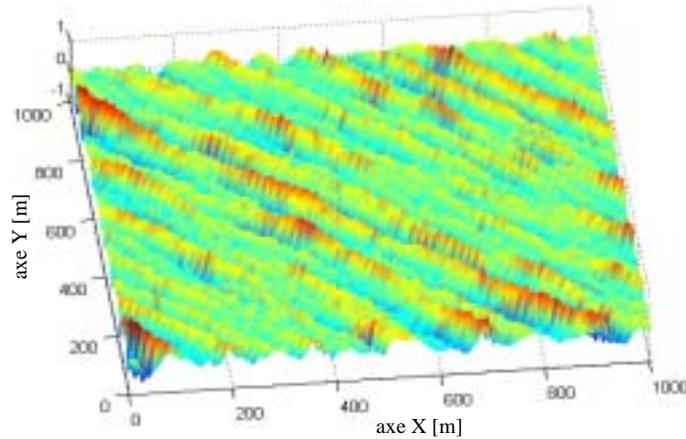


Figure 1.34 – Surface de mer générée par le modèle non linéaire en présence d'un vent de 10 m/s et de direction 45°

44 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

Comme précédemment, la distribution des hauteurs de vagues est représentée en Figure 1.35 pour une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$; elle montre que dans le cas présent, les modifications apportées par le second ordre sur les amplitudes des vagues est faible. Le calcul du facteur de dissymétrie ("skewness" en anglais) indique que dans le cas linéaire sa valeur est de -0.0021, tandis que dans le cas non linéaire elle est estimée à 0.0138.

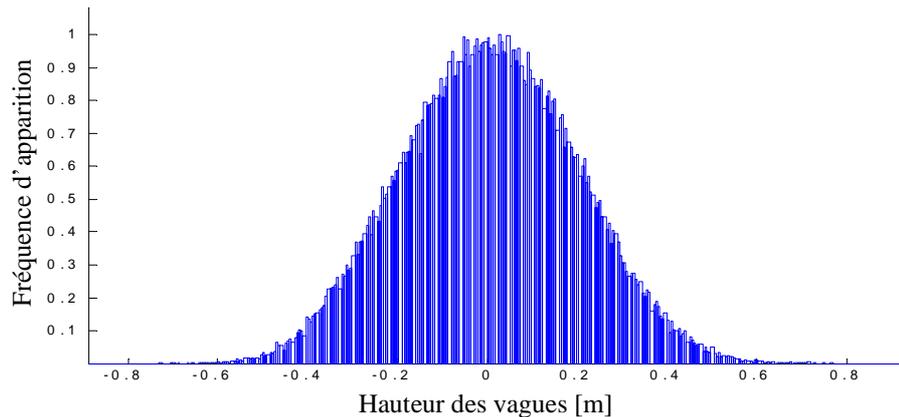


Figure 1.35 – Répartition des hauteurs de vagues du modèle non linéaire évaluées sur une surface de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ en présence d'un vent de 10 m/s de direction 45°

1.4.4 Association des modèles linéaire et non linéaire

1.4.4.1 Principes

Les modèles linéaire et non linéaire ont été utilisés dans le cas d'un profil 1D de fond marin pour décrire respectivement les zones d'eaux profonde et peu profonde ; il est présenté en Figure 1.36, et une pente $p = 40$ (en m) a été choisie. Cependant la zone de transition, correspondant au passage d'un modèle à un autre, constitue une zone de discontinuité ; la profondeur de 25 m constitue la valeur limite qui permet l'utilisation de l'un ou l'autre modèle. Pour s'affranchir d'une telle discontinuité, la zone de transition sera formée de la moyenne des deux modèles. Ainsi, pour la génération de vagues de mer, nous avons défini les zones suivantes :

- $0 \leq \sigma \leq 1.2$: modèle non linéaire
- $1.2 \leq \sigma \leq 1.8$: moyenne des modèles linéaire et non linéaire
- $\sigma \geq 1.8$: modèle linéaire

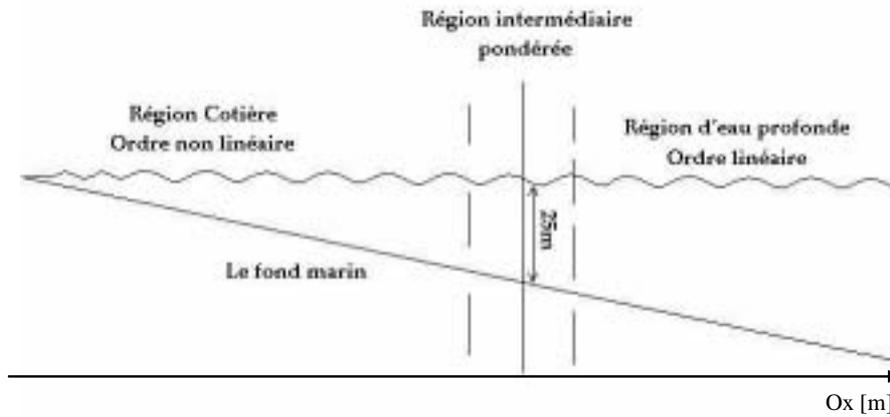


Figure 1.36 – Cas typique d'un profil de fond marin dont la profondeur est linéaire croissante en fonction de la distance x de la côte

1.4.4.2 Résultats pour une direction et une amplitude de vent

Pour un vent de 36 km/h et de direction $\theta = 70^\circ$ ($p = 40$), nous avons obtenu la surface de mer de $2 \times 1.5 \text{ km}^2$ présentée en Figure 1.37 [E1]. Dans la zone d'eau peu profonde, nous remarquons une hauteur de vagues nettement plus faible et la rugosité de la mer augmente avec la profondeur jusqu'à ce que celle-ci soit considérée comme infinie et ne gêne plus le processus de génération des vagues.

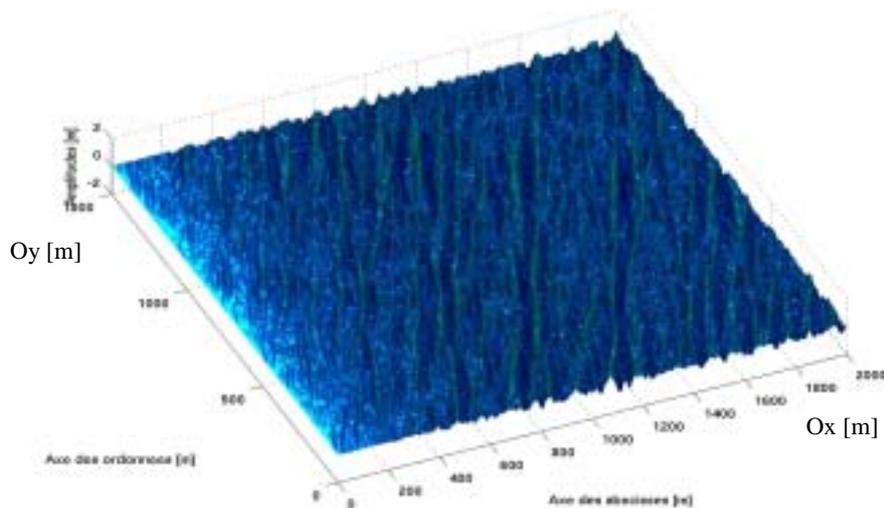


Figure 1.37 – Surface de mer générée en présence d'un relief de fond marin de profondeur linéairement croissante depuis la côte pour un vent de 36 km/h de direction 70°

1.4.5 Propagation des ondes de sol au dessus de la surface de la mer

1.4.5.1 Phénomènes physiques

La liaison radio point à point que nous souhaitons réaliser au dessus de la mer considère les fréquences [2 ; 30] MHz situées dans les bandes MF et HF. Il apparaît que de nombreux phénomènes physiques sont à l'origine de l'atténuation de l'onde au cours de sa propagation. En effet, aux fréquences considérées, la propagation génère deux types d'ondes : *l'onde de sol* (ground wave) et *l'onde de ciel* (sky wave) [Dem00], [Ros01]. En général, la propagation de l'onde de ciel dépend de la couche supérieure de l'atmosphère (l'ionosphère) qui est à l'origine de phénomènes de diffraction et de diffusion induits par des réflecteurs naturels ou artificiels. La propagation de l'onde de sol est aussi bien affectée par les couches moyenne et inférieure de l'atmosphère (la troposphère) que par les irrégularités du terrain au dessus duquel a lieu la transmission. L'onde de sol est formée de trois composantes : l'onde directe (*direct wave*), l'onde réfléchiée par le sol (*ground-reflected wave*), et l'onde de surface de Norton (*surface wave*). Les modes de propagation de l'onde de sol sont très dépendants de la fréquence, des caractéristiques du sol (permittivité et conductivité), des hauteurs et des gains des antennes, ainsi que de la géométrie du relief du terrain considéré.

De façon générale, l'onde de ciel est utilisée pour des grandes portées au delà de l'horizon (plusieurs 100^e de km), tandis que l'onde de surface permet d'atteindre des portées de l'ordre de 100 km au dessus de la Terre et de 300 km au dessus de la mer -du fait de la plus grande conductivité du milieu. Pour ce qui concerne l'onde de ciel, il faut souligner que tandis qu'aux fréquences hautes l'onde parviendra à pénétrer dans l'ionosphère, aux fréquences basses elle subira une atténuation significative provoquée par la couche D. Cependant, l'ionosphère étant un milieu très variable d'un point de vue temporel et spatial, puisqu'il dépend de l'activité solaire, il apparaît difficile d'assurer une qualité de liaison fiable pour notre système. De plus, la portée de la station de base située sur le littoral étant estimée à 300 km, et les hauteurs d'antennes pas trop importantes devant la plus grande longueur d'onde, nous envisageons préférentiellement une propagation par onde de surface.

Au cours du stage de R. Ejjhaoui [E1], une modélisation préliminaire de la propagation HF au dessus d'une mer rugueuse a été développée ; aucune modélisation de propagation à ces fréquences n'avait été auparavant réalisée à l'INSA. Dans ce contexte, la propagation de l'onde de surface polarisée verticalement a été étudiée ; en effet, la polarisation horizontale subit une forte atténuation induite par la conductivité importante de la mer (de l'ordre de 5 S.m⁻¹ à comparer avec 10 mS.m⁻¹ pour le sol du littoral [Hea01]). Il faut souligner que la conductivité de la mer dépend de la température et de la salinité.

1.4.5.2 Le modèle de terrain irrégulier (ITM)

Dans la littérature, nous avons trouvé quelques modèles de propagation de l'onde de surface sur un terrain irrégulier aux bandes MF-HF. Une synthèse a été réalisée par N. Deminco qui concerne essentiellement les fréquences inférieures à 30 MHz, et particulièrement celles comprises entre 150 kHz et 1.705 MHz [Dem00]. Le modèle de Longley-Rice (ou ITM, Irregular

Terrain Model), développé pour les fréquences variant de 20 MHz à 20 GHz dans les années 1960, apparaît bien adapté pour prédire l'atténuation moyenne de propagation par rapport à l'atténuation de l'espace libre dans la seule troposphère, au dessus d'un profil de terrain irrégulier et sur une grande distance (plusieurs 100^e de km); ce modèle doit être utilisé avec précautions aux fréquences inférieures à 20 MHz, car la présence d'une composante d'onde de ciel peut apparaître significative et doit par conséquent être prise en compte [Wei86]. G. Hufford a élaboré un logiciel à partir de ce modèle dont l'algorithme est détaillé sur le site de l'U.S. Government NTIA/ITS [Itm04]. Ce modèle utilise un nombre fini de paramètres d'entrée :

- la distance d entre l'émetteur et le récepteur,
- les hauteurs des antennes d'émission et de réception,
- la polarisation des antennes (verticale ou horizontale),
- les angles d'élévation des antennes par rapport à l'horizon,
- le nombre d'onde k ,
- le paramètre associé aux irrégularités du terrain Δh (en mètres),
- le paramètre de réfraction moyen du terrain N_s ,
- la courbure effective de la Terre γ_s ,
- la fonction de transfert de l'impédance de surface du sol (valeur complexe sans dimension),
- le climat radio (équatorial, subtropical continental et maritime, désert, continental tempéré, tempéré maritime et terrestre).

Le modèle ITM peut être utilisé dans deux modes de fonctionnement : *le mode point-à-point* où le profil exact du terrain est connu, et *le mode surface* dans le cas contraire. Il inclut les phénomènes physiques (voir Figure 1.38) suivants :

- interférences multi-trajets (trajet direct et trajet réfléchi par la Terre),
- diffraction par la terre sphérique et par les irrégularités du terrain,
- diffusion par la troposphère.

48 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

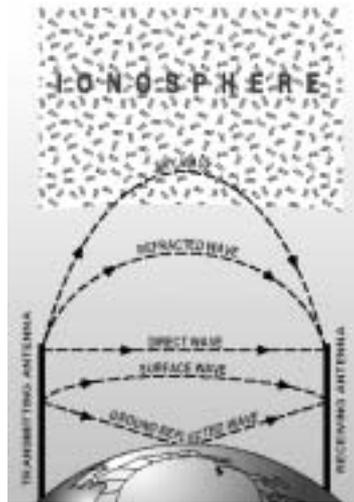


Figure 1.38 – Modes de propagation des ondes HF au voisinage de la Terre (Radio communication in the digital age, "HF technology", Harris Corporation)

Nous avons aussi rencontré deux autres logiciels de modélisation GRWAVE et GRAPPLE (10 kHz à 150 MHz pour les deux) [Grw04],[Gra04]. Initialement, GRWAVE a été développé dans le cadre de la recommandation ITU-368-6, puis il a été amélioré par l'agence DERA (Defence Evaluation Research Agency, Malvern, UK) afin de considérer une surface de Terre avec des irrégularités et pas uniquement lisse et sphérique. De plus, à l'aide de l'algorithme de Millington, GRAPPLE permet de considérer la zone frontière entre le littoral et la mer où la conductivité du sol va subir une variation brutale. La variation de puissance subie par la liaison peut atteindre 10 dB ; elle est mise en évidence sur la Figure 1.39 (extraite du site de GRAPPLE [Gra04]).

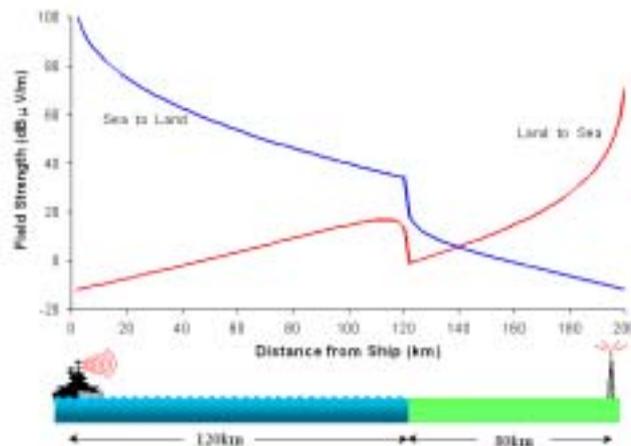


Figure 1.39 – Mise en évidence de la sensibilité de la propagation de l'onde de surface à une brusque variation de conductivité du terrain rencontrée à la frontière mer-littoral

1.4.5.3 Résultats de simulation

Pour une première étude, nous avons sélectionné le modèle de Longley-Rice développé par G. Hufford, puisque son algorithme est largement détaillé sur le site du NTIA/ITS [Itm04]. Nous l'avons utilisé dans la bande [2 ; 30] MHz, bien que l'onde de ciel ne soit pas présente, en considérant un relief marin en adéquation avec la bathymétrie de la Bretagne (voir Figure 1.40). Comme l'indique la légende, nous remarquons que dans l'extrême ouest la profondeur d'eau dans la zone côtière ne dépassant pas 25 m s'étend au maximum à 20 km. Par conséquent, la valeur de la pente p associée au profil du terrain et utilisée dans la relation 1.53 est évaluée à 800.

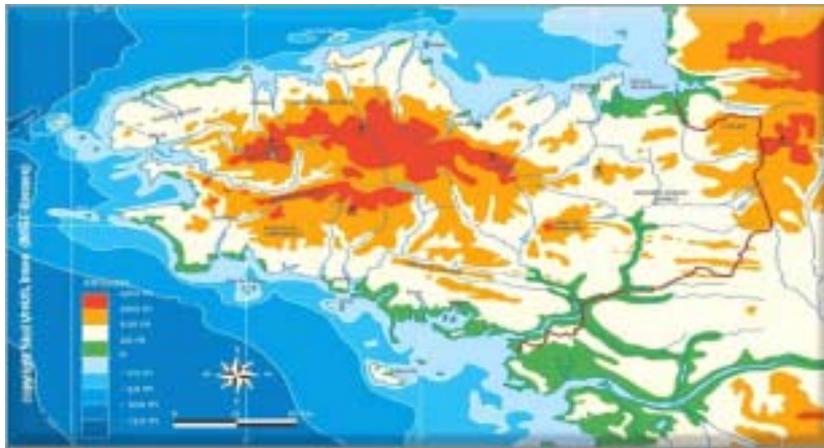


Figure 1.40 – Bathymétrie de la Bretagne

Ainsi, pour une vitesse de vent de 54 km/h, de direction de 90° , et une pente p de 800, le modèle statistique des vagues développé en section 1.4.3 conduit au profil de la Figure 1.41. Nous remarquons que l'amplitude des vagues oscillent entre des hauteurs de -1.5 et 2 m. A partir de ce profil, nous avons fait passer une liaison radio aux fréquences 2, 5 et 10 MHz. Les hauteurs d'antenne à l'émission et à la réception sont respectivement de 10 et 5 m ; leur gain est fixé à 1. La puissance d'émission est supposée de 10 W (40 dBm).

50 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

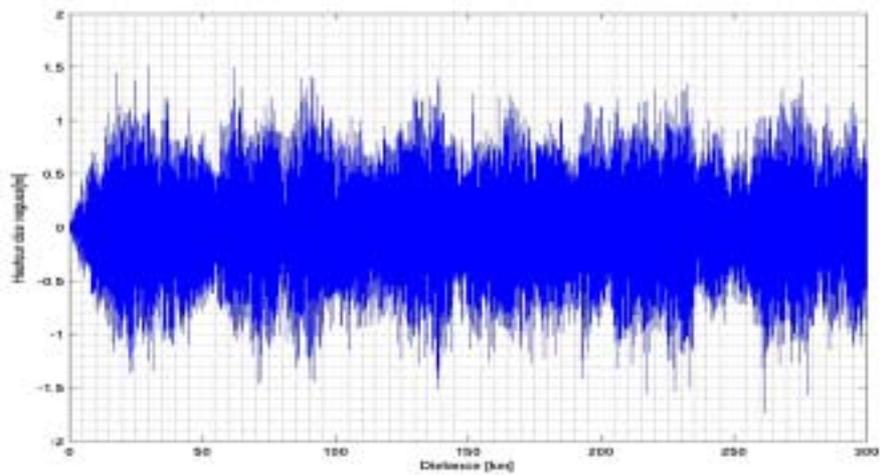


Figure 1.41 – Profil de vagues sur 300 km pour un vent de 54 km.h^{-1} et de direction 90° (résolution de 48037 points)

La puissance reçue au dessus de la mer, en fonction de la distance entre les deux antennes, est représentée en Figure 1.42. Des fluctuations sont observées sur chacune des courbes associées à une fréquence d'émission et nous avons observé qu'elles augmentaient avec la vitesse du vent ; elles sont donc induites par les irrégularités du terrain qui génèrent de la diffraction. Nous remarquons que la diffraction altère légèrement le niveau de la puissance reçue à des distances faibles. Au bout de 300 km, l'écart entre les puissances reçues aux fréquences 2 et 5 MHz est supérieure à 20 dB. Cet écart est inférieur à 20 dB entre les courbes des fréquences 5 et 10 MHz.

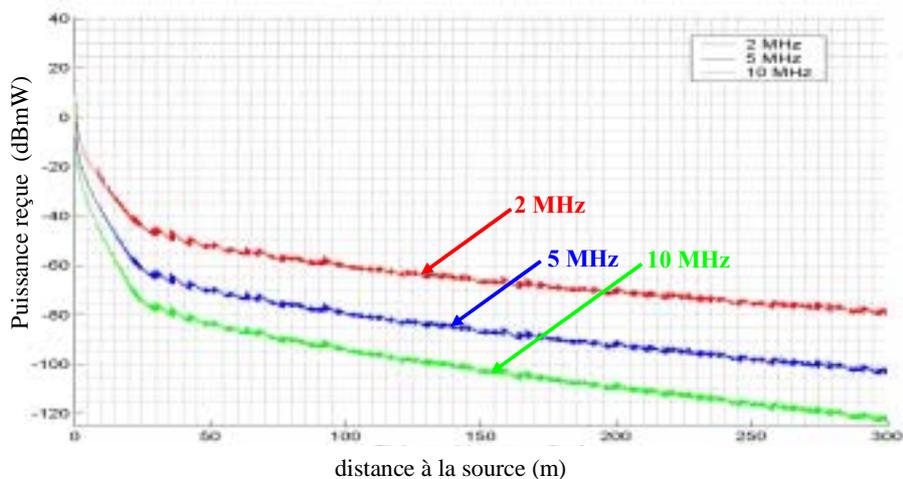


Figure 1.42 – Puissance reçue par l'antenne de réception dans le cas d'une liaison radio de fréquences 2, 5 et 10 MHz au dessus de la mer pour un vent de 54 km.h^{-1}

Considérant désormais une vitesse de vent de 120 km.h^{-1} et les conditions précédentes, le profil de mer présenté en Figure 1.43a montre des variations d'amplitude importante. Nous avons distingué deux zones A (Z. A.) et B (Z. B.) qui correspondent à un ensemble de niveaux faibles et forts respectivement. Nous observons en Figure 1.43b que dans la zone A le niveau de puissance apparaît relativement peu affecté par la rugosité présentée par le profil, tandis que celui-ci peu être très atténué, et être négligeable dans la zone B où les hauteurs de vagues sont grandes et induisent par conséquent des cavités profondes. Des résultats obtenus à d'autres fréquences montrent que le phénomène de diffraction agit moins sur le niveau de la puissance moyenne reçue lorsque la fréquence augmente [E1].

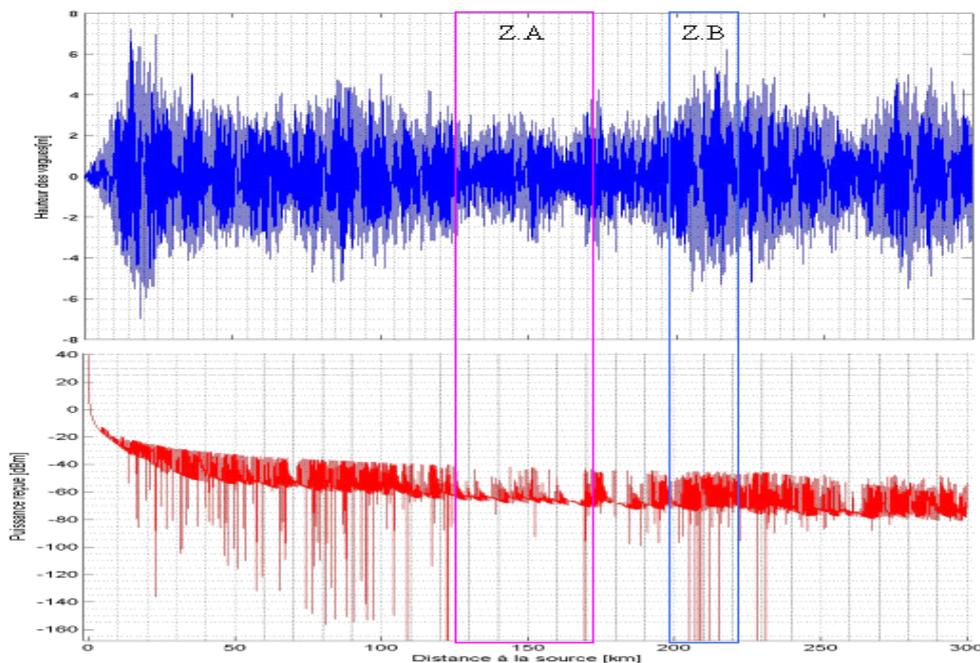


Figure 1.43 – (a) Profil de vagues sur 300 km pour un vent de 120 km.h^{-1} et de direction 90° , et (b) Puissance reçue en fonction de la distance associée à ce profil

1.5 Publications et Communications

[C1] Sagnard F., Sabouroux P., Tchoffo-Talom F., El Zein G., "Reflection and transmission of pulses at oblique incidence from stratified media", International Symposium Optique Hertzienne et Diélectrique (OHD), Calais (France), 3-5 Septembre 2003

[C2] Tchoffo-Talom F., Uguen B., Plouhinec E., Sagnard F., Chassay G., "Study of interaction effects on ultra wideband signal propagation", IWUWBS, Oulu (Finlande), 3-5 June 2003

- [C3] Sagnard F., Seetharamdoo D., Vignat C., *"Reflection ellipsometry for in-situ measurements of complex permittivity and thickness of a single-layer material at microwave frequencies: Theory and Experiments"*, 32nd EUMC, Milan (Italie), 23-27 September 2002
- [C4] Sagnard F., Vignat C., Moncourtois V., Rolland E., *"Microwave measurements of the complex permittivity of construction materials using Fresnel reflection coefficients and reflection ellipsometry"*, IEEE Antennas and Propagation Symposium, Boston (USA), 8-13 July 2001
- [C5] Cirio L., Sagnard F., Picon O., *"Modélisation de l'interaction d'une onde plane avec un mur du bâtiment par la méthode FDTD pour la détermination des coefficients de réflexion"*, Conférence européenne des Méthodes NUMériques en ELECTromagnétisme (NUMELEC), Poitiers Futuroscope (France), 20-22 Mars 2000
- [C6] Cirio L., Sagnard F., Picon O., *"Etude de l'interaction micro-onde avec des matériaux du bâtiment : modélisation par la FDTD et comparaison avec les mesures"*, Journées de Caractérisation Matériaux Microondes (JCMM), Paris (France), 22-24 Mars 2000
- [C7] Sagnard F., Sylvain M., *"Mesure in-situ des caractéristiques diélectriques de matériaux du bâtiment par réflexion"*, Journées Nationales Microondes (JNM), Arcachon (France), 5-7 Mai 1999
- [P1] Sagnard F., El Zein G., *"Characterization of building materials for propagation modelling: Frequency and time Responses"*, International Journal of Electronics and Communications, AEU, Urban & Fischer (à paraître début 2005)
- [P2] Sagnard F., *"Educational graphical interfaces to explain and analyze experiments on radiation and propagation of electromagnetic waves"*, IEEE Trans. on Education, vol. 47, n. 3, Aug. 2004, pp. 389-396
- [P5] Sagnard F., Seetharamdoo D., Le Glaunec V., *"Reflection and transmission ellipsometry data analysis for measuring the complex permittivity of a single-layer material at microwave frequencies"*, Microwave and Optical Technology Letters, vol. 33, n. 6, 20 June 2002, pp. 443-448
- [P6] Sagnard F., Bentabet F., Vignat C., *"Theoretical study of a new method based on ellipsometry for the measurement of the complex permittivity of materials"*, Electronics Letters, vol. 36, n. 22, Oct. 2000, pp. 1843-1845
- [P7] Sagnard F., Berthault A., Veron B., *"The measurement of the electric conductivity of a small fiber by an open cavity"*, IEEE Trans. on Instrumentation and Measurements, vol. 49, n. 5, Oct. 2000, pp. 942-948
- [P8] Sagnard F., *"Développement de nouveaux outils expérimentaux pour l'analyse et le contrôle de matériaux absorbants radar"*, Thèse de doctorat, Université Paris XI-Orsay, 30 Octobre 1996

1.6 Encadrements et rapports

[E1] Février-Juin 2004 : stage d'ingénieur de Rachid Ejjhaoui (IETR et ENSA, Oujda, Maroc), "*Modélisation de la propagation MF-HF au dessus de la mer par ondes de sol*"

[E2] Depuis Oct. 2002 : thèse de Friedman Tchoffo-Talom (IETR), "*Modélisation du canal de propagation dans un contexte ULB*" (2 communications internationales)

[E3] Février-Juillet 2003 : stage de DEA (IETR) de Youssef Atat, "*Modélisation des vagues de mer en vue de l'étude de la propagation des ondes de sol*"

[E4] Février-Juillet 2002 : stage de DEA (UMLV) de Divitha Seetharamdoo, "*Modélisation par la méthode des éléments finis des phénomènes d'interaction en espace libre d'une onde hyperfréquence avec un matériau de construction*" (1 communication nationale)

[E5] Mai-Août 2001 : stage de Maîtrise EEA (UMLV) de Divitha Seetharamdoo et Vincent Le Glaunec, "*Développement et application expérimentale de la méthode ellipsométrique pour la caractérisation in-situ de matériaux monocouche dans le domaine micro-onde : réalisation du nouveau banc COTREMO*" (1 publication internationale, 1 communication internationale); contrat "ANVAR" Université-Entreprise (avec EPI (77))

[E6] Mai-Août 2000 : stage de Maîtrise EEA (UMLV) de Faroudja Bentabet, "*Etude et conception du banc de mesures CREMO pour la caractérisation en réflexion d'un mur de bâtiment*" (1 publication internationale, 2 publications internationales IEEE en cours de relecture); contrat "ANVAR" Université-Entreprise (avec EuroMc (92))

[E7] Mai-Juillet 1999 : stage de Maîtrise EEA (UMLV) de Stéphane Rodrigues, "*Etude paramétrique des coefficients de réflexion de Fresnel de matériaux monocouche et bicouche*"

1.7 Conclusion

Les travaux de ce chapitre présentent plusieurs approches associées à la modélisation des phénomènes d'interaction onde-matière dans le cadre de l'étude des phénomènes de propagation par réflexion et transmission. Ces modélisations, réalisés au sein de l'ESYCOM (UMLV) et de l'IETR (INSA Rennes), ont permis de développer des outils de modélisation indispensables à l'interprétation des phénomènes physiques dans les domaines fréquentiel et temporel. Tandis que l'approche analytique permet d'étudier des matériaux homogènes ou homogénéisables, l'approche numérique permet de considérer des structures fortement hétérogènes. Soulignons que les lois analytiques qui visent à homogénéiser le matériau dans certaines conditions sont pour partie abordées dans mon travail de thèse [P7, P8]. Le principal atout de l'approche analytique consiste en la possibilité de conduire rapidement des études paramétriques; l'approche numérique plus complexe et donc moins rapide permet d'approfondir l'influence de la structure interne du matériau. Aussi, la modélisation d'un matériau de surface rugueuse, comme l'état de surface de la mer en fonction de l'amplitude du vent, a été abordée; dans un tel cas, un modèle

54 Modélisation de l'interaction d'une onde hyperfréquence avec un matériau : bande étroite et ultra-large bande

statistique fondé sur la description d'un spectre d'énergie est apparu suffisant pour représenter la distribution des hauteurs de vagues sur une surface 2D.

De façon générale, les modélisations développées ont conduit à de nombreuses études paramétriques dans les domaines fréquentiel et temporel. Une attention particulière a été donnée à la comparaison des résultats issus des modèles analytiques et numériques, notamment pour définir pour ces derniers les conditions aux frontières les plus adaptées au problème posé. Ces outils ont permis d'une part, l'analyse de données expérimentales destinées à l'élaboration d'une base de données de matériaux du bâtiment, et d'autre part la prédiction de signaux résultant de phénomènes d'interaction avec des matériaux communément rencontrés dans le bâtiment. Ces outils doivent documenter les simulateurs fondés sur le lancé et/ou le tracé de rayons et qui sont actuellement en cours de développement à l'UMLV et à l'INSA. Le modèle statistique associé à l'état de surface de la mer a quand à lui été développé pour estimer le bilan de liaison entre deux antennes positionnées sur un mât et situées d'une part sur la côte pour ce qui concerne l'antenne d'émission et d'autre part sur un bateau pour ce qui concerne l'antenne de réception.

Bibliographie

- [Azz99] Azzam R.M.A, Bashara N.M., *"Ellipsometry and polarized light"*, Elsevier, 1999
- [Ber93] Berthier S., *"Optique des milieux composites"*, Polytechnica, 1993
- [Ber94] Berenger J. P., *"A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves"*, Journal Comp. Physics, vol. 114, Aug. 1994, pp. 185-200
- [Bik00] Biju Kumar S., Raveendranath U., Mohanan P., Mathew K.T., *"A simple free-space method for measuring the complex permittivity of single and compound dielectric materials"*, Microwave and Opt. Technol. Letters, vol. 26, n. 2, July 2000, pp. 117-119
- [Bui91] Bui M.D., Stuchly S.S., Costache G.I., *"Propagation of transients in dispersive dielectric media"*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol. 39, n. 7, July 1991, pp. 1165-1172
- [Coe79] Coelho R., *"Physics of dielectrics for the engineer"*, Elsevier, 1979
- [Col02] Collardey S., Pouliguen P., Tarot A.C., Mahdjoubi K., *"SER de matériaux à bande interdite photonique-Extraction du coefficient de réflexion"*, JCOMM'02, Toulouse, 20-22 Mars 2002
- [Cui00] Cuinas I, Garcia Sanchez M., *"Building material characterization from complex transmittivity measurements at 5.8 GHz"*, IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 48, n. 8, August 2000, pp. 1269-1271
- [Dem99] Deminco N., *"Medium frequency propagation prediction techniques and antenna modeling for Intelligent Transportation Systems (ITS) broadcast applications"*, NTIA Report 99-368, August 1999, www.its.bldrdoc.gov/pub/ntia-rpt/99-368/
- [Dem00] Deminco N., *"Propagation prediction techniques and antenna modeling (150 to 1705 kHz) for intelligent transportation systems (ITS) broadcast applications"*, IEEE Antennas and Propagat. Magazine, vol. 42, n. 4, Aug. 2000, pp. 9-34
- [Gra04] site internet de GRAPPLE consulté le 6 Octobre 2004 : <http://www.cpar.qinetiq.com/grapple.html>
- [Grw04] site internet de GRWAVE consulté le 6 Octobre 2004 : <http://www.itu.int/ITU-R/software/study-groups/rsg3/databanks/troposph/index.html>
- [Hea01] Heaton J.A.T., Shukla A.K., *"Groundwave propagation predictions for the littoral environment (GRAPPLE)"*, 11th Int. Conference on Antennas and Propagat., 17-20 April 2001, pp. 792-796
- [Hua96] Huang, Y., Parsons D., *"Time domain approach for measuring the dielectric properties and thickness of walls of a building"*, IEE Colloquium (Digest), n. 220, 25th Oct. 1996, pp. 7/1-7/7

56 Bibliographie

- [Hub91] Hubing T.H., "Survey of numerical electromagnetic modeling techniques", Report TR91-1-001.3, EMC Laboratory, University of Missouri-Rolla, 1st September 1991
- [Ful72] Fuller J.A., Wait J.R., "Electromagnetic pulse in homogeneous dispersive rock", IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1972, pp. 530-533
- [Itm04] site internet de ITM consulté le 6 Octobre 2004 : <http://elbert.its.bldrdoc.gov/itm.html>
- [Kno64] Knop M., "Pulsed electromagnetic wave propagation in dispersive media", IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 12, 1964, pp. 494-496
- [Las98] Lasri T., Glay D., Mamouni A., Leroy Y., "Non-destructive testing of materials by microwave systems", Electronics Letters, vol. 34, n. 5, March 1998, pp. 470-471
- [Li98] Li L., Wang Y., Gong K., "Measurements of building construction materials at Ka-band", Intern. Journ. of Infrared and Millimeter Waves, vol. 19, n. 9, 1998, pp. 1293-1298
- [Lon57] Longuet-Higgins M.S., "The statistical analysis of a random moving surface", Philos. Trans. Ry. Soc. London, Ser. A, vol. 249, 1957, pp. 321-387
- [Lue90] Luebbers R. J., Kunz K.S., Chamberlin K. A., "An interactive demonstration of electromagnetic wave propagation using time-domain finite differences", IEEE Trans. Education, vol. 33, n.1, 1990, pp. 60-68
- [Lue93] Luebbers R., "Lossy dielectrics in FDTD", IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 41, n. 11, Nov. 1993, pp. 1586-1588
- [Mic02] Michael, L.B., Ghavami M., Kohno R., "Multiple pulse generator for ultra-wideband communication using Hermite polynomial based orthogonal pulses", IEEE Conference on Ultra Wideband Systems and Technologies, 2002. Digest of Papers, 21-23 May 2002, pp. 47 -51
- [Mit75] Mitsuyasu H. et al., "Observations of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy", J. Phys. Oceanogr., vol. 5, 1975, pp. 750-760
- [Mur98] Mur G., "Total-field absorbing boundary conditions for the time-domain electromagnetic field equations", IEEE Trans. Electromagn. Comp., vol. 40, n. 2, May 1998, pp. 100-102
- [Mur81] Mur G., "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic-field equations", IEEE Trans. Electromagn. Comp., vol. 23, Nov. 1981, pp. 377-382
- [Och98] Ochi M. K., "Ocean waves-The stochastic approach", Series 6 Ocean Technology, Cambridge University Press, First Edition, 1998
- [Orf02] Orfanidis S. J., "Electromagnetic Waves and Antennas", <http://www.ece.rutgers.edu/~orfanidi/ewa/>, last revision 24 November 2002
- [Orl93] Landron O., Feuerstein M.J., Rappaport T.S., "In-situ microwave reflection coefficient measurements for smooth and rough exterior wall surfaces", 43rd VTC Conf., 1993, pp. 77-80
- [Pao96] Pao H.Y., Dvorak S.L., Dudley D.G., "An accurate and efficient analysis for transient plane waves obliquely incident on a conductive half space (TE and TM cases)", IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 44, n. 7, July 1996, pp. 918-932
- [Pap75] Papazoglou T.M., "Transmission of a transient electromagnetic plane wave into a lossy half-space", J. Appl. Phys., vol. 46, n. 8, 1975, pp. 333-3341

- [Pez03] Pezzin M., Keignart J., Daniele N. et al., "*Ultra wideband: the radio link of the future?*", Annals of Telecommunications (France), March-April 2003, 58, (3-4), pp. 464-506
- [Pie64] Pierson W.J., Moskowitz L., "*A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii*", Journal Geophysics Res., vol. 69, n. 24, 1964, pp. 5181-5190
- [Rob98] Robert A., "*Dielectric permittivity of concrete between 50 MHz and 1 GHz and GPR measurements for building materials evaluation*", Journal Applied Geophysics, vol. 40, 1998, pp. 89-94
- [Ros01] Rossano, R.M.; Sebastiani, M.S., "*Measurements and propagation models of HF ground-wave propagation over irregular terrain and HF sky-wave propagation*", 11th Antennas and Propagation Conference, 17-20 April 2001, vol. 1, pp. 388 - 392
- [Sac95] Sacks Z.S., Kingsland D.M., Lee J.F., "*A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition*", IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 43, n. 12, December 1995, pp. 1460-1463
- [SaJ02] Safaai-Jazi A., Riad S. M., Muqaibel A., Bayram A., "*Ultra-wideband propagation measurements and channel modeling-through-the-wall propagation and material characterization*", DARPA NETEX Program, Time Domain and RF Measurement Laboratory, Virginia, November 18th 2002
- [Sat95] Sato K., Kozima H., Masuzawa H., Manabe T., Ihara T., Kasashima Y., Yamaki K., "*Measurements of reflection characteristics and refractive indices of interior construction materials in millimeter-wave bands*", IEEE VTC Conference, Chicago, 26-28 July 1995
- [Siv76] Sivaprasad K., Stotz K.C., Susungi N.N., "*Reflection of pulses at oblique incidence from stratified dispersive media*", IEEE Trans. Antennas and Propagat., January 1976, pp. 95-99
- [Sch92] Scharstein R.W., "*Transient electromagnetic plane wave reflection from a dielectric slab*", IEEE Trans. Education, vol. 35, n. 2, May 1992, pp. 170-175
- [Sch97] Scholtz R.A., Win M.Z., "*Impulse radio*", Invited paper IEEE PIRMC'97, 1997, Helsinki (Finlande)
- [Smi02] Smith G.S., "*Teaching antenna reception and scattering from a time-domain perspective*", Am. Journal of Physics, vol. 70, n. 8, August 2002, pp. 829-844
- [Suz75] Suzuki T., Ogawa E., Fujioka H., "*Reflection of pulse by multiple-dielectric layers*", IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1975, pp. 127-129
- [Vit97] Vitebskiy S., Carin L., Ressler M.A., Le F.H., "*Ultra-wideband, short-pulse ground penetrating radar: simulation and measurement*", IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing, vol. 35, n. 3, 1997, pp. 762-772
- [VonH54] Von Hippel A., "*Dielectric materials and applications*", Artech House, 1954
- [Wai66] Wait J.R., Spies K.P., "*On the theory of transient wave propagation in a dispersive medium*", Appl. Sci. Res., vol. 16, 1966, pp. 455-465
- [Wei86] Weiner M.M., "*Use of Longley-Rice and Johnson-Gierhart tropospheric radio propagation programs: 0.02-20 GHz*", IEEE Journal on Selected Area Communications, vol. SAC-4, n. 2, March 1986, pp. 297-307

58 Bibliographie

- [Win02] Win M.Z., Scholtz R.A., "*Characterization of ultra-wide bandwidth wireless indoor channels : a communication-theoretic view*", IEEE Journal on Selected Areas in Communications, vol. 20, n. 9, December 2002, pp. 1613-1627
- [Zha99] Zhang J., Huang, Y., "*Extraction of dielectric properties of building materials from free-space time-domain measurement*", IEEE High Frequency Postgraduate Student Colloquium, 1999, pp.127-132

Chapitre 2

Méthodes de caractérisation in-situ de matériaux du bâtiment

2.1 Introduction

La prédiction de la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de bâtiments nécessite la connaissance a priori des propriétés diélectriques des matériaux constitutifs. Dans ce contexte, les techniques de caractérisation diélectrique en espace libre s'avèrent particulièrement adaptées à l'environnement étudié [Mus86] : d'une part, elles sont non destructrices et sans contact, d'autre part, elles ne nécessitent aucune préparation spécifique des échantillons et permettent une analyse dans une large bande de fréquences. Enfin, la large tache focale associée au faisceau incident conduit à l'estimation d'une valeur moyenne de la permittivité complexe.

Deux techniques de caractérisation ont été mises en œuvre à l'ESYCOM et à l'IETR au cours de stages de Licence EEA, Maîtrise EEA, de travaux de thèse de doctorat et de stage post-doctoral [E1-E7]. Le banc de mesure COTREMO (étude des COefficients de Réflexion par la méthode de Fresnel et l'Ellipsométrie Micro-Onde), mis au point à l'ESYCOM (2000-2002), est particulièrement innovant : entièrement réalisé au cours de stages d'étudiants de l'UMLV, il permet la caractérisation de matériaux à l'aide de deux méthodes, la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie micro-onde (bandes X et Ku). La spécificité du banc COTREMO tient à l'extension, pour la première fois, de la méthode ellipsométrique aux fréquences micro-ondes, en place des fréquences optiques habituellement utilisées [Ste00], [Bad95], [Lek94], [Chu99], [Kon86]. Dans le cadre du projet MAT-ULB (étude de MATériaux en Ultra-Large Bande, 2002-2004), le montage expérimental de l'INSA en chambre anéchoïque permet quant à lui de conduire des mesures en réflexion sur des échantillons de dimension réduite. Le traitement des données à l'aide de méthodes spectrales haute résolution constitue l'originalité du projet MAT-ULB.

Pour chacun de ces bancs de mesure, des outils spécifiques de traitement des données expérimentales ont été développés ; ils sont implémentés dans deux interfaces graphiques sous l'environnement Matlab [C7, P2]. Ces outils permettent de réaliser des études paramétriques théoriques, ainsi que l'analyse et le traitement statistique des données expérimentales à l'aide

de différentes approches. L'objectif final est la détermination de la permittivité complexe du matériau sous test en fonction de la fréquence.

2.2 Le banc COTREMO

Ce banc de mesure permet de réaliser des caractérisation de matériaux diélectriques de grandes dimensions, en espace libre, dans le domaine micro-onde, en réflexion et transmission. Il est fondé sur deux techniques de mesure fréquentielles : **la méthode de Fresnel (MF)** et **l'ellipsométrie micro-onde (EMO)**. La MF considère une polarisation fixe (parallèle p ou perpendiculaire s) pour les antennes d'émission et de réception, et les mesures sont obtenues en fonction de l'angle d'incidence θ_i [Bor80]. L'EMO suppose que, pour un angle d'incidence θ_i et une polarisation (parallèle p ou perpendiculaire s) de l'antenne d'émission fixes, la puissance réfléchie ou transmise par le matériau est mesurée en fonction de l'angle de rotation A de l'antenne réceptrice [Azz99]. Pour les deux méthodes, les signaux détectés sont des puissances mesurées à l'aide d'un bolomètre.

La réalisation complète du banc de mesure a fait l'objet de deux stages de Licence et deux stages de Maîtrise EEA, ainsi que d'un stage de DEA SCHF à l'UMLV [E3-E7]. Deux projets ANVAR-Jeunes sur la région Ile-de-France ont été proposés et accordés pour les deux années 2000 et 2001 [E6, E7]. Un projet ACI a été présélectionné durant l'année 2001.

