

# UNIVERSITÉ DE LIMOGES

ÉCOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTÉ des SCIENCES et TECHNIQUES

Année : 2006

Thèse N° [19-2006]

## Thèse

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES**

**Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique**

**Spécialité : Télécommunications**

Présentée et soutenue par

**Sébastien REYNAUD**

le 19 mai 2006

**Modélisation hybride du canal radiomobile en  
environnement indoor complexe.  
Application aux systèmes sans fil.**

**Thèse dirigée par Alain REINEIX**

**JURY :**

<b>Pierre DEGAUQUE</b>	<i>Professeur, Université de Lille</i>	<i>Président, Rapporteur</i>
<b>Lionel PICHON</b>	<i>Chargé de Recherche CNRS (HDR), LGEP Gif sur Yvette</i>	<i>Rapporteur</i>
<b>Ghaïs EL ZEIN</b>	<i>Professeur, Université de Rennes</i>	<i>Examineur</i>
<b>Man Fai WONG</b>	<i>Ingénieur, FRANCE-TELECOM Issy-les-Moulineaux</i>	<i>Examineur</i>
<b>Alain REINEIX</b>	<i>Directeur de Recherche CNRS, XLIM Limoges</i>	<i>Examineur et directeur de thèse</i>
<b>Rodolphe VAUZELLE</b>	<i>Professeur, Université de Poitiers</i>	<i>Examineur et co-directeur de thèse</i>



*A mes parents*

---

---

# Remerciements

---

Ce travail de thèse a été effectué dans deux laboratoires dans le cadre d'une collaboration : le laboratoire XLIM de Limoges au sein de l'équipe Ondes et Systèmes Associés et le laboratoire SIC de Poitiers dans l'équipe Ondes, Images, Communication.

Mes premiers remerciements vont vers Messieurs Alain REINEIX, Directeur de Recherche CNRS à XLIM, et Rodolphe VAUZELLE, Professeur à l'Université de Poitiers, respectivement directeur et co-directeur de cette thèse, sans qui cette collaboration et ces travaux n'auraient pu voir le jour. Je tiens à leur témoigner ma profonde reconnaissance pour leur soutien, leur encadrement et leurs conseils avisés tout au long de ces travaux.

Je tiens plus personnellement à exprimer ma profonde gratitude à Rodolphe VAUZELLE pour la confiance qu'il m'a accordée depuis quelques années déjà lors de stages effectués sous sa responsabilité, et pour ses qualités humaines qui ont permis de rendre ces années de thèse très agréables.

J'aimerais aussi adresser mes remerciements à Monsieur Pierre GUILLON, Professeur à l'Université de Limoges et directeur de XLIM, et à Monsieur Pascal LIENHARDT, Professeur à l'Université de Poitiers et directeur de SIC, pour m'avoir accueilli dans leurs laboratoires respectifs.

J'associe à mes remerciements Messieurs Christophe GUIFFAUT, Chargé de Recherche CNRS à XLIM, et Lilian AVENEAU, Maître de Conférences à l'Université de Poitiers, qui, par leur disponibilité et leur patience, ont largement contribué à l'encadrement de cette thèse. Un

merci tout particulier pour leurs compétences en informatique qui ont permis de mener à bien ces travaux.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Pierre DEGAUQUE, Professeur à l'Université de Lille, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de cette thèse. Je le remercie également, ainsi que Monsieur Lionel PICHON, Chargé de Recherche CNRS au laboratoire LGEP de Gif sur Yvette, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de rapporter sur ce mémoire. J'assure également de mon entière reconnaissance Monsieur Man Fai WONG, Ingénieur à France-Télécom Issy-les-Moulineaux, et Monsieur Ghais El Zein, Professeur à l'Université de Rennes, pour avoir accepté la charge d'examineur.

Venons-en aux personnes qui ont permis de faciliter mon intégration au sein de mes deux laboratoires d'accueil avec en tout premier lieu mes collègues de bureaux : une spéciale dédicace à Tchoum, en qui j'ai trouvé un très bon ami et avec qui la bonne humeur a régné dans ce petit bureau austère du bâtiment de physique : "beuleubeuleu, achemeneu ...". Une pensée pour toi Jean Antoine dit le Jap, roi des cartes Magic, et ta petite famille. Un grand merci à Yann et Ruddy, mes collègues de bureau à Poitiers, qui m'ont accueilli très chaleureusement, non pas sans se demander de prime abord : "quelle est cette pièce rapportée de Limoges qui vient investir le manoir des bureaux du SIC ?" Merci pour votre bonne humeur et votre sympathie inconditionnelles, ainsi que pour les folles parties de "Frozen Bubble" pendant les pauses café.

Je remercie chaleureusement tous mes ex-collègues et amis de XLIM pour ces années agréables passées en leur compagnie, et plus particulièrement : Alan, le roi du linux qui m'a fait découvrir le monde du logiciel libre et la rédaction de rapports avec ce très puissant langage qu'est le Latex, Tonio, le roi des apéros dînatoires, Hervé et ses légendaires qualités de dénicheur de vidéos humoristiques et ..., Nico, mon frère de cheveux ;-), Dedel mon valeureux partenaire de Uno (désolé pour toutes ces roustes qu'on a pris), Pipo le Kite-Surfer, Mac le monsieur Lacoste de XLIM, Laure la jet-setteuse, Rosine dit Calimero. Pour terminer cette liste non exhaustive, je remercie spécialement Fred, le plus grand conteur d'histoires de tous les temps, Po la force tranquille, et Crash, le roi des blagues plus que tirées par les cheveux (Eh Crash : "qui s'y frotte ... s'y Speak !") pour les soirées Kebab du jeudi soir et pour leur bonne humeur à tout instant.

Je tiens à remercier vivement Nadine AYMARD et Françoise PERRAIN, secrétaires respectives de XLIM-OSA et du SIC, pour leur gentillesse et leur disponibilité. Bonne continuation à vous.

Merci à toutes et à tous pour votre bonne humeur qui a permis que cette thèse se déroule dans la convivialité.

Et comme il y a une vie en dehors de la thèse, je souhaiterais remercier toutes les personnes qui m'ont épaulé et qui m'ont apporté l'équilibre et le soutien nécessaires durant cette thèse.

Tout d'abord, je tiens à féliciter Nuria pour m'avoir fait découvrir le monde de la salsa et cette ambiance chaleureuse qu'elle a su instaurer au sein de son association "En Danse". Un grand merci à toi pour tout ce que tu fais et pour avoir fait naître en moi la passion de la salsa, qui m'a apporté et m'apporte encore beaucoup d'équilibre et de plaisir.

Je remercie également tous mes amis, dont je ne citerai pas les noms par peur d'en oublier et de rendre la lecture de cette liste fastidieuse. Qu'ils trouvent dans ces quelques mots toute ma reconnaissance et mon amitié sincère.

Merci à Annabelle, pour la patience dont elle a fait preuve, surtout en fin thèse, et pour m'avoir supporté, dans les deux sens du terme, durant cette période.

Merci à toute ma famille, pour le soutien et les encouragements continuels qu'ils m'ont témoigné. Un merci tout particulier à ma soeur jumelle, en qui j'ai toujours pu trouver une oreille attentive et un réconfort à tout instant.

Enfin, mes derniers remerciements - mais pas les moindres - vont vers mes parents, sans qui je ne serais jamais arrivé là aujourd'hui. Merci pour tout ce que vous m'avez apporté et m'apportez encore aujourd'hui.

Je terminerai ces remerciements par cette citation d'Horace :

“AEQUAM MEMENTO SERVARE MENTEM”

qui signifie : “Souvenez-vous de conserver une âme toujours égale”. Par ces quelques mots, Horace recommande non seulement cette égalité d'âme qui donne la constance dans le malheur, mais encore celle que la prospérité n'altère pas.



---

---

# *Table des matières*

---

<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>1 Modélisation du canal de propagation radioélectrique : l'existant</b>	<b>17</b>
1.1 Généralités . . . . .	19
1.1.1 Le phénomène de trajets multiples et ses conséquences . . . . .	19
1.1.2 Caractérisation statistique des effets du canal de propagation . . . . .	21
1.1.3 Différentes familles de modèles de propagation . . . . .	23
1.2 Méthodes asymptotiques . . . . .	25
1.2.1 Historique . . . . .	25
1.2.2 Optique Géométrique . . . . .	26
1.2.3 La diffraction . . . . .	31
1.2.4 Présentation de deux modèles à rayons : le lancer de rayons et le tracé de rayons . . . . .	36
1.2.5 Conclusion . . . . .	37
1.3 Méthodes numériques . . . . .	38
1.3.1 Historique . . . . .	38
1.3.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel . . . . .	39
1.3.3 Conclusion . . . . .	47
1.4 Méthodes hybrides . . . . .	47
1.5 Conclusion . . . . .	49



<b>2</b>	<b>Modélisation hybride Tracé de rayons / FDTD de la propagation indoor</b>	<b>51</b>
2.1	Introduction . . . . .	53
2.2	Modèles de sources en FDTD . . . . .	54
2.2.1	Présentation du logiciel Tridimo . . . . .	54
2.2.2	Les sources d'excitation et fonctions d'excitation associées . . . . .	54
2.2.3	L'illumination par ondes planes . . . . .	58
2.2.4	Conclusion . . . . .	62
2.3	Matrices de diffraction . . . . .	62
2.3.1	Principe d'obtention . . . . .	62
2.3.2	Transformation champ proche - champ lointain . . . . .	64
2.3.3	Polarisations . . . . .	66
2.3.4	Normalisations et correction des matrices . . . . .	67
2.3.5	Exemple de matrice de diffraction . . . . .	70
2.3.6	Conclusion . . . . .	71
2.4	Méthode hybride Matrice de diffraction / Tracé de rayon . . . . .	72
2.4.1	Principe de la méthode hybride . . . . .	72
2.4.2	Normalisation des champs calculés par Tracé de rayons, FDTD et par la méthode hybride . . . . .	72
2.4.3	Validations numériques des normalisations proposées : cas d'une pro- pagation 2D . . . . .	78
2.5	Conclusion . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Mise en oeuvre de la méthode hybride</b>	<b>85</b>
3.1	Introduction . . . . .	87
3.2	Compression des matrices de diffraction . . . . .	87
3.2.1	Introduction . . . . .	87
3.2.2	Décomposition en harmoniques sphériques . . . . .	88
3.2.3	La Transformée en Ondelettes Discrètes (TOD) . . . . .	93
3.2.4	Conclusion . . . . .	99
3.3	Mise en oeuvre du modèle . . . . .	101
3.3.1	Introduction . . . . .	101
3.3.2	Logiciel de simulation de canal : CRT . . . . .	101