2.2.1 Montage expérimental

Le banc COTREMO présenté en Figure 2.1 est construit autour d'une plateforme formée de deux demi-plans semi-circulaires (diamètre $D \approx 3.2\text{ m}$) en plexiglass entre lesquels est positionné le matériau à caractériser ($2\text{ m} \times 1\text{ m}$).

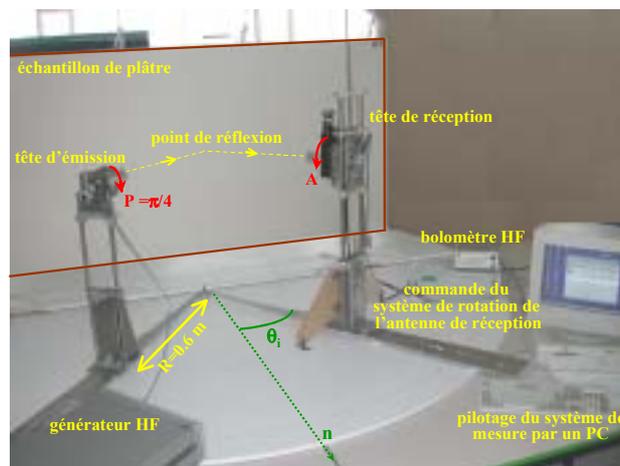


Figure 2.1 – Photo du banc COTREMO dans la configuration réflexion pour la caractérisation d'un échantillon de plâtre

Sur ce support sont ancrés deux bras associés à l'émission et à la réception, lesquels peuvent pivoter autour d'axe central vertical. Une tourelle est montée sur chacun des bras, laquelle supporte un système de rotation qui permet de faire pivoter chacune des antennes cornet autour d'un axe horizontal. Des dispositifs mécaniques à vis au niveau des bras et des tourelles permettent d'assurer l'alignement des divers éléments du banc. Deux paires d'antennes cornet, caractérisées par un faible déphasage dans le plan d'ouverture, ont été utilisées pour couvrir la bande de fréquences [8; 18] GHz (bandes X et Ku).

2.2.2 La méthode de Fresnel

Cette méthode a été utilisée pour mesurer les coefficients de réflexion ($|\tilde{r}_p|$ et $|\tilde{r}_s|$) d'un matériau monocouche (dont l'épaisseur est supposée connue) les deux antennes, distantes de $2R$, sont positionnées face à face (Figure 2.1). L'estimation de la permittivité complexe pour chaque fréquence a été conduite, grâce à une méthode de résolution graphique, à partir des courbes $|\tilde{r}_p|^2, |\tilde{r}_s|^2$ et du rapport $|\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|^2$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i . Un traitement statistique de données, qui comprend plusieurs étapes (voir Figure 2.2), a été élaboré pour prendre en compte les incertitudes de mesure :

- **Étape 1 : première estimée de $\tilde{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$** - Une première estimée $\tilde{\epsilon}_B$ est déduite sans ambiguïté (les isocourbes $|\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|^2$ -constant et θ_B -constant sont perpendiculaires) de la position du minimum de la courbe expérimentale $|\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|^2 = F(\theta_i)$ à la position de l'angle de quasi-Brewster θ_B .
- **Étape 2 : tracé des isocourbes théoriques θ_{Bth} -constant et $|\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|_{\theta_{Bth}}^2$ - constant, dans le plan (ϵ', ϵ'')** - Le tracé de l'abaque, constituée de réseaux de courbes théoriques associées au rapport des coefficients de réflexion calculées à l'angle de quasi-Brewster pour divers couples échantillonnés (ϵ', ϵ'') , permet de positionner les coordonnées associées à la courbe expérimentale $|\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|_{\theta_B}^2$.
- **Étape 3 : détermination du parallélogramme d'incertitude centré sur le point de mesure $(\theta_B, |\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|_{\theta_B}^2)$** - A partir des incertitudes de mesure évaluées sur θ_B et $|\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|_{\theta_B}^2$, un parallélogramme d'incertitudes est tracé autour du point $(\theta_B, |\tilde{r}_p/\tilde{r}_s|_{\theta_B}^2)$.
- **Étape 4 : échantillonnage du parallélogramme d'incertitudes** - Le parallélogramme d'incertitudes est régulièrement échantillonné en (ϵ', ϵ'') .
- **Étape 5 : détermination du couple $(\epsilon'_{opt}, \epsilon''_{opt})$ dont les courbes conjointes $|\tilde{r}_p| = F_1(\theta_i)$ et $|\tilde{r}_s| = F_2(\theta_i)$ sont les plus proches des courbes expérimentales au sens des moindres carrés.**

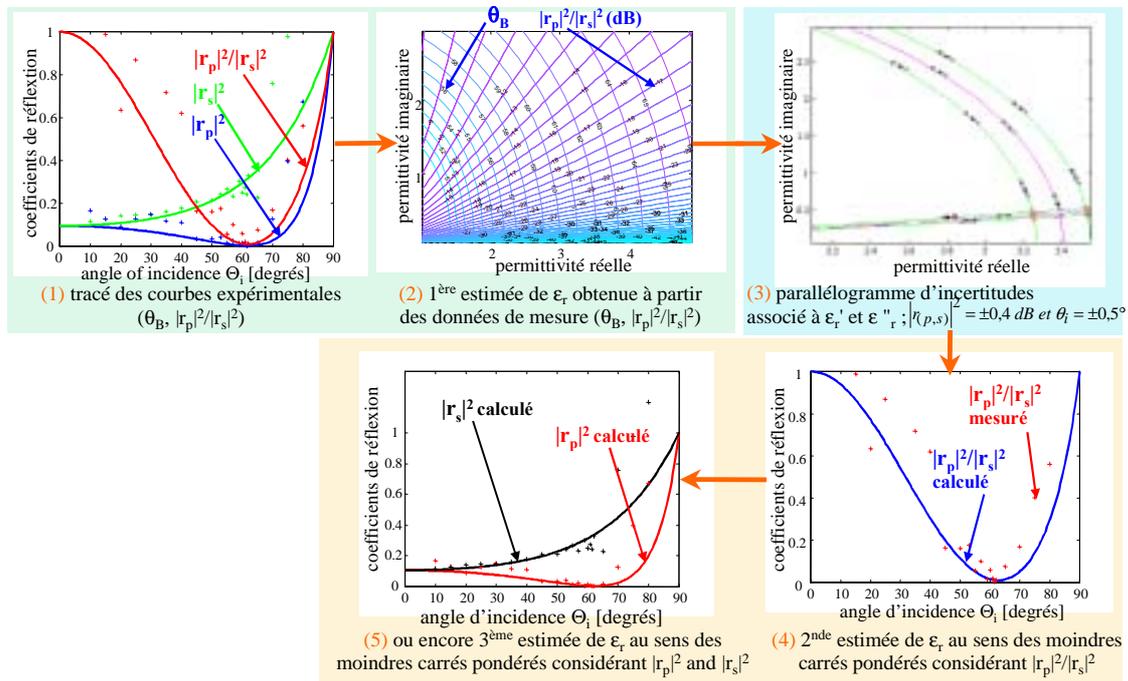


Figure 2.2 – Etapes pour la détermination de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode de Fresnel

2.2.3 La méthode ellipsométrique

L'ellipsométrie, dont le principe est rappelé en Figure 2.3, consiste à mesurer l'état de polarisation du champ électrique dont la polarisation, initialement rectiligne, est transformée en une polarisation elliptique, suite à sa réflexion (transmission) par un matériau dont la permittivité est complexe [Azz99].

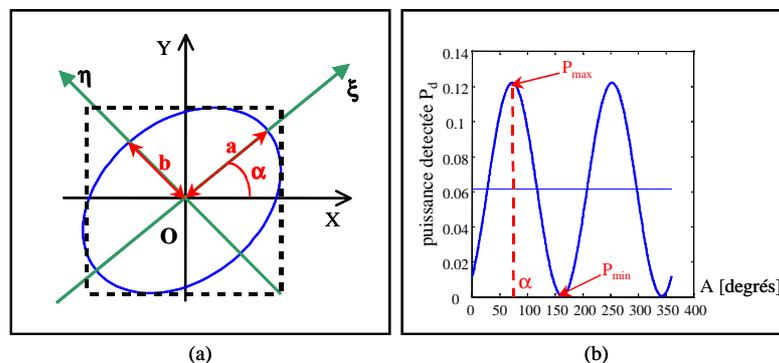


Figure 2.3 – Principes de l'ellipsométrie : (a) Ellipse de polarisation du champ électrique \vec{E} après interaction avec un matériau (réflexion ou transmission) ; (b) Puissance détectée P_d dans le cas de la réflexion en fonction de la polarisation A de l'antenne de réception

Il s'agit alors de mesurer l'orientation α de l'ellipse et son excentricité b/a . Ainsi, la polarisation de l'antenne d'émission étant fixée à $P = 45^\circ$ (valeur qui simplifie de façon significative les équations) et l'angle d'incidence à une valeur θ_i , la rotation de l'antenne de réception autour de son axe horizontal contribue à modifier sa polarisation A et permet d'acquérir une courbe de puissance réfléchie P_d (transmise) d'allure sinusoïdale. La formule analytique de cette courbe est :

$$P_d = K_0 + K_1 \cos(2A) + K_2 \sin(2A) \quad (2.1)$$

Remarquons que les coefficients K_1 et K_2 dépendent des caractéristiques du matériau (épaisseur et permittivité). De cette courbe sont extraites les amplitudes minimum P_{min} et maximum P_{max} , ainsi que la position angulaire α de l'amplitude maximum.

Pour la détermination de la permittivité complexe, nous proposons deux types d'algorithmes de traitement des données qui se distinguent par la connaissance a priori (Méthode 1) ou non (Méthode 2) de l'épaisseur du matériau sous test. Puisque l'essentiel de nos développements a concerné les mesures en réflexion, les algorithmes présentés sont focalisés sur cette configuration. Il faut rappeler que la méthode ellipsométrique suppose un choix préalable judicieux de l'angle d'incidence θ_i ; dans ce contexte, nous avons effectué des études paramétriques qui nous ont permis de définir la plage de variation de θ_i $[35^\circ, 50]$ dans laquelle une meilleure sensibilité est obtenue, ceci en considérant différentes valeurs de permittivités.

2.2.3.1 Détermination de la permittivité complexe seule (lorsque l'épaisseur est connue) : Méthode du Min-Max (Méthode 1)

Cette méthode de détermination de la permittivité complexe d'un matériau monocouche inclut plusieurs étapes; l'épaisseur est ici supposée connue, et les paramètres θ_i et f sont fixés. Les relations analytiques associées au modèle décrit sont rassemblées en Figure 2.4 [C6, C8], [P2-P8] [E3-E7] :

- **Étape 1 : extraction des paramètres** $(\alpha, P_{min}/P_{max})$ **de la courbe expérimentale.**
- **Étape 2 : détermination de l'ellipticité χ de l'ellipse de polarisation** - L'ellipticité χ est déterminée à partir du rapport P_{min}/P_{max} .
- **Étape 3 : détermination des paramètres (ψ_r, Δ_r) à partir des relations fondamentales de l'ellipsométrie** - Ces relations relient les paramètres (α, χ) aux paramètres (ψ_r, Δ_r) , qui représentent le rapport complexe des coefficients de réflexion $(\tilde{r}_p/\tilde{r}_s)_{\theta_i}$ (et de transmission le cas échéant). Ainsi, la méthode ellipsométrique apparaît originale puisque, bien que fondée sur des mesures scalaires, elle permet d'obtenir des informations à valeurs complexes sur le rapport des coefficients de réflexion (ou de transmission).
- **Étape 4 : estimation de la permittivité complexe relative (ϵ', ϵ'')** - Une abaque représentant deux familles d'isocourbes à ψ_r -constant et Δ_r -constant dans le plan (ϵ', ϵ'') permet de positionner les données de mesure centrées sur un parallélogramme d'incertitudes $(\delta\psi_r, \delta\Delta_r)$. Ce parallélogramme est échantillonné et à chaque couple candidat (ϵ', ϵ'') est associée une courbe ellipsométrique théorique; la courbe ellipsométrique qui apparaît la plus proche de la courbe expérimentale au sens des moindres carrés est ensuite retenue.

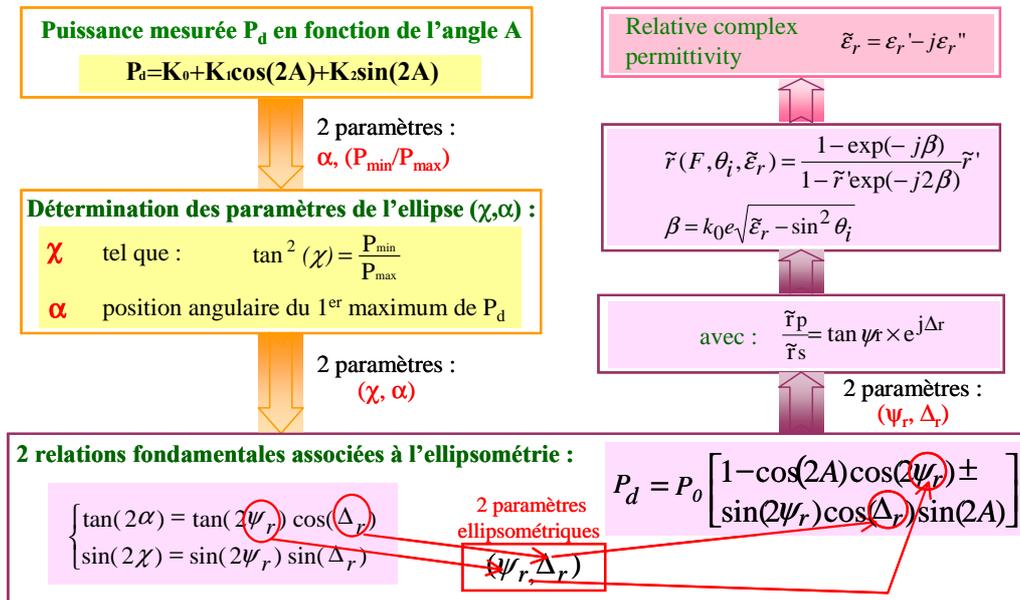


Figure 2.4 – Relations associées à la méthode du Min-Max et conduisant à la détermination de la permittivité complexe d'un matériau monocouche

Un algorithme de traitement des données expérimentales a été élaboré ; fondé sur une approche graphique à base d'abaques, il permet d'extraire les paramètres pertinents ($\alpha, P_{min}/P_{max}$) de la courbe ellipsométrique expérimentale et d'obtenir ainsi en trois étapes principales une estimée de la permittivité complexe ($\epsilon'_{opt}, \epsilon''_{opt}$) du matériau sous test, comme le montre la Figure 2.5.

- **Étape 1 : extraction des paramètres ($\alpha, P_{min}/P_{max}$) de la courbe expérimentale et positionnement sur une abaque dans un plan (ϵ', ϵ'')** - Une abaque représentant les isocourbes $(P_{min}/P_{max}) = constante$ et $\alpha = constante$ permet d'obtenir sans ambiguïté une première estimée $\tilde{\epsilon}_1$ (les deux réseaux de courbes de niveau sont perpendiculaires).
- **Étape 2 : tracé du parallélogramme d'incertitudes ($\delta(P_{min}/P_{max}) = \pm 0.1 dB, \delta(\alpha) = \pm 0.3^\circ$) centré sur la première estimée $\tilde{\epsilon}_1$** - Prenant en compte les incertitudes de mesures sur les puissances mesurées et sur l'angle α , un parallélogramme centré sur la valeur estimée de $\tilde{\epsilon}$ est tracé.
- **Étape 3 : échantillonnage du parallélogramme d'incertitudes et détermination de $\tilde{\epsilon}_{opt} = \epsilon'_{opt} - j\epsilon''_{opt}$** - Parmi l'ensemble des valeurs échantillonnées de $\tilde{\epsilon}$ comprises dans ce parallélogramme, celle dont la courbe ellipsométrique approche au mieux la courbe expérimentale au sens des moindres carrés est retenue. La valeur ($\epsilon'_{opt}, \epsilon''_{opt}$) qui lui est associée est retenue comme l'estimée de $\tilde{\epsilon}$.

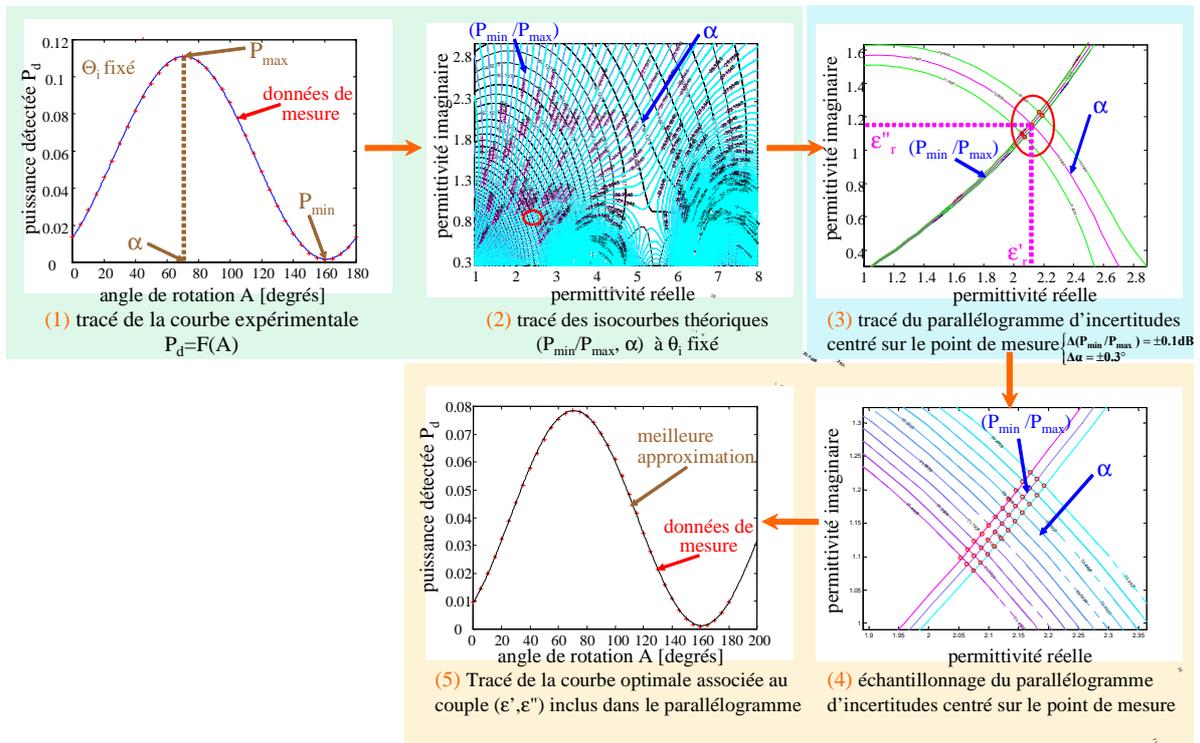


Figure 2.5 – Etapes pour la détermination de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode ellipsométrique

2.2.3.2 Détermination conjointe de l'épaisseur et de la permittivité complexe (Méthode 2)

Afin d'identifier les paramètres associés aux propriétés de réflexion d'un matériau monocouche, sa permittivité complexe $\tilde{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ et son épaisseur Δz , un algorithme, fondé sur plusieurs mesures ellipsométriques obtenues à des angles d'incidence distincts, a été développé [C4], [P3, P4]. Cet algorithme possède les caractéristiques suivantes :

- aucune valeur initiale $\tilde{\epsilon}$ n'est nécessaire,
- différents angles d'incidence d'indice θ_i ($1 \leq i \leq N$) et distincts de la normale peuvent être considérés,
- dans la procédure d'estimation, les incertitudes de mesure sont prises en compte.

Le principe de l'algorithme développé, et présenté en Figure 2.6, consiste d'abord à réécrire l'expression analytique du rapport des coefficients de réflexion $\tilde{\rho}_i = (\tilde{r}_p/\tilde{r}_s)_{\theta_i} = \rho'_i - j\rho''_i$ pour les deux polarisations parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence, afin d'en extraire une quantité qui ne dépend que de l'épaisseur. Ainsi, à partir de différentes valeurs du rapport $(\tilde{r}_p/\tilde{r}_s)_{\theta_i}$ mesurés à des angles d'incidence distincts indicés i ($1 \leq i \leq N$), une fonction de coût est formée dont la minimisation permet d'obtenir en premier lieu une estimation de la

permittivité complexe $\tilde{\epsilon}$ du matériau. Tout d'abord, une abaque représentant des isocourbes $(P_{min}/P_{max}) = constante$ et $\alpha = constante$ dans le plan (ρ'_i, ρ''_i) , permet d'obtenir les couples (ρ'_i, ρ''_i) pour chaque angle d'incidence θ_i ($1 \leq i \leq N$). Ensuite, la fonction de coût, dont l'expression est présentée en Figure 2.6, est élaborée à partir des valeurs expérimentales $\tilde{\rho}_i$; sa minimisation fournit une estimée de la permittivité complexe $\tilde{\epsilon}_{opt} = \epsilon'_{opt} - j\epsilon''_{opt}$. Cette estimée permet d'évaluer les quantités \tilde{A}_i et \tilde{q}_i pour chaque angle d'incidence et de déterminer une épaisseur; l'épaisseur optimale est définie comme la moyenne des épaisseurs déterminées à chaque angle d'incidence.

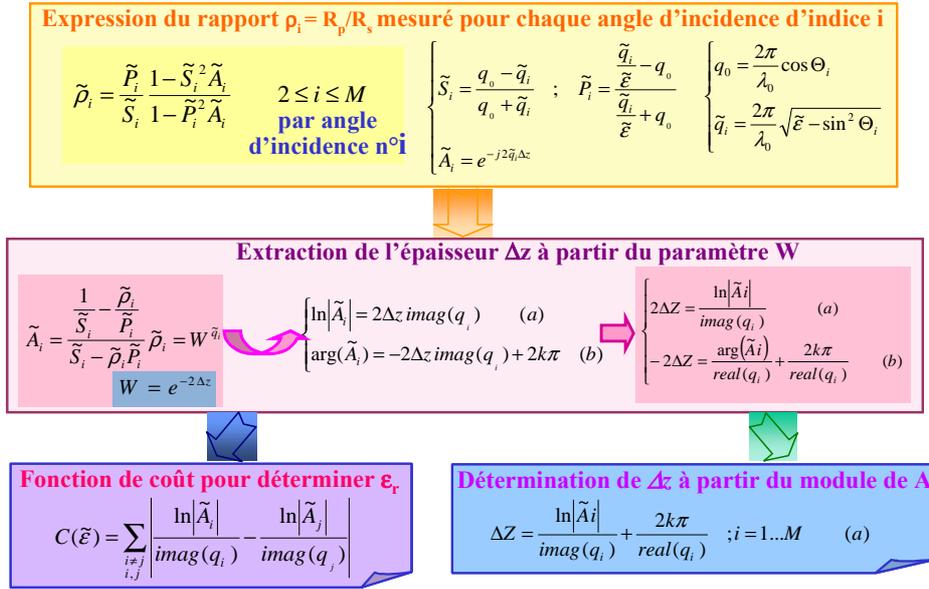


Figure 2.6 – Relations analytiques associées à la détermination conjointe de l'épaisseur Δz puis de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode ellipsométrique

Trois étapes essentielles, décrites en Figure 2.7, sont associées à l'algorithme de détermination conjointe de l'épaisseur et de la permittivité complexe :

- **Etape 1 : extraction des paramètres $(\alpha, P_{min}/P_{max})_{\theta_i}$ de chaque courbe expérimentale associée à un angle d'incidence θ_i .**
- **Etape 2 : tracé des isocourbes $(\alpha, P_{min}/P_{max})_{\theta_i}$ pour chacun des angles d'incidence θ_i dans le plan (ρ'_i, ρ''_i) et positionnement de chaque point de mesure** - Prenant en compte les incertitudes de mesures sur les puissances mesurées P_{min}, P_{max} et sur l'angle α , on obtient un parallélogramme centré sur chaque valeur estimée $\tilde{\rho}_i$. Ce parallélogramme est régulièrement échantillonné et permet d'obtenir un ensemble de neuf valeurs candidates pour $\tilde{\rho}_i$.
- **Etape 3 : élaboration des fonctions de coût** - Ces valeurs permettent de construire neuf fonctions de coût distinctes, à chacune desquelles correspond un jeu de paramètres $(\tilde{\rho}_1, \tilde{\rho}_2, \dots, \tilde{\rho}_N)$ (sur la Figure 2.7, $N=3$ car les angles d'incidence sont $35^\circ, 40^\circ$ et 50°) qui

permet d'obtenir une estimée $(\tilde{\epsilon})_{k=1,\dots,9}$. La valeur finale de Δz est choisie comme la valeur moyenne des neuf estimées obtenues.

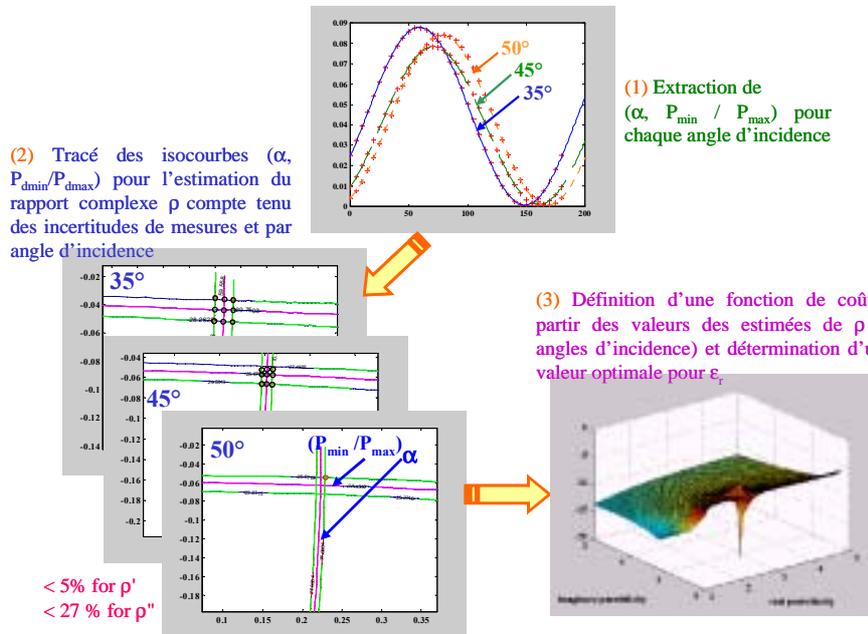


Figure 2.7 – Etapes pour la détermination conjointe de l'épaisseur et de la permittivité complexe (ϵ' et ϵ'') à l'aide de la méthode ellipsométrique

2.3 Le banc MAT-ULB

Le banc de mesure, présenté en Figure 2.8, est localisé à l'IETR-INSA dans une chambre anéchoïque; il est initialement dédié à des mesures de Surface Equivalente Radar (SER) dans le domaine micro-onde (bande X [8; 12.5] GHz). Ainsi, il permet de caractériser en réflexion, en configuration quasi-monostatique, un objet positionné sur une tourelle en polystyrène à une distance d'environ 3 m des antennes d'émission et de réception. Cette configuration permet un éclairage quasiment en phase sur toute la surface du matériau. Un réseau de quatre antennes cornet identiques de bande X (de gain 17 dB, d'angle d'ouverture à 3 dB égal à 20° dans les plans E et H) autorise des mesures pour différents états de polarisation en incidence normale ($\theta_i = 0$). Les données d'amplitude et de phase associées au paramètres S_{11} sont mesurées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA) HP8510B.

2.3.1 Montage expérimental

La caractérisation de matériaux à l'aide du banc MAT-ULB suppose qu'un échantillon de petites dimensions ($17 \times 17 \text{ cm}^2$) est positionné sur la tourelle. L'alignement de la surface de

l'échantillon avec le plan d'ouverture des antennes est réalisé à l'aide d'un système de rotation d'axe vertical associé à la tourelle. Les polarisations des antennes d'émission et de réception sont choisies identiques. Un ordinateur pilote le système de rotation ainsi que l'acquisition des données issues du VNA HP8510B. Sur la bande de fréquences [8 ; 12.5] GHz, le nombre maximum d'échantillons fréquentiels est choisi, soit 801 points.

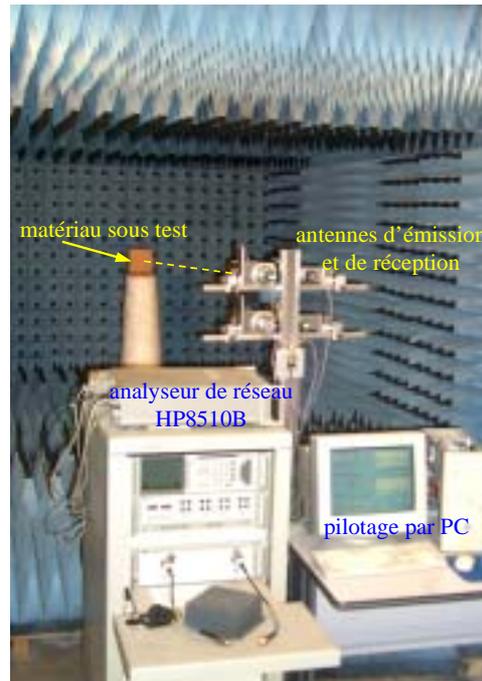


Figure 2.8 – Photo du banc MAT-ULB dédié à la caractérisation de matériaux en réflexion en chambre anéchoïque

Une procédure de mesure en trois étapes a été élaborée afin de déterminer la permittivité complexe du matériau sous test en fonction de la fréquence f (voir Figure 2.9). Cette procédure, qui a été étudiée au cours du travail de Thèse de F. Tchoffo, vise à déterminer les coefficients de réflexion du matériau avec et sans plaque [E2] métallique en face arrière, et à s'affranchir des pertes en espace libre et dans le système de mesure :

- **Étape 1 : Mesure de $S_{11ref}(f)$** - une mesure de référence est effectuée en considérant une plaque métallique seule en place du matériau et de mêmes dimensions.
- **Étape 2 : Mesure de $S_{11m}(f)$** - une seconde mesure est réalisée en plaçant le matériau devant la plaque métallique, en contact avec elle.
- **Étape 3 : Mesure de $S_{11a}(f)$** - une troisième mesure est obtenue avec le matériau seul.

Les coefficients de réflexion avec et sans plaque métallique sont obtenus à l'aide des relations suivantes :

$$\tilde{R}_m(f) = \frac{S_{11m}(f)}{S_{11ref}(f)} e^{j2\pi f \tau_{BF}} \quad (2.2)$$

$$\tilde{R}_a(f) = \frac{S_{11a}(f)}{S_{11ref}(f)} e^{j2\pi f \tau_{BF}} \quad (2.3)$$

où $\tau_{BF} = 2d/c$ représente le temps de propagation aller-retour dans le matériau d'épaisseur d . c est la vitesse de la lumière dans le vide.

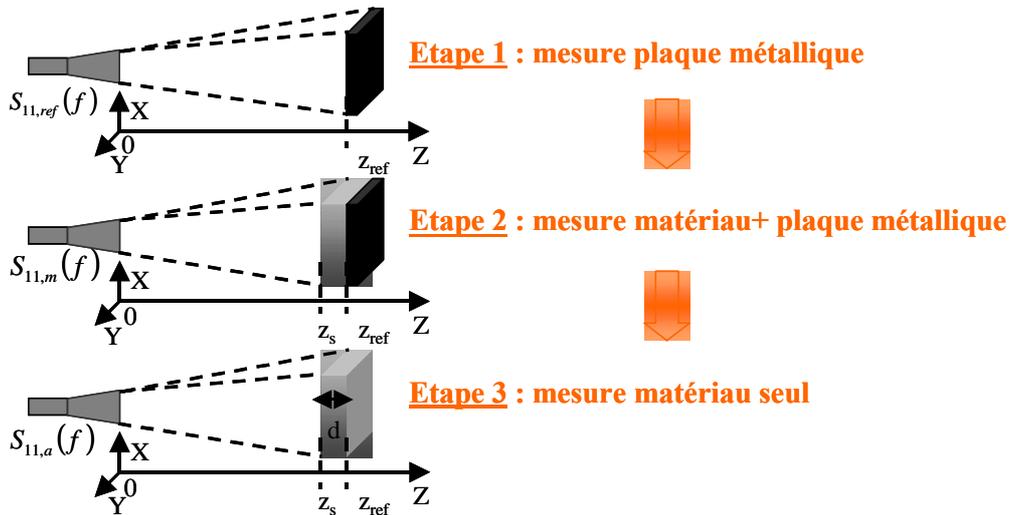


Figure 2.9 – Procédure de mesure en trois étapes pour la détermination des coefficients de réflexion d'un matériau avec et sans plaque métallique en face arrière

2.3.2 Détermination de la permittivité complexe en fonction de la fréquence

A partir des variations des valeurs complexes des deux coefficients de réflexion $\tilde{R}_m(f)$ et $\tilde{R}_a(f)$, correspondant à la présence ou non de plaque métallique en face arrière, nous avons développé un algorithme de traitement statistique des données expérimentales fondé sur plusieurs étapes rassemblées en Figure 2.10. Cet algorithme vise à déterminer la permittivité complexe d'un matériau monocouche pour chacun des 801 points de fréquences [C1-C5].

- **Etape 1 : Filtrage des données de mesure** - Les valeurs complexes (parties réelles et imaginaires) des deux coefficients de réflexion sont lissées à l'aide d'un filtre FIR passe-bas de longueur N impair afin d'atténuer les hautes fréquences du signal.
- **Etape 2 : Détermination d'une valeur initiale pour la permittivité réelle ϵ'_1** - Une valeur initiale de permittivité réelle est obtenue à partir de l'estimation de la fréquence d'aller-retour de l'onde $f_{BF} = 1/\tau_{BF}$ dans l'épaisseur du matériau, laquelle est supposée connue.
- **Etape 3 : Elaboration d'une fonction de coût** - Pour chaque fréquence, les valeurs des coefficients de réflexion sont intégrées dans une fonction de coût qui mesure les écarts au sens des moindres carrés entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées par la méthode de Fresnel. Dans la fonction de coût, nous avons considéré les seuls modules des coefficients de réflexion afin de nous affranchir des problèmes associés à la référence

de phase :

$$C(f_k) = \left| |R_m^e(f_k)| - |R_m^t(f_k)| \right|^2 + \left| |R_a^e(f_k)| - |R_a^t(f_k)| \right|^2 ; k = 1, \dots, 801 \quad (2.4)$$

De plus, nous avons cherché à analyser différemment les données fréquentielles associées aux coefficients de réflexion $\tilde{R}_m(f)$ et $\tilde{R}_a(f)$ à l'aide de méthodes d'identification spectrale haute résolution (MUSIC et Faisceau de matrices) pour extraire les différents trajets -et leurs paramètres- suivis par le champ électrique à l'intérieur d'un matériau. Pour cela, un modèle de trajets multiples doit être préalablement défini. L'objectif final est de reconstruire la réponse impulsionnelle du matériau, laquelle permettra de prédire l'allure d'une impulsion incidente suite à sa réflexion (ou sa transmission) sur le matériau pour des applications ultra-large bande. Une telle approche apparaît complémentaire de la méthode précédente qui consistait à déterminer la permittivité complexe en fonction de la fréquence; elle sera plus précisément développée dans le Chapitre 4, car elle permet aussi d'analyser les phénomènes de multi-trajets dans un environnement réel.

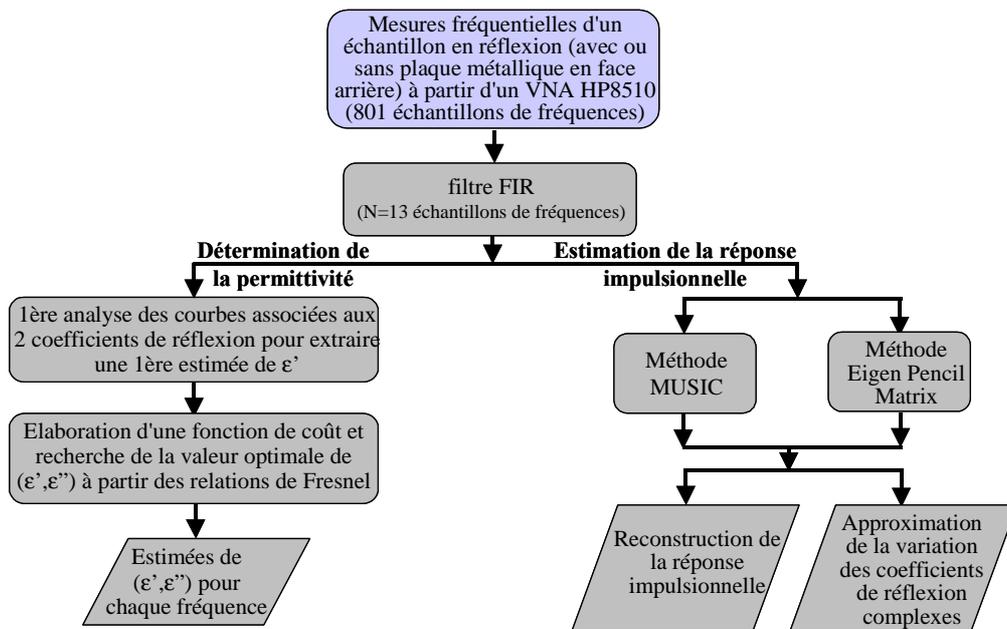


Figure 2.10 – Les différents algorithmes de traitement statistique des données fréquentielles mesurées

2.4 Résultats expérimentaux

Divers matériaux rencontrés dans le bâtiment ont été caractérisés à l'aide des deux bancs de mesure COTREMO et MAT-ULB. Cependant, il n'a pas été possible de disposer d'échantillons rigoureusement identiques pour réaliser des mesures à l'aide de ces deux méthodes.

2.4.1 Caractérisation de matériaux à l'aide du banc COTREMO

2.4.1.1 Comparaison entre la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie micro-onde

La comparaison des performances associées à chacune des méthodes de Fresnel et de l'ellipsométrie micro-onde a été réalisée en considérant deux types de matériaux : un mur en béton du laboratoire ESYCOM et des panneaux de bois agglomérés d'épaisseurs différentes. Les caractéristiques de ces matériaux sont présentées en figure 2.11. Les mesures ont été effectuées à 10 GHz pour la méthode de Fresnel et 8.5 GHz pour la méthode ellipsométrique ; ce choix représentait un compromis expérimental. Chaque mesure de puissance représente une moyenne de 60 valeurs.

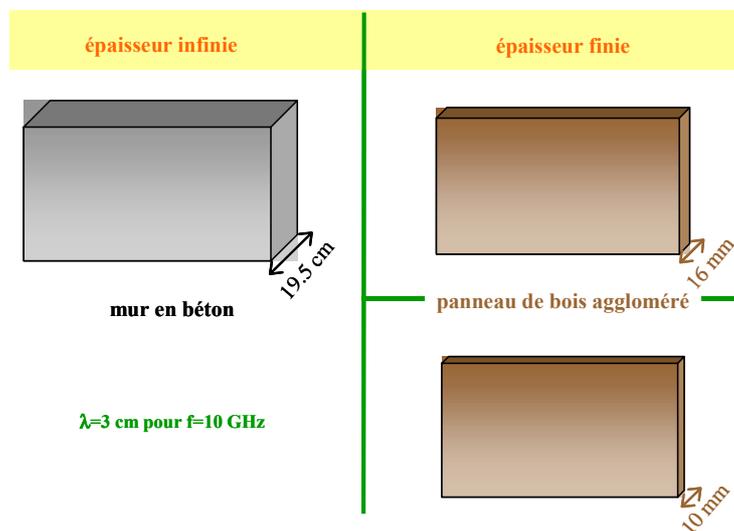


Figure 2.11 – Matériaux mesurés pour la comparaison de la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie

Dans le cas du mur en béton de grande épaisseur ($d = 19.5$ cm), les résultats (voir Figure 2.12) montrent que l'étude du rapport des coefficients de réflexion selon les deux polarisations d'une part, puis celles des deux coefficients considérés conjointement d'autre part, conduisent à des estimées de permittivité complexe très proches (compte tenu des incertitudes de mesures) ; la valeur moyenne est évaluée à $3.5 - 1.1j$.

Comparativement à la méthode de Fresnel, la méthode ellipsométrique donne une valeur de permittivité imaginaire un peu supérieure et les incertitudes associées apparaissent ainsi supérieures (Figure 2.13) ; les incertitudes issues de la méthode ellipsométrique semblent plus réalistes, car le trajet direct reçu par l'antenne de réception ne varie pas avec l'angle d'incidence. Ce problème physique n'est pas pris en compte dans le modèle de Fresnel.

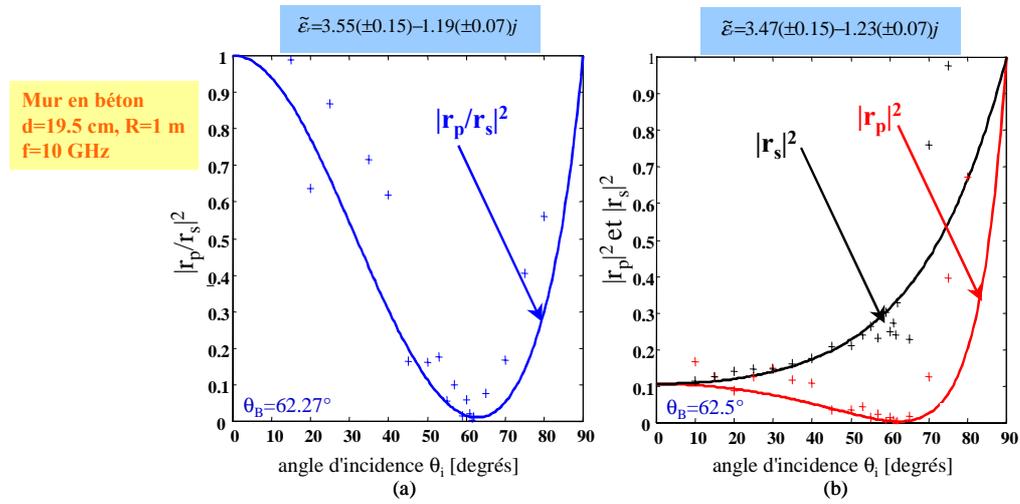


Figure 2.12 – Résultats d’estimation de la permittivité complexe d’un mur en béton ($d=19.5$ cm, $f = 10$ GHz) par la méthode de Fresnel (a) rapport \tilde{r}_p/\tilde{r}_s (b) \tilde{r}_p et \tilde{r}_s conjointement

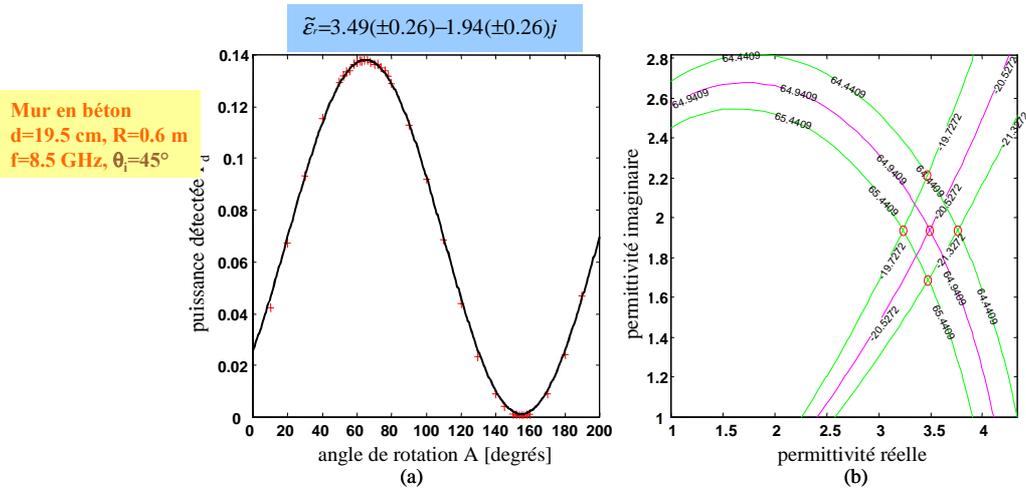


Figure 2.13 – Résultats d’estimation de la permittivité complexe d’un mur en béton ($d = 19.5$ cm, $f = 10$ GHz) par la méthode ellipsométrique (a) courbe ellipsométrique (b) parallélogramme d’incertitudes

Dans le cas des deux panneaux de bois aggloméré d’épaisseurs différentes ($d = 10$ et 16 mm), la méthode de Fresnel (Figure 2.14) et l’ellipsométrie (Figure 2.15) donnent des valeurs proches de la permittivité complexe. Remarquons que les valeurs de permittivité réelles semblent plus faibles pour l’échantillon plus épais. En effet, lorsque son épaisseur devient faible, le matériau devient plus transparent, donc moins réfléchissant et plus difficile à mesurer. Les estimées de permittivité complexe apparaissent conformes à celles issues de la littérature [Pug96], [Sat95], [Cui00].