---

3.3.3	Module de calcul "hybridation" . . . . .	105
3.3.4	Conclusion . . . . .	112
3.4	Conclusion . . . . .	112
<b>4</b>	<b>Domaine de validité de la méthode hybride : étude paramétrique 2D - 3D</b>	<b>115</b>
4.1	Introduction . . . . .	117
4.2	Zone de champ lointain . . . . .	117
4.2.1	Formulation fréquentielle générale du rayonnement d'un dipôle élémentaire . . . . .	118
4.2.2	Distance de la zone de champ lointain . . . . .	120
4.2.3	Comparaison avec la méthode hybride sur quelques cas simples en 2D .	125
4.2.4	Conclusion . . . . .	129
4.3	Etude paramétrique 2D . . . . .	129
4.3.1	Introduction . . . . .	129
4.3.2	Influence de la position de la source et des points d'observation . . . . .	130
4.3.3	Influence des dimensions d'une structure carrée . . . . .	133
4.3.4	Influence de la forme des objets . . . . .	138
4.3.5	Influence du matériau des objets . . . . .	142
4.3.6	Conclusion . . . . .	144
4.4	Etude paramétrique 3D . . . . .	145
4.4.1	Introduction . . . . .	145
4.4.2	Comparaison des méthodes FDTD, tracé de rayons et hybride . . . . .	145
4.4.3	Influence de la taille, des matériaux des objets et de la fréquence . . . . .	149
4.5	Conclusion . . . . .	154
<b>5</b>	<b>Confrontation Simulations / Mesures</b>	<b>157</b>
5.1	Introduction . . . . .	159
5.2	Matériel et objets utilisés . . . . .	159
5.2.1	L'analyseur de réseau vectoriel . . . . .	159
5.2.2	Les antennes cornets . . . . .	160
5.2.3	Grandeurs mesurées . . . . .	161
5.2.4	Objets étudiés . . . . .	162

5.3	Etude de la validité de la matrice de diffraction par la mesure . . . . .	164
5.3.1	Introduction . . . . .	164
5.3.2	Protocole expérimental . . . . .	165
5.3.3	Etude d'un cas simple : le cube métallique . . . . .	168
5.3.4	Validation sur un cas plus complexe : un ordinateur portable . . . . .	169
5.3.5	Conclusion . . . . .	172
5.4	Etude de la validité de la méthode hybride en environnement indoor simple . .	172
5.4.1	Présentation de la chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM)	173
5.4.2	Protocole expérimental . . . . .	173
5.4.3	Confrontation simulations / mesures . . . . .	175
5.5	Conclusion . . . . .	188
<b>6</b>	<b>Premières applications</b>	<b>191</b>
6.1	Introduction . . . . .	192
6.2	Influence d'objets sur le comportement électromagnétique d'un environnement	192
6.2.1	Modification de la puissance reçue . . . . .	193
6.2.2	Modification de la Réponse Impulsionnelle du canal . . . . .	196
6.2.3	Conclusion . . . . .	198
6.3	Influence d'objets sur le Taux d'Erreur Binaire . . . . .	199
6.3.1	La chaîne de transmission utilisée . . . . .	200
6.3.2	Influence d'une modélisation déterministe sur la qualité des transmis- sions numériques . . . . .	201
6.3.3	Conclusion . . . . .	205
6.4	Conclusion . . . . .	206
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>209</b>
	<b>Annexes</b>	<b>215</b>
<b>A</b>	<b>Résolution des équations de Maxwell par Différences Finies dans le Domaine Tem- porel (DFDT)</b>	<b>217</b>
A.1	Différences centrées . . . . .	218

---

A.2	Mise à jour des composantes de E et H dans une cellule élémentaire . . . . .	219
<b>B</b>	<b>Techniques d'illumination de structures utilisées en FDTD</b>	<b>223</b>
B.1	La source ponctuelle de courant . . . . .	224
B.2	Les ondes planes . . . . .	225
B.2.1	Utilisation des distributions pour interpréter la discontinuité des champs générée par l'introduction des surfaces de Huygens . . . . .	225
B.2.2	Connexion pour une solution uniforme entre zones . . . . .	228
B.2.3	L'injecteur d'ondes planes . . . . .	229
<b>C</b>	<b>Exemple de compression d'un signal numérique par la DWT</b>	<b>233</b>
C.1	Analyse multirésolution sur la sphère . . . . .	234
C.2	Analyse d'un signal sphérique échantillonné . . . . .	235
C.3	Synthèse du signal sphérique projeté . . . . .	236
<b>D</b>	<b>Rayonnement électromagnétique en fréquence d'un dipôle</b>	<b>237</b>
D.1	Formulation fréquentielle générale du rayonnement d'un dipôle élémentaire . . . . .	238
D.1.1	Potentiel vecteur retardé . . . . .	238
D.1.2	Expression générale du champ magnétique $\vec{H}$ . . . . .	239
D.1.3	Expression générale du champ électrique $\vec{E}$ . . . . .	240
D.2	Expression du champ électromagnétique rayonné en 3D . . . . .	241
D.2.1	Fonction de Green 3D . . . . .	241
D.2.2	Champ électromagnétique rayonné en 3D . . . . .	242
D.2.3	Expressions en champ lointain . . . . .	242
D.3	Expression du champ électromagnétique rayonné en 2D . . . . .	242
D.3.1	Fonction de Green 2D . . . . .	242
D.3.2	Champ électromagnétique rayonné en 2D . . . . .	243
D.3.3	Expressions en champ lointain . . . . .	244
D.4	Validation par FDTD du rayonnement électromagnétique en fréquence . . . . .	245
D.4.1	Validation 3D . . . . .	246
D.4.2	Validation 2D . . . . .	247

---

<b>E Les antennes</b>	<b>249</b>
E.1 Définition . . . . .	250
E.2 Caractéristiques de rayonnement . . . . .	250
E.2.1 Notions de plan de coupe . . . . .	250
E.2.2 Diagramme de rayonnement . . . . .	252
E.2.3 Gains . . . . .	252
E.3 Les antennes cornets pyramidales . . . . .	254
E.3.1 Les intégrales Cosinus et Sinus de Fresnel . . . . .	254
E.3.2 Calcul de la directivité d'un cornet pyramidal . . . . .	254
E.3.3 Formulation de Schelkunoff . . . . .	256
E.3.4 Formulation de Braun . . . . .	257

---

---

# Introduction générale

---

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein de deux laboratoires situés sur deux sites différents dans le cadre d'une collaboration : le laboratoire XLIM (UMR CNRS n° 6172) de l'Université de Limoges et le laboratoire Signal-Image-Communication de l'Université de Poitiers.

Ils ont été développés sous la direction conjointe de A. Reineix, Directeur de Recherche CNRS au laboratoire XLIM et de R. Vauzelle, Professeur à l'Université de Poitiers. Ils ont par ailleurs été effectués sous le co-encadrement de ces deux derniers associés à C. Guiffaut, Chargé de Recherche CNRS au laboratoire XLIM.

Les premiers systèmes de communication avec les mobiles (dits systèmes de première génération) étaient analogiques et ont été mis en place après la seconde guerre mondiale. Une communication vocale pouvait être établie avec les mobiles présents dans une zone de diffusion déterminée, par exemple une ville. La zone de couverture était limitée par la puissance d'émission du mobile. La capacité (nombre de communications simultanées possibles) était limitée par la bande de fréquence disponible.

Vers le milieu des années 80, l'introduction du concept cellulaire basé sur une meilleure réutilisation des fréquences permet l'extension des zones de couverture jusqu'à l'échelon national et l'augmentation du trafic offert. Cependant, les systèmes nationaux développés séparément sont incompatibles entre eux.

Le développement des systèmes numériques (systèmes de deuxième génération) offre la possibilité d'augmenter la capacité et d'offrir de nouveaux services. Le système GSM (Global System for Mobile) est développé par les européens et garantit une interopérabilité entre les différents réseaux nationaux tout en partageant les coûts de développement et d'infrastructure.

Les systèmes radiomobiles de troisième génération UMTS (Universal Mobile Telecommunication System) ont été créés dans le but de satisfaire une demande croissante de services et en particulier la transmission de données à hauts débits, ouvrant ainsi la voie à la transmission d'images animées avec les mobiles. Ainsi, le domaine des télécommunications est en plein essor et cette évolution conduit actuellement à une multiplication des systèmes de communication. Ayant atteint un niveau de performance permettant la communication en temps réel à l'ensemble de la planète, les technologies actuelles reposent sur l'exploitation du canal de transmission le plus économique et le plus vaste : le canal radioélectrique. Avec une concurrence de plus en plus rude, les opérateurs cherchent à évaluer les capacités des systèmes de communication, et ainsi optimiser la couverture des différentes régions.

Dans ce contexte de demande de services multimédia haut débit, l'optimisation des réseaux en terme de positionnement des stations de bases notamment a engendré le développement de modèles de propagation de plus en plus performants. Ces derniers, bien que nombreux, n'allient généralement pas les deux objectifs principaux des opérateurs, à savoir la précision et la rapidité d'exécution. Il est donc devenu indispensable de pouvoir modéliser le canal radioélectrique de façon précise et rapide, sur une large bande de fréquence.

Jusqu'à présent, les méthodes asymptotiques se sont révélées être les méthodes les plus utilisées pour caractériser le canal de propagation radioélectrique de façon précise et sur une large bande de fréquence. Ces méthodes reposent sur des approximations en champ lointain de l'Optique Géométrique et des représentations géométriques simplifiées des éléments de l'environnement de propagation. Elles permettent de modéliser des objets de formes canoniques et grands devant la longueur d'onde. Cependant, dans un contexte de propagation *indoor*, les systèmes de communication sont dédiés à des fonctionnements plus haute fréquence (réseaux Wi-fi, WLANs ...) pour satisfaire les besoins en débit élevé. Ainsi, certains éléments de l'environnement jusqu'alors considérés d'influence négligeable dans une transmission, deviennent des éléments perturbateurs entraînant des interférences constructives et/ou destructives des ondes transmises. Ces détails de l'environnement, souvent de formes et de natures complexes ainsi que de taille

voisine de la longueur d'onde, ne peuvent pas être modélisés par les méthodes asymptotiques classiques.

L'objectif de cette thèse est de proposer une modélisation particulière de la propagation des ondes électromagnétiques en environnement *indoor*. De façon à prendre en compte tous les phénomènes électromagnétiques précédemment cités, cette modélisation repose sur l'hybridation de deux méthodes de caractérisation électromagnétique des interactions onde-structure, à savoir les méthodes asymptotiques basées sur la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD), et une méthode exacte, les Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD). Dans un souci de garder un bon compromis entre précision et temps de calcul, cette hybridation est réalisée de façon indirecte. Plus précisément, nous utilisons la méthode FDTD pour construire des matrices de diffraction d'objets classiquement rencontrés dans des environnements indoor, aux différentes fréquences d'étude. Ces matrices sont ensuite réutilisées au sein d'un logiciel de modélisation de la propagation basé sur un Tracé de Rayons (TR) 3D, de façon à pouvoir caractériser le canal de propagation dans des environnements indoor complexes, sur une large bande de fréquence et dans un temps de calcul raisonnable.

Six chapitres composent ce mémoire.

Le contexte général de l'étude est introduit dans le premier chapitre, notamment la description des deux méthodes utilisées dans l'élaboration de notre modèle de propagation.

Les propriétés du canal de propagation radioélectrique y sont d'abord présentées, ainsi que les moyens de le caractériser. Nous rappelons ensuite les principaux types de modèles de propagation existant, en insistant plus particulièrement sur les modèles déterministes basés sur la théorie des rayons : l'Optique Géométrique (OG) et la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD). Ensuite, nous présentons un état de l'art des méthodes numériques utilisées en électromagnétisme en insistant sur la FDTD, méthode numérique que nous utilisons dans notre modèle de propagation. Finalement, nous proposons un bref historique des techniques hybridant méthodes numériques et asymptotiques, techniques qui suscitent un grand intérêt depuis quelques années dans un souci de compromis précision / temps de calcul.

La modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques en environnement *indoor* que nous proposons est décrite dans le chapitre 2. Il s'agit d'une modélisation hybride indirecte entre une technique de Tracé de Rayons, et la méthode FDTD qui est une méthode numérique



de résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Les types d'excitations disponibles en FDTD sont tout d'abord décrits, en insistant sur leurs avantages et inconvénients respectifs, ainsi que les motivations qui ont conduit au choix de l'illumination des structures par onde plane. Cette technique d'illumination est ensuite largement présentée, et notamment le principe des surfaces de Huygens et courants surfaciques équivalents. La construction des matrices de diffraction qui découle de cette méthode est ensuite explicitée. Enfin, les différentes normalisations 2D et 3D nécessaires à la validité de l'approche sont présentées.

Le chapitre 3 est consacré à la mise en oeuvre du modèle de propagation proposé. Nous y présentons l'incorporation des objets traités par FDTD dans un logiciel de modélisation de la propagation par Tracé de Rayons 3D. Cette mise en oeuvre nécessite une étape préalable de compression des matrices de diffraction : dans ce but, nous présenterons deux techniques de compression, la première basée sur la décomposition en harmoniques sphériques et la seconde sur la décomposition en ondelettes sphériques discrètes. Nous justifierons le choix de la deuxième technique, plus adaptée à la compression de matrices de diffractions 3D.

Le chapitre 4 est constitué d'une étude bidimensionnelle puis tridimensionnelle visant à étudier la pertinence du modèle et à déterminer ses limites de validité. Une étude théorique sur le rayonnement électromagnétique en fréquence de dipôles a été effectuée, servant d'appui pour interpréter les résultats de l'étude paramétrique 2D et 3D. L'étude paramétrique 2D permet d'apporter des éléments de conclusion sur le domaine de validité de la méthode. Cette étude, complétée par une étude paramétrique 3D, permet de discuter de l'influence de la prise en compte d'éléments particuliers de l'environnement de propagation sur la prédiction des zones de couverture.

Le chapitre 5 concerne la validation de notre modèle par confrontation à des mesures effectuées au laboratoire XLIM. Deux types de validations sont effectuées : des mesures, effectuées en chambre anéchoïde, permettent de valider le concept de matrice de diffraction défini dans le chapitre 2 ; par la suite, des simulations par méthode hybride et par Tracé de Rayons sont comparées à des mesures de champ dans des environnements indoor réalistes, prenant en compte des objets tels qu'un ordinateur portable ou une chaise.

Finalement, le dernier chapitre de ce mémoire est consacré à une première application du modèle proposé aux transmissions numériques. Dans ce chapitre, nous testons dans un premier temps l'influence d'une prise en compte plus précise de l'environnement de propagation sur la

réponse impulsionnelle du canal de propagation. Nous terminons sur l'étude d'un système de transmission numérique particulier, en montrant que la modification de la réponse impulsionnelle du canal influe notamment sur la dispersion des retards, paramètre clé dans les transmissions numériques au niveau de l'existence d'Interférences Entre Symboles (IES).



## Modélisation du canal de propagation radioélectrique : l'existant

---

### Sommaire

---

<b>1.1 Généralités</b>	<b>19</b>
1.1.1 Le phénomène de trajets multiples et ses conséquences	19
1.1.2 Caractérisation statistique des effets du canal de propagation	21
1.1.2.1 Etude de la sélectivité en fréquence	21
1.1.2.2 Etude de la variabilité	22
1.1.3 Différentes familles de modèles de propagation	23
1.1.3.1 Modèles empiriques	23
1.1.3.2 Modèles statistiques	24
1.1.3.3 Modèles à rayons	24
<b>1.2 Méthodes asymptotiques</b>	<b>25</b>
1.2.1 Historique	25
1.2.2 Optique Géométrique	26
1.2.2.1 Fondements	26
1.2.2.2 Différents types d'ondes	28
1.2.2.3 Réflexion et réfraction de Snell-Descartes	29
1.2.3 La diffraction	31
1.2.3.1 Théorie Géométrique de la Diffraction : TGD	31
1.2.3.2 Théorie Uniforme de la Diffraction : TUD	34

1.2.4	Présentation de deux modèles à rayons : le lancer de rayons et le tracé de rayons . . . . .	36
1.2.4.1	Le Lancer de Rayons . . . . .	36
1.2.4.2	Le Tracé de Rayons . . . . .	36
1.2.5	Conclusion . . . . .	37
<b>1.3</b>	<b>Méthodes numériques . . . . .</b>	<b>38</b>
1.3.1	Historique . . . . .	38
1.3.2	La méthode des différences finies dans le domaine temporel . . . . .	39
1.3.2.1	Résolution des équations de Maxwell au sens des différences centrées . . . . .	39
1.3.2.2	Contraintes numériques de la méthode . . . . .	44
1.3.3	Conclusion . . . . .	47
<b>1.4</b>	<b>Méthodes hybrides . . . . .</b>	<b>47</b>
<b>1.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>49</b>

---

## 1.1 Généralités

Le canal de propagation est non idéal si bien qu'il introduit des perturbations lors de la transmission. Ainsi, pour lutter contre ces perturbations, il est nécessaire de connaître le plus précisément possible les propriétés du canal.

Dans une liaison radioélectrique, l'onde interagit différemment avec les objets de l'environnement de propagation. Les principales interactions sont les phénomènes de réflexion sur des surfaces, de réfraction à travers des parois et de diffraction sur les arêtes des obstacles [1].

Le signal reçu résulte de la combinaison de l'ensemble des ondes s'étant propagées selon des chemins particuliers depuis l'émetteur.

Ce mécanisme de propagation, appelé *phénomène de trajets multiples*, est la caractéristique principale du canal de propagation radiomobile (figure 1.1).

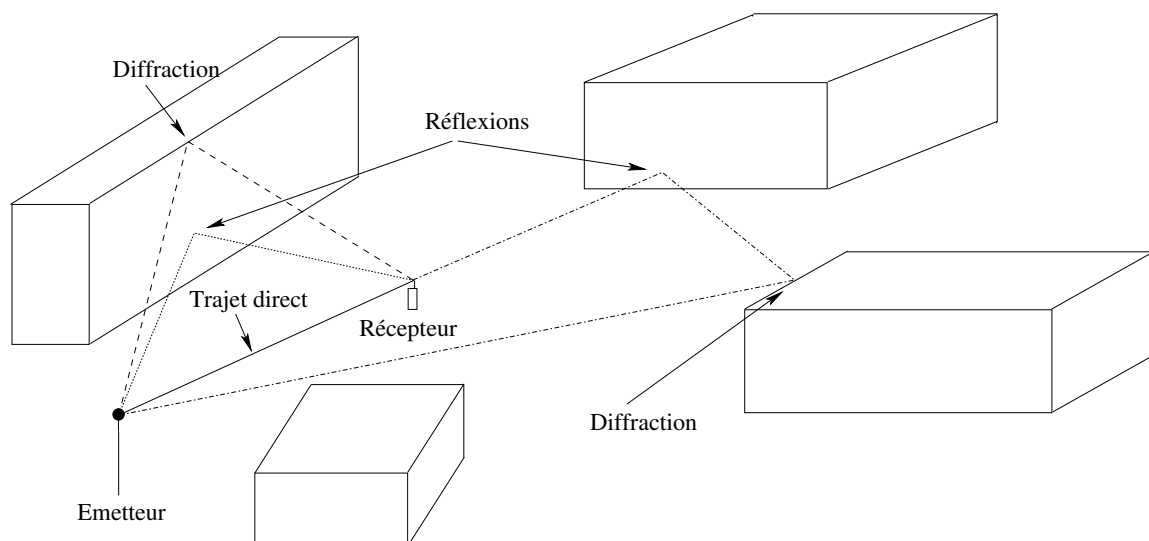


Figure 1.1 : Propagation par trajets multiples

### 1.1.1 Le phénomène de trajets multiples et ses conséquences

Le phénomène de trajets multiples détermine les principales propriétés du canal, à savoir [1] :

- **La variabilité temporelle** : elle est due aux modifications dynamiques de l'environnement de propagation sans déplacement des extrémités de la liaison.

- **La variabilité spatiale** : elle est observable lors du déplacement de l'émetteur et/ou du récepteur. Dans ce cas, l'évolution des caractéristiques des trajets reçus se traduit par des évanouissements rapides et parfois profonds du signal reçu.
- **La sélectivité en fréquence** : elle est due au fait que la réponse impulsionnelle du canal est très différente d'une impulsion théorique de Dirac (canal idéal) compte tenu du phénomène de trajets multiples. La fonction de transfert du canal n'est alors pas constante, mais présente des évanouissements importants qui conduisent à atténuer fortement certaines fréquences du spectre du signal.

Le canal de propagation peut être modélisé par un filtre linéaire dont les caractéristiques évoluent aléatoirement dans le temps et dans l'espace, selon le déplacement du mobile. Il peut ainsi être entièrement caractérisé par sa réponse impulsionnelle complexe  $h(t, \tau)$  possédant une double dépendance en temps et en retard, pour des positions particulières de l'émetteur et du récepteur. Les liens entre les différentes fonctions caractérisant le canal de propagation ont été établis par Bello [2] et peuvent être schématisés comme sur la figure 1.2, où  $F$  et  $F^{-1}$  représentent respectivement les transformées de Fourier directe et inverse.

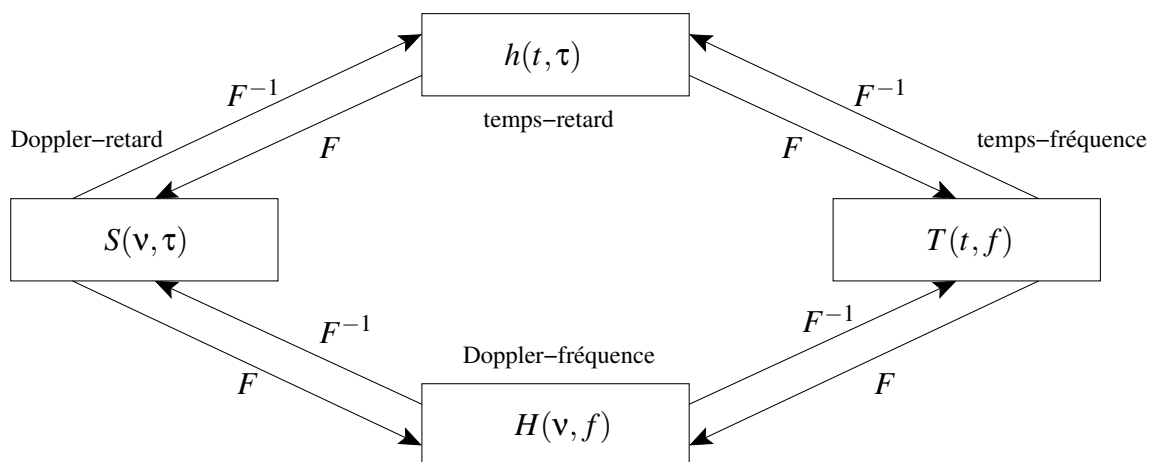


Figure 1.2 : Diagramme de Bello

L'étude du canal de propagation, conformément à celle décrite sur la figure 1.2, suppose la connaissance des fonctions aléatoires intervenant dans ce graphe. Pour que l'estimation de ces fonctions aléatoires soit possible, on formule les deux hypothèses suivantes : l'hypothèse de canal WSS (Stationnaire au Sens Large) et l'hypothèse de canal US (Diffuseurs non corrélés).