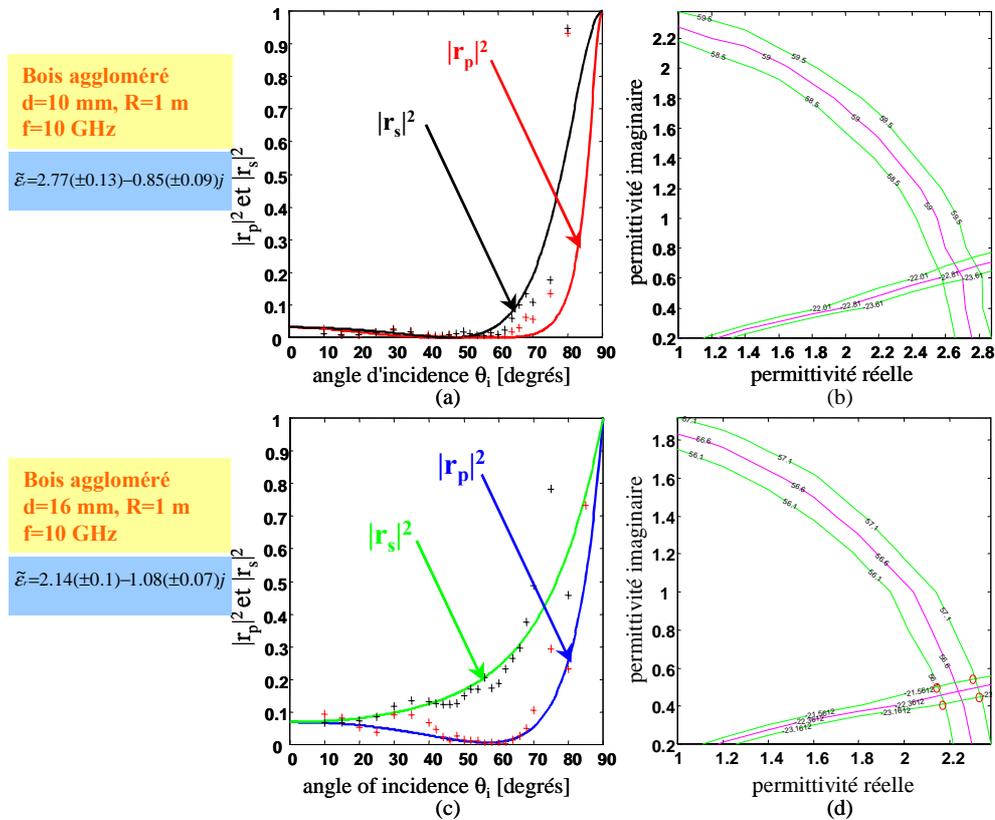


Figure 2.14 – Résultats d'estimation de la permittivité complexe de deux panneaux de bois aggloméré d'épaisseurs différentes ($d = 10$ et 16 mm) par la méthode de Fresnel

Le tableau 2.1 récapitule les différentes estimées de permittivités.

2.4.1.2 Résultats issus de la méthode ellipsométrique

Une campagne de caractérisation de quelques matériaux a été conduite, à l'aide de la méthode ellipsométrique, en considérant différents angles incidences inclus dans l'intervalle $[35^\circ; 50^\circ]$ et diverses fréquences de la bande $[8; 18]$ GHz. Les incertitudes de mesure maximales relatives à la puissance détectée P_d ainsi qu'à l'angle de polarisation A sont estimées respectivement à ± 0.2 dB en valeur relative et 0.3° en valeur absolue. Les matériaux étudiés, rassemblés

	méthode de Fresnel	ellipsométrie
béton 19.5 cm	$3.55 - 1.19j \pm (0.29 - 0.07j)$	$3.47 - 1.23j \pm (0.15 - 0.07j)$; $\theta_i = 45^\circ$
bois aggloméré 10 mm	$2.77 - 0.85j \pm (0.13 - 0.09j)$	$2.91 - 1.15j \pm (0.22 - 0.23j)$; $\theta_i = 35^\circ$
bois aggloméré 16 mm	$2.14 - 1.15j \pm (0.1 - 0.07j)$	$2 - 1.7j \pm (0.2 - 0.16j)$; $\theta_i = 45^\circ$

Tableau 2.1 – Comparaison des valeurs de permittivité complexe obtenues par la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie

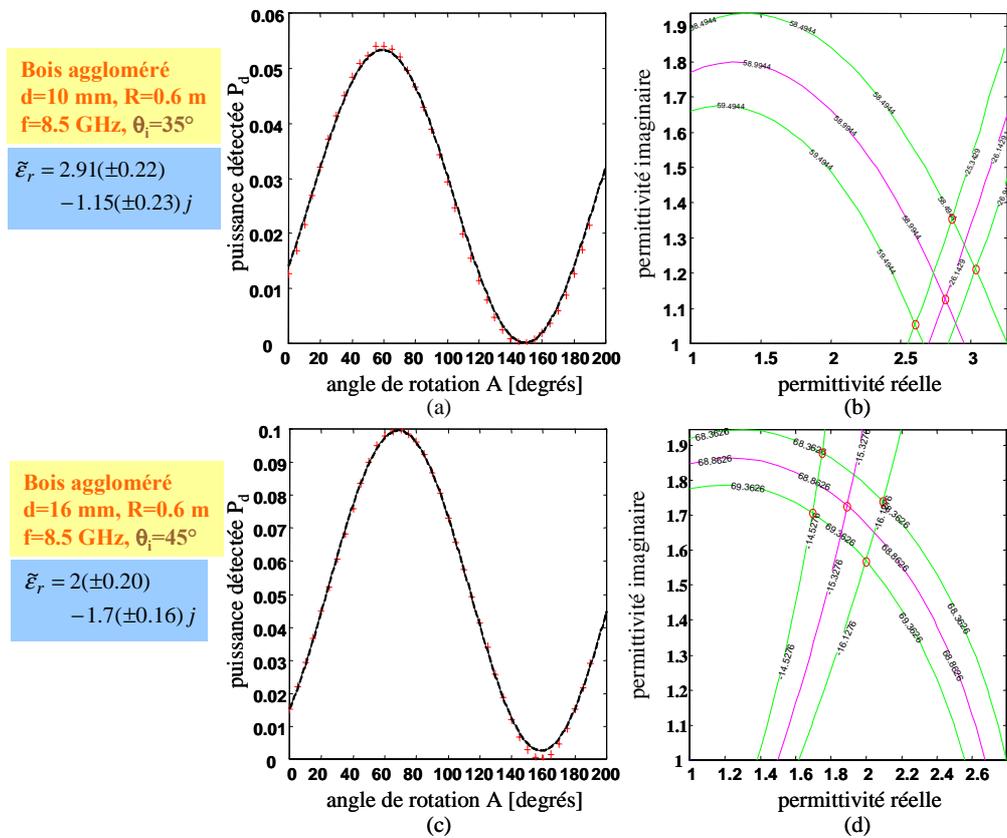


Figure 2.15 – Résultats d'estimation de la permittivité complexe de deux panneaux de bois aggloméré d'épaisseurs différentes ($d = 10$ et 16 mm) par la méthode ellipsométrique (a,c) courbes ellipsométriques (b,d) parallélogrammes d'incertitudes

en Figure 2.16, sont considérés comme homogénéisables (les inclusions sont de petites dimensions devant la longueur d'onde associée à celle-ci) : ils sont constitués de PVC ($d = 10.4 \text{ mm}$ et 15.5 mm), de bois aggloméré ($d = 10 \text{ mm}$ et 16 mm) et de placoplâtre ($d = 12 \text{ mm}$).

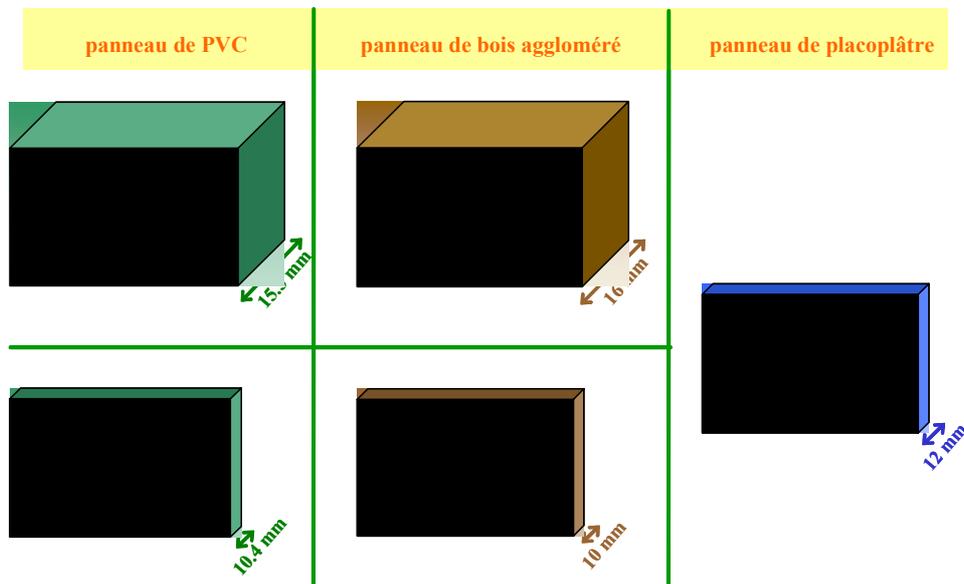


Figure 2.16 – Matériaux mesurés à l'aide de l'ellipsométrie pour différentes fréquences de la bande [8 ; 18] GHz

– Courbes ellipsométriques

Les courbes ellipsométriques associées aux matériaux les plus épais sont tracées en Figures 2.17 et 2.18 en fonction de l'angle de polarisation A de l'antenne de réception pour divers angles d'incidence et diverses fréquences. Ces figures montrent que, de façon générale, la position angulaire de l'amplitude maximale ainsi que la valeur de l'amplitude maximale croissent avec l'angle d'incidence ; ce résultat est conforme à la théorie comme le montre la Figure 2.17c dans le cas où une valeur moyenne de permittivité complexe associée au PVC a été considérée, soit $\tilde{\epsilon} = 2.19 - 1.13j$. Soulignons que pour certaines valeurs de permittivités complexes, la loi de variation de l'amplitude maximale avec l'angle d'incidence peut être inversée : à permittivité réelle fixée, nous avons observé que l'on peut définir une valeur limite de permittivité imaginaire. En observant les courbes expérimentales, il apparaît difficile d'extraire une loi de variation de l'amplitude maximale car les estimées de permittivité complexe ne sont pas rigoureusement identiques pour chaque courbe ellipsométrique.

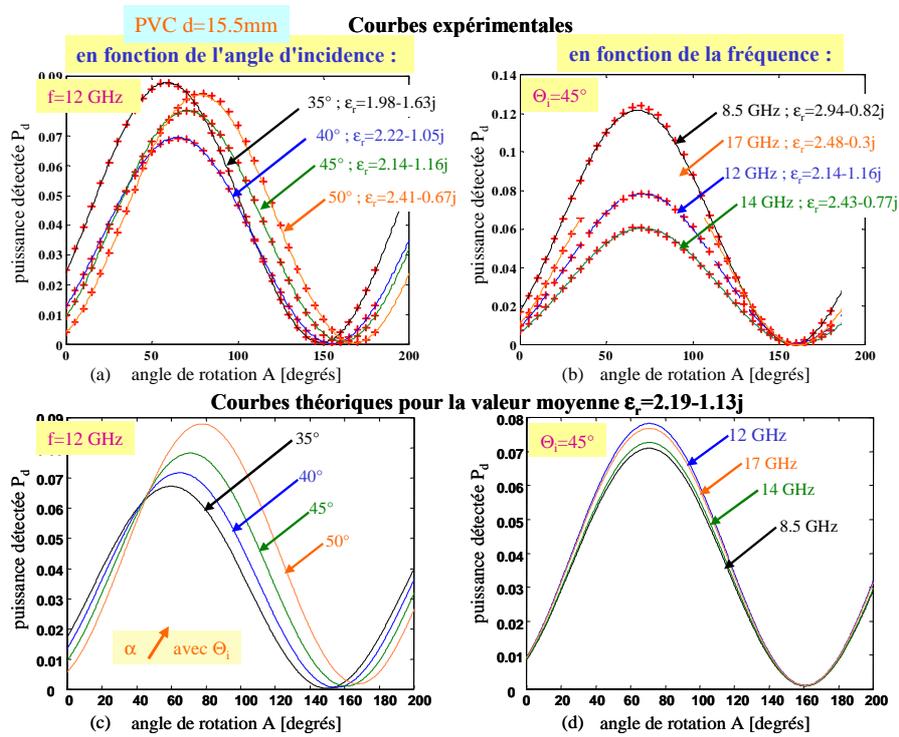


Figure 2.17 – Allures des courbes ellipsométriques associées au panneau de PVC d'épaisseur $d = 15.5 \text{ mm}$ pour divers angles d'incidence et fréquences

En ce qui concerne l'évolution de l'amplitude maximale en fonction de la fréquence, les Figures 2.17 et 2.18 montrent qu'il est difficile de trouver une loi de variation associée à l'amplitude maximale; de plus, les courbes ellipsométriques apparaissent plus ou moins distantes les unes des autres. Remarquons que, d'après les tracés de la Figure 2.17d, les courbes théoriques apparaissent nettement plus rapprochées (une valeur de permittivité complexe moyenne est considérée), et ce comparativement aux tracés expérimentaux (Figures 2.17b, 2.18b et 2.18d).

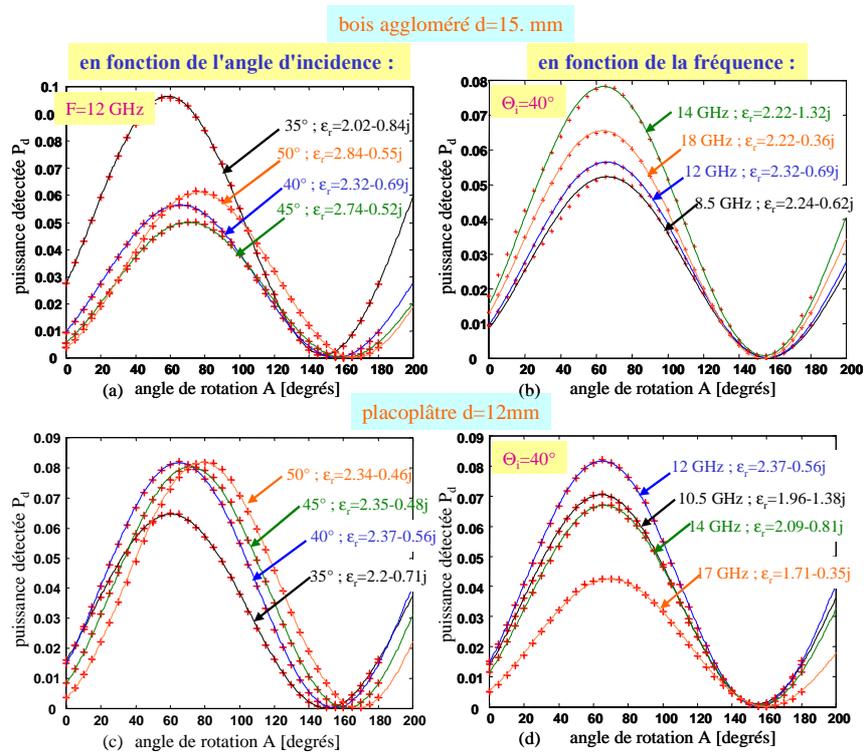


Figure 2.18 – Allures des courbes ellipsométriques associées aux panneaux de bois aggloméré (a,b) et de placoplâtre (c,d) d'épaisseurs 15.5 mm et 12 mm pour divers angles d'incidence et fréquences

- Détermination de la permittivité complexe à l'aide de la méthode du Min-Max (l'épaisseur est connue)

Utilisant la méthode du Min-Max pour déterminer la permittivité complexe relative des différents échantillons, nous avons obtenu les résultats rassemblés dans le tableau 2.2 en fonction de la fréquence. De plus, les Figures 2.19a et b présentent les variations de permittivité complexe relatives aux échantillons les plus épais en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence respectivement. Les incertitudes de mesure associées aux permittivités réelle et imaginaire sont estimées respectivement inférieures à 8% et 12%. Il convient de souligner que, de façon générale, les valeurs faibles de permittivités imaginaires relatives inférieures à 0.5 sont difficiles à estimer avec une technique de mesure en espace libre.

La comparaison des résultats obtenus avec ceux issus de la littérature confirme que les parties réelles des permittivité complexes appartiennent effectivement aux intervalles [2.1 ; 2.9] et [1.71 ; 2.5] pour le bois aggloméré et le placoplâtre, respectivement [Pug96], [Sat95], [Cui00], [Li98], [VonH54], [Muq03], [Saf02] ; quant aux permittivités imaginaires, elles sont respectivement comprises entre [0.04 ; 0.8] et [0.02 ; 0.1]. Les courbes de la Figure 2.19 montrent que les valeurs de permittivités réelle et imaginaire estimées pour les matériaux les plus épais présentent des fluctuations en fonction de la fréquence. De telles fluctuations ont aussi été observées lors

	8.5 GHz	12 GHz	14 GHz	18 GHz
PVC 15.5 mm	$2.92 - 0.92j$	$2.19 - 1.13j$	$2.14 - 0.82j$	$2.18 - 0.4j$
PVC 10.4 mm	$1.85 - 1.04j$	$2.6 - 0.95j$	$2.86 - 0.43j$	$2.92 - 0.89j$
Aggloméré 16 mm	$2.0 - 0.61j$	$2.47 - 0.67j$	$2.22 - 1.01j$	$2.59 - 0.62j$
Aggloméré 10 mm	$2.32 - 1.2j$	$2.33 - 1.01j$	$2.93 - 0.75j$	$3.5 - 0.66j$
Placoplâtre 12 mm	-	$2.32 - 0.55j$	$2.09 - 0.55j$	$2.04 - 1.61j$

Tableau 2.2 – Valeurs de permittivité complexe obtenues sur la bande 8 -18 GHz par l'ellipsométrie - Méthode du Min-Max

de la caractérisation de ces matériaux (bois aggloméré, PVC et plâtre) en structure guidée à l'Institut Fresnel (Marseille), comme le montre la Figure 2.20. De plus, les ordres de grandeur des valeurs obtenues sont comparables.

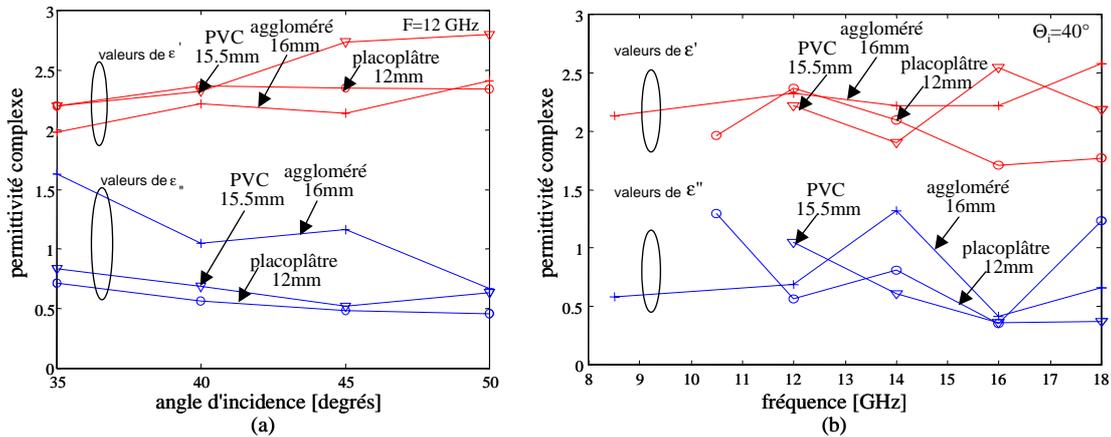


Figure 2.19 – Courbes de variation des estimées de permittivité réelle et imaginaire obtenues par l'ellipsométrie (méthode du Min-Max) en fonction (a) de l'angle d'incidence et (b) de la fréquence pour les trois matériaux les plus épais (PVC, bois aggloméré, placoplâtre)

– Détermination conjointe de l'épaisseur et de la permittivité complexe

Les résultats de mesure par l'ellipsométrie pour les différents matériaux ont été analysés afin d'en déterminer conjointement l'épaisseur et la permittivité complexe. Pour chaque matériau, quatre courbes ellipsométriques associées aux angles d'incidence [35° ; 40° ; 45° ; 50°] ont été considérées. Les résultats d'estimation de la permittivité complexe sont rassemblés dans le Tableau 2.3.

La comparaison avec les résultats issus de la méthode du Min-Max montre un accord satisfaisant ; les variations de permittivité complexe en fonction de la fréquence sont présentées sur le graphe de la Figure 2.21 et pour les deux méthodes (méthode du Min-Max et méthode sans la connaissance a priori de l'épaisseur) dans le cas des matériaux les plus épais.

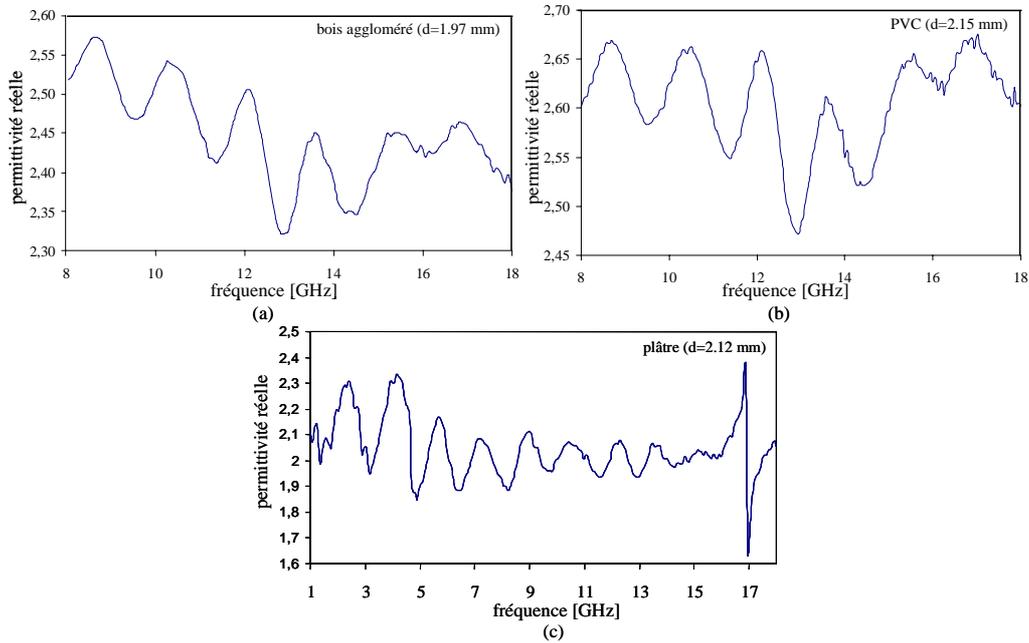


Figure 2.20 – Courbes de variation des estimées de permittivité réelle et imaginaire obtenues par des mesures en structure guidée (Institut Fresnel, Marseille) pour (a) le bois aggloméré ($d = 1.97$ mm), (b) le PVC ($d = 2.15$ mm) et (c) le plâtre ($d = 2.12$ mm)

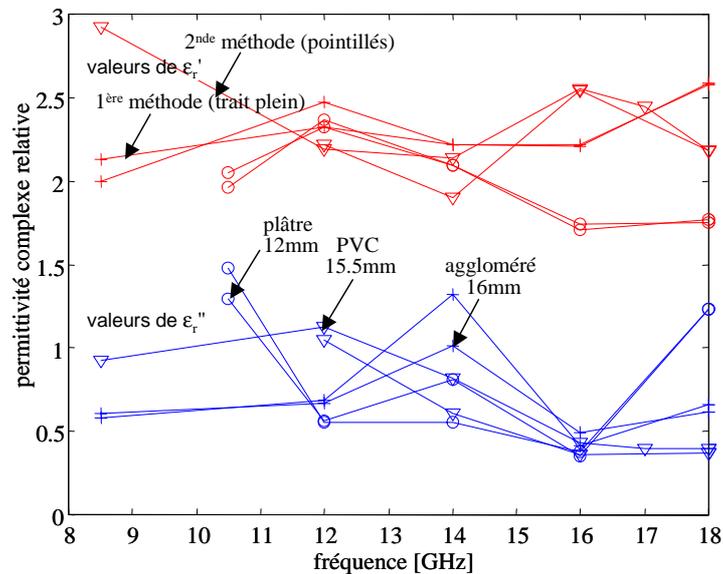


Figure 2.21 – Comparaison des estimations de permittivité complexes obtenues par les deux méthodes: Méthode 1 (Min-Max) et Méthode 2 (sans connaissance a priori de l'épaisseur)

Les résultats d'estimation de l'épaisseur sont présentés dans le Tableau 2.4. De façon générale, il apparaît que les écarts avec les épaisseurs mesurées restent inférieurs à 10%.

2.4.2 Caractérisation de matériaux à l'aide du banc MAT-ULB

Les échantillons de matériaux caractérisés par la méthode ellipsométrique n'ont pu être mesurés à l'aide du banc MAT-ULB, les deux bancs de mesures n'étant pas localisés sur le même site. Les divers échantillons de matériaux monocouche (M1 à M8), dont les propriétés de réflexion ont été mesurées dans la bande de fréquences $B=[8; 12.5 \text{ GHz}]$, sont décrits dans le Tableau 2.5 et sont présentés en Figures 2.22 et 2.23. Une épaisseur de l'ordre de 4 cm a été choisie afin de faciliter l'identification des différents trajets issus des réflexions multiples au sein des matériaux lors du traitement des données expérimentales. Les échantillons sont de forme carrée de dimensions $17 \times 17 \text{ cm}^2$.

Soulignons que les échantillons de hêtre, de mortier et de béton sont caractérisés par une structure hétérogène (voir Figures 2.22b, 2.22f et 2.23) : tandis que le hêtre est formé de fibres parallèles nettement visibles, à l'origine de deux phénomènes de polarisation parallèle (ou vertical V) et perpendiculaire (ou horizontal H), le mortier contient des grains de sable dont la dimension maximale est de 4 mm et la dimension moyenne est estimée entre 1.6 et 2 mm, et les pores ont une dimension moyenne de $50 \mu\text{m}$. Les bétons M7 et M8 sont caractérisés par une dimension maximale de grains de 16 mm et une dimension moyenne comprise dans l'intervalle $[1.6; 2] \text{ mm}$; le rapport eau/ciment (water-to-cement ratio w/c) est respectivement de 0.5 et 0.7, ce qui implique que la porosité du béton M8 est supérieure à celle du béton M7.

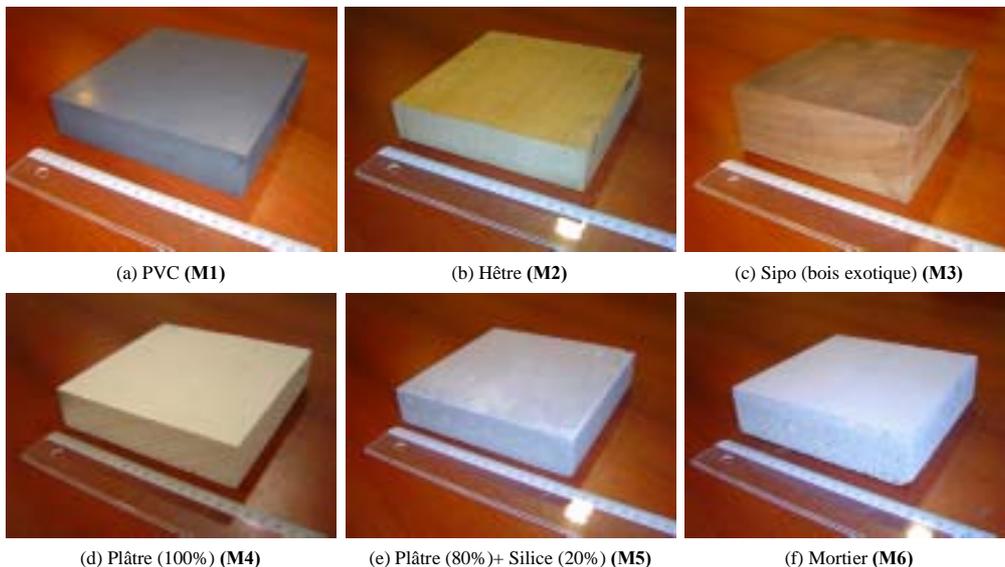


Figure 2.22 – Photos des divers échantillons (INSA Rennes, Génie Civil) caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB

	8.5 GHz	12 GHz	14 GHz	18 GHz
PVC 15.5 mm	$3.05 - 0.87j$	$2.03 - 0.9j$	$2.1 - 0.75j$	$2.53 - 0.37j$
PVC 10.4 mm	$1.83 - 1.03j$	$3.07 - 0.43j$	-	$2.98 - 1.12j$
Aggloméré 16 mm	$2.18 - 0.7j$	$2.67 - 0.57j$	$2.02 - 0.88j$	$2.27 - 0.43j$
Aggloméré 10 mm	$1.47 - 0.32j$	$2.45 - 0.35j$	$3.32 - 0.52j$	$3.48 - 0.43j$
Placoplâtre 12 mm	-	$2.27 - 0.5j$	$2.1 - 0.63j$	$1.73 - 1.45j$

Tableau 2.3 – Valeurs de permittivité complexe obtenues dans la bande 8-18 GHz par l'ellipsométrie à l'aide de la Méthode 2 en considérant les angles d'incidence 35° , 40° , 45° et 50°

Matériau	Estimation de l'épaisseur (mm)	Ecart (%)
PVC 15.5 mm	14.1	9.09
PVC 10.4 mm	9.2	8.57
Aggloméré 16 mm	14.6	9.64
Aggloméré 10 mm	9.2	7.9
Placoplâtre 12 mm	14.1	17.43

Tableau 2.4 – Valeurs d'épaisseurs estimées par la Méthode 2 et comparaison avec les véritables épaisseurs

Matériau	Epaisseur d (cm)	Permittivité complexe $\tilde{\epsilon}_{av}$ (valeur moyenne sur [8;12.5] GHz)	τ (ns)
PVC (M1)	4.05	$4.34 - j0.028$	0.58
Hêtre (M2)	3.86	$3.81 - j0.2(H)$ $4.54 - j0.23(V)$	$0.5(H)$ $0.55(V)$
Bois exotique Sipo (M3)	6.34	$3.7 - j0.17$	0.81
Plâtre 100% (M4)	3.95	$5.74 - j0.06$	0.51
Plâtre (80%)+ Silice (20%) (M5)	3.73	$4.33 - j0.095$	0.6
Mortier (M6)	4.78	$7.1 - j0.27$	0.85
Béton05 (w/c=0.5) (M7)	4.84	$7.7 - j0.33$	0.9
Béton07 (w/c=0.7) (M8)	5.07	$6.9 - j0.4$	0.89

Tableau 2.5 – Différents types de matériaux caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB

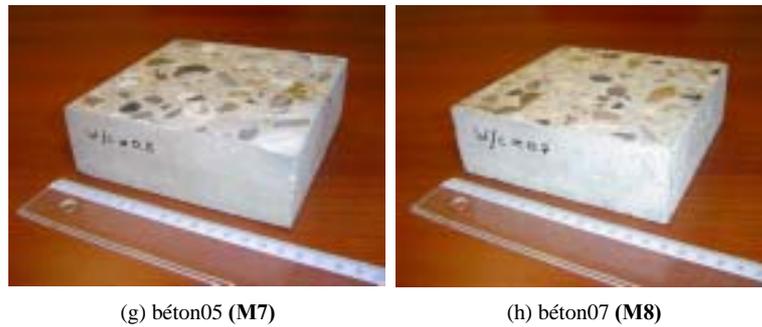


Figure 2.23 – Photos des échantillons de béton (LAM-MLV) caractérisés à l'aide du banc MAT-ULB

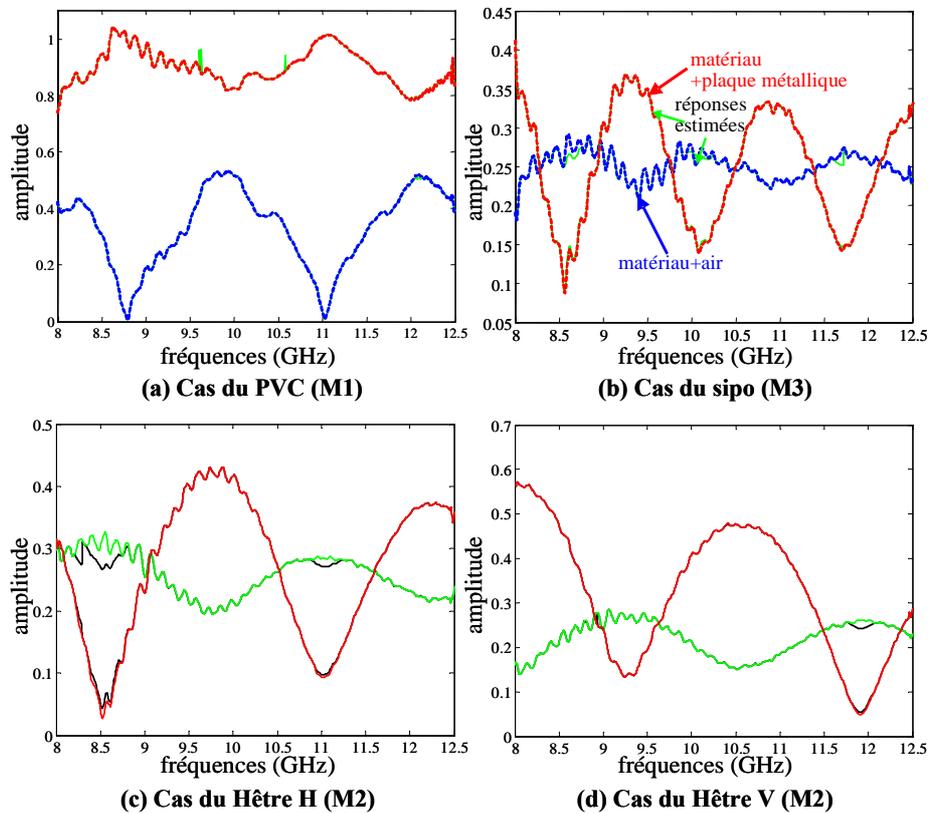


Figure 2.24 – Réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans la bande $[8; 12.5 \text{ GHz}]$ (incidence $\theta_i = 0^\circ$) dans le cas des échantillons de PVC, sipo et hêtre (V, polarisation parallèle aux fibres, H, polarisation perpendiculaire aux fibres)

A partir des coefficients de réflexion mesurés en absence et en présence de plaque métallique en face arrière, les réponses fréquentielles ont été tracées ; elles sont présentées en Figures 2.24 et 2.25 dans le cas des échantillons M1 à M8. Les courbes montrent que le nombre d'ondulations présent est proportionnel au rapport B/τ , où τ (égal à $2d\sqrt{\epsilon'}/c$) est le temps de parcours aller-

retour de l'onde dans l'épaisseur du matériau. La dimension réduite des échantillons serait à l'origine des phénomènes de diffraction qui produisent les fluctuations rapides observées sur les courbes expérimentales. Dans le cas du hêtre, les mesures en réflexion soulignent le rôle joué par la présence marquée de fibres parallèles à l'un des côtés de l'échantillon ; en effet, lorsque le champ électrique est parallèle à la direction des fibres (polarisation V), leur polarisation est renforcée induisant par conséquent une amplitude du coefficient de réflexion plus élevée et donc une valeur de permittivité réelle plus élevée dans cette direction.

L'estimation de la permittivité complexe des matériaux pour chaque fréquence a été obtenue à partir des variations d'amplitude des deux coefficients de réflexion avec ($\tilde{R}_m(f)$) et sans plaque métallique ($\tilde{R}_a(f)$). L'algorithme présenté en section 2.3.2 a permis de déterminer la permittivité complexe optimale comme la valeur pour laquelle les deux coefficients de réflexion théoriques sont les plus proches des valeurs expérimentales. Les résultats d'estimation des coefficients de réflexion, calculés à partir des permittivités obtenues pour chacune des fréquences de la bande B considérée, sont présentés sous la forme de courbes de couleur verte (voir Figures 2.24, 2.25 et 2.26). De façon générale, les résultats d'estimation conjointe des deux coefficients de réflexion expérimentaux sont satisfaisants. Toutefois, dans le cas du mortier et du béton07, les courbes des coefficients de réflexion théoriques approchent plus difficilement les tracés expérimentaux en particulier au voisinage des maxima et des minima.

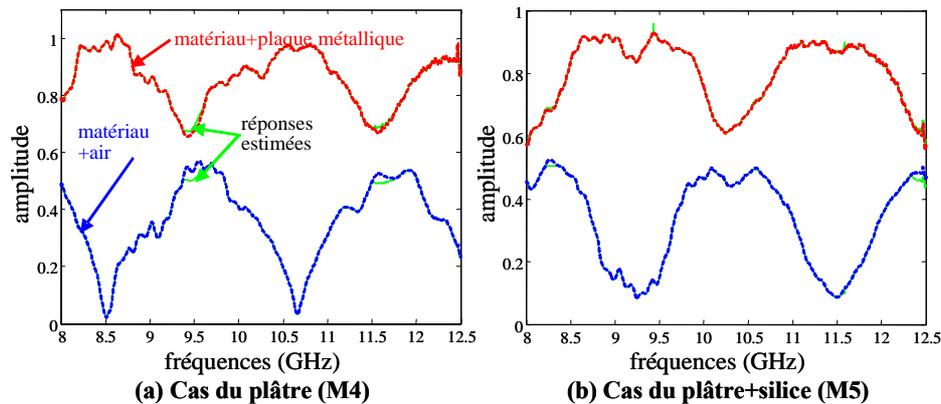


Figure 2.25 – Réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans la bande [8; 12.5 GHz] (incidence $\theta_i = 0^\circ$) dans le cas des échantillons de plâtre et plâtre+silice

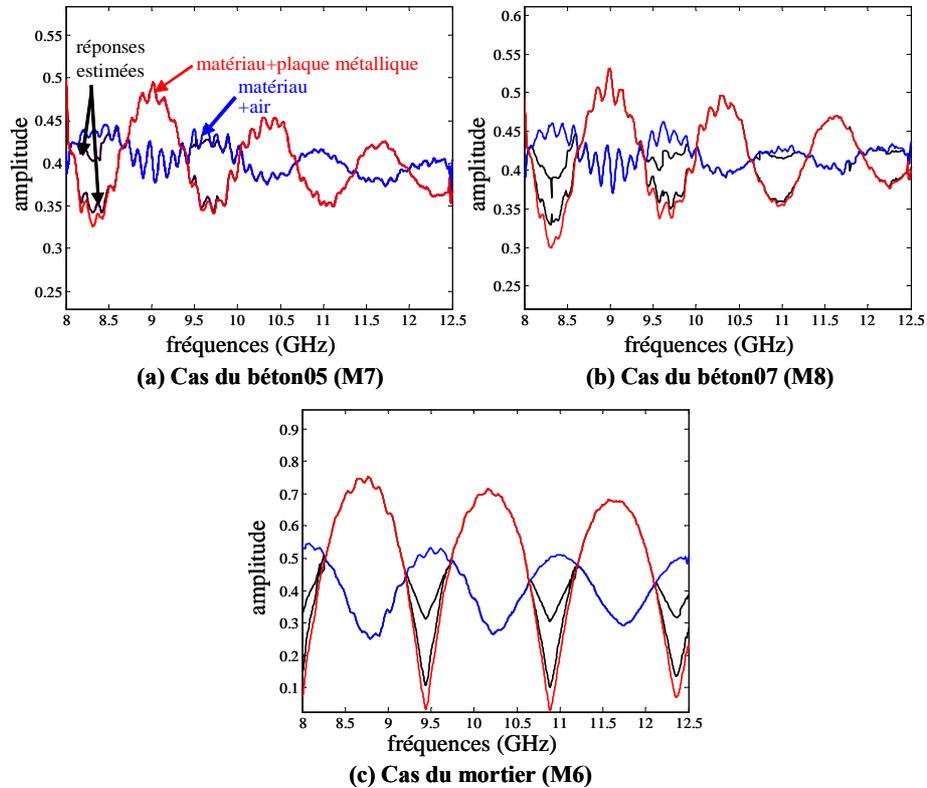


Figure 2.26 – Réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans la bande $[8; 12.5 \text{ GHz}]$ (incidence $\theta_i = 0^\circ$) dans le cas des échantillons de béton $w/c=0.5$ et 0.7 et de mortier

La superposition des variations des coefficients de réflexion mesurés obtenus par les différents matériaux, comme présentée en Figure 2.27, permet de comparer les réponses fréquentielles. Ainsi, nous pouvons remarquer des variations d'amplitude significatives pour les échantillons de plâtre, plâtre+silice et mortier. Aussi, nous observons que le bois sipo, le mortier et les bétons 05 et 07 montrent trois ondulations dans la bande $[8; 12.5]$ GHz au lieu de deux pour les autres matériaux; en fait, le Tableau 2.5 indique que ces matériaux présentent un temps de propagation τ supérieur à celui des autres échantillons induit par une épaisseur importante dans le cas du bois sipo et une permittivité réelle significative pour le mortier et les bétons.

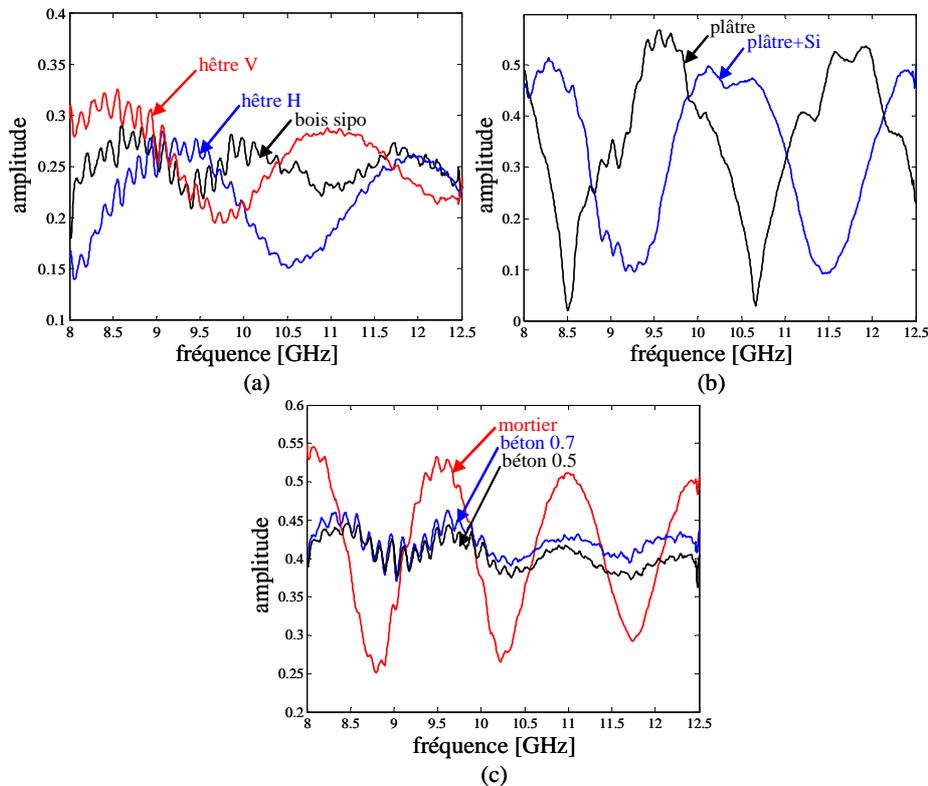


Figure 2.27 – Comparaison des réponses fréquentielles mesurées en réflexion dans l’air dans la bande [8 ; 12.5 GHz] (incidence $\theta_i = 0^\circ$) pour les divers échantillons de matériaux

Les variations de permittivités réelle et imaginaire des différents matériaux sont tracées en Figures 2.28a, 2.28b, 2.28c et 2.28d ; elles montrent des ondulations induites par la méthode d’estimation. Les valeurs moyennes de permittivité complexe des divers matériaux dans la bande [8 ; 12.5] GHz ont été déterminées et sont rassemblées dans le Tableau 2.5. Les valeurs moyennes estimées semblent en accord avec celles issues de la littérature [Cui00], [Kha01], [Lan93], [Lan96], [Muq03], [Sta03] ainsi que celles obtenues avec la méthode ellipsométrique. Ces valeurs soulignent notamment que le PVC apparaît comme le matériau le moins absorbant et le mortier et les bétons comme les plus absorbants avec des valeurs de permittivité réelle les plus élevées. En Figure 2.29 sont ainsi rassemblées les plages de variation des permittivités complexes de matériaux du bâtiment issues de la littérature et mesurées aux fréquences micro-ondes.