**Hypothèse WSS** : L'hypothèse de stationnarité au sens large (WSS) considère que les statistiques des évanouissements sont localement stationnaires à l'ordre 2 sur l'axe des temps. Cela

signifie que ces statistiques ne dépendent plus de l'instant d'observation, mais de la différence entre deux instants d'observation. Cette hypothèse WSS ne peut être admise que sur des temps suffisamment courts.

**Hypothèse US :** L'hypothèse de diffuseurs non corrélés (US) est une hypothèse de stationnarité portant sur les fréquences. Si l'on suppose que les échos perçus par le récepteur proviennent d'un ensemble de sources décorréelées, alors deux échos ayant des retards de propagation différents sont non corrélés.

**Hypothèse WSS et US :** En juxtaposant ces deux hypothèses, on obtient une sous-classe de canaux. Cette hypothèse exprime à la fois la décorrélation dans le domaine des retards de propagation et dans le domaine des décalages en fréquence Doppler.

Nous allons maintenant examiner les paramètres statistiques liés à ces fonctions, qui peuvent être utilisés pour caractériser les évolutions à petite échelle du canal de propagation, tant du point de vue de la sélectivité fréquentielle que de la variabilité.

## 1.1.2 Caractérisation statistique des effets du canal de propagation

On peut accéder aux caractéristiques du canal de propagation aussi bien par la mesure que par la simulation de sa réponse impulsionnelle complexe. Dans ce paragraphe, nous allons recenser les principaux paramètres et fonctions déductibles à partir de ces mesures ou simulations.

### 1.1.2.1 Etude de la sélectivité en fréquence

Deux paramètres usuels sont utilisés pour qualifier les effets sélectifs en fréquence du canal : la dispersion des retards (delay spread) et la bande de corrélation.

**La dispersion des retards :** ce paramètre est l'écart type de la réponse impulsionnelle moyenne en puissance  $P_h(t=0, \tau)$ , avec :

$$P_h(t, \tau) = E[h(t_2 + t, \tau)h^*(t_2, \tau)] = \lim_{T \rightarrow +\infty} \left( \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} h(t_2 + t, \tau)h^*(t_2, \tau) dt_2 \right) \quad (1.1)$$

Le calcul de la dispersion des retards  $D_s$  dépend du retard moyen noté  $\tau_m$ . Celui-ci s'obtient par la formule suivante :

$$\tau_m = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \tau P_h(t=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_h(t=0, \tau) d\tau} \quad (1.2)$$



L'expression de la dispersion des retards s'écrit alors :

$$D_s = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\tau - \tau_m)^2 P_h(t=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_h(t=0, \tau) d\tau}} \quad (1.3)$$

La dispersion des retards est un paramètre illustrant assez bien le risque d'apparition d'interférences intersymboles et les effets perturbateurs que des échos lointains et puissants sont susceptibles d'engendrer.

**La bande de cohérence :** Ce paramètre se calcule à l'aide de la fonction d'autocorrélation  $R_T(f, t)$  de la fonction de transfert  $T(f, t)$ . Or, on sait d'après les propriétés liant la densité de puissance et la fonction d'autocorrélation, que :

$$R_T(f, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_h(t, \tau) \exp(-2\pi j f \tau) d\tau \quad (1.4)$$

Plus précisément, la bande de cohérence s'obtient à partir de  $R_T(f, t=0)$  qui s'écrit donc :

$$R_T(f, t=0) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_h(t=0, \tau) \exp(-2\pi j f \tau) d\tau \quad (1.5)$$

Elle indique l'amplitude de l'affaiblissement sélectif en fonction de la séparation en fréquences.

Les bandes de cohérence à 90% et à 50% sont obtenues en évaluant la valeur de la variable "f" telle que :

$$B_{C(90\%)} = f_{90} \text{ telle que : } \frac{R_T(f_{90}, 0)}{R_T(0, 0)} = 0,9 \quad (1.6)$$

et

$$B_{C(50\%)} = f_{50} \text{ telle que : } \frac{R_T(f_{50}, 0)}{R_T(0, 0)} = 0,5 \quad (1.7)$$

La bande de cohérence est donc définie à partir de la fréquence au delà de laquelle la fonction d'autocorrélation de la fonction de transfert franchit un seuil donné.

### 1.1.2.2 Etude de la variabilité

Les paramètres présentés jusqu'à présent caractérisent l'effet sélectif en fréquence du canal de propagation. Des informations sur la variabilité du canal sont également importantes pour la définition des systèmes radiomobiles.

**Dispersion Doppler et temps de cohérence** : La dispersion Doppler est la largeur de ce spectre qui, si elle était due uniquement au déplacement du mobile, vaudrait environ  $\frac{2v}{\lambda}$  ( $v$  étant la vitesse du mobile et  $\lambda$  la longueur d'onde) [1][3].

Le temps de cohérence est défini comme le temps pendant lequel un récepteur en mouvement ne percevrait pas la variabilité du canal.

**Les évanouissements profonds** : Le signal émis est affaibli et déphasé différemment en fonction du temps (ou du déplacement du mobile) par le canal de propagation. Pour désigner ce phénomène, on parle "d'évanouissements profonds".

Pour caractériser ce phénomène bande étroite, on cherche à estimer les paramètres de loi de distribution de l'enveloppe du signal reçu. Pour cela plusieurs lois de distributions sont généralement utilisées : Rayleigh, Rice ... [1][3].

### 1.1.3 Différentes familles de modèles de propagation

Nous avons vu que les canaux radioélectriques sont sélectifs en fréquence, variables dans le temps et dans l'espace.

De plus, l'évolution rapide des communications sans fil a conduit à l'utilisation de bandes de fréquences de plus en plus importantes, et de cellules toujours plus petites, tout ceci permettant d'optimiser les performances des systèmes.

Afin de s'adapter à toutes ces configurations, de nombreux modèles de prédiction de la propagation des ondes radioélectriques ont été élaborés.

Ceux-ci peuvent être séparés en trois grandes catégories, à savoir les modèles empiriques, statistiques et les modèles spécifiques au site tel que le tracé de rayon [4].

#### 1.1.3.1 Modèles empiriques

Les modèles empiriques ont pour seul objectif la prédiction de l'atténuation de propagation sur un emplacement moyen. Ils ne permettent donc pas de caractériser le canal en large bande.

Les modèles empiriques reposent généralement sur un jeu d'équations dérivées de nombreuses campagnes de mesures. Ils présentent l'avantage d'être simples et rapides. Ils sont précis pour les environnements ayant les mêmes caractéristiques que ceux où les mesures ont

été effectuées. Un des principaux inconvénients des modèles empiriques est qu'ils ne sont pas utilisables sans modification pour des environnements différents, et parfois même totalement inappropriés.

Les modèles empiriques les plus connus sont le modèle d'atténuation en espace libre [5] et le modèle d'Okumura [6], complété par Hata [7].

Il existe aussi des modèles statistiques visant à représenter les variations du canal à petite échelle, qui sont caractérisées par des paramètres statistiques tels que la dispersion des retards, la bande de cohérence, l'étalement doppler ou le temps de cohérence.

### 1.1.3.2 Modèles statistiques

L'étude des variations à petite échelle du canal multi-trajets se réalise en général à partir de modèles statistiques. Un modèle de réponse impulsionnelle est souvent utilisé. Pour les canaux invariants dans le temps, il a la forme :

$$h(\tau) = \sum_{i=1}^N a_i e^{-j\theta_i} \delta(\tau - \tau_i) \quad (1.8)$$

où  $a_i$ ,  $\theta_i$  et  $\tau_i$  sont respectivement l'amplitude, la phase et le temps de propagation du  $i^{\text{ème}}$  trajet.

Des modèles statistiques en milieu urbain ont été successivement proposés par Turin *et al.* [8] et Suzuki [9].

Il existe aussi des modèles statistiques dédiés aux configurations indoor tel que celui proposé par Saleh *et al.* [10]. Celui-ci est basé sur des résultats expérimentaux.

Toutefois, il faut noter que ces modèles restent approximatifs et ne permettent pas une caractérisation précise dans des environnements complexes particuliers. Pour ces environnements de propagation complexes, il n'existe pas de modèle général, empirique ou bien même statistique. Les modèles dits spécifiques au site ont donc été développés dans ces configurations, basés sur la théorie des rayons.

### 1.1.3.3 Modèles à rayons

La théorie des rayons, purement spécifique au site, s'est rapidement imposée comme la plus prometteuse pour sa précision et la richesse de ses résultats en simulation.

Basés sur l'Optique Géométrique (OG) et la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD), les modèles de rayons incluent le trajet direct, les trajets réfléchis, diffractés et transmis, ainsi que toutes leurs combinaisons possibles. Ces méthodes permettent de prendre en compte des environnements très complexes, ce qui fait leur force mais aussi leur faiblesse, car les temps de calculs deviennent alors rapidement prohibitifs.

Dans le paragraphe suivant, nous rappelons les principes de l'OG et de la TUD, constituant la base des méthodes asymptotiques reposant sur le concept de rayons.

## 1.2 Méthodes asymptotiques

### 1.2.1 Historique

Une méthode asymptotique peut être définie comme une méthode approchée qui tend vers la solution exacte.

Aujourd'hui, on peut décomposer les méthodes asymptotiques en deux grandes familles : les méthodes physiques et les méthodes géométriques. Elles décrivent de manière simple et physique la diffraction d'un champ électromagnétique par un obstacle.

Au 17<sup>ème</sup> siècle, la nature de la lumière est un sujet de controverse entre les plus grands savants de l'époque. Les lois de propagation des rayons lumineux déjà établies se déduisent du principe de propagation en temps minimal énoncé par Fermat en 1657 : loi de la réflexion, loi de la réfraction de Snell-Descartes.

Ce n'est qu'après les travaux de Maxwell au 19<sup>ème</sup> siècle, et la certitude que la lumière est bien une onde électromagnétique, que les scientifiques vont montrer le passage rigoureux des équations de Maxwell à l'Optique Géométrique (OG).

Toutefois, il faut souligner que l'OG est la plus vieille des théories de propagation de la lumière, mais elle ne sait pas rendre compte de phénomènes optiques appelés *diffraction*.

Pour traiter ce phénomène de la diffraction, une des premières solutions exactes apparaît en 1881, lorsque Rayleigh donne la réponse de la diffraction d'une onde électromagnétique par un cylindre parfaitement conducteur. Ce développement antécédent sera une série de résultats qui n'apparaîtront que dans la première moitié du 20<sup>ème</sup> siècle (sphère parfaitement conductrice de Mie (1908), cylindre parabolique d' Epstein (1914) ...).

Il faudra attendre Luneberg (1944) pour que soit développée la théorie générale des champs électromagnétiques hautes fréquences. Reprise par Kline (1951), elle est la base des développements de problèmes de diffraction qui sont apparus dans la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle.