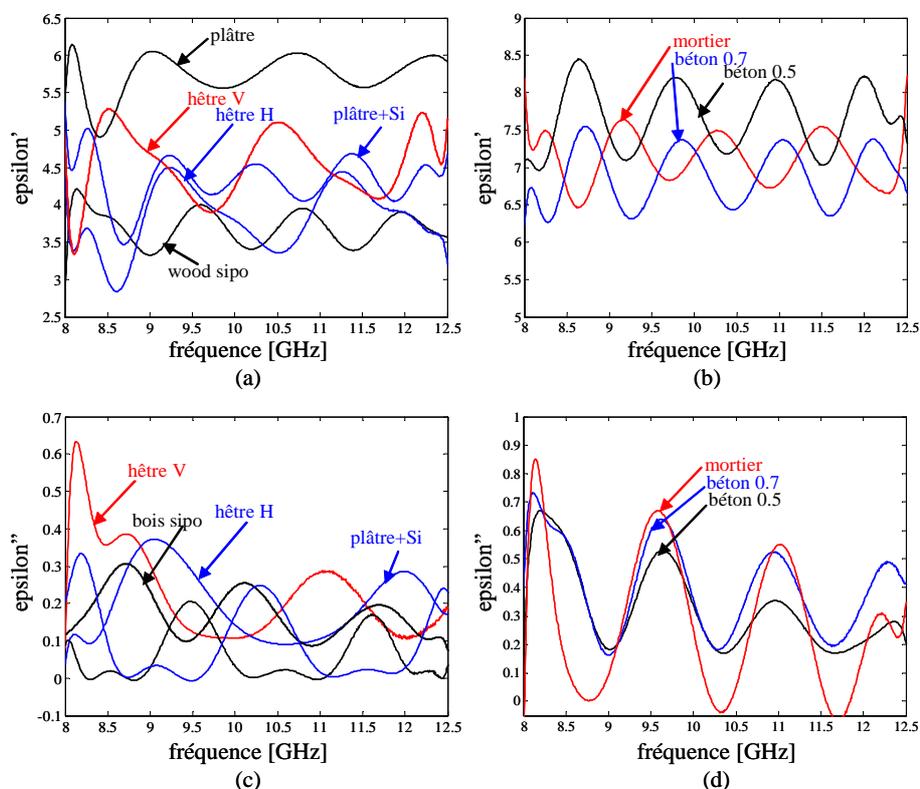


Figure 2.28 – Permittivités réelles et imaginaires estimées à partir de mesures en réflexion réalisées dans la bande [8 ; 12.5 GHz] pour les différents échantillons étudiés

	fréquences	ϵ'	pertes	remarques
verre	VHF $\leq F \leq$ μ ondes	$4 \leq \epsilon' \leq 9$	$5 \cdot 10^{-5} \leq \tan(\delta) \leq 1.5 \cdot 10^{-1}$	grande dépendance vis à vis de la composition chimique
bois	100 MHz $\leq F \leq$ 10 GHz	$1.4 \leq \epsilon' \leq 7.6$	$1.14 \cdot 10^{-2} \leq \tan(\delta) \leq 5.3 \cdot 10^{-1}$	grande dépendance vis à vis de l'humidité
epoxy	5.4 GHz $\leq F \leq$ 6.6 GHz	$3.2 \leq \epsilon' \leq 3.5$	$\tan(\delta) \leq 5 \cdot 10^{-3}$	matériau de référence
plâtre	5.8 GHz $\leq F \leq$ 26 GHz	$1.8 \leq \epsilon' \leq 3$	$5 \cdot 10^{-3} \leq \sigma \leq 2 \cdot 10^{-2}$	grande dépendance vis à vis de l'humidité
brique	1.8 GHz $\leq F \leq$ 24 GHz	$3 \leq \epsilon' \leq 4.6$	$1.7 \cdot 10^{-2} \leq \sigma \leq 3.6 \cdot 10^{-2}$	grande dépendance vis à vis de l'humidité
béton	3 GHz $\leq F \leq$ 24 GHz	$3 \leq \epsilon' \leq 7$	$0.1 \leq \epsilon'' \leq 0.85$	grande dépendance vis à vis de la porosité et des caractéristiques du mélange

Figure 2.29 – Plages de variation des permittivités complexes de matériaux du bâtiment extraites de la littérature et mesurées aux fréquences micro-ondes [Sta03]

Les valeurs de permittivité moyenne nous ont permis de comparer l'allure de l'impulsion incidente (correspondant à la première dérivée de la fonction gaussienne de durée $w = 0.5$ ns) avec l'allure du signal résultant de l'interaction avec chacun des matériaux mesurés, auxquels une même épaisseur $d = 4$ cm a été attribuée. Les signaux issus de la réflexion et présentés en Figures 2.30 et 2.31 mettent en évidence la présence d'échos d'amplitude décroissante et séparés du temps de propagation aller-retour τ dans le matériau. De plus, ces figures permettent de comparer les allures des impulsions issues de la réflexion sur des matériaux de permittivités complexes plutôt proches.

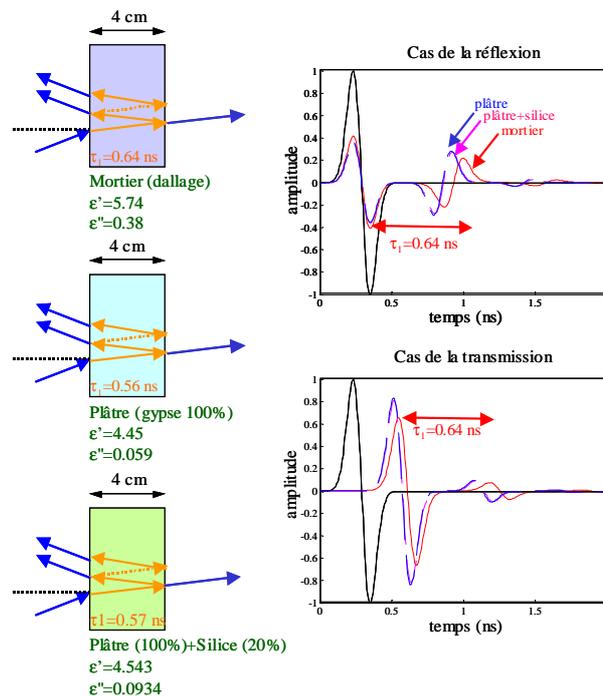


Figure 2.30 – Allure théoriques (à partir de la permittivité moyenne estimée) des impulsions résultant de la réflexion et de la transmission de matériaux constitués de plâtre et de mortier et supposés d'épaisseur identique 4 cm

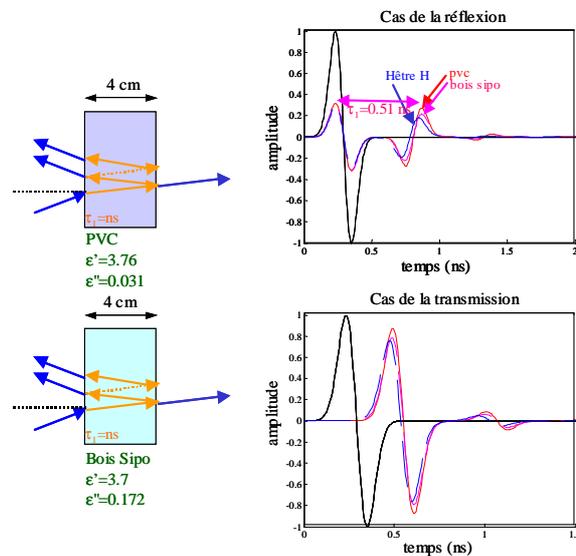


Figure 2.31 – Allure théorique (à partir de la permittivité moyenne estimée) des impulsions résultant de la réflexion et de la transmission de matériaux constitués de bois et de pvc et supposés d'épaisseur identique 4 cm

2.5 Publications et Communications

[C1] Sagnard F., El Zein G., "Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation: Frequency and time responses", Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC), Loughborough (UK), 4-5 April 2005

[C2] Sagnard F., El Zein G., "Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation: Frequency and time responses", European Conference on Propagation and Systems, ECPS, Brest, 15-18 March 2005

[C3] Sagnard F., Quiniou T., El Zein G., "Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation: Frequency and time responses", One-day seminar on Ultra Wideband Communications Technologies and System Design, Queen Mary University of London, 8th July 2004 (UK), pp. 129-134

[C4] Sagnard F., Quiniou T., Thevenin-Foray G., El Zein G., "Wideband characterization of building materials for propagation modelling: Analysis of dispersion phenomena", IEEE Vehicular Technology (VTC) Conference, Milan (Italie), 17-19 May 2004

[C5] Sagnard F., Sabouroux P., Tchoffo-Talom F., El Zein G., "Reflection and transmission of pulses at oblique incidence from stratified media", International Symposium OHD, Calais (France), 3-5 Septembre 2003

- [C6] Sagnard F., Seetharamdoo D., Le Glaunec V., "Extension de la méthode ellipsométrique aux fréquences micro-ondes pour l'estimation de la permittivité complexe de matériaux monocouche", Journées de Caractérisation Matériaux Micro-ondes (JCMM), Toulouse (France), 20-22 Mars 2002
- [C7] Sagnard F., Vignat C., Corral S., Moncourtois V., "ECAMO et CREMO: deux interfaces graphiques pour comprendre par l'expérimentation le rayonnement et la propagation des ondes électromagnétiques dans le domaine micro-onde", Colloque sur l'Enseignement des Technologies et des Sciences de l'Information et des Systèmes, CETSIS-EEA, Clermont-Ferrand (France), 29-30 Octobre 2001
- [C8] Sagnard F., Vignat C., Moncourtois V., Rolland E., "Microwave measurements of the complex permittivity of construction materials using Fresnel reflection coefficients and reflection ellipsometry", IEEE Antennas and Propagation and URSI Symposium, Boston (USA), 8-12 July 2001
- [C9] Sagnard F., Vignat C., Moncourtois V., Rolland E., "Détermination de la permittivité complexe de matériaux de construction dans le domaine micro-onde: Comparaison des méthodes de Fresnel et d'ellipsométrie micro-onde par réflexion", Journées Nationales Micro-ondes (JNM), Poitiers, Futuroscope (France), 16-18 Mai 2001
- [C10] Sagnard F., Sylvain M., "Mesure in-situ des caractéristiques diélectriques de matériaux du bâtiment par réflexion", Journées Nationales Microondes (JNM) - Arcachon (France), 5-7 Mai 1999
- [P1] Sagnard F., El Zein G., "Characterization of building materials for propagation modelling: Frequency and time Responses", International Journal of Electronics and Communications, AEU, Urban & Fischer (à paraître début 2005)
- [P2] Sagnard F., "Educational graphical interfaces to explain and analyze experiments on radiation and propagation of electromagnetic waves", IEEE Trans. on Education, vol. 47, n. 3, Aug. 2004, pp. 389-396
- [P3] Sagnard F., "Reflection ellipsometry for in-situ determination of complex permittivity and thickness of a single-layer material at several angles of incidence and frequencies: experimental results", Microwave and Optical Technology Letters, vol. 36, n. 4, 20 Feb. 2003, pp. 243-248
- [P4] Sagnard F., "Determination of complex permittivity and thickness of a single-layer material using reflection ellipsometry at several angles of incidence", Microwave and Optical Technology Letters, vol. 35, n. 2, 20 Oct. 2002, pp. 154-157
- [P5] Sagnard F., Seetharamdoo D., Le Glaunec V., "Reflection and transmission ellipsometry data analysis for measuring the complex permittivity of a single-layer material at microwave frequencies", Microwave and Optical Technology Letters, vol. 33, n. 6, 20 June 2002, pp. 443-448
- [P6] Sagnard F., Bentabet F., Vignat C., "Measurements of the complex permittivity of construction materials using ellipsometry in the X-band: Theory (Part I)", IEEE Trans. on Instrumentation and Measurements (à paraître en Juin 2005)

[P7] Sagnard F., Bentabet F., Vignat C., "*Measurements of the complex permittivity of construction materials using ellipsometry in the X-band: Experiments (Part II)*", IEEE Trans. on Instrumentation and Measurements (à paraître en Juin 2005)

[P8] Sagnard F., Bentabet F., Vignat C., "*Theoretical study of a new method based on ellipsometry for the measurement of the complex permittivity of materials*", Electronics Letters, vol. 36, n. 22, 26th Oct. 2000, pp.1843-1845

2.6 Encadrements et rapports

[E1] Octobre 2003-Juillet 2004 : stage post-doctoral de Thomas Quiniou (IETR), "*Identification des trajets multiples induits par la réflexion d'un matériau du bâtiment à l'aide de la méthode MUSIC*" (3 communications internationales, 1 journée d'étude)

[E2] Depuis Octobre 2002 : thèse de Friedman Tchoffo-Talom (IETR), "*Modélisation du canal de propagation dans un contexte ULB*" (2 communications internationales)

[E3] Juillet 2002 : stage de Licence EEA (UMLV) de Michel Marques et Aurélien Akakpo, "*Interprétation des mesures de caractérisation de matériaux monocouche effectuées à l'aide de l'ellipsométrie micro-onde*" (1 publication internationale)

[E4] Février 2002 : stage de Licence EEA (UMLV) de Mounir Bassou et Romain Mrozek, "*Commande d'appareils d'instrumentation à l'aide d'un ordinateur pour le banc COTREMO*" (1 communication nationale)

[E5] Février-Juillet 2002 : stage de DEA SCHF (UMLV) de Divitha Seetharamdoo, "*Modélisation par la méthode des éléments finis des phénomènes d'interaction en espace libre d'une onde hyperfréquence avec un matériau de construction*" (1 communication nationale)

[E6] Mai-Août 2001 : stage de Maîtrise EEA (UMLV) de Divitha Seetharamdoo et Vincent Le Glaunec, "*Développement et application expérimentale de la méthode ellipsométrique pour la caractérisation in-situ de matériaux monocouche dans le domaine micro-onde: réalisation du nouveau banc COTREMO*" (1 publication internationale, 2 communications nationale et internationale); contrat "ANVAR" Université-Entreprise (EPI (77))

[E7] Mai-Août 2000 : stage de Maîtrise EEA (UMLV) de Faroudja Bentabet, "*Etude et conception du banc de mesures CREMO pour la caractérisation en réflexion d'un mur de bâtiment*" (1 publication internationale, 2 publications internationales IEEE en cours de relecture); contrat "ANVAR" Université-Entreprise (EuroMc (92))

2.7 Conclusion

Ce Chapitre décrit deux montages distincts de caractérisation en espace libre de matériaux du bâtiment (pvc, bois, plâtre, mortier, béton) qui ont été entièrement mis en œuvre au sein de

l'ESYCOM (UMLV, 2000-2002) et de l'IETR (INSA Rennes, 2002-2004) : le banc COTREMO (UMLV, bande [8 ; 18 GHz]) et le banc MAT-ULB (IETR-INSA Rennes, bande [8 ; 12.5 GHz]). Tandis que le banc COTREMO est fondé sur la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie adaptée de façon originale au domaine micro-onde, le banc MAT-ULB utilise la méthode RADAR de la SER (Surface Equivalente Radar). Des matériaux rigoureusement identiques n'ont pu être considérés pour chacune de ces techniques expérimentales ; en effet, ces techniques ne sont pas localisées dans le même laboratoire et n'utilisent pas des échantillons de même dimensions (2m \times 1m dans le cas du banc COTREMO et 17cm \times 17cm dans le cas du banc MAT-ULB). Cependant, les résultats d'estimation de la permittivité complexe montrent que les techniques expérimentales sont complémentaires. De plus, les valeurs obtenues apparaissent du même ordre de grandeur que celles issues dans la littérature. Ainsi, elles permettent de constituer une base de données qui documentera les outils de prédiction de la propagation intra-bâtiment actuellement développés à l'ESYCOM et à l'IETR dans le cadre de travaux de Thèses (Cyril Humbert, Medi Aneur (UMLV) et F. Tchoffo-Talom (IETR Rennes)).

Un ensemble d'outils originaux de traitement et d'analyse des données expérimentales a été développé pour chacune des techniques de mesure ; l'objectif final consistait en l'estimation de la permittivité complexe en fonction de la fréquence. De futurs travaux visent à étendre la bande de fréquences, notamment à des fréquences plus basses telles que celles utilisées pour des applications de communication sans fil WLAN/WPAN ([1; 18] GHz). Des outils complémentaires d'analyse de la réponse fréquentielle d'un matériau en vue d'estimer sa réponse temporelle à l'aide de méthodes Haute Résolution (HR) sont proposés dans le Chapitre 4.

92 Méthodes de caractérisation in-situ de matériaux du bâtiment

Bibliographie

- [Azz99] Azzam R.M.A, Bashara N.M. , *"Ellipsometry and polarized light"*, Elsevier, 1999
- [Bad95] Bader G., Ashrit P. V., Girouard F.E., Truong V.V., *"Reflection-transmission photoellipsometry: theory and experiments"*, Appl. Opt., vol. 34, n. 10, 1995, pp. 1684-1691
- [Bor80] Born M., Wolf E., *"Principles of Optics"*, Pergamon, Sixth Edition, New York, 1980
- [Chu99] Chiu M.H., Lee J.Y., Su D.C., *"Complex refractive-index measurement based on Fresnel's equations and the uses of heterodyne interferometry"*, Appl. Opt., vol. 38, n. 19, 1999, pp. 4047-4052
- [Cui00] Cuinas I., Garcia Sanchez M., *"Building characterization from complex transmittivity measurements at 5.8 GHz"*, IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 48, n. 8, 2000, pp. 1269-1271
- [Dag87] Dagman E.E., *"Analytical solution of the inverse ellipsometry problem in the modeling of a single-layer reflecting system"*, Optics and Spectroscopy, vol. 62, Issue 4, 1987, pp. 500-503
- [Hew89] Hewitt A., Lau W.H., Austin J., Vilar E., *"An autoregressive approach to the identification of multipath ray parameters from field measurements"*, IEEE Trans. Communications, vol. 37, n. 11, November 1989, pp. 1136-1143
- [Kha01] Kharkovsky S. N., Akay M. F., Hasar U. C., *"Measurement and monitoring of microwave reflection and transmission properties of cement-based specimens"*, IEEE Instrumentation and Measurements Technol. Conference, Budapest (Hungary) 21-23 May 2001, pp. 513-518
- [Kon86] Konev V.A., Tikhanovich S.A., Zhigalko M.I., *"Error in the determination of the dielectric properties and thickness of surface layers by the method of radiometric ellipsometry"*, Sov. J. Nondest. Test. (US), vol. 22, n. 6, June 1986, pp.363-366
- [Lah96] Lahteenmaki J., Karttaavi T., *"Measurement of dielectric parameters of wall materials at 60 GHz"*, Electronics Letters, vol. 32, n. 16, 1996, pp. 442-444
- [Lan93] Landron O., Feuerstein M.J., Rappaport T.S., *"In situ microwave reflection coefficient measurements for smooth and rough exterior wall surfaces"*, 43th Conf. Veh. Technol., (1993), 77-80
- [Lan96] Landron O., Feuerstein M.J., Rappaport T.S., *"A comparison of theoretical and empirical reflection coefficients for typical exterior wall surfaces in a mobile radio environment"*, IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 44, n. 3, 1996, pp. 341-351

94 Bibliographie

- [Lek94] Lekner J., *"Determination of complex refractive index and thickness of a homogeneous layer by combined reflection and transmission ellipsometry"*, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 11, n. 7, 1994, pp. 2156- 2158
- [Li98] Li L., Wang Y., Gong K., *"Measurements of building construction materials at Ka-band"*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 19, Issue 9, 1998, pp. 1293-1298
- [Muq03] Muqaibel A., *"Characterization of ultra wideband communication channels"*, PhD thesis Virginia Polytechnic Institute and State University, The Bradley Department of Electrical and Computer Engineering, 5th March 2003
- [Mus86] Musil J., Zacek F., *"Microwave measurements of complex permittivity by free-space methods and their applications"*, New York, Elsevier, 1986
- [Pug96] Pugliese J.P., Hammoudeh A., Al-Nuaimi M.O., *"Reflection and transmission characteristics of building materials at 62 GHz"*, IEE Colloquium on Radio Communications at Microwave and Millimetre Wave Frequencies, 1996, 6/1-6
- [Qiu99] Qiu R.C., Lu I.T., *"Multipath resolving with frequency dependence for wide-band wireless channel modeling"*, IEEE Trans. Vehicular Technol., vol. 48, n. 1, January 1999, pp. 273-285
- [Sab92] Sabouroux P., Parneix J. P., *"A large bandwidth measurement system for the microwave characterization of absorbing materials"*, Journal of wave-material interaction, vol. 7, n. 1, January 1992, pp. 57-70
- [Saf02] Safaai-Jazi A., Riad S.M., Muqaibel A., *"Ultra-wideband propagation measurements and channel modeling"*, Dartmouth Netex Program, Report on Through-the-wall propagation and material characterization", 18th November 2002
- [Sar95] Sarkar T.K., *"Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials"*, IEEE Antennas and Propagat. Magazine, vol. 37, n. 1, February 1995, pp. 48-55
- [Sat95] Sato K., Kozima H., Masuzawa H., Manabe T., Ihara T., Kasashima Y., Yamaki K., *"Measurements of reflection characteristics and refractive indices of interior construction materials in millimeter-wave bands"*, 45th IEEE Veh. Technol. Conf., vol. 1, 1995, pp. 449-453
- [Sta03] Stavrou S., Saunders S.R., *"Review of constitutive parameters of building materials"*, IEE 12th Int. Conference on Antennas and Propagat. (ICAP), University of Exeter (UK) 31 March-3 April 2003
- [Ste00] Stetiú P., Hannover B., *"Ellipsométrie en microondes"*, Journées Caractérisation Microondes et Matériaux, La Défense (Paris), Mars 2000
- [VonH54] Von Hippel A., *"Dielectric materials and applications"*, Artech House, 1954
- [Yam91] Yamada H., Ohmiya M., Ogawa Y., *"Superresolution techniques for time-domain measurements with a network analyzer"*, IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 39, n. 2, February 1991, pp. 177-183
- [Yan96] Yang C.F., Ko C.J., Wu B.C., *"A free space approach for extracting the equivalent dielectric constants of the walls in buildings"*, IEEE Antennas and Propagat. Int. Symposium AP-S and URSI Radio Sci. Meeting, Baltimore 1996, pp. 1036-1039

Chapitre 3

Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

3.1 Introduction

Dans un système de communication, l'antenne joue un rôle essentiel dans l'orientation et l'allure du champ électromagnétique rayonné dans l'espace environnant. Ses caractéristiques de rayonnement dépendent de sa géométrie, de la fréquence et de l'environnement proche de l'antenne. Dans le contexte de la modélisation déterministe d'une chaîne de transmission [Muq02] [Qiu02] [Sch02], l'antenne peut être modélisée par un filtre dont la réponse fréquentielle est susceptible de déformer le signal d'excitation, notamment en large bande [Zov03].

J'ai développé deux types d'outils complémentaires dédiés à l'étude des phénomènes physiques impliqués dans le rayonnement d'antennes. Ils consistent en deux interfaces graphiques modulaires développées sous l'environnement MATLAB. Un premier outil, nommé **ECAMO** (Etude et Caractérisation d'Antennes dans le domaine Micro-Onde), réalisé au laboratoire ESY-COM (UMLV), utilise des modèles analytiques classiques d'antennes associés au domaine fréquentiel et donc adaptés à des études en bande étroite. Cet outil a permis de constituer une base de données de modélisation et de mesures d'antennes dans un environnement convivial [P3]. Un second outil, nommé **ANT-ULB**, réalisé à l'IETR (INSA de Rennes), apparaît particulièrement innovant : il vise à étudier le comportement dans le domaine temporel, en émission et réception, d'antennes ultra-large bande modélisées de façon analytique à l'aide d'éléments filaires discrets [P1, P2]. L'objectif final est de faciliter l'analyse de la réponse temporelle d'antennes plus complexes en utilisant les modules développés dans l'interface ANT-ULB [C1-C4]. Parallèlement, des modélisations numériques utilisant la méthode des intégrales finies (FIT) ont été conduites afin de réaliser des comparaisons avec les résultats issus des modèles analytiques.

Les deux interfaces ECAMO et ANT-ULB ont été en partie développées par des étudiants à l'occasion de deux stages de Licence EEA (UMLV) [E2, E4], de Maîtrise EEA (UMLV) [E3], d'un stage d'ingénieur de 4^{ème} année (ESIEE, UMLV) [E1], de deux bureaux d'études d'ingénieurs (5ESC de l'INSA) [E5, E6], et de deux stages de DEA et d'ingénieur (INSA) [E7, E8]. Les principaux avantages de ces outils sont les suivants :

- la modélisation d'un grand nombre de géométries
- l'étude aisée et rapide de l'influence d'un grand nombre de paramètres ; une liste de paramètres caractéristiques est proposée et leur l'influence est visualisé à l'aide de divers graphes
- l'analyse des phénomènes physiques
- la comparaison des résultats de simulations avec des données expérimentales
- l'implémentation rapide de nouvelles fonctionnalités.

3.2 Antennes en bande étroite

3.2.1 L'outil ECAMO

L'outil ECAMO (Etude et Caractérisation d'Antennes dans le domaine Micro-Onde), initialement développé pour l'enseignement en 2nd et 3^{ème} cycle à l'UMLV (2000-2002), a été étendu à des activités de recherche dans le cadre de la réalisation du banc COTREMO (voir le Chapitre 2). Cet outil traite de la réponse d'antennes **dans le domaine fréquentiel** et est formé d'une interface graphique réalisé dans l'environnement MATLAB ; développé au cours des stages de Licence EEA de Stéphane Corral et Stéphane Huitelec [E2, E4], de Maîtrise EEA de Bruno Flobinus à l'UMLV [E3] et d'ingénieur 4^{ème} année de Sandra Ricon à l'ESIEE [E1], ses fonctionnalités ont été présentées au cours d'un congrès national [C5], et dans une revue internationale [P3].

3.2.1.1 Objectifs

L'outil ECAMO permet de rendre compte de la distribution spatiale du rayonnement d'antennes, aux fréquences micro-ondes, à partir de résultats de modélisations et d'expérimentations. Les modélisations utilisent des expressions analytiques de la littérature associées à des antennes comme le dipôle, le cornet (pyramidal, sectorisé E ou H), l'antenne Yagi-Uda, l'antenne plan imprimé (rectangulaire ou circulaire) et le guide (rectangulaire ou circulaire) ouvert [Bal97], [Col85]. Des données de mesure peuvent être introduites, indirectement par l'intermédiaire d'un fichier, ou directement à l'occasion du pilotage du banc de mesures s'il existe un bus GPIB. L'objectif final consiste à comparer les résultats des modélisations aux données expérimentales, puis à constituer une base de données de diagrammes de rayonnement d'antennes pour diverses géométries.

L'interface graphique ECAMO, visualisée en Figure 3.1, comprend une fenêtre principale de commande qui incluent trois zones distinctes : une première zone permet de définir les para-

mètres propres à l'antenne étudiée (en haut à droite), une seconde (à gauche) est destinée à la visualisation des divers résultats à l'aide de graphes, et une troisième (en bas à droite) présente une fiche informative de l'évolution des étapes de calcul, ainsi que des résultats numériques (gain théorique, angles d'ouverture théorique et expérimental à 3dB). Trois types d'études sont distinguées :

1. **Etude préliminaire** : elle permet de visualiser des diagrammes de rayonnement 2D expérimentaux ou théoriques pour les deux polarisations E et H à l'aide d'une représentation polaire ou linéaire. Dans le cas d'expérimentations, cette étude permet de savoir rapidement si les conditions d'alignement des différents éléments du banc de mesure sont satisfaisantes.
2. **Etude théorique 3D** : elle consiste à visualiser l'allure du rayonnement théorique en champ lointain, selon les directions θ et φ , pour une antenne dont le modèle est préalablement intégré dans l'interface. Le système de coordonnées étant propre à chaque type d'antenne, il faudra se référer aux conventions classiques utilisées pour orienter l'antenne sur le diagramme 3D représenté [Bal97].
3. **Etude complète 2D** : elle vise à comparer des résultats de modélisation à des données expérimentales pour les plans de polarisation E et H de l'antenne. Ainsi, différents outils graphiques sont proposés pour analyser les données : une représentation 2D des données théoriques ou expérimentales, dans le plan E ou H, ou les deux superposés avec une sélection interactive de l'angle d'ouverture à 3 dB, puis, la visualisation 2D du champ rayonné dans des plans situés à des distances différentes de l'antenne, et la visualisation du champ rayonné dans l'ouverture de l'antenne pour des antennes à ouverture rayonnante.

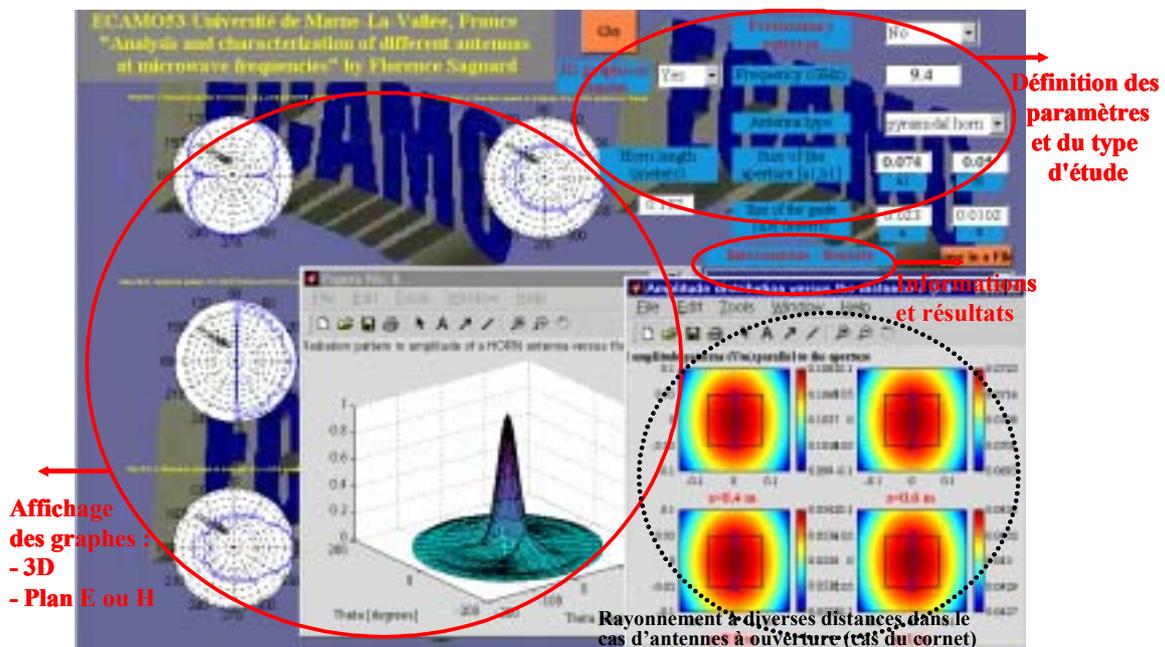


Figure 3.1 – Fenêtre de commande de l'interface graphique ECAMO pour l'étude de diagrammes de rayonnement d'antennes 2D et 3D

3.2.1.2 Bancs de mesure

Deux bancs de mesures complémentaires fonctionnant dans le domaine micro-onde ont été considérés.

Le premier banc, fourni par le constructeur Leybold et présenté en Figure 3.2, est plus particulièrement dédié à des activités d'enseignement. Il utilise une source hyperfréquence à la fréquence fixe de 9.4 GHz, laquelle est générée par une diode Gunn. Le banc de mesures comprend une table tournante sur 360° sur laquelle est positionnée l'antenne à caractériser en mode réception. En regard de cette antenne, l'antenne d'émission formée d'un cornet pyramidal appartenant à la bande X, est positionnée sur un mât fixe. Un système d'acquisition automatique piloté par un ordinateur permet d'acquérir des données de mesures qui sont ensuite stockées dans un fichier au format ASCII. Soulignons que l'adaptateur mécanique associé au système de rotation ne permet d'étudier que les seules antennes fournies par Leybold : des dipôles $\lambda/2$, λ , $3\lambda/2$, 2λ ainsi qu'une antenne Yagi-Uda.

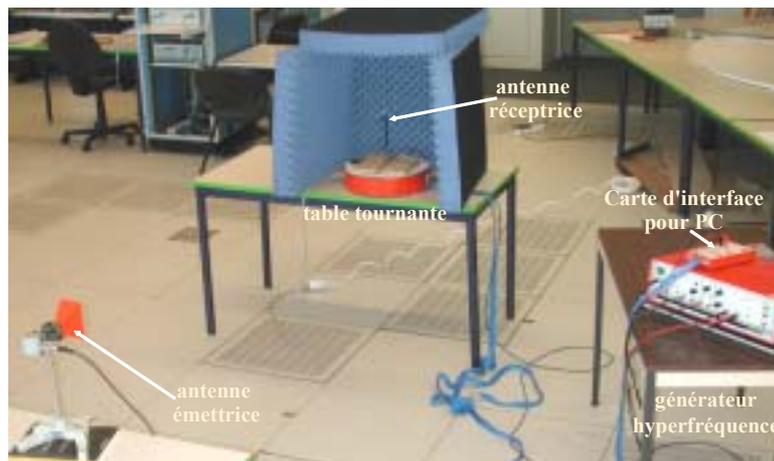


Figure 3.2 – Banc de caractérisation d'antennes (plans E et H) fourni par Leybold et piloté par un ordinateur

Le second banc, développé au laboratoire ESYCOM et présenté en Figure 3.3, est fondé sur les principes du premier banc ; cependant, il utilise le générateur hyperfréquence Wiltron 6647B-40 (10 MHz-20 GHz, +15 dBm maximum), ainsi que le bolomètre HP 437A large bande (10 MHz ; 18 GHz) doté de deux sondes HP 8481D (-70 dBm à -20 dBm) et HP 8485A (-30 dBm à +20 dBm), dont l'une possède une sensibilité particulièrement faible. Un système manuel de rotation fourni par Microncontrôle (M-UTR120A), muni d'un adaptateur mécanique, permet de piloter l'antenne de réception. Une procédure d'acquisition automatisée, sous l'interface MATLAB, a été réalisée, permettant ainsi de relever les niveaux de puissance détectés par le bolomètre, à l'aide d'une liaison GPIB. Deux types d'antennes cornet de bande X et de bande Ku, ainsi qu'une antenne parabolique ont été caractérisés.

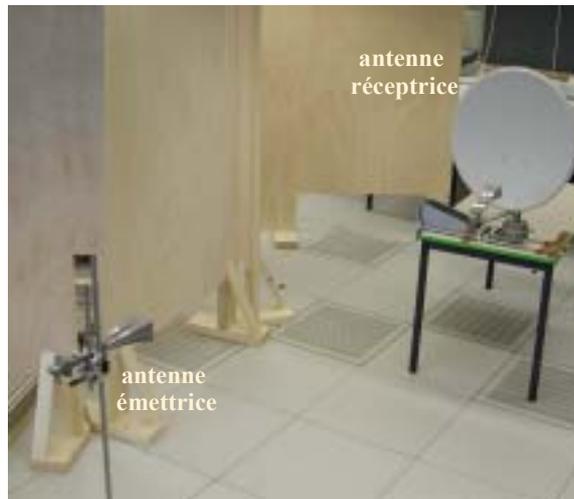


Figure 3.3 – Banc de caractérisation d'antennes (plans E et H) réalisé à l'ESYCOM

3.2.1.3 Résultats théoriques et expérimentaux

Des résultats de modélisation de la distribution spatiale à la fréquence de 9.4 GHz sont présentés en Figure 3.4 dans les cas d'une antenne imprimée rectangulaire (substrat $\epsilon' = 2.2$, $h = 0.158\text{ cm}$) et d'une antenne cornet pyramidale de bande X (ouverture $a_1 = 0.074$, $b_1 = 0.05\text{ m}$, longueur $L = 0.132\text{ m}$). Pour ces deux antennes, les représentations 3D montrent clairement qu'il n'y a pas de rayonnement en face arrière. De plus, ces représentations soulignent la focalisation prononcée réalisée par l'antenne cornet pyramidale.

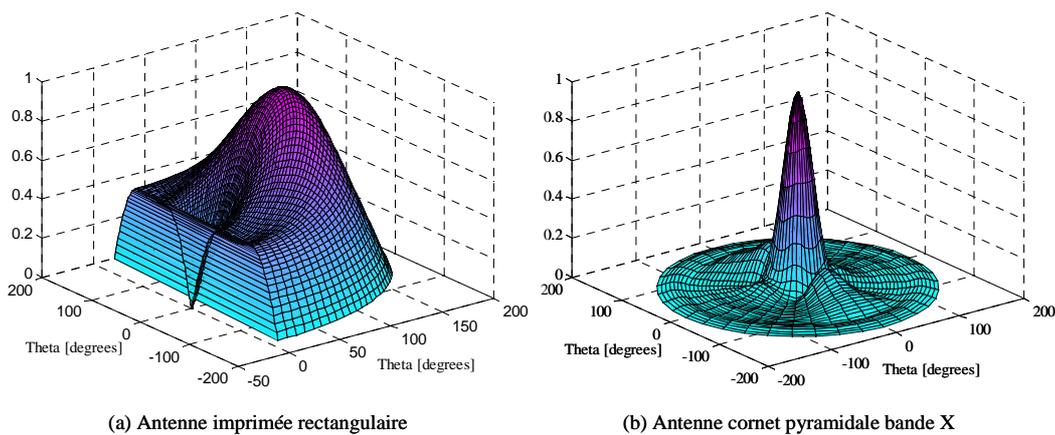


Figure 3.4 – Diagrammes de rayonnement 3D (selon les directions θ et φ) de l'amplitude du champ rayonné par (a) une antenne imprimée rectangulaire et (b) une antenne cornet pyramidale de bande X

100 Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

Deux résultats expérimentaux de diagrammes de rayonnement ($F = 8.5 \text{ GHz}$) dans le plan H sont présentés en Figures 3.5 et 3.6 pour une antenne cornet bande X seule (a) et en présence d'une parabole (b). Les diagrammes soulignent la focalisation accrue obtenue en présence de la parabole ($\theta_{3dB} \approx 10^\circ$ dans le plan E) comparée au cas du cornet seul ($\theta_{3dB} \approx 20^\circ$ dans le plan H et quasi identique dans le plan E).

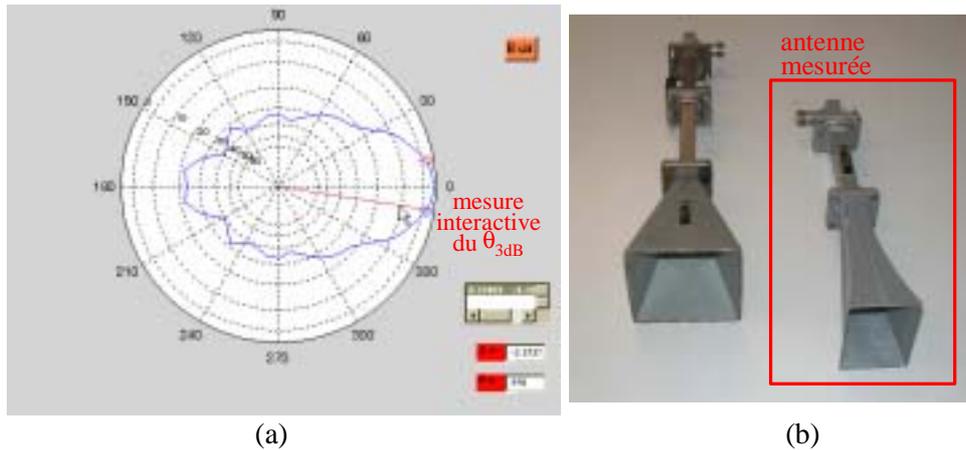


Figure 3.5 – Caractérisation du rayonnement d'une antenne cornet bande X (b) (utilisée dans le banc COTREMO) dans le plan H (a) (ouverture $a = 5 \text{ cm}$, $b = 7.4 \text{ cm}$, longueur $f_0 = 13.2 \text{ cm}$)

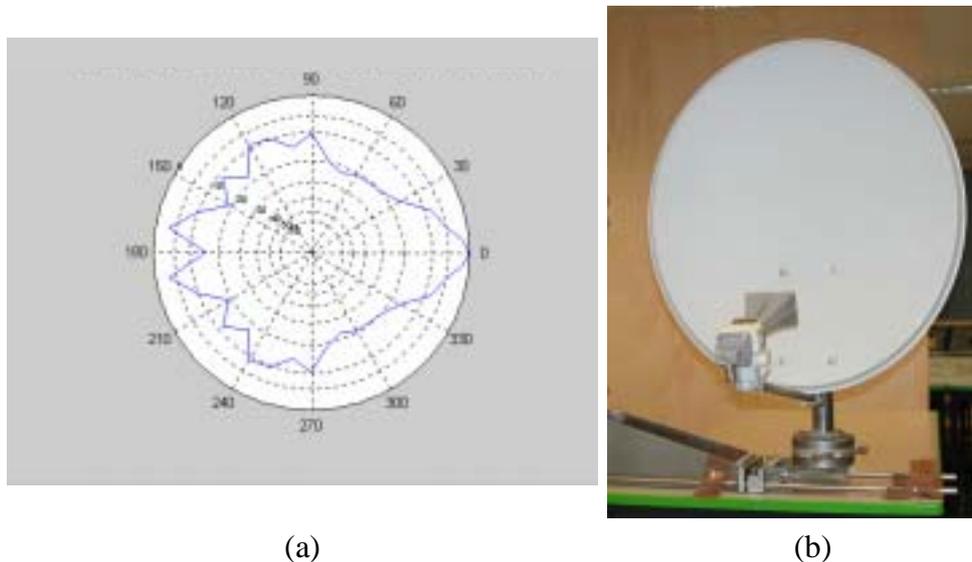


Figure 3.6 – Caractérisation du rayonnement d'une antenne parabolique (b) alimentée par l'antenne cornet bande X de la figure précédente dans le plan E (a)

3.2.2 Focalisation d'une antenne cornet

3.2.2.1 Principes

Dans le cadre des études expérimentales de propagation conduites sur différents types de matériaux et présentées dans le Chapitre 2 (UMLV 2002), il est apparu nécessaire d'étudier un système de focalisation d'antennes cornet -notamment pour le banc COTREMO- simple et peu coûteux, afin de réduire la dimension des échantillons de matériaux. L'idée d'introduire des plaques métalliques dans la zone d'évasement du cornet, comme présenté en Figure 3.8, pour modifier l'indice de réfraction et rectifier la phase de l'onde sphérique générée dans l'ouverture, nous a semblé attrayante. Ce système de focalisation nommé "Fresnel zone plate" a été particulièrement développé par D. Black et H. Hristov, et nous avons cherché à l'adapter à notre problème [Bla99] [Ye94] [Hri00]. Les développements théoriques conduits ont permis de mieux caractériser a priori le champ électromagnétique présent dans le plan d'ouverture d'une antenne cornet à partir de ses dimensions ; en raison de contraintes de temps (délégation CNRS à Rennes en 2002-2004), des réalisations expérimentales n'ont pu être effectuées.

L'objectif est de définir le nombre total P de zones de Fresnel (indice m) nécessaires pour réaliser la correction de phase, ainsi que leur rayon $r_m (1 \leq m \leq P)$. Usuellement, l'ouverture globale d'une antenne cornet est inférieure à la dimension de la première zone de Fresnel ($m = 1$), ce qui correspond à la valeur $P = 4$ [Bla99], [Col85].

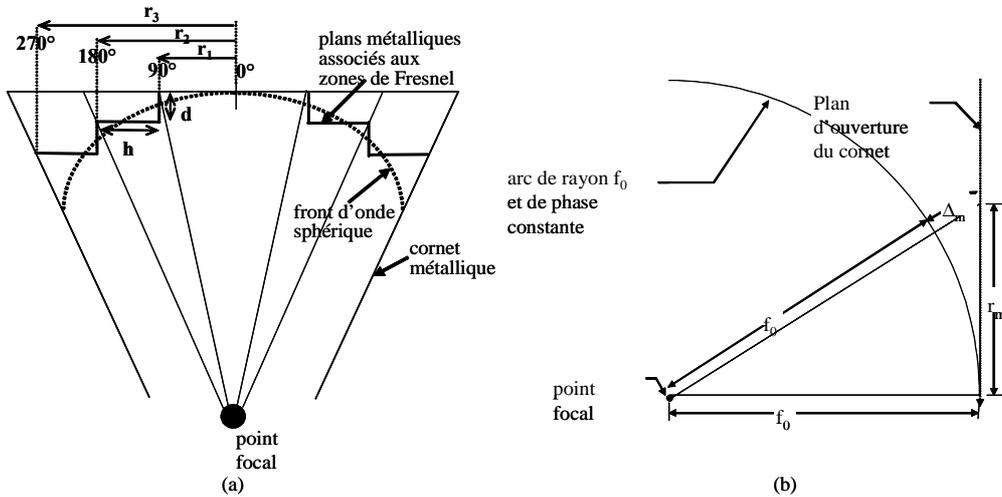


Figure 3.7 – Géométrie des zones de Fresnel ; (a) lentille introduite dans le cornet formée de plans métalliques ; (b) correction de phase Δ_m associée à la position r_m du plan métallique m

Supposant que le guide d'onde associé à l'antenne cornet possède les dimensions a et b (avec $a < b$), et que celles de l'ouverture du cornet sont a' et b' respectivement, la relation fondamentale décrivant la propagation du mode fondamental TE_{10} s'écrit ainsi :

$$\beta_g^2 = \beta^2 - \beta_c^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad (3.1)$$

102 Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

où β_g est le vecteur d'onde de l'onde guidée, β_c le vecteur d'onde de coupure (correspondant à une longueur d'onde de coupure λ_c), β le vecteur d'onde de l'espace libre, c la vitesse de la lumière dans le vide, et $\omega = 2\pi f$ la pulsation angulaire.