Donc, en 1949, Keller et Blanck ont repris et développé une méthode “d’écoulement conique” afin de l’adapter au problème de diffraction électromagnétique. Le couplage d’une onde électromagnétique avec un dièdre fut choisi comme support de comparaison entre leur méthode et la Théorie de Luneberg-Kline. Cette comparaison fit apparaître une onde sphérique initiée par l’arête, que la théorie de Luneberg-Kline n’avait pas prédite. Cette onde fut appelée *onde diffractée*, et la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) est née (1950).

Bien que cette théorie s’avère plus complète dans la prise en compte de phénomènes de diffraction et plus simple d’utilisation que toutes les précédentes solutions développées, elle présente toutefois quelques défauts importants :

- **singularités** : le champ calculé au point focal sur une caustique ou sur une zone d’ombre géométrique est infini.
- **non uniformité** : dans certaines régions de l’espace, le champ n’est pas uniforme.

De nombreux travaux ont permis de progresser et de corriger les défauts précédemment énoncés, en particulier ceux de Kouyoumjian et Pathak (1974) qui ont développé la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD). Basée sur des intégrales de Fresnel, cette solution permet d’éviter certaines singularités du champ et ainsi d’en donner une représentation uniforme.

## 1.2.2 Optique Géométrique

### 1.2.2.1 Fondements

Les équations de Maxwell régissent le comportement des ondes électromagnétiques dans un milieu quelconque. Dans un milieu homogène, non chargé et isotrope, elles sont définies par :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.9)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.10)$$

$$\text{div} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.11)$$

$$\text{div} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.12)$$

où  $\vec{r}$  est le vecteur des coordonnées du point d'observation, et où  $\epsilon$  et  $\mu$  sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu de propagation. En combinant ces équations, on obtient, après Transformée de Fourier, l'équation vectorielle de propagation, dite de Helmholtz :

$$\nabla^2 \vec{U}(\vec{r}) + k^2 \vec{U}(\vec{r}) = 0 \quad (1.13)$$

où :

- $\nabla^2 = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  dans un repère cartésien, et représente l'opérateur Laplacien.
- $\vec{U}(\vec{r})$  est la grandeur se propageant,
- $k = \omega/v$ , le vecteur d'onde,  $v$  étant la vitesse de phase de l'onde dans le milieu de propagation considéré ; si ce milieu est l'air,  $v$  est assimilable à la célérité de la lumière dans le vide, soit  $3.10^8 \text{ ms}^{-1}$ ,

Le milieu de propagation est lui même caractérisé par :

- $\epsilon_r$ , sa permittivité relative, égale à 1 lorsque le milieu s'identifie au vide ou à l'air,
- $\mu_r$ , sa perméabilité relative, égale à 1 lorsque le milieu s'identifie au vide ou à l'air.

La solution de l'optique géométrique est une solution approchée de l'équation de Helmholtz pour laquelle l'amplitude du champ est constante lors de la propagation. Elle est obtenue en insérant dans l'équation d'onde l'approche asymptotique du champ établie par Kline et Luneberg [11], et qui a pour expression :

$$\vec{U}(\vec{r}, t) = e^{-jk\phi(\vec{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{U}_n(\vec{r})}{(jk)^n} e^{-j\omega t} \quad (1.14)$$

où  $\phi(\vec{r})$  est le terme de phase au point d'observation. Il a été montré que lorsque la fréquence devient suffisamment importante, il est possible de négliger les termes en  $jk$  d'ordre supérieur ou égal à 1. Dans ce cas, la solution de Kline se résume à :

$$\vec{U}(\vec{r}, t) = \vec{U}_0(\vec{r}) e^{-jk\phi(\vec{r})} e^{-j\omega t} \quad (1.15)$$

La variation temporelle étant implicite, l'expression du champ électromagnétique de l'OG est généralement mise sous la forme :

$$\boxed{\vec{U}(P) = \vec{U}(O) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} e^{-jkr}} \quad (1.16)$$

où :

- $\vec{U}(O)$  est le champ au point de référence  $O$ ,
- $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont les rayons de courbure de la surface d'onde au point  $O$  (figure 1.3),
- $P$  est le point d'observation situé à une distance  $r$  du point  $O$ .
- Le terme  $\sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}}$ , appelé facteur de divergence, traduit la conservation de l'énergie durant la propagation électromagnétique [12].

L'expression du champ de l'OG laisse apparaître une déficience : le champ devient infini lorsque  $r = -\rho_1$  ou  $r = -\rho_2$ . Cet ensemble de points où se produit une telle divergence est appelé caustique (notée  $C_1$  et  $C_2$  sur la figure 1.3) et correspond aux cas où nous ne sommes plus en présence d'un champ de rayons. L'OG ne permet donc plus une description satisfaisante du champ en ces points. Signalons qu'il est toutefois possible de le calculer sur les caustiques en utilisant une autre approche asymptotique, l'optique physique [13].

### 1.2.2.2 Différents types d'ondes

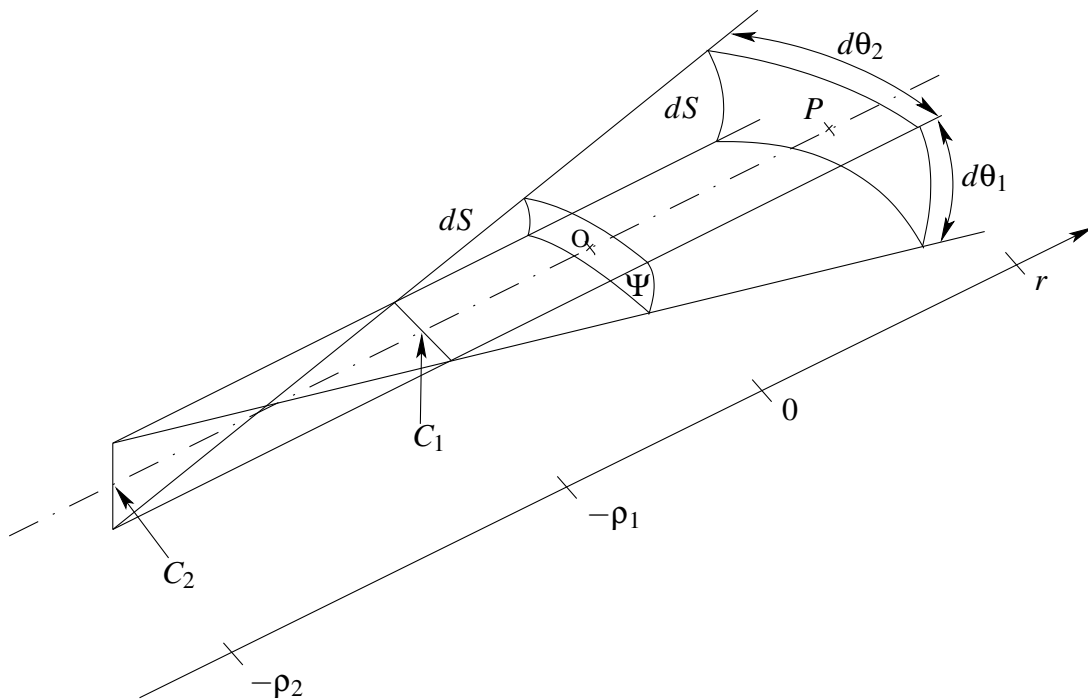


Figure 1.3 : Définition des paramètres liés à la propagation d'une onde

Quatre types d'ondes existent selon les valeurs de  $\rho_1$  et  $\rho_2$  :

- $\rho_1 \neq \rho_2$  et  $\rho_1, \rho_2$  sont finis,  $\Rightarrow$  l'onde est astigmatique. L'expression du champ électromagnétique est alors :

$$\vec{U}(P) = \vec{U}(O) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} e^{-jkr}$$

- $\rho_1 = \rho_2$  et  $\rho_1, \rho_2$  sont finis, l'onde est sphérique : Son champ s'écrit alors :

$$\vec{U}(P) = \vec{U}(O) \frac{\rho}{\rho + r} e^{-jkr}$$

- $\rho_1$  ou  $\rho_2$  est infini  $\Rightarrow$  l'onde est cylindrique : Son champ s'exprime sous la forme :

$$\vec{U}(P) = \vec{U}(O) \sqrt{\frac{\rho}{\rho + r}} e^{-jkr}$$

- $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont infinis  $\Rightarrow$  l'onde est plane : Son champ est donné par :

$$\vec{U}(P) = \vec{U}(O) e^{-jkr}$$

### 1.2.2.3 Réflexion et réfraction de Snell-Descartes

La solution de l'OG vérifie les équations de Maxwell. Par voie de conséquence, elle obéit aux relations de continuité sur une interface entre deux milieux homogènes. L'OG permet ainsi de modéliser les phénomènes de réflexion et de réfraction.

Lorsqu'un rayon se propageant en espace libre frappe une surface en un point  $Q$ , il est transformé en un rayon réfléchi, et un rayon réfracté si la surface n'est pas parfaitement conductrice. Ces deux rayons satisfont les lois de l'OG.

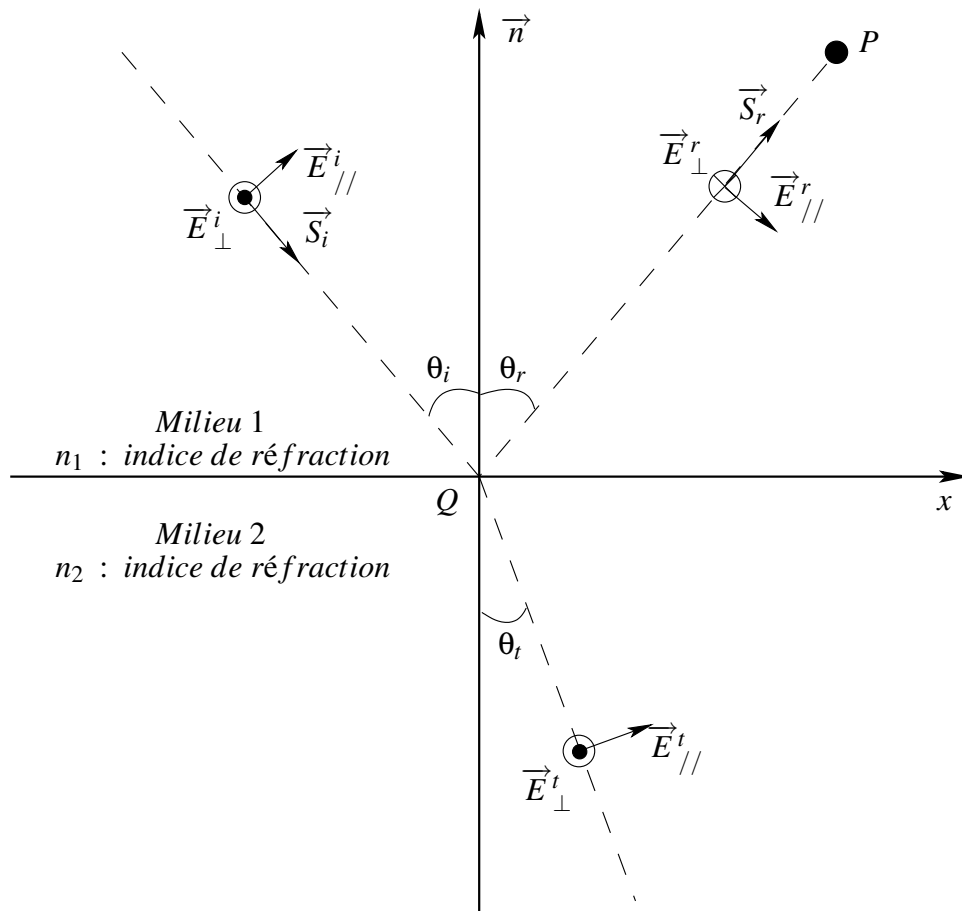
Pour le rayon réfléchi, on peut donc écrire :

$$\vec{E}^r(P) = \vec{E}^r(Q) \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s_r)(\rho_2^r + s_r)}} e^{-jks_r} \quad (1.17)$$

avec  $\rho_1^r$  et  $\rho_2^r$  les rayons de courbure de l'onde réfléchie qui sont différents de  $\rho_1^i$  et  $\rho_2^i$  si la surface n'est pas plane, et  $s_r$  la distance du point  $Q$  au point d'observation  $P$ .