La longueur d'onde guidée est ainsi définie :

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}} = \frac{\lambda_0}{n_1} \quad (3.2)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, et n_1 l'indice de réfraction effectif associé au guide d'onde. Ainsi, nous remarquons que l'effet de guidage de l'onde produit un indice effectif n_1 inférieur à 1 :

$$n_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2b}\right)^2} < 1 \quad (3.3)$$

La relation impliquant l'erreur de phase Δ_m pour une position donnée r_m de l'ouverture du cornet (correspondant à un plan métallique de la lentille de Fresnel), comme illustré en Figure 3.7b, est la suivante :

$$r_m^2 + f_0^2 = (f_0 + \Delta_m)^2 \quad (3.4)$$

$$\implies r_m = \sqrt{2f_0 + \Delta_m^2} \quad (3.5)$$

sachant que l'erreur de phase Δ_m est définie en terme de longueur d'onde : $\Delta_m = \frac{m\lambda}{P}$. Ainsi, en divisant Δ_m par λ et en le multipliant par 360, on obtient l'erreur de phase en degrés à la position r_m .

Négligeant le terme Δ_m^2 , et remplaçant r_m par $a'/2$, on obtient :

$$a' \simeq \sqrt{8f_0\Delta_m} = \sqrt{8f_0\frac{m\lambda}{P}} \quad (3.6)$$

Supposant que l'ouverture totale du cornet correspond à la première zone de Fresnel, soit $P = 4$ et $m = 1$, l'expression précédente devient :

$$a' = \sqrt{2f_0\lambda} \quad (3.7)$$

Puisque le champ électrique dans le plan de l'ouverture, selon la direction de l'ouverture la plus grande b , est de forme cosinoïdale, il génère une composante nulle aux frontières de la structure ($-b/2$ et $+b/2$) ; ainsi, une erreur de phase totale plus importante peut être acceptée dans cette direction, et ce comparativement à la direction a . Il en résulte que le facteur 3 est utilisé en place du facteur 2 :

$$b' = \sqrt{3f_0\lambda} \quad (3.8)$$

3.2.2.2 Etude d'une antenne cornet bande X

Un exemple de caractérisation en phase du plan d'ouverture de l'antenne cornet bande X de la Figure 3.5 est présenté. A partir des dimensions rassemblées en Figures 3.8a et 3.8b ($\rho_1 = f_0$), nous pouvons présenter les remarques suivantes :

plan E: $\sqrt{2\rho_1\lambda} = 7.96 > a'$, donc la 1^{ère} zone de Fresnel est de dimension supérieure à la dimension a' de l'ouverture. L'erreur de phase est estimée à $13.43 - 13.2 = 0.23$ cm, correspondant à 34.5° . Prenant comme référence la configuration $P = 4$, chaque zone de Fresnel r_m doit correspondre à une erreur de phase inférieure à 90° ; dans le plan considéré l'antenne répond à ce critère.

plan H: $\sqrt{3\rho_1\lambda} = 9.75 > b'$, donc la 1^{ère} zone de Fresnel est de dimension supérieure à la dimension b' de l'ouverture. L'erreur de phase est estimée à $(13.7 - 13.2) = 0.5$ cm, correspondant à 75° . Cette erreur apparaît plus élevée que celle du plan E, toutefois à la position où le déphasage atteint 75° l'amplitude du champ a fortement décru et a atteint une valeur négligeable.

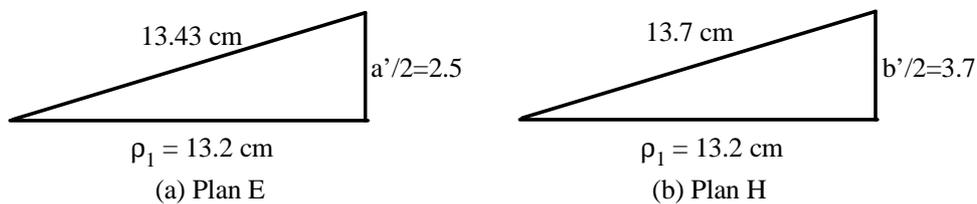


Figure 3.8 – Géométrie de l'antenne cornet bande X utilisée dans le banc COTREMO

Ces résultats montrent que la paire d'antennes cornet dans la bande X qui a été sélectionnée pour réaliser la caractérisation en réflexion et transmission de matériaux du bâtiment à l'aide du banc COTREMO (hypothèses de Fresnel), est caractérisée par un front d'onde dont le déphasage est faible dans le plan d'ouverture. Dans ce cas, il n'apparaît pas nécessaire d'introduire une lentille métallique; celle-ci peut toutefois s'avérer nécessaire pour des antennes cornet de bande plus large.

3.3 Antennes en large bande

3.3.1 Objectifs

Dans le cadre de travaux initiés à l'IETR (2002-2004) et qui concernent le développement de la technologie Ultra-Large Bande (ULB) dans un environnement intra-bâtiment, l'étude du comportement des antennes **dans le domaine temporel** -suite à une excitation par une impulsion de courte durée (inférieure à la nanoseconde)- apparaît comme une thématique très actuelle. En effet, les premiers travaux sur ce sujet dateraient du début des années soixante [Fra74] et leurs applications aux Etats-Unis sont restés confidentielles jusqu'en 1994. Ainsi, la transmission de signaux impulsionnels est redécouverte de nos jours pour des applications civiles de courte portée, ce qui conduit à étudier de façon approfondie les phénomènes physiques associés au rayonnement temporel d'antennes large bande [Por03], [Aie03], [Aie03], [Por03], [Zha01], [Zha03], [Zov03], [Smi04]. En effet, dans une liaison sans fil, les antennes jouent un rôle essentiel dans la formation du signal, car elles contribuent notamment à la distorsion du signal d'excitation du fait que chacune de ses composantes n'est pas affectée par une même

atténuation et n'est pas transmise à une même vitesse. Dans une liaison sans fil, les antennes peuvent être modélisées par un filtre dispersif dans le domaine fréquentiel [Muq02], [Sch02], [Qiu02], [Sch03], [Att04]; l'analyse de la réponse d'une antenne dans le domaine temporel dépend de paramètres comme la fréquence, la largeur de bande occupée, la forme de l'impulsion d'excitation, l'orientation de l'antenne ... Les modélisations originales que nous développons actuellement doivent permettre de prédire les comportements et d'évaluer les performances des antennes dédiées à diverses applications ULB.

Deux types de modélisations ont été choisis: **une première modélisation analytique (outil ANT-ULB)**, fondée sur un assemblage de dipôles sans interactions, permet de représenter de façon simplifiée le comportement d'antennes conductrices en émission et réception. Une telle approche possède l'avantage de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués, ainsi que d'étudier facilement l'influence d'un certain nombre de paramètres. L'outil ANT-ULB constitue une extension notable des modèles existants, car il permet en particulier de considérer le cas de l'incidence oblique pour la réception et de modéliser quelques géométries ("nœud de papillon", cornet TEM) [Bog98], [Hus88], [Mar99], [Mar01], [Smi01], [Smi02], [Mik01]. Parallèlement, **une modélisation numérique**, fondée sur la résolution temporelle des équations de Maxwell, est apparue nécessaire pour mieux considérer la géométrie d'une antenne conductrice complexe. L'interprétation des résultats issus du modèle numérique et la mise en évidence des phénomènes physiques apparaissent facilitées par la comparaison avec les résultats issus du modèle analytique. La finalité de ces modélisations est de définir un modèle de réponse impulsionnelle dans l'espace en émission et réception non seulement en champ lointain, mais aussi en champ proche, pour des scénarios WLAN/WPAN. La configuration "champ proche" apparaît particulièrement originale, puisque ce mode d'utilisation pour une antenne n'est habituellement pas considéré dans des systèmes de communication à bande étroite où les portées visées dépassent plusieurs dizaines de mètres aux fréquences micro-ondes.

Les travaux associés à la modélisation analytique d'antennes filaires en émission et réception ont été réalisés au cours de deux bureaux d'études d'ingénieur (5ESC de l'INSA Rennes) [E5, E6], et de deux stages de DEA (5ESC de l'INSA Rennes) et d'ingénieur (ENSA d'Oujda) [E7, E8]. Ils ont fait l'objet d'une publication internationale [P2] (et l'une est en cours de relecture), de quatre communications nationales internationales [C1-C4].

3.3.2 L'outil ANT-ULB

L'outil ANT-ULB (étude d'ANTennes en Ultra-Large Bande), formé d'une interface graphique dans l'environnement MATLAB, est dédié à la modélisation en émission et réception de dipôles excités par une impulsion très brève. Il a été développé à l'occasion de deux bureaux d'étude 5ESC à l'INSA de Rennes [E5, E6] et au cours des stages de DEA et d'ingénieur à l'INSA de Julien Badet [E7] et Mohammed Saber [E8]. Ce type de modélisation permet de considérer des antennes conductrices qui sont ainsi représentées par un ensemble fini d'éléments filaires discrets, comme l'antenne en V, l'antenne "nœud papillon" et le cornet TEM [Mik01]. Aussi, l'outil ANT-ULB offre la possibilité d'analyser des données de caractérisation d'antenne obtenues dans l'espace 3D en large bande ([0.8; 6 GHz]) dans la chambre anéchoïque "champ proche" de l'INSA, en attendant l'acquisition de l'instrumentation nécessaire à des mesures dans le domaine temporel; la réponse temporelle de l'antenne est déterminée à l'aide d'une

transformée de Fourier effectuée sur une bande de fréquences limitée. Puis, la réponse à une excitation par une impulsion synthétisée, dont la largeur spectrale correspond à celle des données de mesure, est exprimée par un produit de convolution avec la réponse temporelle obtenue précédemment. La comparaison des résultats de modélisation avec les données expérimentales permet de valider l'outil ANT-ULB.

3.3.2.1 Principes

L'antenne filaire élémentaire de longueur h est un cylindre de conductivité infinie et de diamètre très fin (par rapport à la plus petite longueur d'onde considérée). Initialement, elle est alignée sur l'axe Oz comme le montre la Figure 3.9. Deux modes de fonctionnement de l'antenne doivent être distingués, **l'émission et la réception**, qui impliquent des phénomènes physiques distincts. Dans les deux cas, puisque l'élément reste électriquement neutre, le courant $I(t, z)$ qui se propage le long de l'antenne induit parallèlement un mouvement de charges $Q(t, z)$ de signes opposés tel que :

$$Q(t, z) = - \int \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} dt \quad (3.9)$$

Des réflexions multiples sont occasionnées aux deux extrémités de l'antenne : elles sont supposées totales à l'extrémité supérieure, et partielles au niveau de l'extrémité reliée à la charge. Ainsi, les accélérations et décélérations des charges et du courant sont à l'origine d'un champ électrique transitoire qui se propage dans tout l'espace environnant l'antenne. Ce champ électrique $\vec{E}_s(r, t)$ est déterminé à partir des composantes du potentiel vecteur $\vec{A}(r, t)$ et du potentiel scalaire $\Phi(r, t)$ [Smi01], [Smi02], [Gom01] :

$$\vec{E}_s(r, t) = -\vec{\nabla}\Phi(r, t) - \frac{\partial \vec{A}(r, t)}{\partial t} \quad (3.10)$$

et les expressions des potentiels sont les suivantes :

$$\Phi(r, t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{t'=0}^{+\infty} \int_{z'=0}^{+h} Q(z', t') G(r, z'; t, t') dz' dt' \quad (3.11)$$

$$\vec{A}(r, t) = \mu_0 \int_{t'=0}^{+\infty} \int_{z'=0}^{+h} I(z', t') \vec{z} G(r, z'; t, t') dz' dt' \quad (3.12)$$

où G désigne la fonction de Green ainsi définie :

$$G(r, z'; t, t') = \frac{\delta(t - t' - R/c)}{4\pi R} \quad (3.13)$$

avec : $R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}$, et où (x, y, z) représentent les coordonnées du point P d'observation et δ la distribution de Dirac.

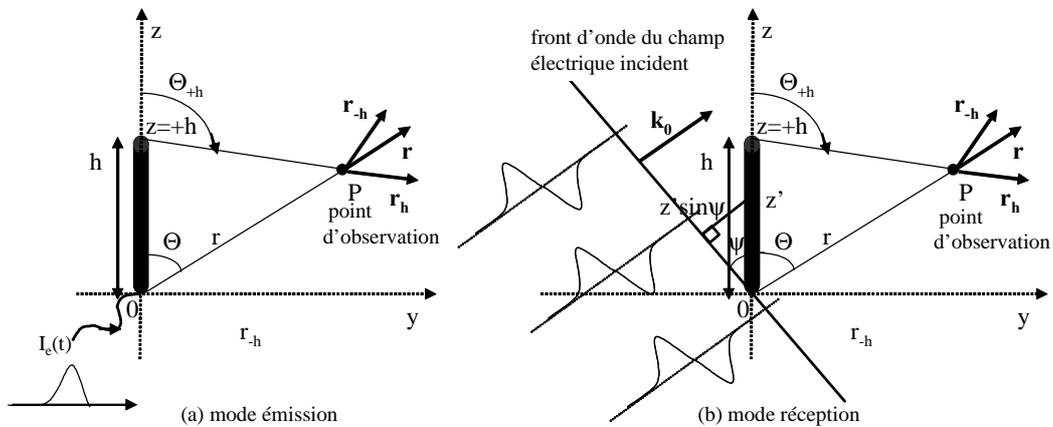


Figure 3.9 – Schémas des géométries associées à l'émission et la réception de l'antenne filaire élémentaire $(0, h)$

L'assemblage d'éléments filaires discrets d'orientations différentes permet de modéliser simplement des antennes conductrices, comme l'antenne "nœud papillon" (*bow-tie*) ou le cornet TEM [Mik01], [Sch00] ; les géométries de ces antennes sont présentées en Figures 3.10a et 3.10b.

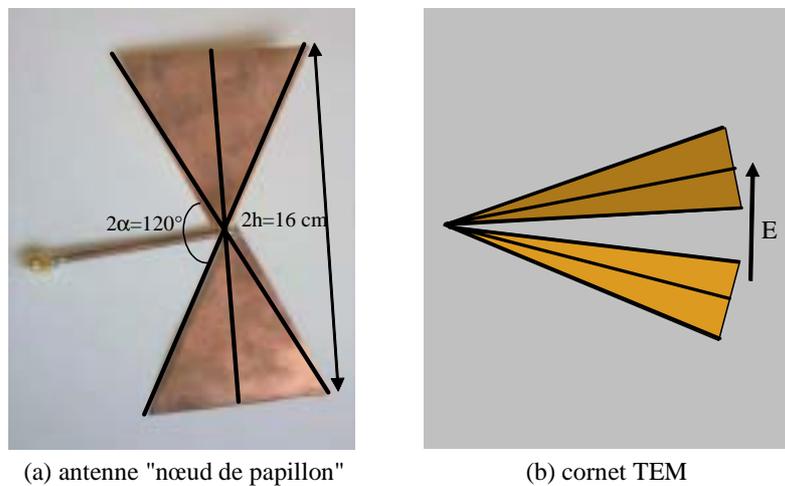


Figure 3.10 – Géométrie des antennes "noeud papillon" et cornet TEM et modélisation par un assemblage d'éléments filaires discrets

Considérant la modélisation de l'antenne "nœud papillon", les représentations schématiques des géométries en émission ou réception sont présentées en Figures 3.11a et 3.11b, respectivement. Tandis qu'en émission, un même courant est distribué au même instant dans chacun des éléments, en réception, l'excitation par un champ électrique plan de chacun des éléments n'a pas lieu au même instant ni à la même incidence. Par conséquent, des composantes de courant doivent être déterminées pour chacun des brins (situés en $z > 0$ et $z < 0$).

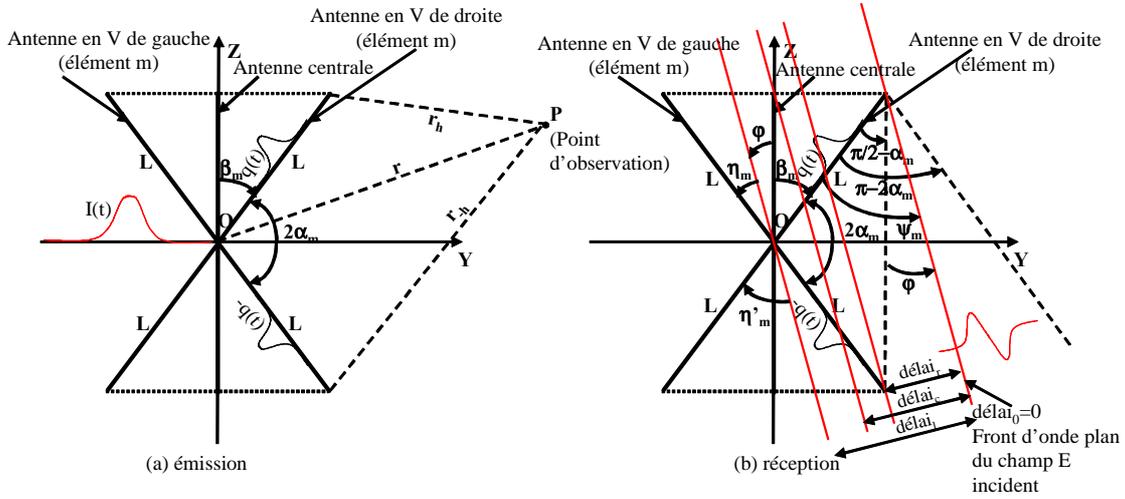


Figure 3.11 – Schémas des géométries associées à l'émission et à la réception pour une antenne "noeud papillon" simplifiée

3.3.2.2 Modélisation en émission

En émission (indice e), l'antenne $(0, h)$ est excitée au point source O par un courant supposé d'allure gaussienne (voir Figure 3.12) :

$$I_s(t) = I_0 e^{-(t/\tau)^2} \tag{3.14}$$

où $U(z)$ est l'échelon unitaire de Heaviside, τ le temps caractéristique de l'impulsion, et I_0 l'amplitude du courant d'excitation. Le temps nécessaire au courant pour parcourir l'antenne est $\tau_a = h/c$.

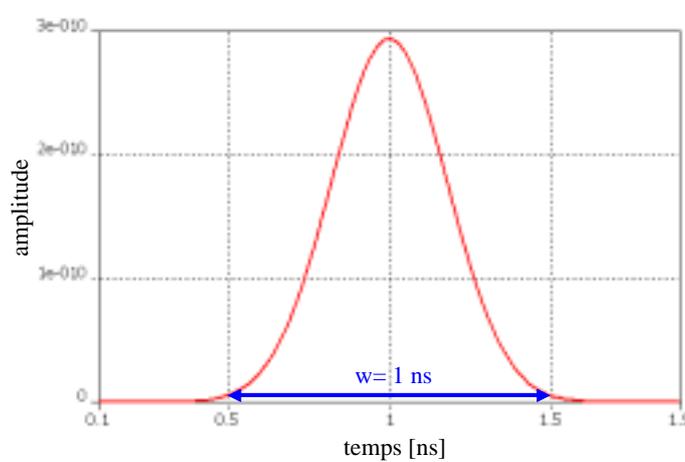


Figure 3.12 – Allure du courant d'excitation utilisé pour étudier le champ rayonné E_θ en émission ($\tau = \tau_a / (3.3 \times 4)$, $h = 1 \text{ m}$ et $I_0 = 1 \text{ A}$)

Sachant que le dipôle excité demeure électriquement neutre, la propagation du courant le long de l'élément correspond à un mouvement de charges : tandis que les charges négatives s'accumulent en $z = 0$, les charges positives se propagent à la vitesse c vers l'extrémité $z = h$. Les expressions du courant et de la charge -sans réflexions multiples- sont les suivantes :

$$I_e(t,z) = I_s(t - z/c) \{U(z) - U(z - h)\} \quad [Ampères] \quad (3.15)$$

$$Q_e(t,z) = Q_s(t - z/c) \{U(z) - U(z - h)\} + q_0(t)\delta(z) + q_h(t)\delta(z - h) \quad [Coulombs/m] \quad (3.16)$$

où $Q_s(t - z/c)$ représente la charge associée à $I_s(t - z/c)$ se propageant selon les $z > 0$, $q_0(t)$ et $q_h(t)$ sont les charges localisées en $z = 0$ et $z = h$, respectivement.

Alors que les deux types de charge sont absorbées aux extrémités, elles produisent deux fronts d'onde sphériques en $z = 0$ et $z = h$ (le rayonnement est produit par la décélération des charges), aux instants $t = 0$ et $t = \tau_a$, respectivement.

1. Cas du dipôle (0,h)

Considérant un simple élément filaire (0,h), les distributions de courant et de charges, visualisées en Figure 3.13, ont été déterminées en prenant $h = 1$ m et $\tau = \tau_a/(3.3 \times 4)$ (ainsi quatre impulsions gaussiennes occupent le temps τ_a). La distribution de courant (Figure 3.13a) montre la présence de deux composantes issues des deux extrémités du dipôle en $z = 0$ (en $t - z/c$) et $z = h$ à l'instant τ_a (en $t + z/c$, absorption du courant). La distribution de charges avec ses composantes continue et localisée est présentée sur les Figures 3.13b et 3.13c, respectivement. La distribution localisée met en évidence le stockage d'une charge négative en $z = 0$ dès l'instant $t=0$ et d'une charge positive à partir de $t = \tau_a$, instant où le courant atteint l'extrémité $z = h$. Par la suite, la charge positive, absorbée en $z = h$, atteint l'extrémité $z = 0$ à partir de $t = 2\tau_a$.

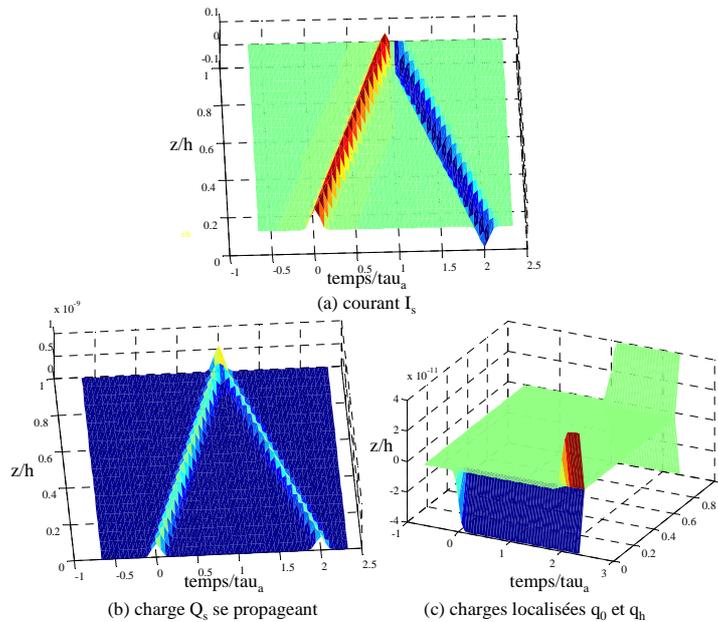


Figure 3.13 – Distributions de courant (a) et de charge (b,c) d'une antenne dipôle (0,h) à l'émission et sans réflexions multiples

Le champ électrique transitoire rayonné dans l'espace par ces distributions de courant et de charges peut être visualisé à l'aide de deux types de graphes : une représentation polaire bidimensionnelle (2D) (Figure 3.16) de l'une des composantes (E_r , E_θ) du champ, ou une représentation tridimensionnelle (3D) (Figure 3.14a) de son amplitude $|\vec{E}|$ dans un plan donné.

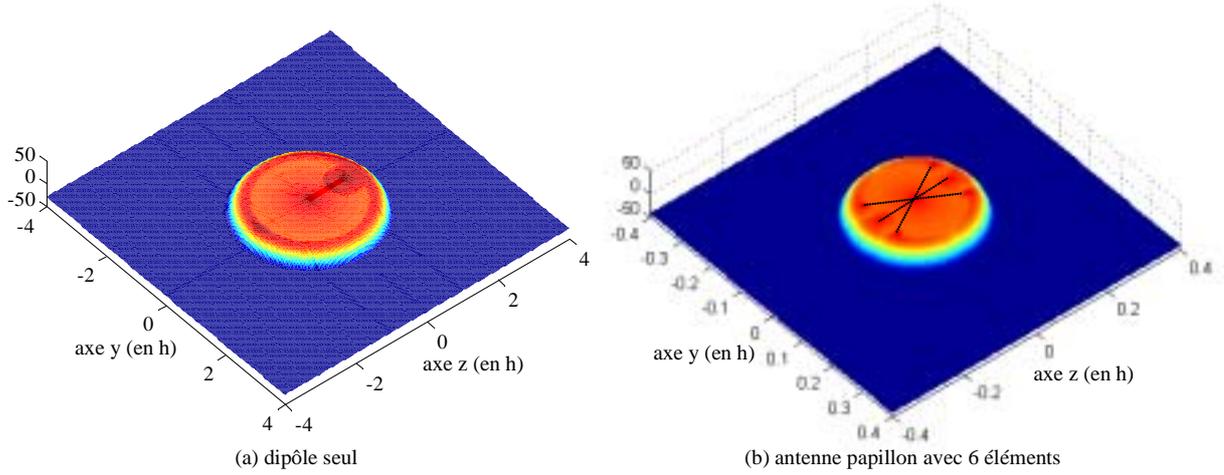


Figure 3.14 – Distribution 3D du champ rayonné (champ proche) dans le proche voisinage d'antennes filaires en émission ; (a) cas d'un dipôle $(0,h)$ seul ; (b) cas d'une antenne "noeud papillon" modélisée par 6 éléments ($E_0=1, Y=1, \tau = \tau_a/(3.3 \times 4)$)

La représentation polaire 2D (Figure 3.16a) permet de rendre compte, dans une zone de champ lointain ($r = 5h$), de l'allure des signaux temporels associés à une composante de champ et qui sont rayonnés par l'antenne en fonction de la direction d'observation ; les impulsions positives et négatives correspondent au rayonnement des charges de mêmes signes positif et négatif, respectivement. Tandis qu'un courant est injecté en $z = 0$, un champ électrique est produit par les charges négatives présentes en $z = 0$, et un champ électrique est généré par des charges positives générées en $z = h$, lorsque le courant s'est propagé sur la longueur h . Le champ électrique $E_\theta(r,t)$ produit en champ lointain s'exprime par :

$$E_\theta(r,t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \frac{\sin \theta}{(1 - \cos \theta)} [I_s(t - r/c) - I_s(t - r/c - (h/c)(1 - \cos \theta))] \quad (3.17)$$

Cette expression montre de façon simple le rôle de différentiation joué par une antenne filaire lorsqu'elle est excitée par une impulsion dont la durée est inférieure à celle nécessaire à une onde pour parcourir l'antenne de hauteur h à la vitesse de la lumière c . De plus, l'expression de $E_\theta(r,t)$ montre que les deux impulsions de signes opposés subissent deux types de variations qui affectent d'une part leur amplitude ($\frac{\sin \theta}{(1 - \cos \theta)}$), et d'autre part écart temporel ($\Delta t = (h/c)(1 - \cos \theta)$) (voir la Figure 3.15).

110 Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

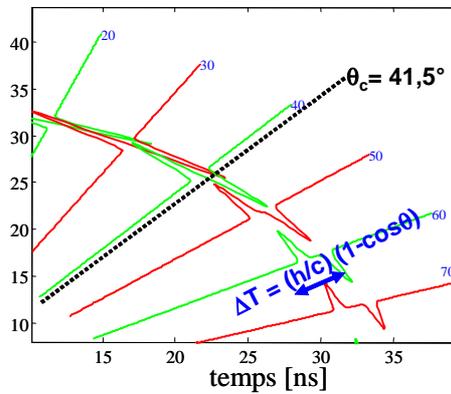


Figure 3.15 – Représentation du rôle de différentiation joué par une antenne filaire ($h=1$ m) excitée par une impulsion gaussienne de courte durée ($w=0.8$ ns)

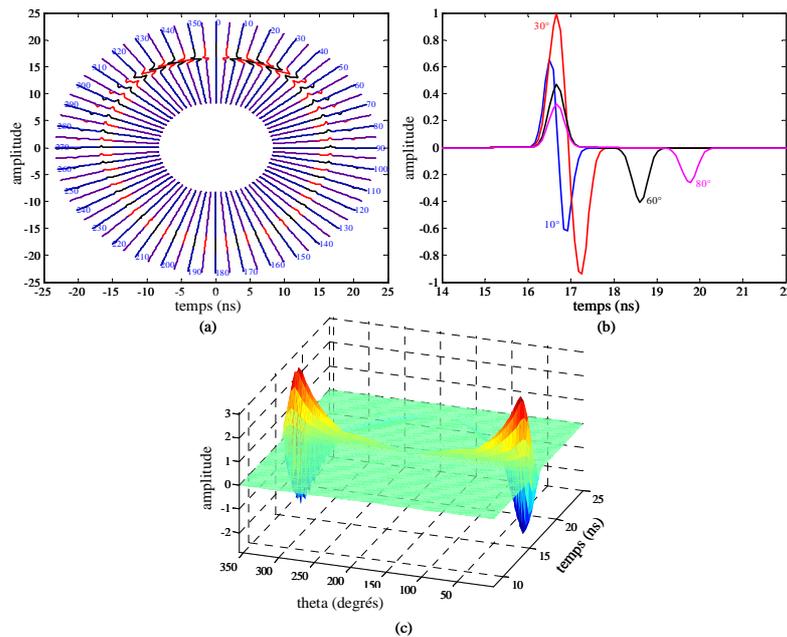


Figure 3.16 – Distributions de la composante E_θ du champ électrique rayonné par un dipôle ($h=1$) dans la configuration émission (sans réflexion) ; (a) diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360° ; (b) comparaison des allures des signaux émis selon les directions 10° , 30° , 60° , 80° par rapport à Oz ; (c) graphe 3D représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360°

Les Figures 3.14a et 3.16a mettent en évidence la présence de deux fronts d'onde associés à la composante $E_\theta(r,t)$ ($|E_\theta(r,t)| \gg |E_r(r,t)|$) et issus des extrémités $z = 0$ et $z = h$ pour un courant de la forme $I_s(t - z/c)$. La réflexion totale à l'extrémité $z = h$ est marquée par la

superposition des deux fronts d'onde (3.16a), car le front d'onde généré en $z=0$ est à l'origine du front d'onde en $z = h$. Remarquons que l'écart temporel Δt entre les deux fronts d'onde dépend de la direction d'observation θ par rapport à Oz, dans le plan yOz; cet écart correspond à la différence de marche entre les impulsions générées en $z = 0$ et $z = h$:

$$\Delta t = \frac{h}{c}(1 - \cos \theta) = \tau_a(1 - \cos \theta) \quad (3.18)$$

Observant que cet écart diminue lorsque l'angle d'observation θ décroît, elle doit être comparée à la durée de l'impulsion initiale. En effet, pour un angle θ inférieur à une valeur critique θ_c ($\theta \leq \theta_c$), les deux impulsions se chevauchent, ce qui produit la déformation du signal résultant :

$$\theta_c = a \cos(1 - c(\Delta t/h)) \quad (3.19)$$

La variation de cet angle critique θ_c en fonction de la durée d'une impulsion gaussienne est présentée en Figure 3.17; elle montre une augmentation de l'angle critique avec la durée de l'impulsion

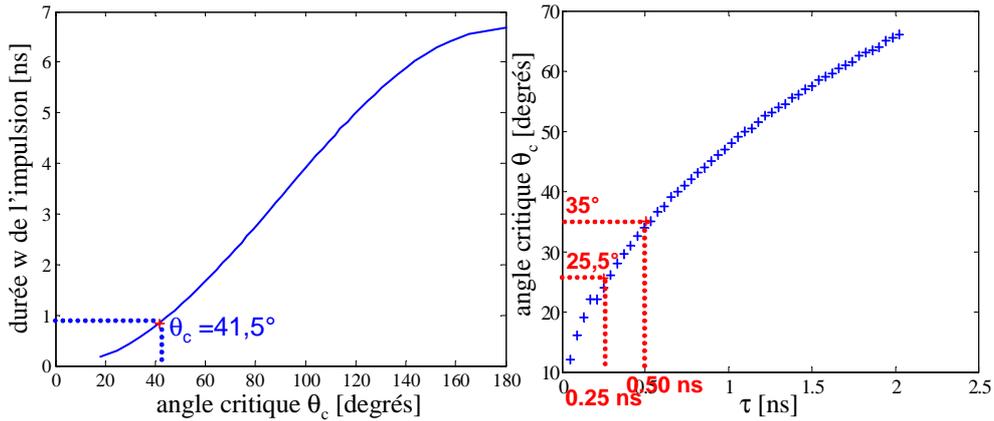


Figure 3.17 – Variation de (a) l'angle critique, et (b) de l'angle associé à l'amplitude maximale en fonction de la durée de l'impulsion pour une antenne filaire $h=1$ m

Un autre type de représentation de l'allure des impulsions rayonnées selon la direction θ à une distance fixe ($r = 5h$) qui apparaît complémentaire au graphe polaire 2D est présentée en Figure 3.16c. Dans cette représentation 3D, les angles θ sont positionnés sur un axe, permettant ainsi de mettre clairement en évidence la position à laquelle l'amplitude du champ E_θ est maximale pour la valeur proche de 22.6° (c'est à dire $\theta_{\max} = \arccos\left(1 - \frac{\tau}{\tau_a}\right)$) [Smi01]. En fait, lorsque l'angle d'observation θ est inférieur à θ_{\max} , les deux impulsions positive et négative tendent à se superposer pour effectivement apparaître au même instant en $\theta = 0^\circ$ et ainsi produire un rayonnement nul.

La distribution d'énergie dans un plan 2D a été étudiée afin de mettre en évidence les propriétés de focalisation propres à l'excitation temporelle d'une antenne filaire en fonction de la durée de l'impulsion d'allure gaussienne. La Figure 3.18 montre que cette focalisation est effectivement

112 Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

commandée par la durée de l'impulsion, et nous remarquons que celle-ci se produit d'autant plus proche de l'angle $\theta = 90^\circ$ que la durée de l'impulsion s'accroît jusqu'à devenir supérieure à la durée h/c .

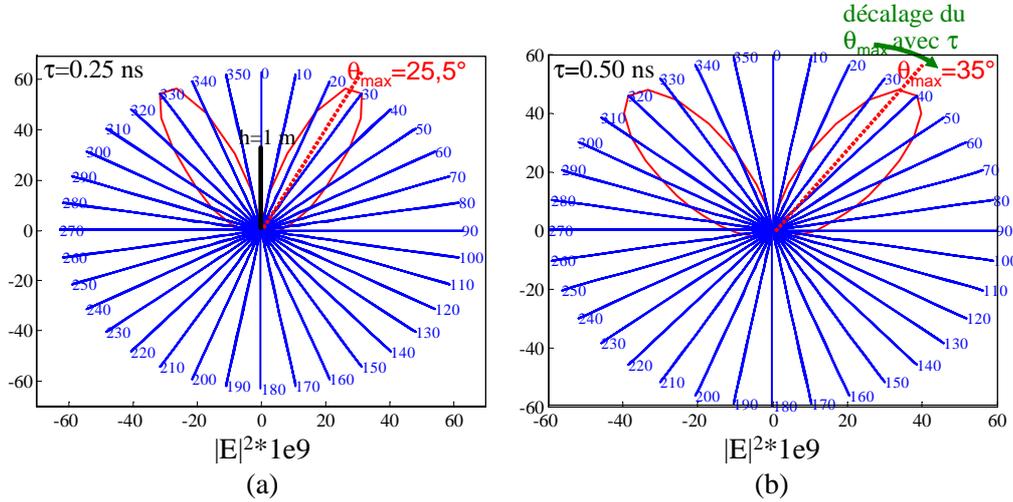


Figure 3.18 – Distribution d'énergie électrique E_θ d'une antenne dipôle excitée par une impulsion gaussienne de durée (a) $w=0.8$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 4 impulsions sur la durée h/c), et (b) $w=1.6$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 2 impulsions sur la durée h/c)

2. Cas du dipôle en V (angle d'ouverture 2α)

Considérant une antenne en V, dont l'ouverture est à droite d'angle $2\alpha = 120^\circ$, comme le montre la Figure 3.11a, les graphes associés à la distribution du champ électrique E_θ sont présentés en Figures 3.19a, 3.19b et 3.19c. Les tracés 3.19a et b permettent de retrouver la direction des deux éléments par l'absence de rayonnement dans les directions $\theta = 30^\circ$ et 150° . De plus, nous remarquons que la contribution du rayonnement de deux antennes obliques produit des impulsions qui s'étalent dans le temps, et ce contrairement au cas du dipôle seul positionné parallèlement à l'axe Oz.

La distribution d'énergie dans un plan 2D a été étudiée de façon similaire au cas de l'antenne dipôle pour deux angles d'ouverture $2\alpha = 50^\circ$ et 120° en fonction de la durée de l'impulsion d'allure gaussienne. Les résultats présentés en Figure 3.20 mettent en évidence que deux paramètres, la durée de l'impulsion et l'angle d'ouverture 2α sont particulièrement impliqués dans la focalisation de l'énergie de l'antenne dans la direction $\theta = 90^\circ$. En effet, nous observons qu'il est possible de déterminer un angle d'ouverture 2α qui conduise à une focalisation optimale pour une durée d'impulsion donnée. Cet aspect sera redéveloppé dans le paragraphe 3.3.3.

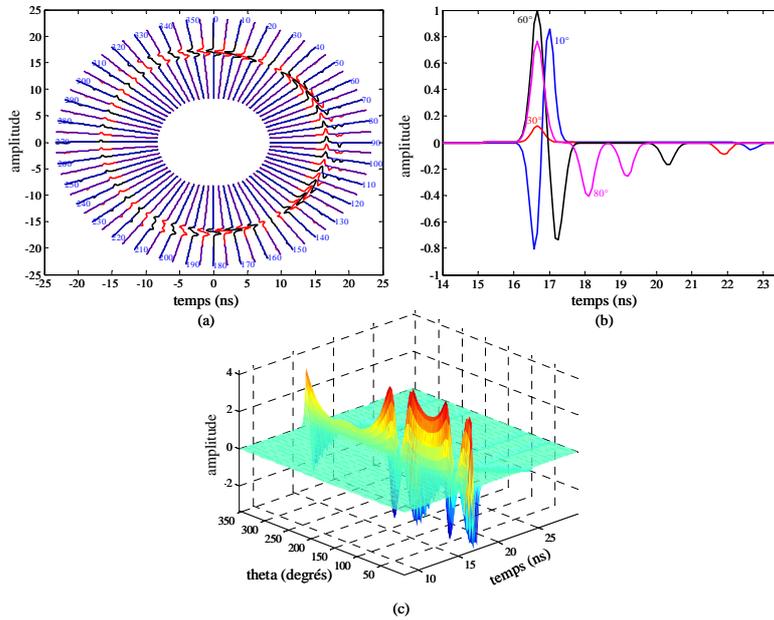


Figure 3.19 – Distributions de la composante E_θ du champ électrique rayonné par un dipôle en V ($2\alpha = 120^\circ$ à droite de l'axe Oz, $h=1$), dans la configuration émission (sans réflexion); (a) diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360° ; (b) comparaison des allures des signaux émis selon les directions 10° , 30° , 60° , 80° par rapport à Oz; (c) graphe 3D représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360°

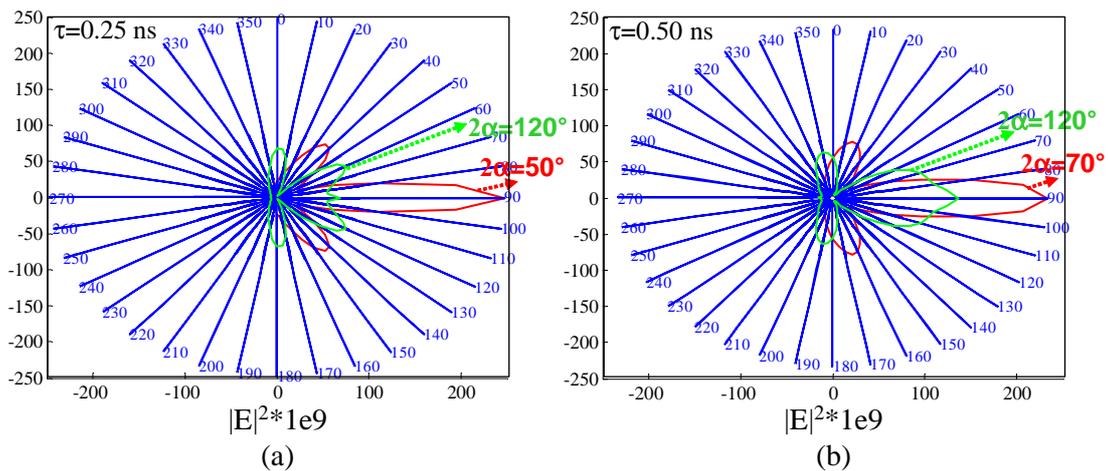


Figure 3.20 – Distribution d'énergie électrique E_θ d'une antenne dipôle en V ($-h,+h$) excitée par une impulsion gaussienne de durée (a) $w=0.8$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 4 impulsions sur la durée h/c), et (b) $w=1.6$ ns ($\tau = 0.25$ ns, soit 2 impulsions sur la durée h/c)

3. Cas de l'association de dipôles en V dans un plan 2D (antenne "noeud papillon")

L'association de différents éléments (au nombre de six), comme présentée en Figure 3.11a, est à l'origine du rayonnement du champ E_θ représenté à l'aide des tracés 1D, 2D et 3D des Figures 3.21a, 3.21b et 3.21c. Ils soulignent la présence d'un nombre important d'impulsions rayonnées qui se superposent. De plus, la distribution du champ E_θ dans l'espace environnant proche de l'antenne est présentée en Figure 3.14b après que l'onde de courant ait atteint chacune des extrémités.

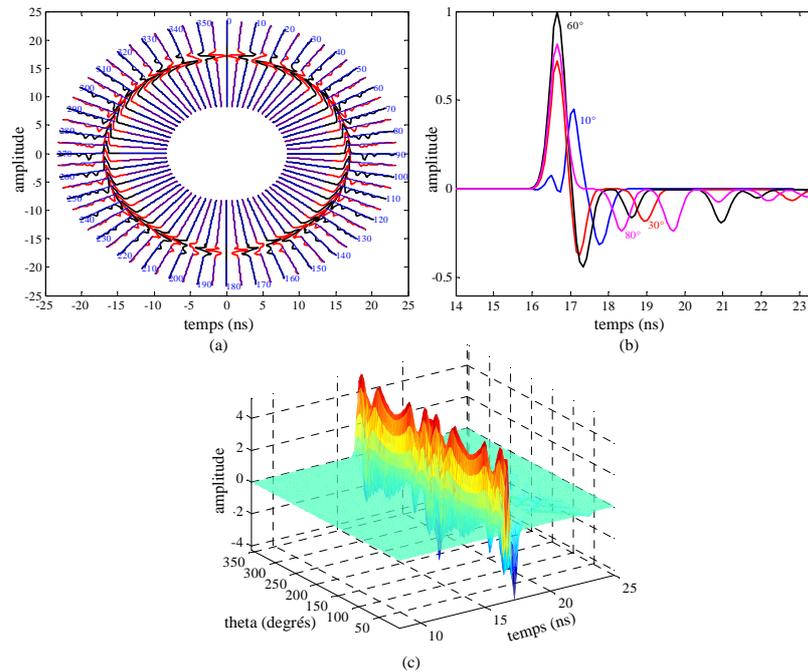


Figure 3.21 – Distributions de la composante E_θ du champ électrique rayonné par un assemblage de 6 dipôles en V ($2\alpha = 120^\circ$ à droite et à gauche, $h=1$), dans la configuration émission ; (a) diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360° (sans réflexion) ; (b) comparaison des allures des signaux émis selon les directions 10° , 30° , 60° , 80° par rapport à Oz ; (c) graphe 3D représentant la variation temporelle du champ E_θ émis sur 360°

La distribution d'énergie d'une antenne "noeud papillon" formée de 7 dipôles discrets (-h,+h) a été étudiée dans un plan 2D en fonction de la durée de l'impulsion d'excitation gaussienne $w = 0.8$ ns ou $w = 1.6$ ns. Les résultats présentés en Figure 3.22.soulignent qu'une meilleure focalisation est obtenue pour une durée d'impulsion de 1.6 ns ($\tau = 0.50$ ns).