On désigne par plan d'incidence, le plan contenant le vecteur normal  $\vec{n}$  à la surface au point  $Q$  et le vecteur  $\vec{s}^i$  indiquant la direction de propagation de l'onde incidente (cf. figure 1.4). La





**Figure 1.4 :** Orientation positive des différents champs décomposés en composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence

loi de Snell-Descartes établit que ce plan est confondu avec le plan de réflexion défini par  $\vec{n}$  et  $\vec{s}^r$ .

En représentant la réflexion dans les bases locales suivantes :

- $\vec{s}^i, \vec{s}^r$  : vecteurs unitaires respectivement dans la direction de propagation de l'onde incidente et réfléchi,
- $\vec{e}_{\perp}^i, \vec{e}_{\perp}^r$  : vecteurs unitaires de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence,
- $\vec{e}_{//}^i, \vec{e}_{//}^r$  : vecteurs unitaires de polarisation parallèle au plan d'incidence,

tels que :  $\vec{e}_{//}^i = \vec{e}_{\perp}^i \wedge \vec{s}^i$  et  $\vec{e}_{//}^r = \vec{e}_{\perp}^r \wedge \vec{s}^r$ , le champ électrique réfléchi s'écrit :

$$\vec{E}^r(P) = E_{//}^r(P) \vec{e}_{//}^r + E_{\perp}^r(P) \vec{e}_{\perp}^r$$

De plus, la réflexion implique que :  $\vec{E}^r(Q) = \bar{R} \vec{E}^i(Q)$ , soit en notation matricielle :

$$\begin{bmatrix} E_{//}^r(Q) \\ E_{\perp}^r(Q) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{//} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{//}^i(Q) \\ E_{\perp}^i(Q) \end{bmatrix}$$

Les coefficients de réflexion  $R_{//}$  et  $R_{\perp}$  s'expriment par :

$$R_{//} = \frac{n_i \cos \theta_r - n_r \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_r + n_r \cos \theta_i} \quad (1.18)$$

$$R_{\perp} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_r \cos \theta_r}{n_i \cos \theta_i + n_r \cos \theta_r} \quad (1.19)$$

Concernant le rayon réfracté (aussi appelé transmis), les coefficients de transmission suivants sont considérés :

$$T_{//} = \frac{2n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} \quad (1.20)$$

$$T_{\perp} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (1.21)$$

Il est nécessaire de souligner que ces coefficients peuvent devenir complexes s'ils portent sur des milieux à pertes, ces derniers possédant alors des indices de réfraction complexes [14].

### 1.2.3 La diffraction

Afin d'obtenir une description complète des mécanismes de propagation des ondes électromagnétiques, il est nécessaire d'introduire le phénomène de diffraction. Ce paragraphe présente les deux principales théories reposant sur l'OG permettant de modéliser ce phénomène : la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) et la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD).

#### 1.2.3.1 Théorie Géométrique de la Diffraction : TGD

La Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD), établie par Keller à la fin des années cinquante [15], prolonge la théorie de l'Optique Géométrique en prenant en compte le phénomène de diffraction. Ainsi, une des faiblesses de l'OG qui est de prévoir un champ nul dans l'ombre géométrique d'un obstacle est supprimée. Pour cela, de nouveaux rayons viennent s'ajouter

aux rayons de l'OG : il s'agit des rayons diffractés.

Pour bâtir sa théorie, Keller a formulé trois postulats afin de décrire le comportement d'un rayon diffracté :

- postulat 1 : *En haute fréquence, la diffraction est un phénomène local.*

Keller émet l'hypothèse que la diffraction ne dépend, au voisinage du corps diffractant, que de la surface de celui-ci et de la nature du champ incident. Ainsi, on peut approcher la structure par une géométrie plus simple (dièdre, cylindre, sphère ou cône [13]) appelée géométrie canonique.

- postulat 2 : *Les rayons diffractés satisfont le principe de Fermat généralisé.*

Cette généralisation indique que le chemin optique entre un point source S et un point d'observation P, en passant par un point de l'obstacle, est stationnaire pour des variations infinitésimales de ce chemin.

- postulat 3 : *Le rayon diffracté satisfait les lois de l'OG loin de la surface.*

Comme loin de la structure les rayons diffractés obéissent aux règles de l'OG, l'équation du champ diffracté peut donc se mettre sous la forme :

$$\left[ E^d(P) \right] = [D] \left[ E^i(Q) \right] A(S^d) e^{-jkS^d} \quad (1.22)$$

où :

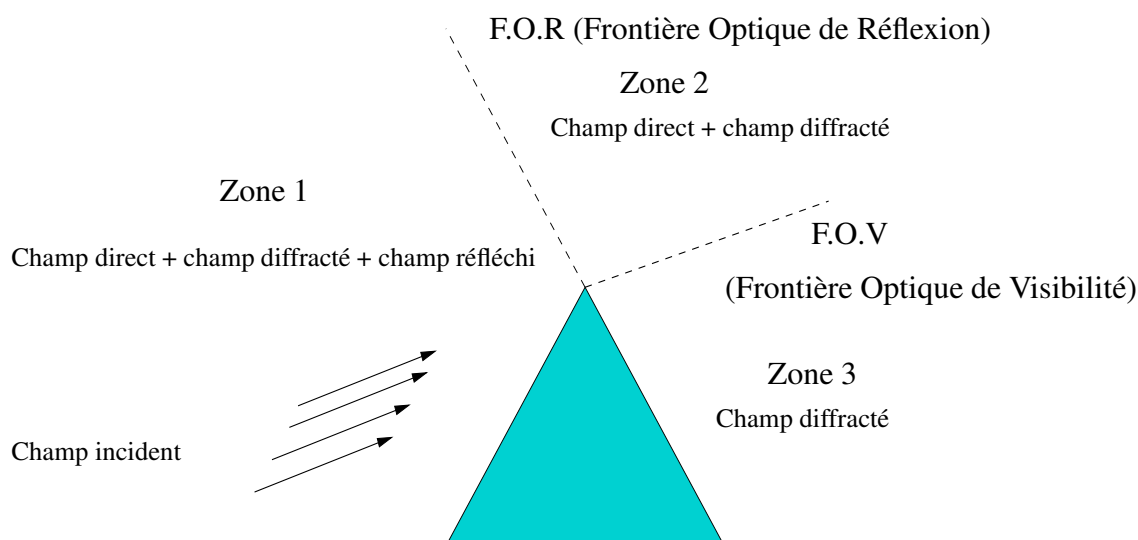
- $\rho^d$  est une distance particulière [16],
- $S^d$  est la distance entre le point de diffraction Q et le point d'observation P,
- $[D]$  est la matrice des coefficients de diffraction relatifs à l'obstacle canonique considéré,
- $A(S^d) = \sqrt{\frac{\rho^d}{S^d(\rho^d + S^d)}}$  est le facteur de divergence.

Deux points importants sont à noter. D'une part, l'objet diffractant constitue une caustique puisque le champ diffracté apparaît comme en étant issu ; d'autre part, la définition des polarisations est différente de celle se rapportant à la réflexion. En effet, pour la diffraction, le plan d'incidence est défini par la direction de l'onde incidente et la tangente à l'obstacle, et le plan de diffraction contient cette même tangente et le vecteur indiquant la direction de

propagation de l'onde diffractée.

Dans le cas d'une onde plane tombant sur un dièdre parfaitement conducteur, l'examen des zones de l'espace définies par la TGD permet de faire apparaître trois régions (figure 2.9). Dans chacune d'elles les champs suivants existent :

- Zone 1 : champs incident, réfléchi et diffracté. A la limite de la zone de réflexion, le champ réfléchi va disparaître brutalement.
- Zone 2 : champs incident et diffracté. A la limite de la zone d'ombre, c'est alors le champ incident qui disparaît subitement.
- Zone 3 : seul le champ diffracté existe.



**Figure 1.5 :** Décomposition de l'espace en trois zones : cas de la diffraction par un objet parfaitement conducteur

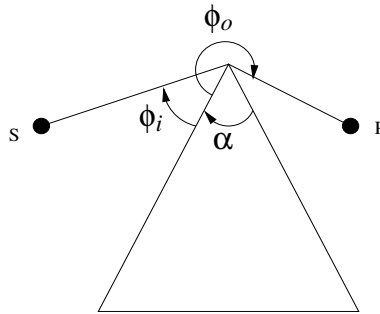
Pour un dièdre parfaitement conducteur à faces planes, en s'appuyant sur la solution exacte établie par Sommerfeld, Keller a fourni une expression asymptotique du coefficient de diffraction en polarisations parallèle et perpendiculaire valable loin de l'arête dans les trois régions déterminées précédemment :

$$D_{//,\perp}(\phi_o, \phi_i, \beta_0, n) = \frac{-e^{-\frac{jk}{4}} \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \left[ \left( \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi_o - \phi_i}{n}} \right) \pm \left( \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi_o + \phi_i}{n}} \right) \right] \quad (1.23)$$

avec :

- $n = \frac{2\pi - \alpha}{\pi}$  où  $\alpha$  représente l'angle intérieur du dièdre,
- $\phi_i$  l'angle d'incidence,
- $\phi_o$  l'angle d'observation.

Les angles  $\alpha$ ,  $\phi_i$  et  $\phi_o$  sont représentés figure 1.6.



**Figure 1.6 :** Représentation des angles intervenant dans le calcul du coefficient de diffraction de Keller

Cependant, l'expression générale 1.23 du coefficient de diffraction n'est valable que si le point d'observation  $P$  n'est pas trop proche des frontières de réflexion et d'ombre. En effet, on constate facilement que cette relation diverge lorsque  $\phi_o \pm \phi_i = \frac{k\pi}{2}$ , donnant ainsi une valeur infinie du champ diffracté sur les frontières optiques.

### 1.2.3.2 Théorie Uniforme de la Diffraction : TUD

En 1974, Kouyoumjian et Pathak éliminent le problème de divergence de la TGD au voisinage des frontières optiques en mettant au point la Théorie Uniforme de la Diffraction. C'est un modèle asymptotique uniformément valide au voisinage et sur les frontières de l'Optique Géométrique [16]. Ils ont écrit leurs coefficients de diffraction  $D_{//}$  et  $D_{\perp}$  sous la forme de quatre termes pour un dièdre parfaitement conducteur à faces planes :

$$D_{//,\perp}(L, \phi_o, \phi_i, n) = D_1 + D_2 \pm (D_3 + D_4), \quad (1.24)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi + (\phi_o - \phi_i)}{2n} \right] F [kLa^+(\phi_o - \phi_i)] \\ D_2 = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi - (\phi_o - \phi_i)}{2n} \right] F [kLa^-(\phi_o - \phi_i)] \\ D_3 = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi + (\phi_o + \phi_i)}{2n} \right] F [kLa^+(\phi_o + \phi_i)] \\ D_4 = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \cot \left[ \frac{\pi - (\phi_o + \phi_i)}{2n} \right] F [kLa^-(\phi_o + \phi_i)] \end{array} \right. \quad (1.25)$$

La fonction  $F(x)$ , appelée fonction de transition, désigne l'intégrale de Fresnel modifiée :

$$F(x) = 2j\sqrt{x} e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-jt^2} dt$$

Cette fonction joue un rôle essentiel dans les zones de transition : elle permet d'y obtenir la continuité du champ total. En dehors de ces zones, l'intégrale converge rapidement vers 1 et, de ce fait, les coefficients de diffraction élaborés par Kouyoumjian et Pathak se réduisent à ceux de Keller.

La variable  $x$  de la fonction de transition  $F(x)$  dépend de plusieurs paramètres :  $k$ ,  $L$ ,  $a^\pm$  ;  $k$  est le vecteur d'onde,  $L$  est un paramètre de distance dépendant de la nature de l'onde et  $a$  dépend de l'angle intérieur  $\alpha$  ( $\alpha = (2 - n)\pi$ ) du dièdre ainsi que des angles  $\phi_o$  et  $\phi_i$ .

Les coefficients de diffraction ainsi obtenus permettent d'avoir une valeur finie du champ diffracté dans tout l'espace à la différence des coefficients de la TGD. Notons que dans le cas d'un dièdre diélectrique de permittivité relative  $\epsilon_r$  et de conductivité  $\sigma$ , des coefficients heuristiques de diffraction ont été proposés par Luebbers [17] :

$$D_{//,\perp}(L, \phi_o, \phi_i, n) = D_1 + D_2 + R_{//,\perp}(D_3 + D_4)$$

qui font intervenir les coefficients de réflexion.

## 1.2.4 Présentation de deux modèles à rayons : le lancer de rayons et le tracé de rayons

### 1.2.4.1 Le Lancer de Rayons

Le principe de lancer de rayons est décrit sur la figure 1.7.

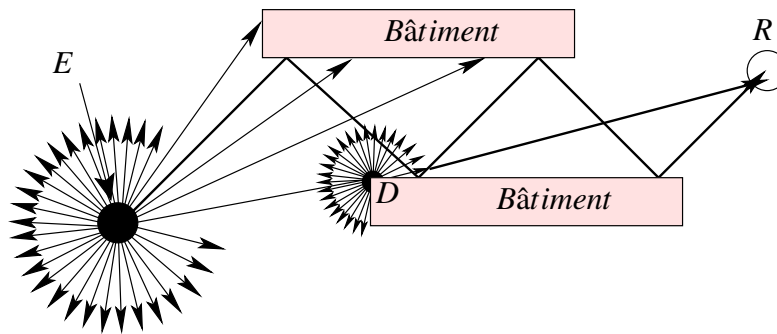


Figure 1.7 : Technique du Lancer de Rayons

Il s'agit en fait de balayer la scène étudiée avec des rayons issus de l'émetteur selon une distribution angulaire donnée. En fonction du nombre d'interactions paramétrées (réflexions et diffractions sur les objets de la scène), on conserve les rayons arrivant au récepteur. L'algorithme a l'avantage d'être rapide si le nombre de rayons reste contrôlé. Cependant, dans des environnements complexes (de type *indoor*), il y a explosion du nombre de rayons et donc augmentation des temps de calcul. De plus, la précision de la recherche des trajets est liée au pas angulaire choisi pour le lancer de rayons : ainsi, le lancer de rayons n'est pas très adapté à la modélisation des interactions onde / structures dans des environnements complexes.

### 1.2.4.2 Le Tracé de Rayons

Le Tracé de Rayons repose sur la méthode source / images (OG) pour la recherche des trajets réfléchis et sur le principe de Fermat généralisé (TUD) pour les diffractions. La figure 1.8 illustre ce principe.

Le Tracé de Rayons a l'avantage, contrairement au Lancer de Rayons, d'être une méthode exacte : la recherche des trajets se fait rigoureusement en accord avec le nombre d'interactions paramétré et l'environnement, si bien qu'il n'y a pas de trajets superflus et donc pas de risque d'explosion du nombre de rayons. Cependant, l'algorithme reste relativement complexe et peut entraîner une explosion des temps de calcul.

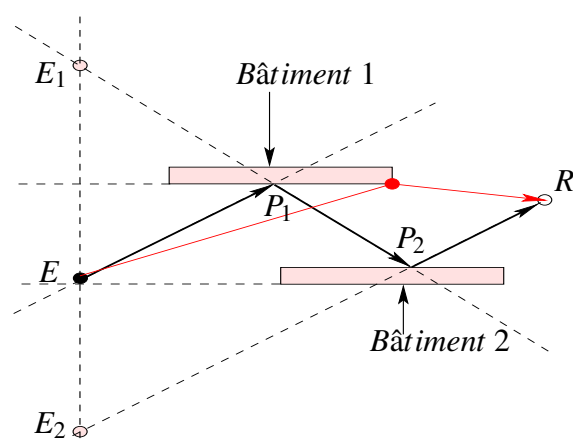


Figure 1.8 : Technique du Tracé de Rayons

Pourtant, dans un souci de compromis précision / temps de calcul, la technique de Tracé de Rayons s'avère plus performante. Ainsi, le logiciel CRT (Communication Ray Tracing) que nous utiliserons par la suite repose sur la technique du Tracé de Rayons.

### 1.2.5 Conclusion

Les modèles spécifiques au site, comme les modèles de rayons s'avèrent être les seuls permettant une caractérisation précise et large bande du canal de propagation radioélectrique, quel que soit le milieu de propagation considéré : ceux-ci s'appuient en effet sur une modélisation de l'environnement. Cependant, dans un contexte de propagation *indoor*, où les systèmes de communication sans fil sont dédiés à des fonctionnements hautes fréquences, certains détails de l'environnement jusqu'alors considérés d'influence négligeable sur une transmission deviennent perturbateurs et il convient de les prendre en compte dans la modélisation. Le problème des méthodes asymptotiques est qu'elles permettent de modéliser uniquement des objets de forme canonique et de grande taille devant la longueur d'onde. Ainsi, les modèles à base de rayons deviennent insuffisants et nous devons avoir recours à des méthodes numériques rigoureuses pour décrire le comportement électromagnétique d'objets de petite taille devant la longueur d'onde et/ou de formes complexes. Ces méthodes sont présentées dans le paragraphe 1.3 en insistant sur la FDTD puisqu'il s'agit de la méthode que nous utilisons par la suite.



## 1.3 Méthodes numériques

### 1.3.1 Historique

Les méthodes numériques en électromagnétisme jouent un rôle essentiel dans la caractérisation et la compréhension des interactions onde-matière, que ce soit dans le domaine des antennes, la compatibilité électromagnétique (CEM), la modélisation de la diffraction par des objets de petite taille par rapport à la longueur d'onde et/ou de formes complexes.

Parmi les méthodes numériques, nous pouvons répertorier des méthodes surfaciques (2D) ou volumiques (3D).

La Méthode des Moments (MoM) est une méthode surfacique : elle sert à résoudre les équations intégrales surfaciques et est basée sur le développement de leurs solutions sur des fonctions de bases [18]. Les équations intégrales surfaciques sont les EFIE (Electric Field Integral Equation), MFIE (Magnetic Field Integral Equation) et CFIE (Combined Field Integral Equation). Elles sont très utilisées pour modéliser le comportement électromagnétique d'objets homogènes et de grande taille - pouvant alors être maillés surfaciquement - mais deviennent inadaptées pour des matériaux hétérogènes et des objets complexes. Dans ce cas, les méthodes utilisées sont des méthodes 3D. La résolution des FIE (Field Integral Equation) est parfois coûteuse car l'inversion des matrices devient délicate lorsque le nombre d'inconnues est important. Pour palier ce problème, des méthodes multipôles ont dûes être mises en place (transformation des matrices pleines en matrices creuses). La FMM (Fast Multipole Method) est à ce titre largement présentée dans la littérature comme étant très efficace pour résoudre rapidement les FIE (Field Integral Equations) [19].

Les méthodes 3D les plus utilisées sont les FEM (Finite Elements Method), la TLM (Transmission Line Matrix) et la FDTD (Finite Difference Time Domain).

La FEM est une méthode fréquentielle très utilisée pour l'analyse des structures électromagnétiques complexes à quelques fréquences. Cependant, les ressources mémoires et calculatoires croissent de façon exponentielle avec la complexité des scènes à étudier. Les méthodes TLM et FDTD sont deux méthodes temporelles. Elles sont très intéressantes lorsque l'on effectue des simulations pour des réponses large bande, puisque l'on obtient toutes les informations par un seul passage temporel (par transformée de Fourier). Un logiciel de modélisation de la propagation d'ondes dans les milieux complexes et basé sur la FDTD a été développé par

C.Guiffaut et C.Giraudon au sein du laboratoire [20]. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai donc utilisé cet outil reposant sur la méthode FDTD.

La FDTD, présentée par Yee en 1966 [21], résoud les équations de Maxwell dans le domaine temporel à l'aide des différences finies centrées. Elle permet notamment de modéliser des structures 3D, d'intégrer des environnements très variés tels que des matériaux dont les propriétés sont complexes (dispersif, anisotrope ...). Ses domaines d'application sont très larges, par exemple tous ceux cités au début de ce paragraphe.

### 1.3.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel

Les différences finies centrées à l'ordre 2, qui sont à l'origine de la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain), sont appliquées à la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel. La méthode FDTD, basée sur le schéma de Yee [21], permet de calculer à chaque instant discret du temps, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule de Yee du volume tridimensionnel. La plupart du temps, le type d'excitation utilisé est fini et impulsionnel, ce qui donne la possibilité d'étudier les structures sur de larges bandes de fréquence. En revanche, cette méthode présente des contraintes d'ordre numérique : problèmes de stabilité, de dispersion numérique, de conditions aux frontières, de temps de calcul et de taille mémoire requise.