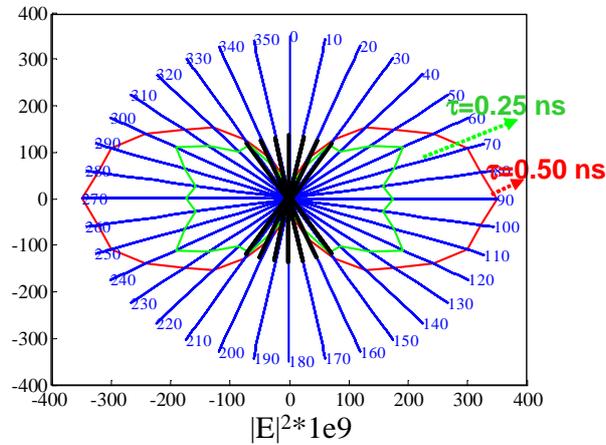


Figure 3.22 – Distribution d'énergie électrique E_θ d'une antenne "noeud papillon" formée de 7 dipôles ($-h, +h$ avec $h=1$ m) excités par une impulsion gaussienne de durée $w=0.8$ ns ($\tau = 0.25$ ns) et $w=1.6$ ns ($\tau = 0.25$ ns)

4. Cas de l'association de dipôles en V dans un plan 3D (antenne "cornet TEM")

Une antenne cornet TEM peut être modélisée à l'aide d'éléments discrets, comme présentée en Figure 3.23. Nous avons considéré 7 éléments dont la longueur est fonction de leur position selon l'azimut ϕ ($h=1$ m a été choisi comme référence).

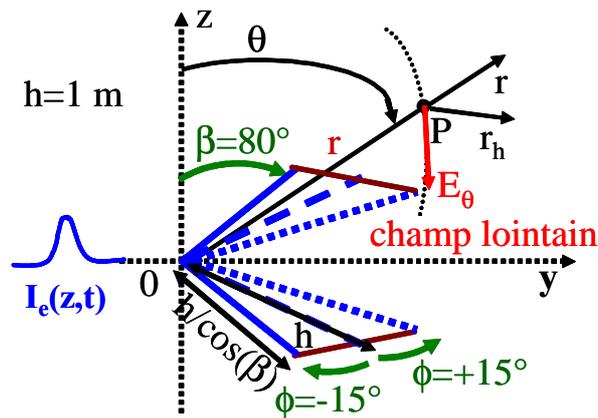


Figure 3.23 – Géométrie de l'antenne cornet TEM modélisée à l'aide d'éléments filaires discrets et excitée par une impulsion de courant d'allure gaussienne de durée brève

Considérant une impulsion de courant d'allure gaussienne dans chacun des dipôles ($\tau = 0.25$ ns), la Figure 3.24a montre que le champ rayonné E_θ en champ lointain est effectivement présent au niveau de l'ouverture de l'antenne (plan zOy) ; de plus, nous remarquons qu'il s'étend au

delà de son ouverture. Les impulsions rayonnées sont caractérisées par une impulsion positive d'amplitude marquée. Dans l'ouverture de l'antenne, des échos successifs d'amplitudes importantes sont observés. L'énergie rayonnée par l'antenne dans le plan zOy , visualisée en Figure 3.24b, présente un maximum dans la direction $\theta = 90^\circ$, ainsi que des maxima secondaires vers $\theta = 60^\circ$ et 120° (valeur approchée du fait de la discrétisation en θ tous les 10° pour permettre une meilleure visualisation).

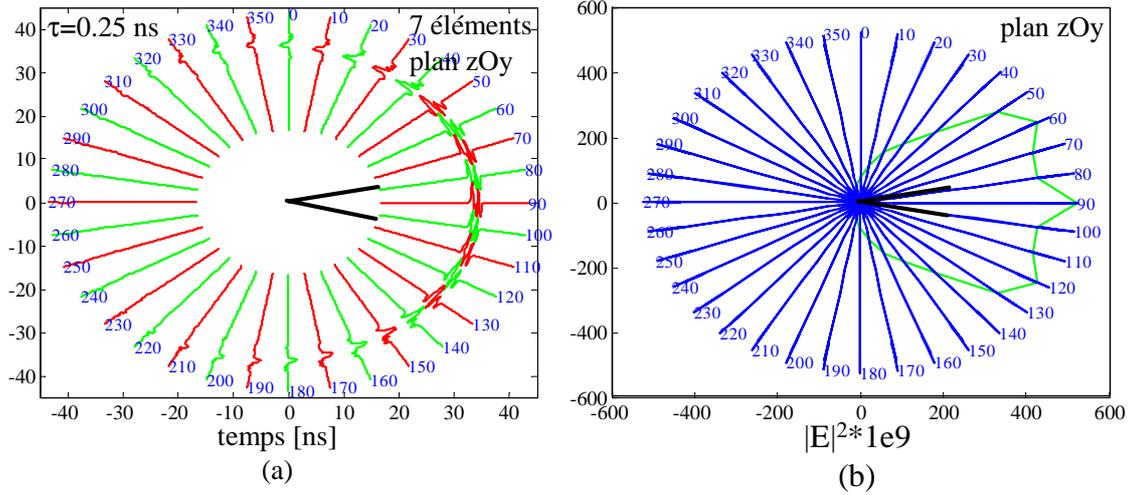


Figure 3.24 – Distribution du champ E_θ rayonné par une antenne cornet TEM composée de 7 éléments discrets dans le plan zOy (impulsion gaussienne $\tau=0.25$ ns, soit $w=0.8$ ns); (a) amplitude, et (b) énergie rayonnée

3.3.2.3 Modélisation en réception

En réception (indice r), un champ électrique transitoire de front d'onde plan et d'incidence oblique éclaire le dipôle. On considère que le champ électrique incident est une impulsion ayant l'allure de la dérivée première de la fonction gaussienne :

$$E_r(t) = -E_0\sqrt{2}e\left(\frac{1}{\tau}\right)e^{-(t/\tau)^2} \quad (3.20)$$

où E_0 est l'amplitude du champ électrique (E_0 est généralement choisi égal à 1).

Ainsi, deux situations sont étudiées selon la direction de propagation du champ électrique incident : soit il éclaire tout d'abord l'extrémité supérieure ($z = h$) de l'antenne et se propage de droite à gauche, soit il éclaire l'extrémité inférieure ($z = 0$) de l'antenne et se propage de gauche à droite. Dans ce type d'interaction, on peut souligner que l'antenne joue le rôle d'un filtre intégrateur ; l'excitation de l'antenne par un champ électrique induit trois composantes de courant qui se propagent le long de l'élément :

$$I_r(t,z) = \{I_u(t,z) + I_{bottom}(t,z) + I_{top}(t,z)\} \times [U(z) - U(z - h)] \quad (3.21)$$

Dipôles	Elément supérieur $z>0$	Elément inférieur $z<0$
Antenne droite $delai_r = -2Z_L \sin(\psi - \frac{\pi}{2} + \alpha)$ $\psi' = \pi - 2\alpha - \psi$	$cY \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{\cos \psi} \xi(t + \frac{1}{c}(z - L) \sin \psi) \\ - \frac{\cos \psi}{(1 - \sin \psi)} \xi(t + \frac{1}{c}(z - L)) \\ - \frac{\cos \psi}{(1 + \sin \psi)} \xi(t - \frac{z}{c} - \frac{L}{c} \sin \psi) \end{array} \right\}$	$cY \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{\cos \psi'} \xi(t + \frac{1}{c}(z - L) \sin \psi' + \frac{delai_r}{c}) \\ - \frac{\cos \psi'}{(1 - \sin \psi')} \xi(t + \frac{1}{c}(z - L) + \frac{delai_r}{c}) \\ - \frac{\cos \psi'}{(1 + \sin \psi')} \xi(t - \frac{z}{c} - \frac{L}{c} \sin \psi' + \frac{delai_r}{c}) \end{array} \right\}$
Antenne centrale $delai_c = -h \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi}$	$cY \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{\cos \varphi} \xi(t + \frac{1}{c}(z - h) \sin \varphi + \frac{delai_c}{c}) \\ - \frac{\cos \varphi}{(1 - \sin \varphi)} \xi(t - \frac{z}{c} - \frac{h}{c} (1 - \sin \varphi) + \frac{delai_c}{c}) \\ - \frac{\cos \varphi}{(1 + \sin \varphi)} \xi(t + \frac{z}{c} - \frac{h}{c} (1 + \sin \varphi) + \frac{delai_c}{c}) \end{array} \right\}$	
Antenne gauche $delai_g = -h \cos \varphi (\frac{1}{\tan \alpha} + \tan \varphi)$ $\eta = \beta - \varphi; \eta' = \beta + \varphi$	$cY \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{\cos \eta} \xi(t - \frac{z}{c} \sin \eta + \frac{delai_l}{c}) \\ - \frac{\cos \eta}{(1 - \sin \eta)} \xi(t - \frac{z}{c} + \frac{delai_l}{c}) \\ - \frac{\cos \eta}{(1 + \sin \eta)} \times \\ \xi(t + \frac{z}{c} - \frac{L}{c} (1 + \sin \eta) + \frac{delai_l}{c}) \end{array} \right\}$	$cY \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{\cos \eta'} \xi(t - \frac{z}{c} \sin \eta' + \frac{delai_l}{c}) \\ - \frac{\cos \eta'}{(1 - \sin \eta')} \xi(t - \frac{z}{c} + \frac{delai_l}{c}) \\ - \frac{\cos \eta'}{(1 + \sin \eta')} \times \\ \xi(t + \frac{z}{c} - \frac{L}{c} (1 + \sin \eta') + \frac{delai_l}{c}) \end{array} \right\}$

Tableau 3.1 – Composantes de courant associées aux différents types de dipôles pour la réception

Le tableau suivant rassemble les composantes de courant associées aux divers types de dipôles rencontrés et qui permettent de modéliser une antenne "nœud papillon", comme représentée en Figure 3.11b [P1, P2].

où $\xi(t)$ représente la première intégrale du champ électrique :

$$\xi(t) = \sqrt{\frac{e}{2}} E_0 \tau e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \quad (3.22)$$

On définit $Z_L = L \sin \alpha$, $h = L \cos \beta$, Y (Siemens) comme une constante proportionnelle à la conductivité d'un élément filaire et c la vitesse de la lumière dans le vide.

1. Cas du dipôle $(-h, h)$

Considérant un élément filaire $(-h, h)$, les distributions de courant et de charges, visualisées en Figure 3.13, ont été déterminées comme précédemment pour $h = 10$ cm, $\tau = \tau_a / (3.3 \times 4)$ et l'incidence $\psi = 30^\circ$ du champ incident en $z = -h$. La Figure 3.13a met en évidence la présence de trois composantes de courant avec leurs propres retards.

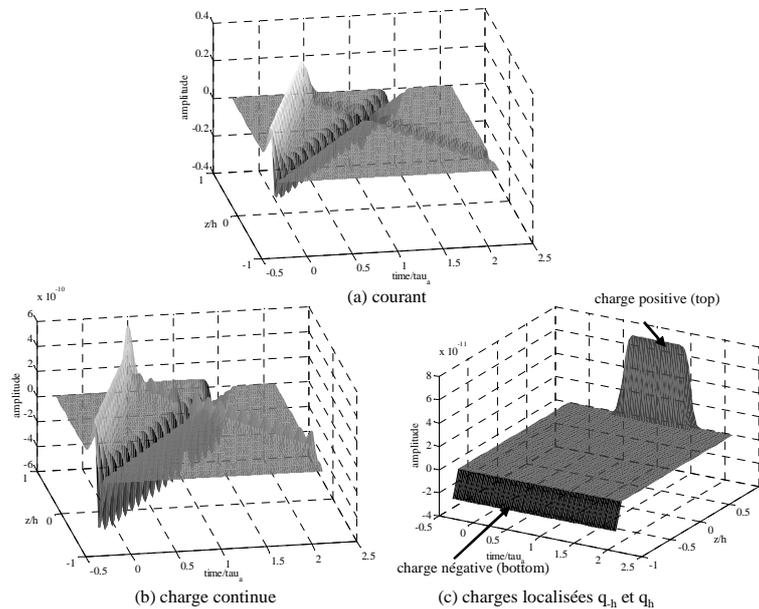


Figure 3.25 – Distributions de courant (a) et de charge (b,c) d'une antenne dipole droite $(-h,h)$ à la réception, sans réflexions multiples, pour l'incidence 30° en $z=-h$

Le champ électrique rayonné montre une composante majoritaire E_θ . Sa distribution dans la zone de champ lointain ($r = 5h$) est présentée sur les Figures 3.26a et 3.26b pour les incidences respectives $\varphi = 0^\circ$ et 10° . Nous remarquons qu'en réception la présence d'un front d'onde cylindrique perpendiculaire à la direction de l'antenne $(-h,h)$ pour une incidence $\varphi = 0^\circ$ apparaît nettement. De plus, nous avons mis en évidence le fait qu'une incidence oblique produit une diminution de l'écart temporel entre les impulsions, pour un angle d'observation donné [P2].

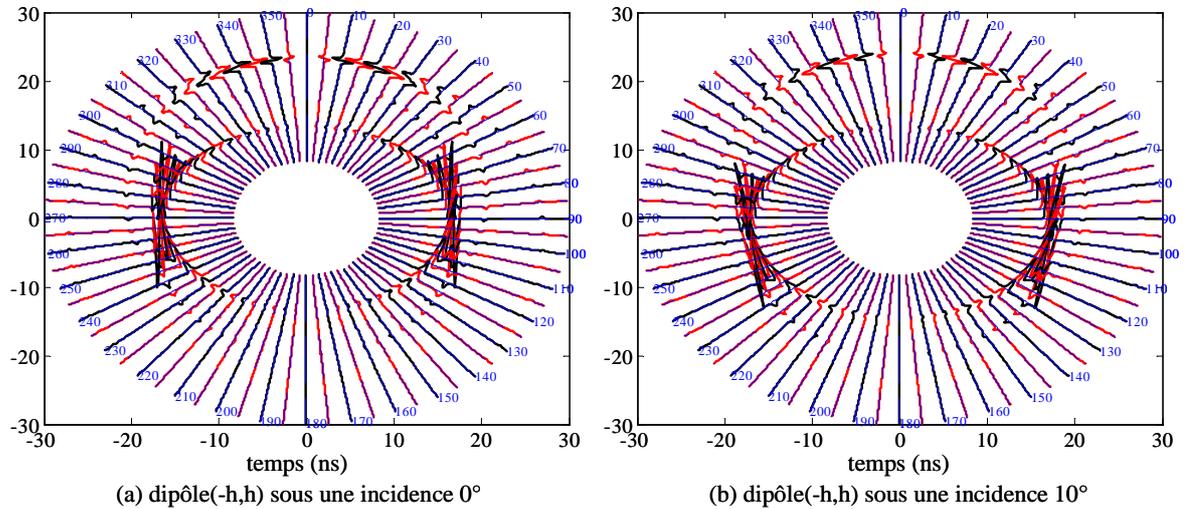


Figure 3.26 – Diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ rayonné par un dipôle ($h=1$) sur 360° dans la configuration réception (sans réflexion)

2. Cas du dipôle en V (angle d'ouverture 2α)

Dans le cas d'un dipôle en V d'angle d'ouverture à droite $2\alpha = 120^\circ$ et éclairé par un front d'onde incident $\varphi = 0^\circ$, le champ rayonné E_θ est visualisé en Figure 3.27a; le rayonnement apparaît symétrique par rapport à l'axe horizontal et fortement dissymétrique par rapport à l'axe vertical.

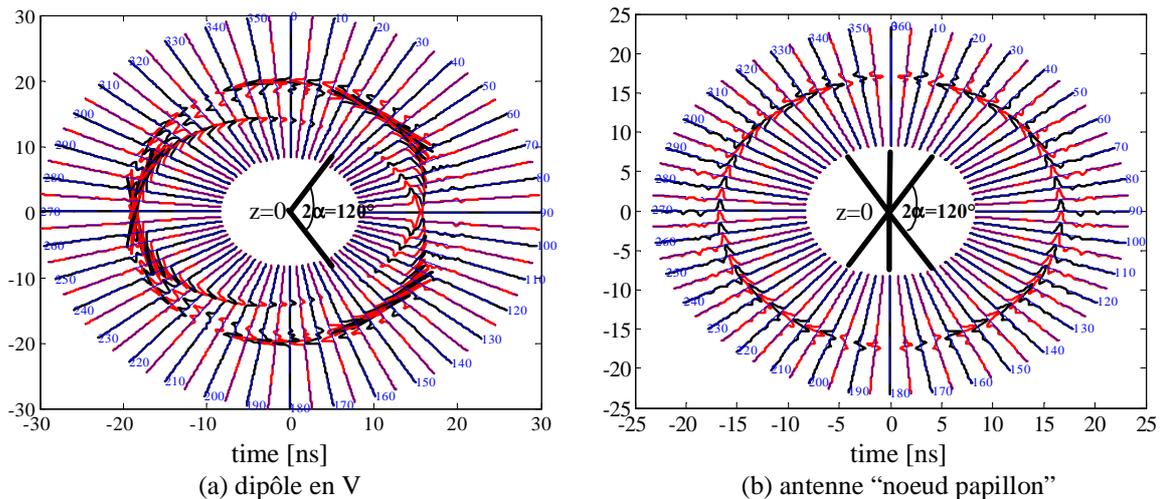


Figure 3.27 – Diagramme polaire représentant la variation temporelle du champ E_θ rayonné par un dipôle en V et une antenne "noeud papillon" ($h=1$) sur 360° dans la configuration réception (sans réflexion)

Dans le cas d'une incidence oblique $\varphi = 10^\circ$, chacun des deux dipôles est excité à un instant qui lui est propre; la distribution de courant est visualisée dans ce cas en Figure 3.28a. La Figure 3.28b permet de mettre en évidence les contributions des diverses composantes de courant issues des deux dipôles au niveau de la charge en $z = 0$ (aucune charge n'est actuellement considérée).

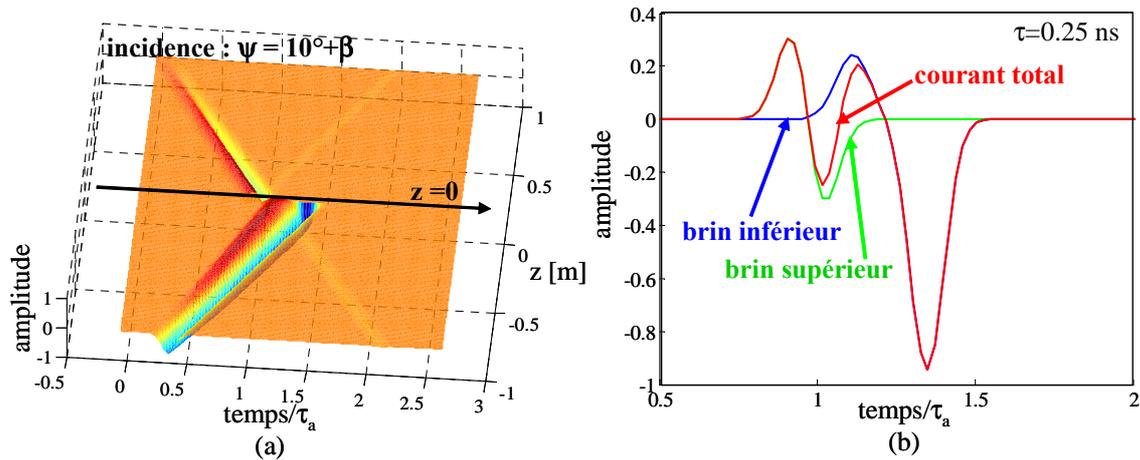


Figure 3.28 – (a) Distribution de courant dans une antenne dipole en V ($h=1\text{m}$) en réception et excitée par un champ électrique d'incidence $\psi + 10^\circ$ ayant l'allure de la 1^{ère} dérivée de la gaussienne ($\tau = 0.25\text{ ns}$), et (b) courant au niveau de la charge en $z = 0$

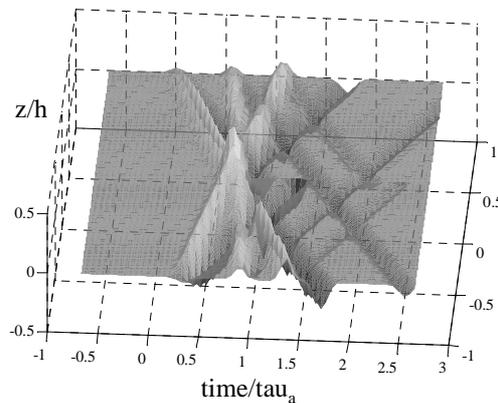


Figure 3.29 – Distribution des courants d'une antenne "noeud papillon" à 3 éléments $(-h,h)$ à la réception, sans réflexions multiples, pour l'incidence $\varphi = 10^\circ$ par rapport à Oz

3. Cas de l'association de dipôles en V dans un plan 2D (antenne "noeud papillon")

Dans le cas de l'antenne papillon modélisée en Figure 3.11b (ouverture $2\alpha = 120^\circ$, incidence $\varphi = 0^\circ$, $h = 1\text{ m}$), l'excitation par un champ électrique d'incidence induit des composantes de courant dans chacune des paires d'éléments à des instants distincts. L'allure du champ rayonné

dans le cas de l'incidence $\varphi = 0^\circ$ est présenté en Figure 3.27b; elle est caractérisée par une impulsion positive significative suivie d'ondulations pour chacun des angles d'observation θ repérés dans le plan de l'antenne. Dans le cas d'une incidence oblique $\varphi = 10^\circ$, chacun des brins est excité à un instant qui lui est propre; la distribution de courant est visualisée dans ce cas en Figure 3.29.

3.3.3 Modélisation numérique par la méthode des intégrales finies (FIT)

Afin de modéliser plus finement la géométrie d'antennes utilisées pour des applications ultra-large bande, nous avons choisi d'utiliser un outil de simulation numérique dans le domaine temporel et fondé sur la Technique d'Intégration Finie (Finite Integration Technique ou FIT). Cette méthode, introduite par T. Weiland (1977) est très similaire à la FDTD, car elle consiste à reformuler les équations de Maxwell fonction du temps et de l'espace dans un volume donné sous une forme discrète [Wei77], [Yee66], [Wei96], [Wei98], [Cle01], [Hub91]; elle fournit des équations récursives pour résoudre le problème posé. Contrairement à la FDTD, la FIT repose sur la discrétisation des équations de Maxwell présentées sous leur forme intégrale, plutôt que sous leur forme différentielle. Les travaux réalisés au cours du stage de DEA de Julien Badet ont consisté tout d'abord en la modélisation de diverses antennes filaires en émission pour conduire des comparaisons avec les résultats issus de la modélisation analytique [E7, P1]. Puis, quelques géométries d'antennes conductrices ont pu être abordées.

3.3.3.1 Hypothèses

Les géométries utilisées, pour conduire des modélisations numériques dans l'environnement CST, dans les cas d'une simple antenne filaire (0,h) et d'une antenne "noeud papillon" sont présentées en Figures 3.30a et 3.30b. De façon générale, un port est attribué à chaque élément discret; ce port est formé d'une source centrale et de deux connecteurs infiniment fin, de conductivité infinie et de longueur $h/40$ (une valeur de 0.5 m a été choisie de façon à réduire les temps de simulation et un simple traitement a permis de ramener cette valeur à 1 m pour réaliser des comparaisons avec le modèle analytique). Des sondes discrètes ont été positionnées dans le plan de l'antenne (yOz) étudiée tous les 10° , en champ lointain à la distance $r = 5h$. Dans nos études, la composante $E_\theta(r,t)$ a été particulièrement étudiée puisqu'elle apparaît la plus significative ($|E_\theta(r,t)| \gg |E_r(r,t)|$).

122 Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

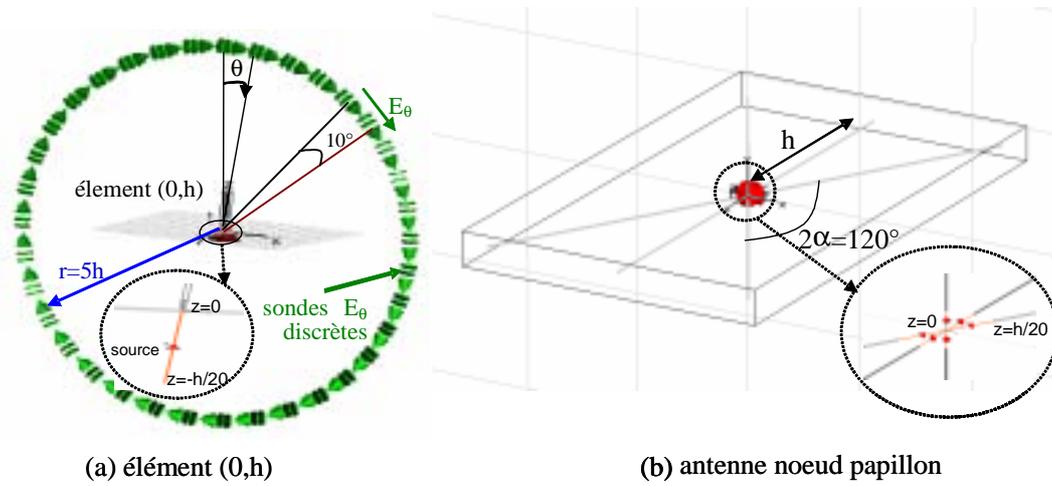


Figure 3.30 – Géométries d'antennes modélisées numériquement à l'aide du logiciel CST fondé sur la méthode FIT; (a) cas d'une simple élément (0,h), et (b) antenne "noeud papillon" comprenant 6 éléments discrets

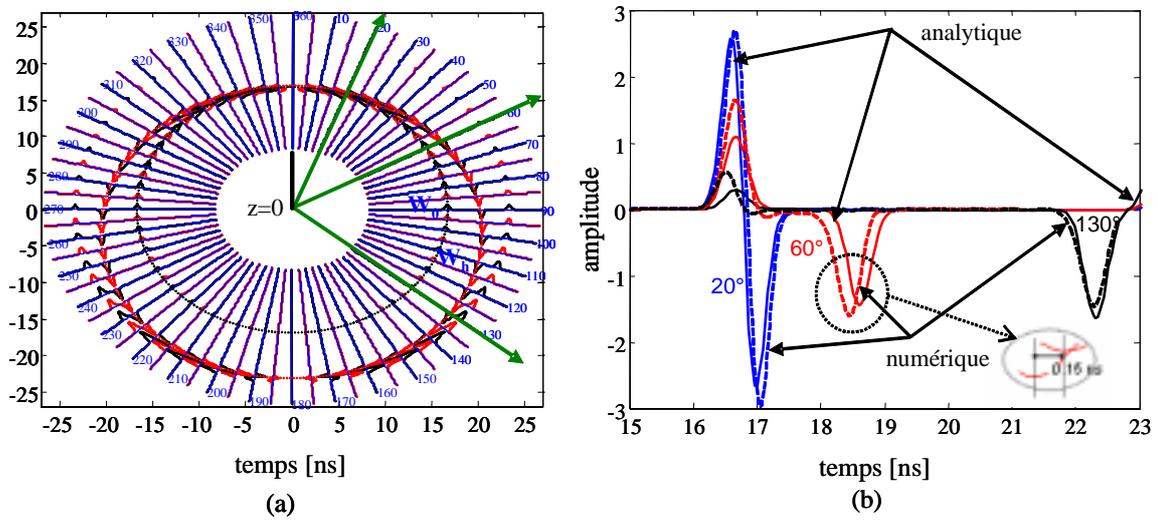


Figure 3.31 – Comparaison des résultats de champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) et issus des modèles numérique et analytique dans le cas d'une antenne monopôle (0,h) ($h = 1\text{m}$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$); (a) diagramme polaire issu du modèle analytique, et (b) allures des impulsions rayonnées pour les angles $\theta = 20^\circ$, 60° et 130° (facteur d'amplitude 1.2)

3.3.3.2 Cas du dipôle (0,h)

La comparaison des résultats de simulation pour le champ rayonné E_θ issus des modèles numérique et analytique est présentée en Figure 3.1b dans le cas où $\tau = \tau_a/(3.3 \times 4)$ et pour une l'impulsion d'excitation définie en Figure 3.12 ($h = 1$ m); cette comparaison indique que les deux modélisations conduisent à des allures d'impulsions très proches.

Les écarts temporels entre les deux modèles, associés à la première et la seconde impulsions ont été étudiés en fonction de l'angle d'observation θ ; ils ont été tracés en Figures 3.32a et 3.32b. Nous remarquons que ces écarts apparaissent plus significatifs pour la seconde impulsion. Pour ce qui concerne la première impulsion (voir Figure 3.32a), la variation est quasi linéaire et montre des ondulations d'amplitude maximum d'environ 0.017 ns. Pour $\theta = 0^\circ$, l'écart observé est produit par le port de longueur $h/40$ du modèle numérique, lequel introduit un délai additionnel de propagation de 0.083 ns. Pour ce qui concerne la seconde impulsion (voir Figures 3.32b), la variation de l'écart entre les deux modèles suit une loi polynomiale du seconde ordre. Quant aux amplitudes, la Figure 3.1b indique que les amplitude des secondes impulsions sont généralement supérieures dans le cas du modèle numérique; ce fait peut être expliqué par la prise en compte du couplage entre le champ électrique rayonné et l'élément qui est susceptible d'y induire un courant.

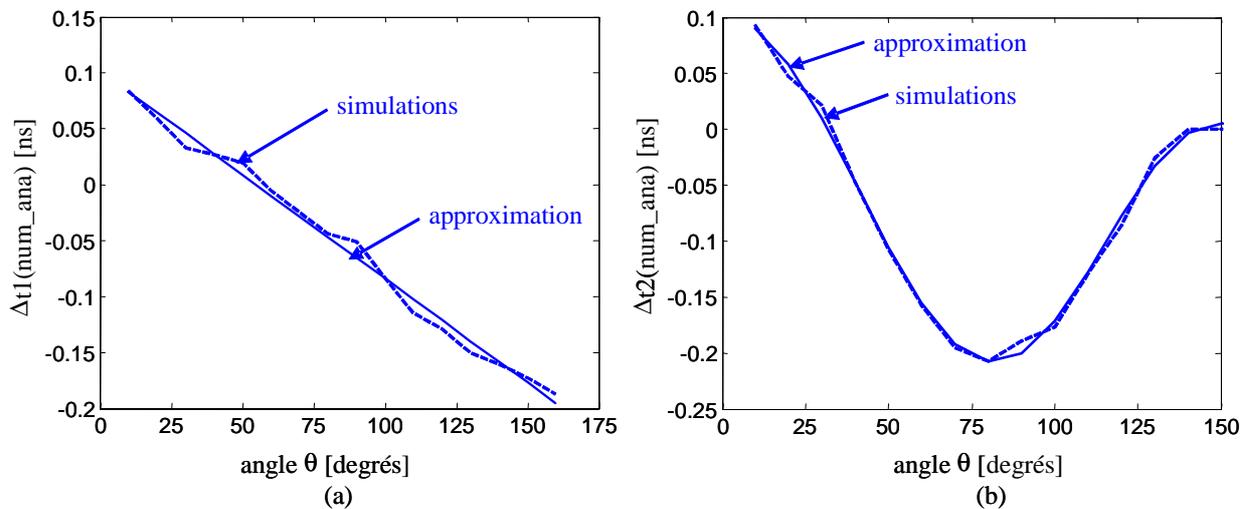
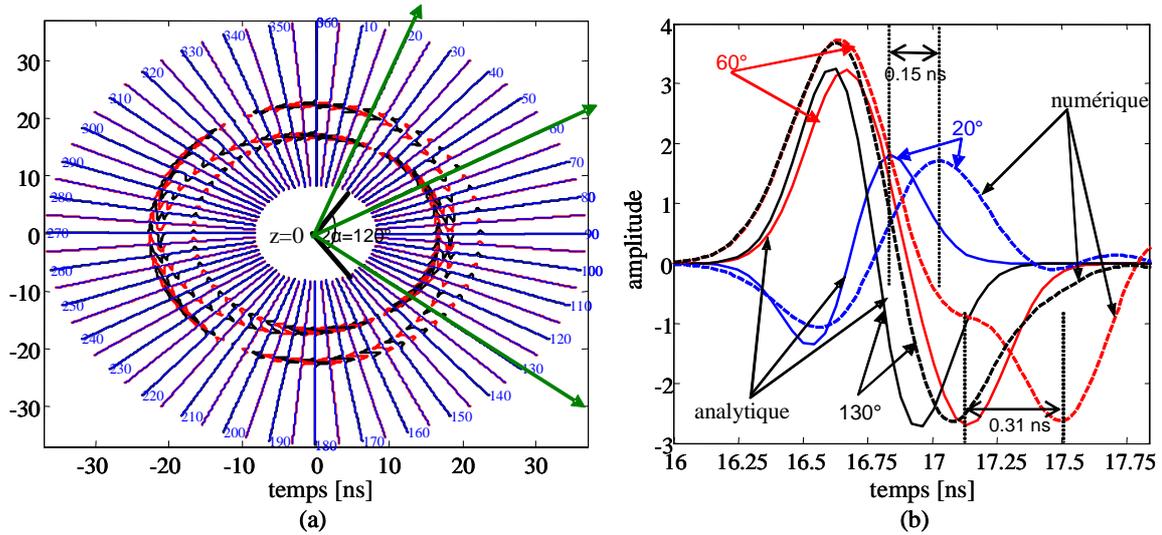


Figure 3.32 – Variation des écarts temporels constatés entre les modèles numérique (indice num) et analytique (indice ana) associés aux (a) première et (b) seconde impulsions rayonnés

3.3.3.3 Cas du dipôle en V

Considérant un dipôle en V d'angle d'ouverture $2\alpha = 120^\circ$ ($h = 1$ m et $\tau = \tau_a/(3.3 \times 4)$), le modèle numérique suppose l'excitation de chacun des brins par un courant $I_0 = 0.5$ A. De façon générale, les deux modélisations conduisent à des allures d'impulsions très proches. Nous remarquons que la plus grande partie de l'énergie est rayonnée dans la zone $[0; 180^\circ]$ du plan

(yOz); en effet, l'amplitude des impulsions y apparaît plus élevée et les impulsions de signes positif et négatif se présentent proches l'une de l'autre. L'analyse des allures d'impulsions dans les directions particulières $\theta = 20^\circ$, 60° et 130° permet de mettre à nouveau en évidence que les amplitudes obtenues par le modèle numérique sont supérieures à celles issues du modèle analytique, du fait de la prise en compte des phénomènes de couplage.



Comparaison des résultats de champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) et issus des modèles numérique et analytique dans le cas d'une antenne en V ($h = 1\text{m}$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$); (a) diagramme polaire issu du modèle analytique, et (b) allures des impulsions rayonnées pour les angles $\theta = 20^\circ$, 60° et 130° (facteurs d'amplitude 1.5 et 1.2 pour les modèles analytique et numérique)

La tracé de la variation de la puissance rayonnée dans le plan (yOz) en Figure 3.33 montre que les maxima de rayonnement sont visualisés pour $\theta \approx 55^\circ$ et 125° considérant le rapport $\tau/\tau_a = 0.076$ et l'ouverture $2\alpha = 120^\circ$. Ainsi, en réduisant l'ouverture 2α pour une même rapport τ/τ_a , la Figure 3.33 montre qu'il est possible de focaliser l'antenne. Aussi, pour différents angles d'ouverture du dipôle, nous montrons à l'aide du Tableau 3.2 qu'une focalisation optimale dans la direction $\theta = 90^\circ$ peut être obtenue en recherchant une valeur optimale pour le rapport τ/τ_a . Cet exemple souligne la spécificité du comportement des antennes dans le domaine temporel et il met notamment en évidence la possibilité de les focaliser dans une direction particulière en modifiant le rapport τ/τ_a et donc la largeur de l'impulsion d'excitation.

τ/τ_a	0.2	0.107	0.076
2α	80°	60°	44°

Tableau 3.2 – Résultats associés à l'optimisation du rayonnement dans la direction 90 degrés dans le cas d'un dipôle en V considérant plusieurs largeurs d'impulsions

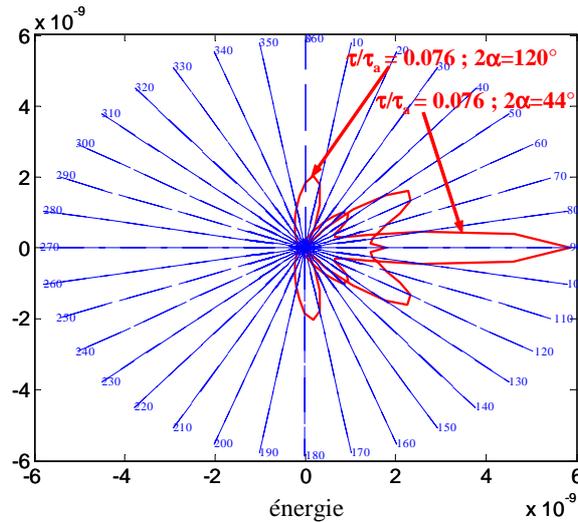


Figure 3.33 – Variation de la puissance rayonnée par un dipôle en V dans le plan (y_0z) en fonction de l'angle θ et pour divers rapports τ/τ_a

3.3.3.4 Modélisation d'une antenne "nœud papillon"

L'antenne "nœud papillon" de la Figure 3.10a a été modélisée sous l'environnement CST à l'aide d'éléments discrets (6 et 10 brins) et de façon complète. Les conditions d'excitation sont identiques aux deux cas précédents ($I_0=1/6 A$ pour 6 éléments et $I_0=1/10 A$ pour 10 éléments). Les résultats présentés en Figures 3.34 et 3.35 indiquent que les deux modèles conduisent à des allures d'amplitudes rayonnées très similaires, et les amplitudes sont apparues un peu différentes en raison de la prise en compte des phénomènes de couplage dans le modèle numérique ; les impulsions rayonnées laissent apparaître une composante positive significative suivie d'une composante négative et de composantes de plus faible amplitude appelées ondulations. Dans le cas de la modélisation de l'antenne par des éléments discrets, la Figure 3.35b montre que l'introduction d'éléments supplémentaires ne modifie pas sensiblement les allures des impulsions rayonnées. Par contre, lorsque nous considérons l'antenne complète, nous constatons un écart sensible d'amplitude avec la modélisation discrète ; les ondulations montrent une plus faible amplitude lorsque l'antenne complète est considérée. De plus un retard d'environ 1.5 ns est observé par comparaison avec l'antenne à éléments discrets, mais nous n'avons actuellement pas trouvé de loi spécifique permettant d'expliquer ce phénomène en fonction de l'angle θ .

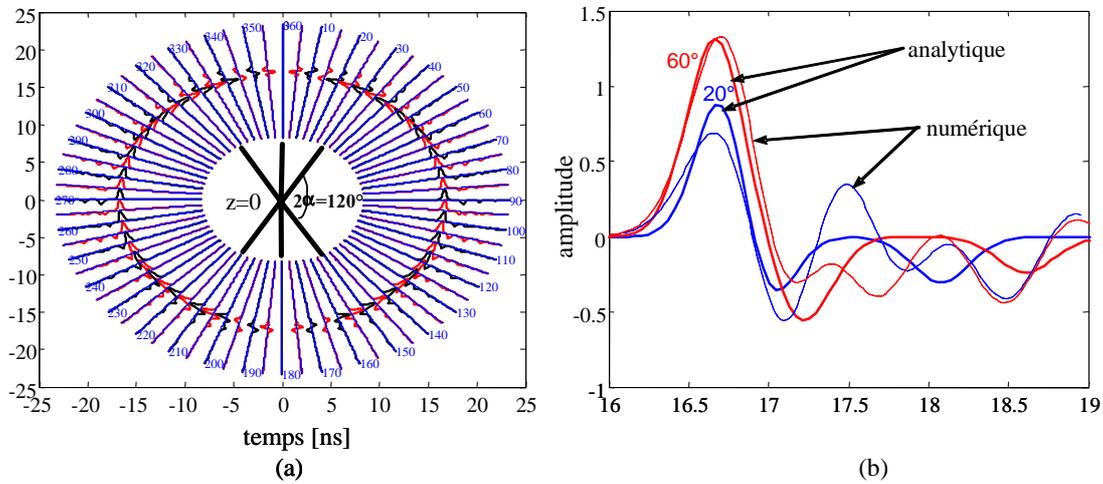


Figure 3.34 – Comparaison des résultats de champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) et issus des modèles numérique et analytique dans le cas d'une antenne "noeud papillon" ($h = 1m$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$) ; (a) diagramme polaire issu du modèle analytique, et (b) allures des impulsions rayonnées pour les angles $\theta = 20^\circ$ et 60° (facteurs d'amplitude 1.2 et 4 pour les modèles analytique et numérique)

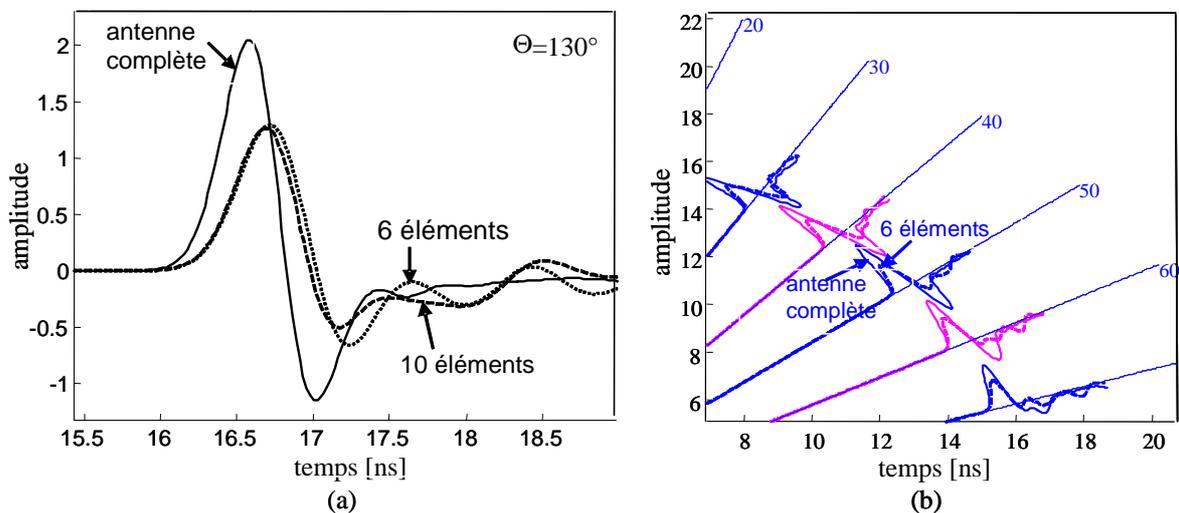


Figure 3.35 – Champ rayonné $E_\theta(r,t)$ en fonction de θ (plan yOz) dans le cas d'une antenne "noeud papillon" discrétisée ou non ($h = 1m$, $\tau/\tau_a = 0.076$, $r = 5h$) ; (a) allures pour $\theta = 130^\circ$ et (b) pour divers angles compris entre 20° et 70°

3.3.4 Caractérisation d'antennes large bande

La chambre "champ proche" STARGATE localisée à l'IEETR-INSA et fournie par Satimo permet d'acquérir très rapidement des diagrammes de rayonnement d'antennes dans la zone de champ proche sur une sphère de rayon 0.75 m sur la bande de fréquences [0.8 ; 6 GHz] ; les diagrammes de rayonnement en champ lointain sont déterminés à l'aide d'une transformation champ-proche champ-lointain. Nous nous sommes intéressés à caractériser des antennes ultra-large bande sur toute la bande de mesure de la chambre anéchoïde pour déterminer ensuite leur réponse dans le domaine temporel à l'aide d'une transformation de Fourier. L'objectif est de comparer les résultats de mesures à ceux issus des modélisations analytique et numérique. Des outils spécifiques de traitement et d'analyse des données expérimentales ont été développés au cours du bureau d'études 5ESC en 2002-2003 [E5].

3.3.4.1 Montage expérimental

La chambre "champ proche" est contruite autour d'une cellule métallique fermée et formée d'une chambre anéchoïde. Elle comprend une grande arche, commandée par un ordinateur, formée de matériaux absorbants sur laquelle sont réparties 31 sondes de mesure en croix bipolarisées ; les sondes sont positionnées à un angle de $10,58^\circ$ entre elles. L'antenne à caractériser repose sur une tourelle rotative qui effectue une rotation sur 180° pour décrire l'espace 3D. En fait, le support de l'antenne prend la place de 3 sondes de mesure. Par conséquent, un balayage électronique de ces sondes permet de représenter en temps réel la coupe du diagramme de rayonnement sur 318° . Le balayage électronique est réalisé en modulant de façon spécifique (technique de la "diffusion modulée") la fréquence du signal hyperfréquence d'excitation de l'antenne et en rendant active successivement chacune des sondes par une détection d'un signal à la fréquence de modulation.

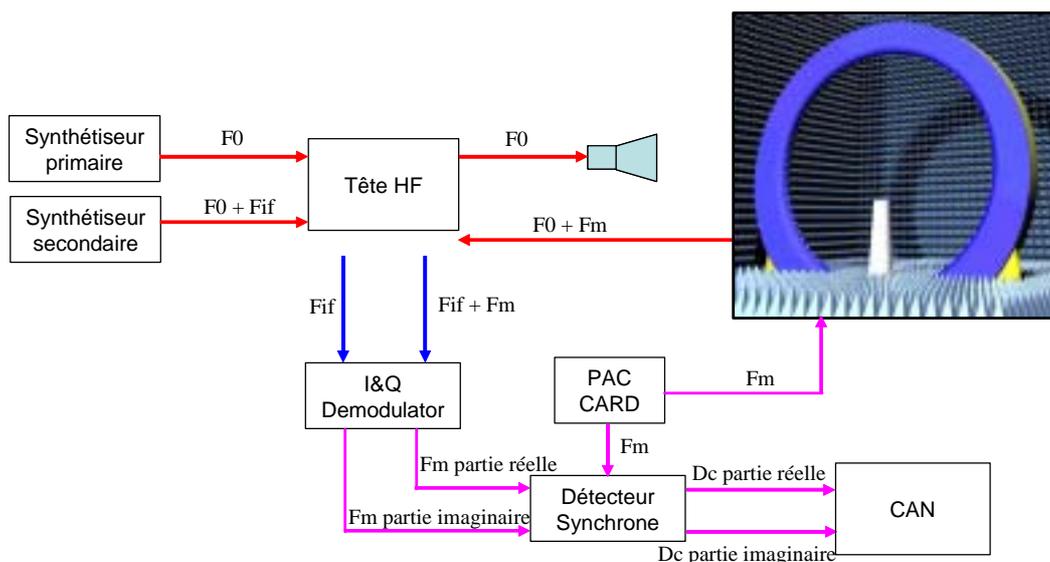


Figure 3.36 – Principes de fonctionnement de la chambre "champ proche" de l'INSA de Rennes

Les antennes caractérisées à l'aide du banc de mesures sont présentées en Figure 3.37 ; elles sont entièrement formées d'un conducteur.

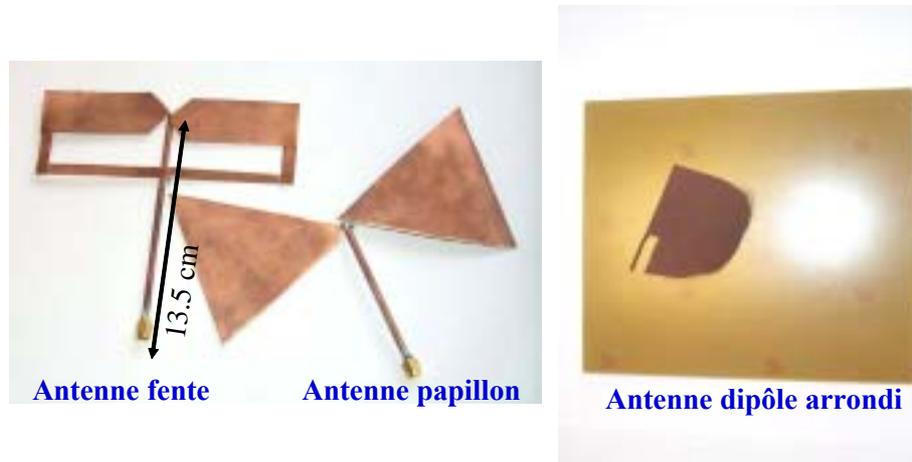


Figure 3.37 – Photos des antennes caractérisées dans la chambre champ proche de l'INSA Rennes

3.3.4.2 Résultats de caractérisation

La réponse temporelle des antennes mesurées dans la bande $[0.8 ; 6 \text{ GHz}]$ a été obtenue en trois étapes : tout d'abord, une transformée de Fourier inverse (supposant la symétrie Hermittienne) a été réalisée à partir des données expérimentales brutes. Puis, une excitation de forme gaussienne de largeur de bande 5.2 GHz a été considérée comme signal d'excitation (voir Figure 3.38). Enfin, un produit de convolution entre les deux signaux temporels obtenus précédemment a été effectué.

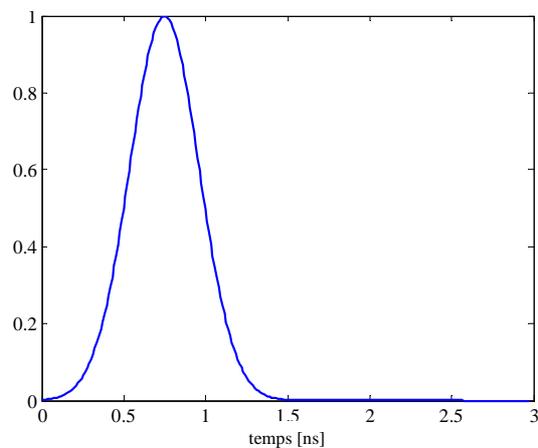


Figure 3.38 – Allure de l'impulsion d'excitation gaussienne utilisée comme signal d'excitation pour analyser les mesures

Il faut souligner que les résultats expérimentaux présentés en Figure 3.39 dans le cas de l'antenne "noeud papillon" considèrent une excitation gaussienne de même largeur spectrale que les conditions expérimentales, mais dont le spectre qui n'est pas positionné dans la bande [0.8 ; 6 GHz] ; il est prévu de développer un algorithme visant à rechercher la $n^{\text{ième}}$ dérivée de la fonction gaussienne qui puisse satisfaire de telles conditions. En attendant, nous présentons en Figures 3.39a et 3.39b de premiers résultats de comparaison issus de la modélisation numérique et des mesures pour l'antenne "noeud papillon" ($E_{\theta}(r,t)$ dans le plan $\varphi = 0$). Ces résultats montrent que l'antenne effectivement mesurée est dépointée d'environ 15° et sa géométrie montre qu'elle n'est pas rigoureusement symétrique. De plus, nous remarquons que l'allure des impulsions rayonnées et issus des deux types de résultats ne sont pas tout à fait identiques bien que la modélisation considère l'impulsion de la Figure 3.38 ; la comparaison de ces résultats demeure néanmoins intéressante et un traitement de données plus complexe et plus approprié doit être étudié pour les mesures.

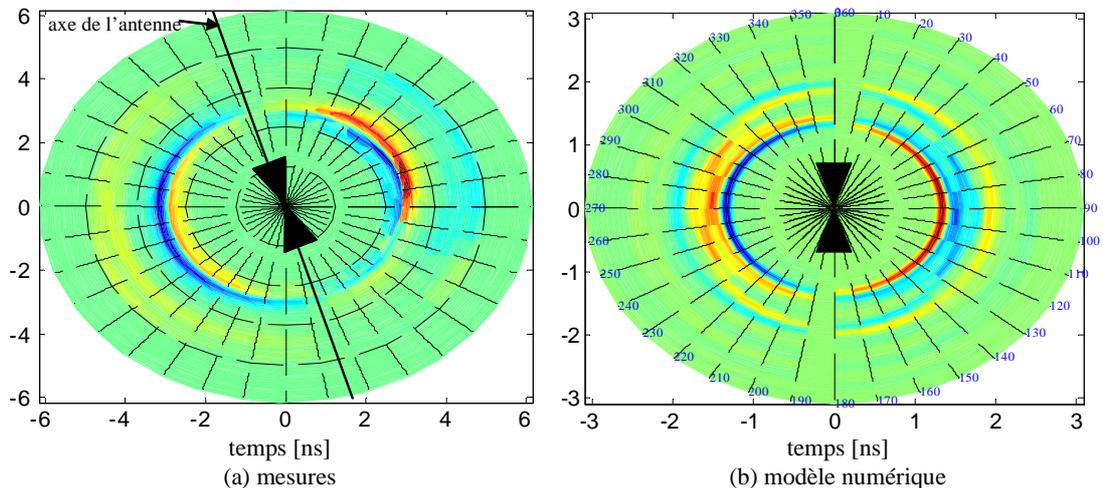


Figure 3.39 – Résultats de mesures et de simulations numériques obtenus pour l'antenne "noeud papillon" (plan $\phi = 0^\circ$)

3.4 Publications et Communications

[C1] Sagnard F., El Zein G., "Study of a pulsed communication link between UWB conductive antennas modelled by discrete thin wires", Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC), Loughborough (UK), 4-5 April 2005

[C2] Sagnard F., El Zein G. "Study of a pulsed communication link between UWB conductive antennas modelled by discrete thin wire", IEEE Antennas and Propagation Symposium (AP-S) and USNC/URSI National Radio Science Meeting, Washington (USA), 3-8 July 2005

[C3] Sagnard F., Badet J., El Zein G., "Transient radiation responses of linear-wire based antennas for UWB radio systems: Transmission and reception", One-day seminar on Ultra Wideband

Communications Technologies and System Design, Queen Mary University of London, 8th July 2004 (UK), pp. 123-128

[C4] Sagnard F., Uguen B., El Zein G., *"Etude de l'émission et de la réception de signaux impulsions par des antennes Ultra-Large bande: Modélisation et Expérimentation"*, Journées Nationales Microondes, JNM'03, Lille (France), 21-23 mai 2003

[C5] Sagnard F., Vignat C., Corral S., Moncourtois V., *"ECAMO et CREMO: deux interfaces graphiques pour comprendre par l'expérimentation le rayonnement et la propagation des ondes électromagnétiques dans le domaine micro-onde"*, Colloque sur l'Enseignement des Technologies et des Sciences de l'Information et des Systèmes, CETSIS-EEA, Clermont-Ferrand (France), 29-30 Octobre 2001

[P1] Sagnard F., Badet J., El Zein G., *"Waveform distortion induced by transient excitation of conductive antennas: Analytical and Numerical Modelling"*, International Journal of Electronics and Communications, AEU, Urban & Fischer (soumise juillet 2004)

[P2] Sagnard F., Uguen B., El Zein G., *"Reception of an oblique electromagnetic plane wave by a linear-wire antenna: A time domain analysis"*, Microwave and Optical Technology Letters, vol. 38, 2003, pp. 281-291

[P3] Sagnard F., *"Educational graphical interfaces to explain and analyze experiments on radiation and propagation of electromagnetic waves"*, IEEE Trans. on Education, vol. 47, n. 3, Aug. 2004, pp. 389-396

3.5 Encadrements et rapports

[E1] Mai-Juin 2000: stage d'ingénieur ESIEE de 4^{ème} année de Sandra Rincon, *"Etude et réalisation d'antennes imprimées destinées à être enfouies dans du béton"*

[E2] Février 2001: stage de Licence EEA (UMLV) de Stéphane Corral, *"Mise en œuvre de deux sujets de travaux pratiques de Maîtrise EEA: Rayonnement et propagation des ondes électromagnétiques dans le domaine micro-onde ($F=9.4$ GHz)"*, (1 communication nationale)

[E3] Février-Juillet 2002: stage de Maîtrise EEA (UMLV) de Bruno Flobinus, *"Contribution au développement d'une interface graphique sous Matlab pour comprendre et étudier le rayonnement des ondes électromagnétiques par des antennes"* (1 publication internationale)

[E4] Février 2002: stage de Licence EEA (UMLV) de Stéphane Huitelec, *"Modélisation du champ électromagnétique rayonné par une antenne Yagi-Uda sous Matlab"*

[E5] Octobre 2003-Janvier 2004: bureau d'étude de 4 étudiants ingénieur 5ESC de l'INSA (Rennes), David Brageul, Adrien Louvel, Vincent Martel et Ronan Nedelec, *"Modélisation de la transmission et de la réception d'antennes filaires en V excitée par une impulsion"* (1 publication internationale soumise)

[E6] Octobre 2002-Janvier 2003 : bureau d'étude de 7 étudiants ingénieur 5ESC (INSA Rennes), Nicolas Bordais, David Cadoret, Brice Fraboulet, Laroussi Gattoufi, Gaël Godi, Marion Guy, Christophe L'Her, "*Modélisation et mesure d'antennes filaires dans le domaine temporel : Etude en émission et réception*" (1 publication internationale)

[E7] Février-Juillet 2004 : stage de DEA d'électronique (INSA Rennes) de Julien Badet, "*Etude des phénomènes physiques impliqués dans le rayonnement et la propagation de signaux temporels ultra-brefs : Modélisations analytique et numérique*"

[E8] Février-Juin 2004 : stage d'ingénieur de Mohammed Saber (IETR et ENSA, Oujda, Maroc), "*Etude des phénomènes physiques impliqués dans le rayonnement et la propagation de signaux temporels ultra-brefs : Modélisations analytiques*"

3.6 Conclusion

Ce Chapitre est consacré à l'étude des phénomènes physiques impliqués dans le rayonnement d'antennes aux fréquences micro-ondes et dans les domaines fréquentiel et temporel. Dans ce cadre, deux outils de modélisations conviviaux, fondés sur des expressions analytiques, ont été développés : ECAMO (UMLV) et ANT-ULB (IETR). Tandis que l'outil ECAMO permet de caractériser et d'analyser à l'aide de modèles analytiques les diagrammes de rayonnement d'antennes usuelles dans le domaine fréquentiel, l'outil ANT-ULB offre la possibilité de modéliser de façon analytique, d'étudier et d'analyser le rayonnement transitoire d'un assemblage d'antennes filaires en émission et réception. L'outil ANT-ULB s'inscrit ainsi comme une aide au développement de nouveaux systèmes de transmission utilisant la technologie ultra-large bande. Comparativement au domaine fréquentiel, le domaine temporel apparaît mieux rendre compte des phénomènes physiques qui peuvent être intuitivement expliqués à partir d'observations ; ainsi, ce domaine permet de rendre compte des réflexions multiples des composantes de courant occasionnées au sein d'antennes résonantes et de mettre en évidence la déformation du signal d'excitation induite par l'antenne.

Aussi, des modélisations numériques, fondées sur la méthode des intégrales finies (FIT) ont été développées pour conduire par la suite l'étude temporelle d'antennes plus complexes que les antennes filaires. Tout d'abord, le modèle numérique a été validé à l'aide du modèle analytique ANT-ULB en considérant une géométrie plane représentée par divers assemblages d'antennes filaires. Puis, nous avons étudié l'optimisation du rayonnement d'antennes filaires : en particulier, nous avons montré qu'il était possible de focaliser la direction du maximum de rayonnement d'un dipôle en V dans une direction particulière en modifiant la durée d'une impulsion d'excitation d'allure gaussienne. Ce premier résultat ouvre un domaine d'études pour des applications ULB. Enfin, nous avons abordé de façon détaillée l'étude de l'antenne "noeud papillon" conductrice et de géométrie plane afin de définir les conditions initiales du modèle numérique. La comparaison des résultats issus des modèles analytique (ANT-ULB) et numérique (FIT) permet désormais d'envisager l'analyse d'antennes plus complexes à l'aide de la méthode FIT.

132 Modélisation et caractérisation du rayonnement d'antennes dans le domaine micro-onde : bande étroite et ultra-large bande

Bibliographie

- [Aie03] Aiello G.R., Rogerson G.D., "*Ultra-wideband wireless systems*", IEEE Microwave Magazine, June 2003, pp. 36-47
- [Att04] Attiya A.M., Safaai-Jazi A., "*Simulation of ultra-wideband indoor propagation*", Microwave and Optical Technology Letters, vol. 42, n.2, 2004, pp. 103-108
- [Bal97] Balanis C.A., "*Antenna theory*", John Wiley, Second Edition, 1997
- [Bla99] Black D., Nguyen C., "*Metallic zone plates for sectoral horns*", IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, 11-16 July 1999, vol. 2, pp. 730-733
- [Bog98] Bogerd J.C., Tijhuis A.G., Klaasen J.J.A., "*Electromagnetic excitation of a thin wire: a traveling-wave approach*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 46, n. 8, 1998, pp. 1202-1211
- [Cle01] Clemens M., Weiland T., "*Discrete electromagnetism with the finite integration technique*", Journ. of Electromagnetic waves and Propagation, Progress in Electromagnetic Research (PIER) Monograph Series, 2001
- [Col85] Collin R.E., "*Antennas and radiowave propagation*", Mc Graw-Hill, 1985
- [Fra74] Franceschetti G., Papas C.H., "*Pulsed antennas*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-22, n. 5, 1974, pp. 651-661
- [Gom01] Gomez R., Rubio Bretones A., Fernandez Pantoja M., "*Radiation characteristics of thin-wire V-antennas excited by arbitrary time-dependent currents*", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 49, 2001, pp. 1877-1880
- [Hri00] Hristov H., "*Fresnel Zones in Wireless Links, Zone Plate Lenses and Antennas*", Artech House, 2000
- [Hus88] Hussain M.G.M., "*Antenna patterns of nonsinusoidal waves with the time variation of a Gaussian pulse-Part 1 and 2*", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 30, 1988, pp. 504-522
- [Hub91] Hubing T.H., "*Survey of numerical electromagnetic modeling techniques*", Report n. TR91-1-001.3, University of Missouri-Rolla, Electromagnetic Compatibility Laboratory, September 1991
- [Mar99] Martin R.G., Bretones A.R., Garcia S.G., "*Some thoughts about transient radiation by straight thin wires*", IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 41, n. 3, 1999, pp. 24-33
- [Mar01] Martin R.G., Bretones A.R., Pantoja M.F., "*Radiation characteristics of thin-wire V-antennas excited by arbitrary time-dependent currents*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 49, n. 12, 2001, pp. 1877-1880

134 Bibliographie

- [Mik01] Mikheev O.V., Podosenov S.A., Sakharov K.Y., Sokolov A.A., Turkin V.A., "Approximate calculation methods for pulse radiation of a TEM-horn array", Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 43, n. 1, 2001, pp. 67-74
- [Mil88] Miller E.K., "A selective survey of computational electromagnetics", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 36, n. 9, 1988, pp. 1281-1305
- [Muq02] Muqaibel A., Safaai-Jazi A., Woerner B., Riad S., "UWB Channel Impulse Response Characterization Using Deconvolution Techniques", 45th IEEE International Midwest Symposium on Circuits Systems, Tulsa Oklahoma, August 4-7, 2002
- [Por03] Porcino D., Hirt W., "Ultra-Wideband radio technology: Potential and challenge ahead", IEEE Communications Magazine, July 2003, pp. 66-74
- [Qiu02] Qiu R.C., "A study of the ultra-wideband wireless propagation channel and optimum UWB receiver design", IEEE Journ. on Selected Areas in Communications, vol. 20, n. 9, 2002, pp. 1628-1637
- [Sch03] Schantz H.G., "Introduction to ultra-wideband antennas", IEEE UWBST Conference 2003, Oulu (Finland), 2-4 June 2003
- [Sch00] Scheers B., Acheroy M., Vander Vorst A., "Time-domain simulation and characterization of TEM horns using a normalised impulse response", IEE Proc. Microwave, Antennas and Propagation, vol. 147, n. 6, 2000, pp. 463-468
- [Sch02] Scholtz, R.A.; Lee J.Y.; "Problems in modeling UWB channels", Conference on Signals, Systems and Computers, 3-6 Nov. 2002, vol. 1, pp. 706 - 711
- [Sch03] Schuhmann R., Weiland T., "Stability and conservation properties of transient field simulations using FIT", Advances in Radio Science, vol. 1, 2003, pp. 93-97
- [Smi01] Smith G. S., "Teaching antenna radiation from a time-domain perspective", Am. J. Phys., vol. 69, n. 3, 2001, pp. 288-300
- [Smi02] Smith G. S., "Teaching antenna reception and scattering from a time-domain perspective", Am. J. Phys., vol. 70, n. 8, 2002, pp. 829-844
- [Smi04] Smith L., Starkie T., Lang J., "Novel UWB antennas - Theory and simulation", IEEE UWBST Conference 2004, Kyoto (Japan), 18-21 May 2004
- [Wan97] Wang J.H., Jen L., Jian S.S., "Optimization of the dipole shapes for maximum peak values of the radiating pulse", IEEE Antennas and Propagation Symposium, 13-18 July 1997, pp. 526-529
- [Wei77] Weiland T., "A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields", Electronics and Communications AEÜ, vol. 31, n. 3, 1977, pp. 116-120
- [Wei96] Weiland T., "Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods", vol. 9, 1996, pp. 295-319
- [Wei98] Krietenstein B., Schuhmann R., Thoma P., Weiland T., "The perfect boundary approximation technique facing the big challenge of high precision field computation", Proc. of the 19th International Linear Accelerator Conference (LINAC'98), Chicago, USA, 1998, pp. 860-862
- [Ye94] Ye C.F, Zhang W.X., "On the radiation characteristics of Fresnel zone plate antenna", IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, 20-24 June 1994, vol. 3, pp. 2236-2239

- [Yee66] Yee K.S., "*Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-14, 1966, pp. 302-307
- [Zha01] Zhang Y., Geyer M.E., "*Analysis of ultra-wideband short pulses for radio communications*", International Journ. of Communication Systems, vol. 15, 2001, pp. 1-12
- [Zha03] Zhuang W., Shen X., Bi Q., "*Ultra-wideband wireless communications*", Wireless Communications and Mobile Computing, vol. 3, 2003, pp. 663-685
- [Zov03] Zovacs I.Z., "*Short-range UWB radio propagation investigations using small terminal antennas*", IWUWBS Conference 2-4 June 2003, Oulu (Finland)

Chapitre 4

Identification des trajets multiples en large bande par des méthodes haute résolution

4.1 Introduction

La reconstruction de signaux transmis à travers un canal de propagation à trajets multiples et perturbé par un bruit blanc nécessite d'acquérir une estimation aussi réaliste que possible de la réponse du canal à partir d'un modèle mathématique. Dans ce contexte, des paramètres comme le retard, la direction d'arrivée, l'amplitude, la phase, la polarisation sont associés à chaque trajet. En général, les signaux détectés par le système de réception sont observés dans une fenêtre temporelle ou fréquentielle finie. A présent, considérant que les données sont acquises dans le domaine fréquentiel et dans un contexte ultra-large bande, l'objectif est d'obtenir **la réponse impulsionnelle du canal de propagation**. Une transformation dans le domaine temporel s'avère nécessaire : la plus directe est la transformation de Fourier, laquelle induit des limitations bien connues en terme de résolution temporelle (largeur de bande) et de déformation de la réponse (fréquence d'échantillonnage et limitation de la bande de fréquence par fenêtrage). Une solution alternative consiste à utiliser un algorithme d'identification spectrale Haute Résolution (HR) afin d'extraire la réponse impulsionnelle associée à chaque trajet (les signaux sont supposés stationnaires) [Mar89], [Kri96].

Dans ce chapitre, nous présentons une application originale des méthodes haute résolution à la caractérisation de matériaux du bâtiment en réflexion. Ces méthodes, permettent d'identifier les trajets multiples occasionnés par les différentes réflexions induites au sein d'un matériau et d'estimer ainsi sa réponse impulsionnelle. Cette réponse permet d'aborder la caractérisation d'un matériau sous une forme nouvelle et l'analyse des paramètres associés aux divers trajets permet de mieux connaître sa structure interne. Ces travaux ont fait l'objet d'une collaboration avec Thomas Quiniou, post-doctorant (2003) puis ATER à l'IETR (2003-2004) [E1].

138 Identification des trajets multiples en large bande par des méthodes haute résolution

De façon générale, la réponse fréquentielle déterministe d'un canal de propagation à multi-trajets (au nombre de M) est représentée mathématiquement par une somme d'exponentielles complexes pondérées par une amplitude. Dans le cas d'une étude en ultra-large bande, il apparaît nécessaire d'introduire dans le modèle une dépendance fréquentielle pour chaque trajet [Hua90], [Sar95]. Dans ce contexte, chaque trajet k sera caractérisé par un temps de propagation désormais complexe :

$$\tilde{\tau}_k = T_k - j\alpha_k \quad (4.1)$$

où la partie réelle α_k correspond à un facteur d'atténuation qui produit une dépendance fréquentielle et exponentielle de l'amplitude complexe \tilde{a}_k . Ainsi, l'expression de la réponse fréquentielle complexe $\tilde{H}(\omega_n)$ pour la pulsation $\omega_n = 2\pi f_n$ s'exprime à l'aide de la relation suivante :

$$\tilde{H}(\omega_n) = \sum_{k=1}^M \tilde{a}_k e^{-j\tilde{\tau}_k \omega_n} \quad \omega_{\min} \leq \omega_n \leq \omega_{\max} \quad (4.2)$$

où ω_{\min} et ω_{\max} sont les pulsations respectivement minimum et maximum associées à la bande de fréquences des données considérées. Soulignons que le temps T_k représente le retard de propagation propre au trajet k .

Supposant que les fréquences sont échantillonnées au pas ω_s , la pulsation ω_n est ainsi exprimée à l'aide de l'expression suivante :

$$\omega_n = \omega_0 + n\omega_s \quad (4.3)$$

De plus, on définit l'amplitude complexe \tilde{b}_k et le pôle \tilde{Z}_k de la façon suivante :

$$\tilde{b}_k = \tilde{a}_k e^{-(\alpha_k + jT_k)\omega_0} \quad (4.4)$$

$$\tilde{Z}_k = e^{-(\alpha_k + jT_k)\omega_s} \quad (4.5)$$

Ainsi, la réponse fréquentielle devient :

$$\tilde{H}(\omega_n) = \sum_{k=1}^M \tilde{b}_k \tilde{Z}_k^n \quad (4.6)$$

Les méthodes haute résolution susceptibles de résoudre le problème posé se distinguent en deux catégories : les méthodes paramétriques et les méthodes non paramétriques [Mar89], [Kri96]. De façon générale, les méthodes paramétriques (polynomiale, de Prony, du faisceau de matrices ou *pencil matrix*) visent à déterminer les paramètres d'un modèle de canal préalablement défini à partir des données d'observation. Elles impliquent de déterminer les paramètres associés à chaque trajet en deux étapes, en transformant un problème d'estimation non linéaire en un problème d'estimation linéaire. Tout d'abord, les retards complexes sont estimés par une méthode haute résolution, puis il s'agit de déterminer les amplitudes. Les méthodes non paramétriques (MUSIC) sont fondées sur une décomposition en sous-espaces, le sous-espace signal et le sous-espace bruit. L'objectif est de rechercher la position des pics (ou maxima) d'une fonction proportionnelle à $1/|\tilde{H}(\omega_n)|^2$.

4.2 Algorithme MUSIC modifié

L'algorithme MUSIC (MUltiple Signal Classification), initialement proposé par R. O. Schmidt en 1979 et republié en 1986 [Sch86], est une méthode d'analyse spectrale fondée sur la décomposition en deux sous-espaces complémentaires et orthogonaux d'une matrice de covariance $\tilde{H}(\omega_n)$ construite à partir des données d'observation : un sous-espace signal (indice s) et un sous-espace bruit (indice N). La détermination des vecteurs et valeurs propres de cette matrice permet de rechercher et d'identifier les trajets multiples associés aux données dans le seul sous-espace signal de moindre dimension.

L'algorithme MUSIC initial [Sch86], [Yam91] suppose que le temps $\tilde{\tau}_k$ du modèle 4.2 est réel ($\alpha_k = 0$) et ne considère pas de dépendance fréquentielle pour l'amplitude complexe \tilde{a}_k . Une modification de cet algorithme a été proposée par A. Moghaddar en 1994 [Mog94] ; elle consiste à compenser la dépendance en fréquence (caractérisée par le paramètre α_k) des données associées à chaque trajet k (division par $e^{-j\alpha_k\omega_n}$) avant d'appliquer l'algorithme MUSIC.

4.2.1 Algorithme MUSIC initial

On suppose initialement que la réponse mesurée $\tilde{H}(\omega_n)$ est une combinaison linéaire de M trajets :

$$\tilde{H}(\omega_n) = \tilde{H}_n = \sum_{k=1}^M \tilde{a}_k e^{-jT_k\omega_n} + \tilde{n}_n \quad \omega_1 \leq \omega_n \leq \omega_N \quad (4.7)$$

où \mathbf{n} représente le bruit blanc additif gaussien (moyenne nulle et variance σ_n^2), \tilde{a}_k et $\tilde{\tau}_k$ sont respectivement l'amplitude complexe et le retard complexe associés au trajet k .

L'expression 4.7 peut être écrite sous une forme matricielle \mathbf{H} , laquelle comprend l'ensemble N des données fréquentielles :

$$\mathbf{H} = \mathbf{V}\mathbf{a} + \mathbf{n} \quad (4.8)$$

où $\mathbf{H} = [\tilde{H}_1, \tilde{H}_2, \dots, \tilde{H}_N]^T$,

$\mathbf{a} = [\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \dots, \tilde{a}_M]^T$ est le vecteur des amplitudes complexes indépendant de la fréquence,

et $\mathbf{V} = [v(T_1), v(T_2), \dots, v(T_M)]$ est une matrice $N \times M$ où chacune des colonnes associée au trajet k est définie par :

$$v(T_k) = [e^{-jT_k\omega_1}, e^{-jT_k\omega_2}, \dots, e^{-jT_k\omega_N}]^T \quad (4.9)$$

et $(.)^T$ mentionne l'opération de transposition d'une matrice ou d'un vecteur.

La matrice de covariance \mathbf{R} de \mathbf{H} , de dimension $[N \times N]$ est exprimée comme la contribution de deux sous espaces signal et bruit :

$$\mathbf{R} = E \{ \mathbf{H}\mathbf{H}^H \} = \mathbf{V}\mathbf{A}\mathbf{V}^H + \sigma_n^2 \mathbf{I} \quad (4.10)$$

où \mathbf{I} représente la matrice identité, $\mathbf{A} = \mathbf{a}\mathbf{a}^H$ est la matrice de covariance des amplitudes complexes et σ_n^2 est la puissance du bruit associée à chaque fréquence (H indique l'opération de transposition et conjugaison d'une matrice).

140 Identification des trajets multiples en large bande par des méthodes haute résolution

Ensuite, il s'agit d'obtenir les vecteurs et valeurs propres de la matrice de covariance \mathbf{R} pour chaque α_r déterminé ($1 \leq r \leq M$):

$$\mathbf{R} = \sum_{n=1}^N \lambda_n \mathbf{e}_n \mathbf{e}_n^H = \mathbf{E}_s \mathbf{\Lambda}_s \mathbf{E}_s^H + \sigma_n^2 \mathbf{E}_N \mathbf{E}_N^H \quad (4.11)$$

les indices s et N indiquent respectivement les sous espaces signal et bruit.

λ_p et e_p représentent respectivement la valeur propre et le vecteur propre du p -ème élément de la matrice \mathbf{R} .

$\mathbf{\Lambda}_s = \text{diag}(\lambda_1, \dots, \lambda_N)$ comprend les N valeurs propres ordonnées telles que $\lambda_1 \succeq \dots \succeq \lambda_M > \lambda_{M+1} \simeq \dots \simeq \lambda_N \simeq \sigma_n^2$. Soulignons que les M premières valeurs propres correspondent aux M trajets identifiés; les autres valeurs propres apparaissent très inférieures et correspondent à l'espace bruit.

$\mathbf{E}_s = [e_1, \dots, e_M] \in C^{n \times M}$ et $\mathbf{E}_N = [e_{M+1}, \dots, e_N] \in C^{n \times (N-M)}$ sont respectivement les vecteurs propres de l'espace signal et de l'espace bruit.

Ainsi, la matrice $\mathbf{E} = [\mathbf{E}_s \mathbf{E}_N] \in C^{n \times N}$, constituée de N vecteurs colonne, forme une base orthogonale telle que: $\mathbf{E}^H \mathbf{E} = \mathbf{I}$; cette propriété signifie que le sous espace signal \mathbf{E}_s est orthogonal au sous espace bruit \mathbf{E}_N . L'estimation du temps de propagation T_k est ainsi obtenue en projetant le vecteur test $v(T_k)$ sur le sous espace bruit \mathbf{E}_N ; il s'agit en fait de rechercher la position du maximum de la fonction de coût suivante:

$$P_{MUSIC}(T_k) = \frac{v^H(T_k) v(T_k)}{v^H(T_k) \mathbf{E}_N \mathbf{E}_N^H v(T_k)} \quad (4.12)$$

Pour chacun des temps T_k ($1 \leq k \leq M$) associé aux différents trajets une fonction de coût devra être définie.

Enfin, les amplitudes \tilde{a}_k sont obtenues en résolvant le système linéaire $\mathbf{H} = \mathbf{V}\mathbf{a}$. Il faut souligner que l'algorithme MUSIC n'utilise pas les données initiales brutes, puisqu'un filtrage leur est appliqué pour décorréler les informations contenues dans le signal; ce filtrage, appelé SSP (Spatial Smoothing Preprocessing) permet d'accroître les performances de l'algorithme MUSIC quant à la détection des trajets multiples. Le filtrage des données consiste à diviser la bande de fréquences des données en sous bandes de largeur identique L et décalées d'une fréquence vers la droite entre elles [Yam91]; le nombre de sous bandes est donc de $P = N - L + 1$. Une matrice de corrélation \mathbf{R}_p ($1 \leq p \leq P$) est ensuite calculée pour chacune des sous bandes et la décomposition en valeurs et vecteurs propres est effectuée sur la matrice \mathbf{R}_{SSP} définie comme la moyenne des matrices de corrélation:

$$\mathbf{R}_{SSP} = \frac{1}{P} \sum_{p=1}^P \mathbf{R}_p \quad (4.13)$$

4.2.2 Algorithme MUSIC modifié

Le modèle utilisé par l'algorithme initial MUSIC ne considère pas de dispersion fréquentielle, et en particulier la variation fréquentielle de l'amplitude complexe de chaque trajet (indice k) en fonction de la fréquence. Dans ce contexte, nous avons modifié l'algorithme MUSIC initial conformément à A. Moghaddar [Mog94] de façon à compenser la réponse fréquentielle de chaque trajet en divisant chaque échantillon par une fonction d'atténuation exponentielle de paramètre α_k ; cette compensation suppose que l'atténuation de l'amplitude en fonction de la fréquence est faible. La matrice \mathbf{H}_m modifiée s'exprime de la façon suivante :

$$\mathbf{H}_m^{(\alpha_k)} = \left[\frac{\tilde{H}(\omega_1)}{e^{-\alpha_k \omega_1}}, \frac{\tilde{H}(\omega_2)}{e^{-\alpha_k \omega_2}}, \dots, \frac{\tilde{H}(\omega_n)}{e^{-\alpha_k \omega_n}} \right]^T \quad \alpha_{\min} \leq \alpha_k \leq \alpha_{\max} \quad (4.14)$$

Le paramètre α_k est évalué de façon itérative en considérant un domaine échantillonné de variation $\alpha_{\min} \leq \alpha_k \leq \alpha_{\max}$. La dépendance en fréquence du $k^{\text{ème}}$ trajet ($1 \leq k \leq M$) est annulée lorsque $\alpha_k = \alpha_{k0}$, et pour cette condition le spectre est plat :

$$\tilde{H}_m^{(\alpha_{k0})}(\omega) = \frac{\sum_{r=1}^{k-1} \tilde{a}_r e^{-(\alpha_r + jT_r)\omega} + \sum_{r=k+1}^M \tilde{a}_r e^{-(\alpha_r + jT_r)\omega}}{e^{-\alpha_{k0}\omega}} + \tilde{a}_k e^{-jT_k\omega} \quad (4.15)$$

Ainsi, l'algorithme classique MUSIC peut être appliqué à la relation de coût suivante :

$$P_{MUSIC}^{(\alpha_k)}(T_k) = \frac{v^H(T_k) v(T_k)}{v^H(T_k) \mathbf{E}_N(\alpha_k) \mathbf{E}_N^H(\alpha_k) v(T_k)} \quad \begin{cases} \alpha_{\min} \leq \alpha_k \leq \alpha_{\max} \\ T_{\min} \leq T_k \leq T_{\max} \end{cases} \quad (4.16)$$

Les paramètres T_k et α_k sont associés au trajet k et correspondent au $k^{\text{ème}}$ maximum. Soulignons que le paramètre T_k est le seul à être estimé à l'aide de l'algorithme haute résolution.

4.3 Algorithme Faisceau de matrices

De façon générale, l'algorithme du faisceau de matrices (*matrix pencil* ou *eigen pencil matrix*) est une extension de l'algorithme de Prony. En effet, l'algorithme de Prony ne tient pas compte de la dispersion fréquentielle [Hew89], et considère par conséquent que le retard $\tau_k = T_k$ associé au trajet k est un nombre réel. Il suppose que la réponse fréquentielle $\tilde{H}(\omega_n)$ peut être représentée par une structure autorégressive, où chaque échantillon $\tilde{H}(\omega_n)$ s'exprime comme la somme pondérée de coefficients λ_m ($1 \leq m \leq M$) d'un nombre fini M d'échantillons de pulsations ω_{n-k} . Il s'agit ensuite de déterminer les racines complexes d'un polynôme en λ_m formé à partir de $M + 1$ échantillons de la réponse $\tilde{H}(\omega_n)$. Ces racines coïncident avec les pôles \tilde{Z}_k . Soulignons qu'une meilleure immunité au bruit est obtenue en utilisant les données associées aux pulsations négatives, sous l'hypothèse de la symétrie Hermitienne. Les amplitudes \tilde{a}_k sont obtenues à partir des solutions du système linéaire à M équations.

Pour déterminer un retard complexe $\tilde{\tau}_k$, tel que celui mentionné par la relation 4.1, deux types d'algorithmes utilisant un faisceau de matrices ont été sélectionnés dans la littérature ;

	algorithme PM (Sarkar)	algorithme EPM (Qiu)
Eta- pe 1	<ul style="list-style-type: none"> • Fomation de la matrice de données $[Y]$: $[Y] = \begin{bmatrix} \tilde{H}(\omega_1) & \tilde{H}(\omega_2) & \dots & \tilde{H}(\omega_{L+1}) \\ \tilde{H}(\omega_2) & \tilde{H}(\omega_3) & \dots & \tilde{H}(\omega_{L+2}) \\ & & \dots & \\ \tilde{H}(\omega_{N-L}) & \dots & \dots & \tilde{H}(\omega_N) \end{bmatrix}_{(N-L) \times (L+1)}$ où $N/3 \leq L \leq N/2$ • Décomposition en valeurs singulières : $[Y] = [U][\Sigma][V]^H$ • Définition d'une matrice "filtrée" $[V']$ formée des M vecteurs principaux de $[V]$: $[V'] = [V_1, V_2, \dots, V_M]$, de $[\Sigma']$ contenant les M valeurs singulières de $[\Sigma]$, et formation de deux vecteurs $[Y_1]$ et $[Y_2]$: $[Y_1] = [U][\Sigma'][V_1']^H \text{ (}[V_1'] \text{ sans la dernière ligne de } [V'])$ $[Y_2] = [U][\Sigma'][V_2']^H \text{ (}[V_2'] \text{ sans la première ligne de } [V'])$ • Fomation d'un faisceau de matrices $[Y_1^H, Y_1], [Y_2^H, Y_2]$ et recherche des valeurs propres comme la solution des pôles \tilde{Z}_k 	<ul style="list-style-type: none"> • Fomation de la matrice de données $[Y]$, sachant $N = 2N_0 + 1$: $[Y] = \begin{bmatrix} \tilde{H}(\omega_1) & \tilde{H}(\omega_2) & \dots & \tilde{H}(\omega_{N_0+1}) \\ \tilde{H}(\omega_2) & \tilde{H}(\omega_3) & \dots & \tilde{H}(\omega_{N_0+2}) \\ & & \dots & \\ \tilde{H}(\omega_{N_0+1}) & \dots & \dots & \tilde{H}(\omega_{N_0+2}) \end{bmatrix}_{(N_0+1) \times (N_0+1)}$ • Décomposition en valeurs singulières : $[Y] = [U][\Sigma][V]^H$ • Définition d'une matrice formée des M valeurs singulières prépondérantes et de leur vecteurs propres : $[Y]_0 = \sum_{k=1}^M \sigma_k u_k v_k^H$ • Détermination des vecteurs propres $[E]$: $[Y]_0[E] = [\Gamma][E]$ sachant $L > M$, deux matrices $(L \times M)$ sont définies $[F_1]$ et $[F_2]$ à partir de $[E]$ qui incluent les L premières lignes pour l'une, et L lignes à partir de la seconde ligne pour l'autre. • Fomation d'un faisceau de matrices $[F_1^H, F_1], [F_2^H, F_2]$ et recherche des valeurs propres comme la solution des pôles \tilde{Z}_k
Eta- pe 2	Détermination des amplitudes \tilde{b}_k , solutions du système linéaire $[\tilde{H}] = [\tilde{Z}][\tilde{B}]$	

Tableau 4.1 – Etapes associées aux algorithmes utilisant un faisceau de matrices et développés par T.K. Sarkar et R.C. Qiu

ils ont été développés par T.K. Sarkar et R.C. Qiu [Sar95], [Qiu99]. Soulignons que les deux algorithmes diffèrent essentiellement par le contenu et la dimension de la matrice de données initiales, ainsi que par le contenu des matrices servant à former le faisceau de matrices. Les deux algorithmes comprennent deux étapes fondamentales similaires, qui visent à déterminer successivement les pôles \tilde{Z}_k , puis les amplitudes \tilde{b}_k . Ces étapes sont décrites dans le Tableau 4.1.

4.4 Reconstruction de la réponse impulsionnelle

La détermination des paramètres \tilde{a}_k, T_k et α_k associés à chaque trajet k ($1 \leq k \leq M$) permet de reconstruire la réponse impulsionnelle du matériau étudié. Ainsi, supposant la symétrie Hermitienne, la réponse fréquentielle $\tilde{H}_k(\omega)$ de chaque trajet peut être exprimée à l'aide des relations suivantes :

$$\tilde{H}_k(\omega) = \begin{cases} e^{\omega\alpha_k} e^{-j(\phi_k + \omega T_k)} & \omega < 0 \\ e^{-\omega\alpha_k} e^{j(\phi_k - \omega T_k)} & \omega > 0 \end{cases} \quad (4.17)$$

où ω représente la pulsation non échantillonnée.

La réponse impulsionnelle $h_k(t)$ peut donc être calculée analytiquement à partir de la transformée de Fourier inverse de $\tilde{H}_k(\omega)$:

$$h_k(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{H}_k(f) e^{2\pi jft} df \quad (4.18)$$

$$= \frac{\alpha_k \cos \phi_k - (t - T_k) \sin \phi_k}{\pi(\alpha_k^2 + (t - T_k)^2)} \quad (4.19)$$

La réponse impulsionnelle globale du matériau $s(t)$ suite à son excitation par une impulsion incidente $I(t)$ s'exprime par un produit de convolution (noté \otimes) à l'aide de l'expression suivante :

$$s(t) = \sum_{k=1}^M (h_k \otimes I)(t) \quad (4.20)$$

Par la suite, nous présentons des résultats d'analyse des données fréquentielles synthétisées et expérimentales, associées à différents matériaux, pour ce qui concerne le coefficient de réflexion.

4.5 Résultats d'analyses paramétriques associés à l'étude de matériaux

Des données de coefficients de réflexion pour divers matériaux dans la bande de fréquences [3.5 ; 12.5] GHz ont été synthétisées à partir des relations de Fresnel (voir les relations 1.16 et 1.17 du Chapitre 1). Une telle bande a été choisie car elle inclut la bande [3.1 ; 10.6] GHz allouée par la FCC pour des applications ultra-large bande, ainsi que la bande de mesures [8 ; 12.5] GHz du banc MAT-ULB de l'INSA. Une étude paramétrique a été conduite pour comparer les performances des algorithmes haute résolution sélectionnés en fonction du rapport signal à bruit (SNR), du nombre de couches de l'échantillon et de la loi de permittivité complexe (définie dans le Chapitre 1) [C1-C4, P1].

1. Le rapport signal à bruit

Considérant un échantillon monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm et de permittivité complexe constante $\tilde{\epsilon} = 3 - 0.09j$ dans la bande de fréquences [3.5 ; 12.5] GHz (801 échantillons), la variation du coefficient a été calculée à l'aide du modèle de Fresnel. Un bruit blanc gaussien a été ajouté aux données pour évaluer les performances des algorithmes haute résolution MUSIC et Faisceau de matrices dans l'identification des premiers trajets parcourus à l'intérieur du matériau par une onde électromagnétique incidente ($\theta_i = 0^\circ$). Ayant remarqué que lorsque le rapport signal à bruit (SNR) devient inférieur à 15 dB, l'identification du troisième trajet par les deux types d'algorithmes devient difficile (l'amplitude des trajets suivants est alors si faible que les trajets se trouvent noyés dans le bruit), nous avons choisi de considérer un rapport signal à bruit (SNR) de 17 dB pour conduire la comparaison des algorithmes. Dans cette hypothèse, la Figure 4.1a montre la variation du coefficient de réflexion du matériau considéré. Les résultats d'identification des trois premiers trajets, rassemblés dans le Tableau 4.2, montrent des valeurs estimées pour les retards T_k et les

amplitudes $|\tilde{a}_k|$ très proches de ceux issus du modèle de Fresnel ; le modèle de Fresnel offre l'avantage de permettre la décomposition des différents trajets parcourus par l'onde incidente dans l'épaisseur du matériau. Pour ce qui concerne l'estimation du coefficient d'atténuation α_k , l'algorithme Faisceau de matrices apparaît plus performant et se montre particulièrement robuste au bruit. La Figure 4.1b permet de mettre évidence l'élargissement et l'atténuation des réponses des trajets successifs au cours de leur propagation dans le matériau. La réponse du matériau à une excitation synthétique d'allure gaussienne et de durée $w = 0.5$ ns est présentée en Figure 4.1c.

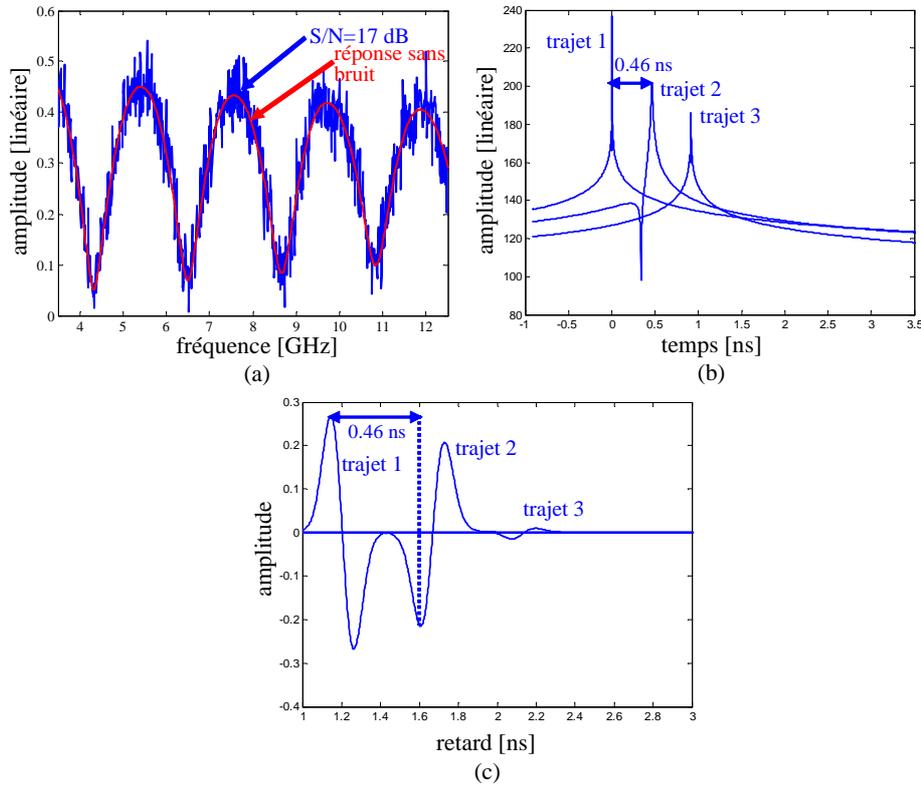


Figure 4.1 – Analyse du coefficient d'un matériau monocouche ($\tilde{\epsilon} = 3 - j0.09$, $d = 4$ cm) par l'algorithme Faisceau de matrices ; (a) coefficient de réflexion calculé dans la bande $[3.5 ; 12.5]$ GHz en présence ($S/N=17$ dB) et en absence de bruit blanc additif ; (b) réponse impulsionnelle estimée ; (c) réponse du matériau à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns à partir d'un produit de convolution avec la réponse impulsionnelle

2. Le nombre de couches

Le cas d'un matériau bicouche a été considéré car il permet d'étudier les performances des deux types d'algorithmes HR dans l'identification de trajets multiples qui ne sont pas uniformément répartis dans le domaine temporel. La géométrie étudiée est présentée en Figure 4.2 ; le matériau est formée de deux couches d'épaisseurs identiques de 5 cm et de permittivités invariantes en fonction de la fréquence dans la bande $[3.5 ; 12.5]$ GHz $\tilde{\epsilon}_1 = 2.1 - j0.01$ et $\tilde{\epsilon}_2 = 3.5 - j0.01$. Ainsi les temps de propagation aller-retour dans

trajet	modèle de Fresnel			algorithme MUSIC			algorithme Faisceau de matrices (Sarkar et Qiu)		
	retard T_k (ns)	amplitude $ \tilde{a}_k $	atténuation $\times 10^{-12}$	retard T_k (ns)	amplitude $ \tilde{a}_k $	atténuation $\times 10^{-12}$	retard T_k (ns)	amplitude $ \tilde{a}_k $	atténuation $\times 10^{-12}$
1	0	0.268	0	0	0.267	0	0	0.268	0.121
2	0.462	0.214	6.93	0.46	0.233	5	0.462	0.244	6.53
3	0.924	0.0132	13.85	0.92	0.0105	0	0.912	0.013	1.69

Tableau 4.2 – Comparaison de l'identification des trois premiers trajets d'un matériau monocouche obtenus par le modèle de Fresnel et les algorithmes MUSIC et Faisceau de matrices (T.K. Sarkar et R.C. Qiu)

chacune des couches sont respectivement $\tau_{BF1} = 0.482$ ns (couche 1) et $\tau_{BF2} = 0.623$ ns (couche 2).

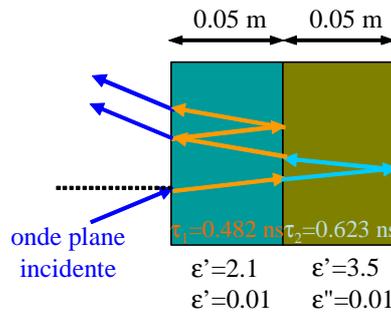


Figure 4.2 – Géométrie du matériau bicouche dont l'identification des trajets multiple a été étudiée

Le coefficient de réflexion a été calculé en l'absence de bruit en utilisant les relations de Fresnel, puis l'identification des trajets multiples a été réalisée à l'aide des algorithmes HR ; les résultats sont rassemblés dans le Tableau 4.3. Ils montrent que les trajets successifs parcourus par l'onde électromagnétique dans le matériau correspondent aux temps de propagation 0, τ_{BF1} , $\tau_{BF1} + \tau_{BF2}$, $2\tau_{BF1} + \tau_{BF2}$, $\tau_{BF1} + 2\tau_{BF2}$, ... Ces temps sont correctement détectés par les algorithmes HR jusqu'au 5^{ème} trajet où l'algorithme MUSIC montre sa limitation. La réponse impulsionnelle reconstruite à partir des paramètres déterminés dans le Tableau 4.3, d'après l'algorithme Faisceau de matrices, est présentée en Figure 4.3a. Comme dans le cas du monocouche, cette réponse montre l'élargissement et l'atténuation des réponses des trajets successifs au cours de leur propagation dans le matériau. Une transformée de Fourier inverse effectuée sur les données fréquentielles (voir Figure 4.3b) montre la limitation de la méthode en terme de résolution et de seuil de détection, puisque seuls les trois premiers trajets apparaissent correctement détectés. La réponse du matériau à une excitation synthétique d'allure gaussienne et de durée $w = 0.5$ ns est présentée en Figure 4.3c.

trajet	modèle de Fresnel			algorithme MUSIC			algorithme Faisceau de matrices (Sarkar et Qiu)		
	retard T_k (ns)	amplitude $ \tilde{a}_k $	atténuation $\times 10^{-12}$	retard T_k (ns)	amplitude $ \tilde{a}_k $	atténuation $\times 10^{-12}$	retard T_k (ns)	amplitude $ \tilde{a}_k $	atténuation $\times 10^{-12}$
1	0	0.183	0	0	0.184	0	0	0.184	0.052
2	0.483	0.123	1.15	0.48	0.123	1.2	0.483	0.123	1.19
3	1.106	0.288	2.04	1.11	0.289	2.2	1.106	0.291	2.22
4	1.59	0.0067	3.19	1.66	0.024	10	1.59	0.015	4.56
5	1.723	0.0111	4.08	-	-	-	1.723	0.012	3.98

Tableau 4.3 – Comparaison de l'identification des premiers trajets d'un matériau bicouche obtenus par le modèle de Fresnel et les algorithmes MUSIC et Faisceau de matrices (T.K. Sarkar et R.C. Qiu)

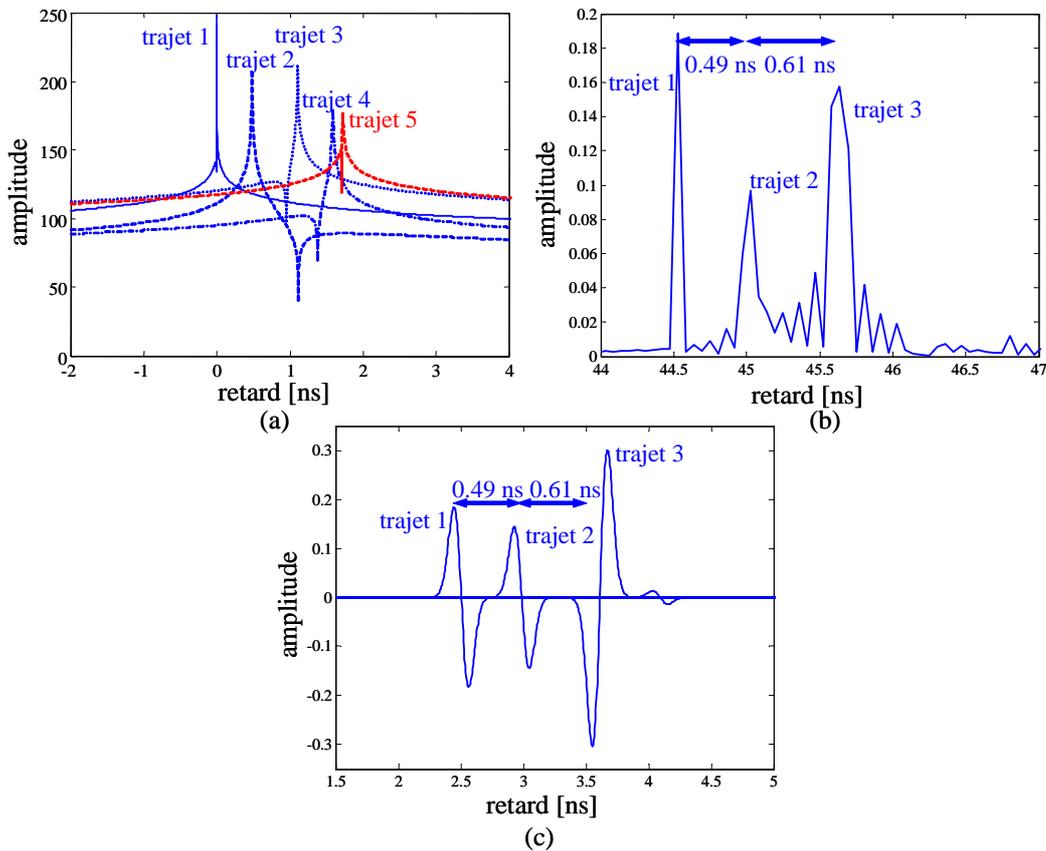


Figure 4.3 – Analyse du coefficient d'un matériau bicouche ($\tilde{\epsilon}_1 = 2.1 - j0.01$, $\tilde{\epsilon}_2 = 3.5 - j0.01$, $d_1 = 5$ cm, $d_2 = 5$ cm) par l'algorithme Faisceau de matrices; (a) réponse impulsionnelle estimée par l'algorithme Faisceau de matrices; (b) transformée de Fourier inverse appliquée sur les données fréquentielles (c) réponse du matériau à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns à partir d'un produit de convolution avec la réponse impulsionnelle (a)

3. La loi de variation en fréquence de la permittivité complexe

Nous considérons désormais un matériau monocouche d'épaisseur $d = 4$ cm dont la permittivité complexe suit la loi 3 (un pôle) décrite dans le §1.2.2 du Chapitre 1. Les paramètres caractéristiques sont les suivants : $\epsilon_\infty = 2.9$, $\epsilon_s = 3.5$, $\sigma = 0$ et $\tau_0 = 0.1074 \cdot 10^{-10}$ s. La bande de fréquences dans laquelle le coefficient de réflexion a été étudié est [3.5 ; 12.5] GHz ; la variation de ce coefficient, présentée en Figure 4.4a, montre une atténuation marquée en fonction de la fréquence. Cette réponse a été analysée à l'aide des deux types d'algorithmes HR ; il apparaît que l'algorithme MUSIC se montre totalement inefficace dans ce cas. L'analyse par l'algorithme Faisceau de matrices a été réalisé en découpant la bande initiale en deux sous-bandes de largeur identiques [3.5 ; 8] GHz et [8 ; 12.5] GHz pour étudier les phénomènes de dispersion. Les réponses impulsionnelles reconstruites en Figure 4.4b font apparaître un élargissement légèrement plus important aux fréquences les plus élevées. La Figure 4.4c, présentant les réponses associées à chacune des sous-bandes à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns, permet de confirmer ce résultat. Il faut souligner que lorsque les variations fréquentielles de la permittivité complexe du matériau deviennent trop importantes, nous avons vérifié que l'algorithme Faisceau de matrices ne permet plus d'identifier correctement les paramètres associés aux trajets multiples, et notamment le coefficient α_k .

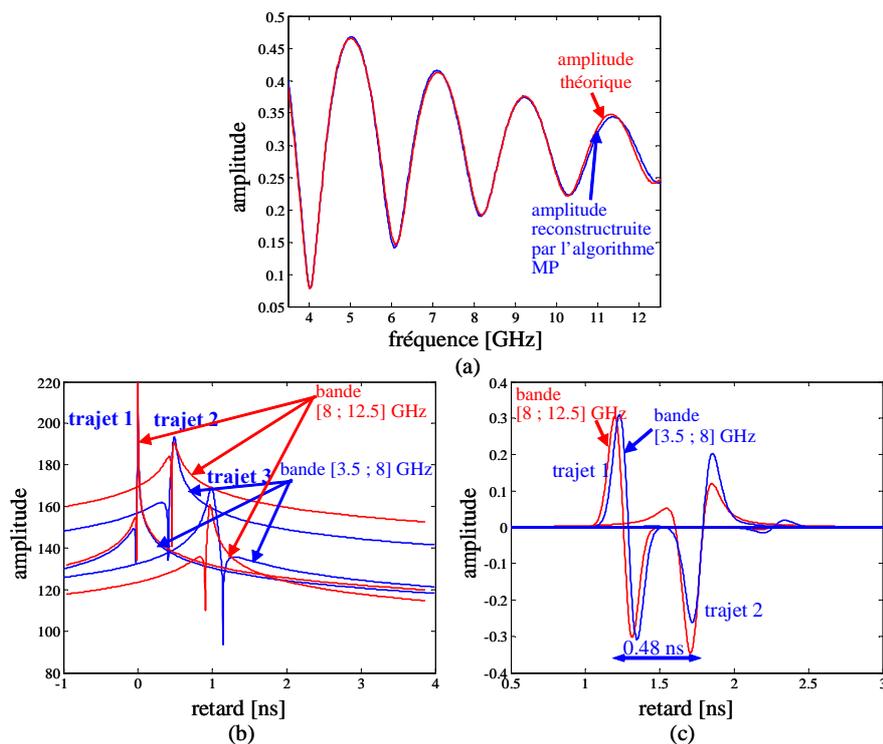


Figure 4.4 – Analyse du coefficient de réflexion d'un matériau monocouche de plexiglass ($d = 4$ cm) et dont la permittivité complexe varie avec la fréquence (loi 3) par l'algorithme Faisceau de matrices (MP) ; (a) réponse fréquentielle théorique dans la bande [3.5;12.5] GHz, (b) reconstruction des réponses impulsionnelles associées aux bandes [3.5;8] GHz et [8;12.5] GHz et (c) réponses à une excitation gaussienne de durée $w = 0.5$ ns

Matériau	Épaisseur d (cm)	Permittivité complexe $\tilde{\epsilon}_{av}$ moyenne sur [8;12.5] GHz)	temps de propagation τ_{BF} (ns)
PVC (M1)	4.05	$4.34 - j0.028$	0.58
Hêtre (M2)	3.86	$3.81 - j0.2(H)$ $4.54 - j0.23(V)$	$0.5(H)$ $0.55(V)$
Bois exotique Sipo (M3)	6.34	$3.7 - j0.17$	0.81
Plâtre 100% (M4)	3.95	$5.74 - j0.06$	0.51
Plâtre (80%)+ Silice (20%) (M5)	3.73	$4.33 - j0.095$	0.6
Mortier (M6)	4.78	$7.1 - j0.27$	0.85
Béton05 (w/c=0.5) (M7)	4.84	$7.7 - j0.33$	0.9
Béton07 (w/c=0.7) (M8)	5.07	$6.9 - j0.4$	0.89

Tableau 4.4 – Caractéristiques associées aux divers matériaux caractérisés à l’aide du banc MAT-ULB

4.6 Résultats d’identification des trajets multiples de matériaux du bâtiment

Les réponses en réflexion des échantillons de matériaux, caractérisés à l’aide du banc MAT-ULB (voir le Chapitre 2 (§2.4.2)) dans la bande [8;12.5] GHz, ont été analysées à l’aide des deux algorithmes à haute résolution [C1-C4, P1]. Au cours des traitements, il apparaît que l’algorithme MUSIC ne peut détecter correctement les différents trajets induits par l’onde électromagnétique au sein des matériaux. Par contre, l’algorithme Faisceau de matrices a permis d’obtenir de premières estimées de la réponse impulsionnelle des matériaux.

Le Tableau 4.4 rassemble les différentes caractéristiques associées aux échantillons mesurés ; les valeurs moyennes de permittivité complexe obtenues sur la bande [8;12.5] GHz ont permis d’obtenir des estimations du temps τ_{BF} de propagation aller-retour au sein des matériaux. Ces valeurs ont été par la suite comparées aux résultats issus de la reconstruction des réponses impulsionnelles.

Les résultats de reconstruction de réponses impulsionnelles sont présentés dans le cas de deux matériaux formés de plâtre (80%)+ silice (20%) (M5) et de mortier (M6) à l’aide de l’algorithme Faisceau de matrices en Figure 4.5. Les paramètres (amplitude, atténuation, temps de propagation) associés aux trois premiers trajets détectés sont rassemblés dans les tableaux 4.5 et 4.6. Le rapport signal sur bruit (SNR), évalué à 30 dB, permet d’expliquer l’identification correcte des trois premiers trajets. De façon générale, les résultats montrent que les pics associés aux trajets successifs présentent une atténuation et un élargissement. Au cours de la procédure d’estimation, nous remarquons que les valeurs d’amplitudes et de coefficients d’atténuation ne doivent pas être considérés indépendamment, puisque leur contribution mutuelle permet de fixer l’amplitude ; dans ce contexte, il n’existe pas de solution unique pour chacun de ces paramètres, sachant qu’ils peuvent se compenser. Dans les cas des deux échantillons (M5) et (M6), il apparaît intéressant de souligner que les valeurs estimées des premiers temps T_1 sont du même ordre de grandeur que celles issues de la valeur moyenne des permittivités complexes sur la bande [8;12.5] GHz (voir le Tableau 4.4) ; en général, un écart inférieur à 20% est observé. En effet, la réponse impulsionnelle apparaît mieux définir la réponse du matériau puisqu’elle inclut les phénomènes

Trajet	Retard T_k (ns)	Amplitude $ \tilde{a}_k $	Coefficient d'atténuation α_k
1	0	0.29	0
2	0.44	0.23	$0.1 \cdot 10^{-11}$
3	1.28	0.30	$3.6 \cdot 10^{-11}$

Tableau 4.5 – Identification des paramètres de la réponse impulsionnelle pour l'échantillon de plâtre+silice (M5) à l'aide de l'algorithme Faisceau de Matrices (MP)

Trajet	Retard T_k (ns)	Amplitude $ \tilde{a}_k $	Coefficient d'atténuation α_k
1	0	0.39	0
2	0.68	0.32	$1.51 \cdot 10^{-11}$
3	1.36	0.02	$2 \cdot 10^{-11}$

Tableau 4.6 – Identification des paramètres de la réponse impulsionnelle pour l'échantillon de mortier (M6) à l'aide de l'algorithme Faisceau de Matrices (MP)

de dispersion fréquentielle. Aussi, nous remarquons que le second temps de propagation T_2 présente généralement une valeur double de celle de T_1 , sachant que l'onde a parcouru dans ce cas une distance double au sein du matériau.

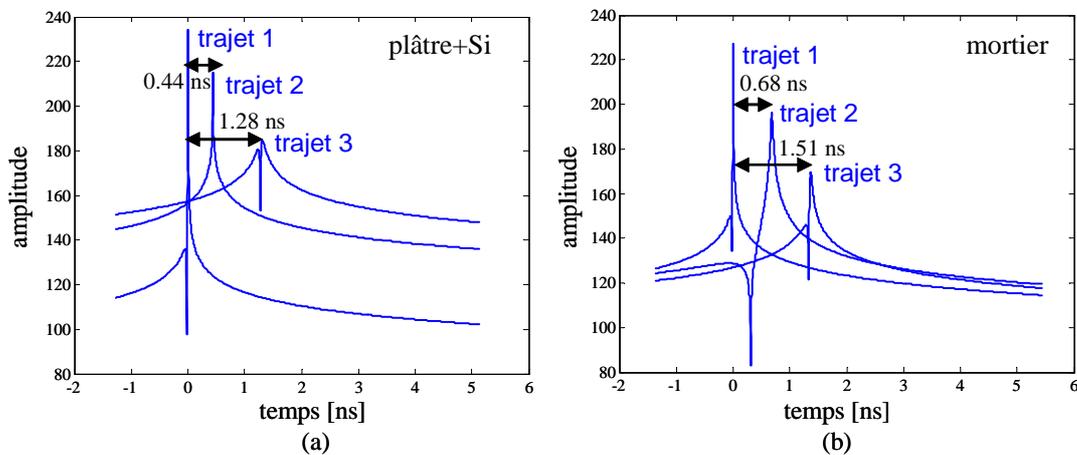


Figure 4.5 – Résultats de reconstruction des réponses impulsionnelles dans le cas de deux matériaux caractérisés en réflexion; (a) plâtre (80%)+Silice (20%) (M5), et (b) mortier (M6)

Considérons désormais un signal d'excitation de durée brève ($w = 0.5$ ns), modélisé par la dérivée première de la fonction gaussienne comme présenté en Figure 4.6a. La réponse en réflexion reconstruite de l'échantillon de mortier (M6) de la Figure 4.6b montre trois composantes: la première correspond à la réflexion du signal d'excitation sur l'interface air-matériau et les deux autres sont issues des réflexions successives au sein du matériau. La troisième composante montre une atténuation marquée, et ce comparativement aux précédentes.

Echantillons	T_1 (ns)	$\left(\frac{\tau_{BBF}-T_1}{\tau_{BBF}}\right)$
PVC (M1)	0.46	20.7 %
Hêtre (M2)	0.37 (S)	26% (S)
	0.4 (P)	27% (P)
Bois exotique Sipo (M3)	0.64	21 %
Plâtre 100% (M4)	0.47	8 %
Plâtre (80%)+ Silice (20%) (M5)	0.44	27 %
Mortier (M6)	0.68	20 %
Béton05 (w/c=0.5) (M7)	0.78	13 %
Béton07 (w/c=0.7) (M8)	0.77	13.5 %

Tableau 4.7 – Comparaison des temps de propagation des différents matériaux mesurés et issus des valeurs moyennes de permittivité complexe et de l'identification du trajet par l'algorithme Faisceau de Matrices (MP)

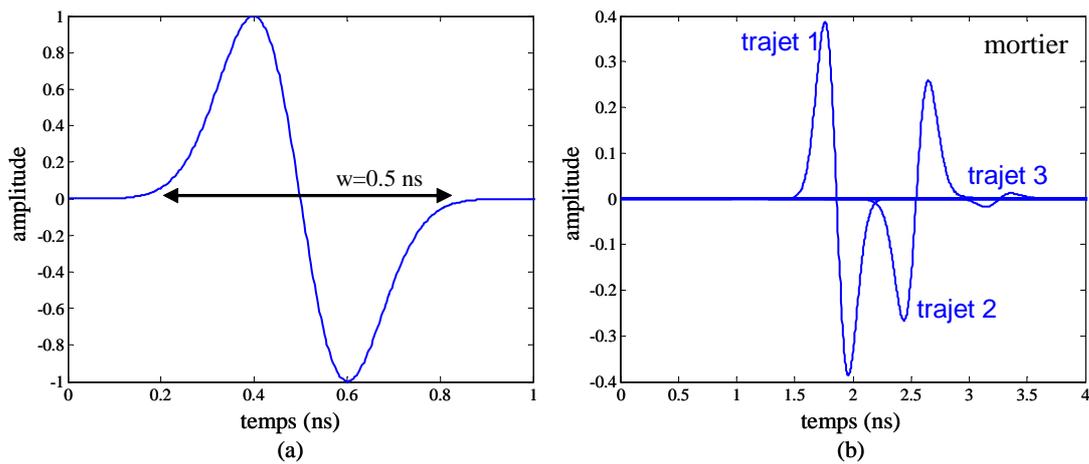


Figure 4.6 – (b) Réponse reconstruite de l'excitation en réflexion de l'échantillon de mortier (M6) par (a) un signal impulsionnel de durée $w = 0.5$ ns

4.7 Publications et Communications

[C1] Sagnard F., El Zein G., “Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation: Frequency and time responses”, Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC), Loughborough (UK), 4-5 April 2005

[C2] Sagnard F., El Zein G., “Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation: Frequency and time responses”, European Conference on Propagation and Systems, ECPS, Brest, 15-18 March 2005

[C3] Sagnard F., Quiniou T., El Zein G., "*Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation: Frequency and time responses*", One-day seminar on Ultra Wideband Communications Technologies and System Design, Queen Mary University of London, 8th July 2004 (UK), pp. 129-134

[C4] Sagnard F., Quiniou T., Vignat C., El Zein G., "*Identification for multipath phenomena from wide-band electromagnetic interactions with construction materials*", URSI International Symposium on Electromagnetic Theory, EMT 2004, Pisa (Italy), 23-27 May 2004, pp. 627-629

[P1] Sagnard F., El Zein G., "*Characterization of building materials for propagation modelling: Frequency and time Responses*", International Journal of Electronics and Communications, AEU, Urban & Fischer (à paraître début 2005)

4.8 Encadrements et rapports

[E1] Octobre 2003-Août 2004 : stage post-doctoral de Thomas Quiniou (IETR), "*Identification des trajets multiples induits par la réflexion d'un matériau du bâtiment à l'aide de la méthode MUSIC*" (3 communications internationales, 1 journée d'étude)

4.9 Conclusion

Ce Chapitre présente une application originale des méthodes Haute Résolution (HR) d'analyse spectrale pour l'estimation de la réponse impulsionnelle en réflexion de matériaux du bâtiment. Dans un contexte où la réponse fréquentielle des matériaux est étudiée sur une large bande, il apparaît nécessaire de considérer des phénomènes de dispersion fréquentiels. Deux méthodes HR d'approches différentes non paramétrique et paramétrique, telles que MUSIC et Faisceau de matrices ont été sélectionnées. Ces méthodes supposent que la réponse fréquentielle d'un matériau peut être décrite comme la somme de trajets, lesquels sont caractérisés par une amplitude et un temps de propagation complexes. Ainsi, la partie imaginaire du temps de propagation représente le coefficient moyen associé à la décroissance exponentielle en fonction de la fréquence ; ce coefficient est à l'origine du phénomène de dispersion fréquentielle. Finalement, la réponse impulsionnelle d'un matériau est obtenue à partir de la transformée de Fourier inverse du modèle analytique fréquentiel formé de la somme d'un nombre préalablement défini de trajets.

La comparaison des performances des deux méthodes HR, MUSIC et Faisceau de matrices a été conduite à partir de données fréquentielles synthétiques générées dans la bande [3.5 ; 12.5] GHz dans le cas d'un matériau monocouche de permittivité complexe constante, puis dont la permittivité complexe évolue en fonction de la fréquence, et enfin dans le cas d'un matériau bicouche de permittivités complexes constantes. Les résultats de comparaison montrent que la méthode Faisceau de matrices apparaît plus performante et notamment plus robuste à la présence d'un bruit blanc additionnel. De plus, nous remarquons qu'elle permet de détecter les trois premiers trajets d'un matériau monocouche ou bicouche dont les permittivités complexes présentent des variations régulières et de façon générale pas trop abruptes.

152 Identification des trajets multiples en large bande par des méthodes haute résolution

L'analyse de réponses expérimentales de matériaux usuels du bâtiment tels que du pvc, plâtre, bois (hêtre, sipo), ciment, mortier et béton, obtenus par le banc MAT-ULB dans la bande [8 ; 12.5] GHz, a été effectuée à l'aide de la méthode Faisceau de matrices. Les résultats permettent d'identifier les trois premiers trajets, compte tenu du rapport signal sur bruit faible du système de mesures (~ 30 dB). De façon générale, il apparaît que l'écart temporel entre les différents trajets d'un matériau est différent et cependant du même ordre de grandeur de celui estimé à partir de la valeur moyenne de la permittivité complexe obtenue sur la bande considérée. Ainsi, pour chaque matériau, il apparaît que la reconstruction de la réponse impulsionnelle en réflexion permet d'accéder à une information complémentaire de celle issue de l'estimation de la permittivité complexe pour chaque échantillon de fréquence. En particulier, elle permet d'obtenir rapidement la réponse du matériau en réflexion à un signal temporel bref d'allure quelconque. De prochaines études visent à acquérir des données expérimentales sur une bande de fréquences plus large.

Bibliographie

- [Hew89] Hewitt A., Lau W. H., Austin J., Vilar E., "*An autoregressive approach to the identification of multipath ray parameters from field measurements*", IEEE Trans. Communications, vol. 37, n. 11, November 1989, pp. 1136-1143
- [Hua90] Hua Y., Sarkar T.K., "*Matrix pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise*", IEEE Trans. Acoustics, Speech and Signal Processing, vol. 38, n. 5, May 1990, pp. 814-824
- [Kri96] Krim H., Viberg M., "*Two decades of array signal processing research*", IEEE Signal Processing Magazine, July 1996, pp. 67-94
- [Mar89] Marple Jr S.L., "*A tutorial overview of modern spectral estimation*", International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing, ICASSP-89., 23-26 May 1989, vol. 4, pp. 2152 -2157
- [Mog94] Moghaddar A., Ogawa Y., Walton E. K., "*Estimating the time-delay and frequency decay parameter of scattering components using a modified MUSIC algorithm*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 42, n. 10, October 1994, pp. 1412-1418
- [Qiu99] Qiu R.C., Lu I.T., "*Multipath resolving with frequency dependence for wide-band wireless channel modeling*", IEEE Trans. Veh. Technol., vol. 48, n. 1, January 1999, pp. 350-354
- [Rao92] Rao B.D., Arun K.S., "*Model based processing of signals: a state space approach*", Proceedings of the IEEE, vol. 80, n. 2, Feb 1992, pp. 283-309
- [Sar95] Sarkar T.K., Pereira O., "*Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials*", IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 37, n. 1, Feb. 1995, pp. 48-55
- [Sch86] Schmidt R. O., "*Multiple emitter location and signal parameter estimation*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-34, n. 3, March 1986, pp. 276-280
- [Yam91] Yamada H., Ohmiya M., Ogawa Y., "*Superresolution techniques for time-domain measurements with a network analyzer*", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 39, n. 2, February 1991, pp. 177-183

154 Bibliographie

Conclusion générale

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire concernent l'étude des phénomènes de propagation des ondes hyperfréquences en vue du développement de systèmes de communication sans fil bande étroite et ultra-large bande. Cette étude, nécessaire au dimensionnement des paramètres de ces systèmes, nous a conduits à traiter de problèmes pluridisciplinaires : modélisations et caractérisations de matériaux du bâtiment puis d'antennes, réalisation de bancs de mesure en espace libre, conception de méthodes de traitement statistique de données, de procédures de mesure et adaptation d'algorithmes Haute Résolution (HR) à l'identification de trajets multiples d'un canal de propagation dispersif. En particulier, les éléments fondamentaux d'un canal de propagation -les matériaux et les antennes- ont été abordés de façon détaillée pour être intégrés dans les modèles de prédiction déterministe de la propagation à l'intérieur de bâtiments, en cours de développement à l'ESYCOM et à l'IETR. L'utilisation de méthodes Haute Résolution pour analyser finement les trajets multiples d'un canal mesuré dans le domaine fréquentiel s'est révélée particulièrement adaptée au contexte ultra-large bande ; elle a permis de contrer la perte de résolution générée par les éléments de la chaîne de mesure et par l'opération de transformée de Fourier discrète. L'approche ultra-large bande des phénomènes physiques sous les aspects propagation et rayonnement nous a conduits à réaliser des études dans le domaine temporel. Les résultats de ces études apportent des informations nouvelles et complétant celles issues d'une approche bande étroite, abordées usuellement dans le domaine fréquentiel. Les recherches développées au cours de ces années, au sein de deux laboratoires l'ESYCOM et l'IETR, ont constitué une expérience très enrichissante puisqu'elles m'ont conduite à m'adapter à chacun des environnements rencontrés.

La modélisation d'une chaîne de transmission a été abordée dans le cadre d'études de faisabilité du projet "internet-pêche" pour réaliser une liaison sans fil point-à-point aux fréquences MF-HF ([2 ; 30] MHz). La modélisation statistique de la surface de la mer, remuée par le vent, et pour un profil de relief sous-marin donné a été proposée. L'implémentation du modèle de propagation de terrain irrégulier, au dessus d'une surface de mer, montre que la puissance reçue est d'autant plus affectée par la rugosité de la mer que la vitesse du vent est élevée. De plus, nous avons remarqué que le phénomène de diffraction induit par les vagues d'amplitude forte crée des atténuations locales significatives en basses fréquences (2 MHz), et ce comparativement aux fréquences élevées de la bande considérée (10 MHz). Le travail réalisé a permis d'étudier un nouveau type de propagation aux très basses fréquences où l'onde de sol, composante prépondérante, a besoin d'un milieu conducteur comme la mer pour se propager de proche en proche à sa surface, tel un fluide. Le modèle de mer proposé constitue une approche originale puisqu'il a

156 Bibliographie

été obtenu à partir de la synthèse de modèles empiriques issus de campagnes de mesures menées sur divers océans.

Les connaissances et compétences acquises à présent ont pour finalité le développement d'activités de recherche transversales à plus large échelle. Elles concernent la prédiction, dans le contexte Ultra-Large Bande, des performances des liaisons entre un (des) émetteur(s) et un (des) récepteur(s), lesquels sont positionnés dans un milieu de propagation déterminé (voir la Figure 4.7).

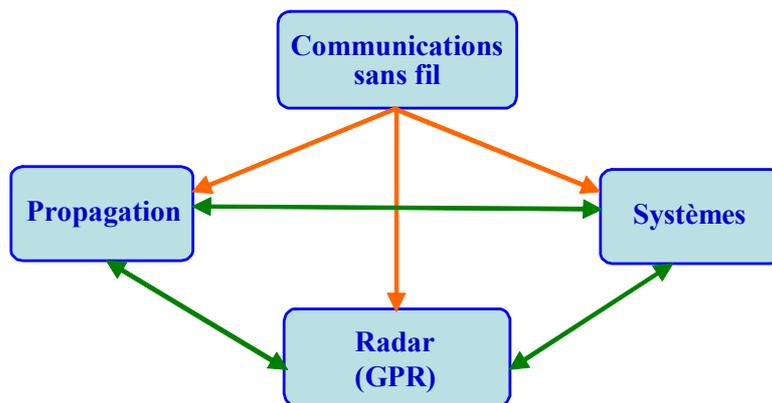


Figure 4.7 – Axes de recherche futurs

Les axes de recherche, envisagés à court et moyen termes, se répartissent en trois thématiques ainsi développées :

– Axe de recherche sur les antennes Ultra-Large Bande (ULB)

Dans le cadre du développement d'un outil de prédiction déterministe de la propagation intra-bâtiment en Ultra-Large Bande (ULB), initié en septembre 2002 à l'occasion de la Thèse de F. Tchoffo, financée par une bourse du MENRT co-encadrée par B. Uguen et moi-même, il apparaît indispensable d'étudier les réponses temporelles d'antennes ULB en émission et réception. En effet, chacune des antennes, comme le canal de propagation, peut être étudiée comme un filtre qui est susceptible de déformer le signal impulsionnel d'excitation ; il faut souligner l'importance du rôle joué par l'antenne qui va modeler l'allure du signal qui se propagera ensuite dans un environnement donné. Dans ce contexte, la structure du récepteur doit être optimisée afin de permettre la détection d'énergie maximale tout en conservant une complexité réduite. Ainsi, j'ai proposé de concevoir des outils de modélisation analytique et numérique, et de traitement numérique de données dédiés à la compréhension du rayonnement de diverses antennes dans le domaine temporel, en place du domaine fréquentiel habituellement utilisé. Ces outils, validés grâce à la comparaison des résultats de modélisation à des résultats de mesures, permettront de prévoir des scénarios pour différentes applications en ULB.

Plus précisément, le contenu spectral étendu d'un signal d'excitation impulsionnel de durée très brève est à l'origine de phénomènes dispersifs au sein d'une antenne, du fait que chacune des

composantes du signal ne subit pas une atténuation et une vitesse de transmission identiques. Cette problématique nécessite une étude approfondie qui doit se concrétiser par la modélisation puis l'analyse de sa réponse dans le domaine temporel en fonction de nombreux paramètres comme la fréquence, la largeur de bande occupée, la forme de l'impulsion d'excitation, l'orientation de l'antenne, la charge, . . . En particulier, pour prendre en compte des aspects industriels de réalisation, l'influence de la réduction des dimensions de l'antenne sur l'allure des signaux rayonnés dans l'espace sera considérée. Dans l'hypothèse où le développement de la technologie ULB conduirait au découpage de la bande ULB allouée par la FCC en sous-bandes identiques centrées sur des fréquences porteuses (en vue d'une amélioration de certaines performances pour des scénarios spécifiques), il est indispensable de connaître les différentes réponses de l'antenne; plus précisément, il s'agirait d'étudier en réception la formation du signal rayonné en fonction de l'allure du signal d'excitation. A partir de modélisations analytique et/ou numérique conduisant au champ rayonné dans l'espace, l'idée est d'extraire un modèle simplifié qui permettra de représenter les réponses fréquentielle et temporelle d'une antenne en émission et réception non seulement en champ lointain, mais aussi en champ proche pour des scénarios WLAN/WPAN. La configuration "champ proche" apparaît particulièrement originale, puisque ce mode d'utilisation pour une antenne n'est habituellement pas considéré dans des systèmes de communication à bande étroite où les portées visées dépassent plusieurs dizaines de mètres aux fréquences micro-ondes.

Pour ce qui concerne la modélisation analytique, je propose d'améliorer la solution approchée qui traite d'antennes conductrices de formes variées, en émission et réception, et formées de l'assemblage d'éléments filaires discrets. Parallèlement à cette approche, je prévois de poursuivre le développement de la modélisation numérique dans le domaine temporel fondée la méthode FIT (Finite Integral Theory), laquelle me paraît particulièrement adaptée au traitement des phénomènes temporels de rayonnement et aussi de propagation (interactions onde-matière) en électromagnétisme. L'objectif est de comparer les résultats issus des deux types de modélisation pour des antennes ULB comme l'antenne en V, "nœud de papillon", cornet TEM et spirale, afin de comprendre leurs principes de rayonnement et d'extraire leur réponse impulsionnelle dans l'espace. Cette réponse impulsionnelle pourra être obtenue à l'aide de méthodes haute résolution, de façon similaire au cas des matériaux et traitée dans le paragraphe suivant. Ensuite, l'influence de la forme de l'impulsion d'excitation sera étudiée pour chaque antenne afin d'optimiser son rayonnement.

L'étape suivante consistera à étudier la modélisation d'une antenne ULB usuelle en réception en présence de trajets multiples. En particulier, il s'agira d'analyser la réponse de l'antenne en fonction de l'angle d'arrivée et la forme du signal d'excitation. Une telle approche permettra de réaliser une liaison complète en espace libre entre deux antennes d'émission et de réception.

Sur le plan expérimental, des caractérisations de diverses antennes ULB dans la chambre anéchoïque "champ proche" de l'IETR, dans la bande [0.8 ; 6] GHz, sont envisagées. Des outils de traitement statistique de données et de visualisation seront développés pour connaître le rayonnement 3D des antennes dans le domaine temporel, et permettre une comparaison avec les résultats de modélisation. Ainsi, la finalité de ces travaux est l'optimisation d'une liaison

158 Bibliographie

ULB dans un environnement spécifique et la proposition de scénarios en fonction de l'application visée.

– **Axe de recherche sur l'interaction onde-matière**

La présence d'obstacles dans l'environnement intra-bâtiment d'une liaison sans fil est génératrice de trajets multiples et induit des déformations du signal d'excitation. L'étude et la caractérisation de ces phénomènes physiques a été peu abordée jusqu'à présent dans un contexte ULB. Ainsi, j'ai choisi d'étudier les phénomènes de réflexion et de transmission induits par l'interaction d'un signal temporel avec des matériaux du bâtiment, car ces phénomènes apparaissent prépondérants dans un environnement "indoor". Une première problématique est de connaître la réponse impulsionnelle de matériaux du bâtiments afin de constituer une base de données indispensable au logiciel de prédiction déterministe de la propagation en environnement "indoor" que nous développons actuellement. Une seconde problématique demeure l'étude de l'influence de matériaux réels formés de façon générale d'une structure hétérogène.

Dans ce contexte, j'ai débuté une étude paramétrique fondée sur un modèle analytique afin de rendre compte des effets induits par des matériaux stratifiés sur l'allure de l'impulsion incidente après son interaction par réflexion ou transmission. Une première caractérisation d'échantillons de matériaux monocouche usuels (PVC, plâtre, bois, ciment, mortier...) en réflexion a été effectuée dans la bande de fréquences [8 ; 12.5] GHz. Deux approches complémentaires, destinées au traitement des données expérimentales, doivent être abordées : la première consiste à caractériser le matériau dans le domaine fréquentiel, ce qui revient à déterminer la loi de variation de sa permittivité complexe en fonction de la fréquence. La seconde approche consiste à estimer sa réponse temporelle, ce qui suppose la reconstruction de sa réponse impulsionnelle à partir de données obtenues sur une bande de fréquence limitée. Cette difficulté m'a incité à choisir des algorithmes d'estimation dits "haute résolution" considérant la dispersion fréquentielle (MUSIC et PRONY modifiés) ; ce choix apparaît particulièrement novateur dans le contexte de la caractérisation des matériaux. De premiers résultats prometteurs ont été obtenus et la recherche de nouveaux algorithmes d'optimisation, basés sur des approches plus évoluées telles les méthodes neuronales, sera entreprise.

De tels résultats permettent d'envisager des études plus approfondies et notamment la caractérisation de matériaux sur une bande de fréquence plus large (la bande ULB de la FCC [3.1 ; 10.6] GHz) non seulement en réflexion, mais aussi en transmission. De plus, des mesures in-situ de matériaux du bâtiment plus complexes apporteront des informations complémentaires ; il reste à développer le processus de traitement de données adapté à chaque structure. Aussi, il est envisagé la réalisation d'un banc de caractérisation de matériaux dans le domaine temporel capable de traiter des impulsions d'excitation très brèves, inférieures à la nanoseconde, pour étudier plus finement la déformation subie par les signaux réfléchis et transmis par le matériau. Ces résultats seront comparés à ceux obtenus lors de caractérisations dans le domaine fréquentiel.

Parallèlement au modèle analytique traitant des phénomènes d'interaction onde-matière, je souhaite initier la modélisation numérique électromagnétique dans le domaine temporel à l'aide du logiciel CST pour aborder des structures hétérogènes de matériaux susceptibles d'être

utilisées dans le bâtiment. Dans ce cas, la compréhension des phénomènes physiques impliquera de réaliser une étude paramétrique par type de structure étudiée.

– **Axe de recherche sur les systèmes de communication**

Les études modulaires approfondies relatives au rayonnement et à l'interaction onde-matière dans un contexte ULB ont pour objectif le développement d'une liaison entre deux antennes en présence d'un matériau du bâtiment. Ainsi, je prévois de participer à l'intégration de ces modules dans les logiciels de prédiction déterministe de la propagation développés au sein de l'IETR et de l'ESYCOM; il s'agira notamment de fournir des résultats formatés associés à la réponse temporelle 3D d'antennes sélectionnées, ainsi que les réponses impulsionnelles des matériaux présents dans l'environnement. Cette intégration doit conduire d'une part à la prédiction des phénomènes temporels de propagation dans un environnement "indoor" donné, lesquels seront comparés à des résultats de mesure, d'autre part, à l'étude des performances (qualité de service, débit) d'un système de communication ULB pour un scénario donné. La problématique majeure sera de résoudre et d'analyser les nombreux trajets multiples présents.

La validation du modèle déterministe large bande sera effectuée, d'une part par comparaison avec des résultats en bande étroite issus d'autres laboratoires et d'industries avec lesquels j'ai développé des collaborations, et d'autre part par comparaison avec des mesures que nous souhaitons réaliser d'abord dans le domaine fréquentiel, puis dans le domaine temporel. Dans ce contexte, j'ai prévu de mettre en place des campagnes de mesure qui seront réalisées au cours de différentes étapes pour permettre le développement de modèles statistiques de la propagation. Par exemple, des mesures pourront être réalisées dans des environnements en absence et en présence de mobilier.

L'étude des performances d'un système ULB dans un scénario donné sera effectuée en fonction de divers paramètres comme le type d'antennes, le canal de propagation, la forme de l'impulsion d'excitation, la structure de la liaison (SISO, MIMO...), ... Des algorithmes de traitement de données seront développés pour estimer les temps et les angles d'arrivée des composantes multitrajets.

L'apport de la diversité spatiale (MIMO), ajoutée aux avantages reconnus de la technologie ULB (résolution des multitrajets), peut être envisagée dans un avenir plus lointain.