#### 1.3.2.1 Résolution des équations de Maxwell au sens des différences centrées

Les équations de Maxwell décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans tout type de milieu. Nous considérerons dans la suite, un milieu homogène, dépourvu de sources, non dispersif mais pouvant présenter des pertes électriques. Dès lors, les équations différentielles de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère sont définies dans le domaine temporel par :

$$\vec{r}\text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.26)$$

$$\vec{r}\text{rot } \vec{H}(\vec{r}, t) = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.27)$$

Ensuite, les équations sont projetées sur les axes  $(O_x, O_y, O_z)$  d'un repère en coordonnées cartésiennes. Auparavant, pour alléger les expressions, les notations suivantes seront adoptées :

$$\partial_t = \frac{\partial}{\partial t} \text{ et } \partial_u = \frac{\partial}{\partial u} \text{ pour } u = (x, y, z)$$

Ainsi, les équations (1.26) et (1.27) projetées sur les axes du repère donnent :

pour l'axe ( $O_x$ ) :

$$(\partial_y E_z - \partial_z E_y) = -\mu_x \partial_t H_x \quad (1.28)$$

$$(\partial_y H_z - \partial_z H_y) = \sigma_x E_x + \varepsilon_x \partial_t E_x \quad (1.29)$$

pour l'axe ( $O_y$ ) :

$$(\partial_z E_x - \partial_x E_z) = -\mu_y \partial_t H_y \quad (1.30)$$

$$(\partial_z H_x - \partial_x H_z) = \sigma_y E_y + \varepsilon_y \partial_t E_y \quad (1.31)$$

pour l'axe ( $O_z$ ) :

$$(\partial_x E_y - \partial_y E_x) = -\mu_z \partial_t H_z \quad (1.32)$$

$$(\partial_x H_y - \partial_y H_x) = \sigma_z E_z + \varepsilon_z \partial_t E_z \quad (1.33)$$

Le système est alors composé de 6 équations (duales 2 à 2), contenant 6 inconnues correspondant aux 6 composantes du champ  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ . Ce système sera résolu en appliquant les différences centrées sur les dérivées spatiales et temporelles des 6 composantes de champ.

En considérant une fonction  $F$  continue et dépendante de la variable  $u$  et en combinant les développements limités de Taylor à droite et à gauche à l'ordre 2, la dérivée et la moyenne de  $F$  en un point  $u_0$  peuvent être approchées de manière centrée comme suit :

$$\partial_t F(u_0) \approx \frac{F((n+1)\Delta u) - F(n\Delta u)}{\Delta u} + o(\Delta u^2) \quad (1.34)$$

$$F(u_0) \approx \frac{F((n+1)\Delta u) + F(n\Delta u)}{2} + o(\Delta u^2) \quad (1.35)$$

avec  $u_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta u$  et  $n$  entier.

Pour appliquer la différence et la moyenne centrées à l'ordre 2 aux équations de Maxwell discrétisées, il est nécessaire de travailler dans un espace discret avec des variables discrètes. Ainsi, pour le passage dans l'espace discret, on adopte les équivalences suivantes :

$$x = i\Delta x$$

$$y = j\Delta y$$

$$z = k\Delta z$$

$$t = n\Delta t$$

où  $(i, j, k, n) \in \mathbb{N}$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  sont les pas spatiaux et  $\Delta t$  le pas temporel.

Pour alléger les notations des équations discrètes, la convention suivante est utilisée :

$$F(n\Delta t, i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, ) = F|_{i,j,k}^n \quad (1.36)$$

Dans un premier temps, l'équation (1.34) est appliquée à la différentiation de (1.32) et à l'instant  $t = n\Delta t$ . Du fait des dérivées spatiales de  $E_x$  et  $E_y$  par rapport respectivement aux variables  $y$  et  $x$ , la différentiation spatiale de (1.32) est appliquée au point :

$$\left(i + \frac{1}{2}\right) \Delta x, \left(j + \frac{1}{2}\right) \Delta y, k\Delta z \quad (1.37)$$

A partir de ces propositions, la relation discrète de (1.32) s'obtient directement et on en déduit la composante de champ  $H_z$  à l'instant  $\left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta t$  en fonction des autres composantes de champ évaluées aux instants précédents  $n\Delta t$  et  $\left(n - \frac{1}{2}\right) \Delta t$  :

$$H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} = H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_z} \left( \frac{E_y|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (1.38)$$

Les composantes  $H_x$  et  $H_y$  peuvent être déduites de (1.38) au même instant  $\left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta t$  par permutation circulaire des composantes de champ, de la composante de la perméabilité, des indices et des pas spatiaux.

La différentiation de l'équation duale (1.33) de (1.32) conduit au calcul de  $E_z$ . Comme les composantes de  $E$  sont décalées d'une demi-cellule en espace par rapport aux composantes de  $H$ , un décalage en temps de  $\frac{\Delta t}{2}$  de (1.33) par rapport à (1.32) est nécessaire. Ainsi, l'équation (1.33) est résolue numériquement à l'instant  $(n + \frac{1}{2})\Delta t$ . Le point spatial de différentiation est imposé par le choix déjà réalisé sur les différentiations des composantes de  $H$  :

$$i\Delta x, j\Delta y, \left(k + \frac{1}{2}\right)\Delta z \quad (1.39)$$

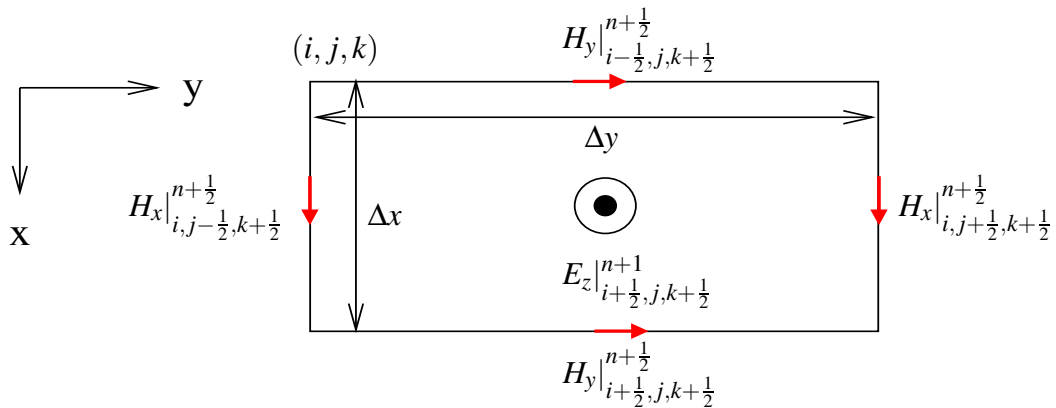
La composante du champ  $E_z$  à l'instant  $(n + 1)\Delta t$  s'exprime alors en fonction des autres composantes de champ, évaluées aux instants précédents  $n\Delta t$  et  $(n + \frac{1}{2})\Delta t$  :

$$E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = C_1 E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + C_2 \left( \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right) \quad (1.40)$$

avec

$$C_1 = \frac{1 - \frac{\sigma_z \Delta t}{2\epsilon_z}}{1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{2\epsilon_z}} \quad \text{et} \quad C_2 = \frac{\frac{\Delta t}{\epsilon_z}}{1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{2\epsilon_z}}$$

La figure 1.9 représente le schéma numérique pour la mise à jour de la composante  $E_z$ .



**Figure 1.9 :** Schéma numérique pour la mise à jour de la composante  $E_z$

Par permutation circulaire des composantes de champ, des indices et des pas spatiaux, les composantes  $E_x$  et  $E_y$  peuvent être déduites au même instant  $(n + 1)\Delta t$  [20].

Au total, un système de 6 équations discrètes, qui s'expriment sous une forme récurrente, est obtenu à l'aide des différences centrées développées à l'ordre 2. Les composantes de  $H$  sont calculées aux instants  $(n + \frac{1}{2}) \Delta t$  alors que les composantes de  $E$  sont calculées aux instants  $n\Delta t$ . Le détail du calcul des 6 composantes de champ est fourni en annexe A.

Chaque composante est mise à jour dans chaque cellule élémentaire de Yee. Les 6 composantes du champ électromagnétique sont éclatées au sein d'une cellule parallélépipédique élémentaire. Etabli par Yee [21], le schéma numérique 3D décrivant la position des composantes du champ électromagnétique dans une cellule se déduit des équations discrètes établies précédemment.

La figure 1.10 décrit cette cellule dans laquelle les composantes du champ électrique sont positionnées au milieu des arêtes et les composantes du champ magnétique au centre des faces.

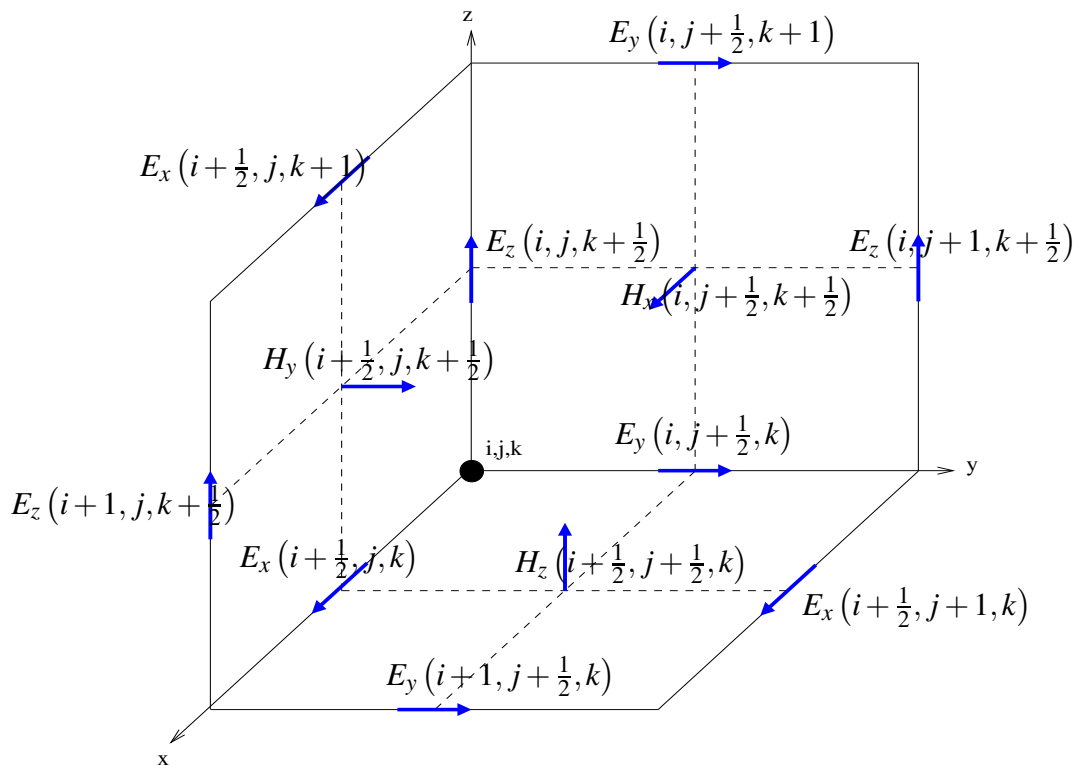


Figure 1.10 : Schéma numérique 3D de Yee

### 1.3.2.2 Contraintes numériques de la méthode

#### 1.3.2.2.1 Critère de stabilité

L'algorithme itératif temporel qui découle du schéma aux différences centrées peut faire apparaître des solutions numériques non physiques. Celles-ci peuvent alors conduire à une divergence du calcul et donc à des résultats faux. Les problèmes de stabilité des algorithmes numériques ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy, ainsi que par Von Neumann, à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Taflov [22] a appliqué cette approche à la méthode FDTD, en étudiant séparément la stabilité des dérivées temporelles et spatiales pour la recherche de leurs valeurs propres. Chacune d'entre elles génère des solutions propres qui doivent être stables. La relation finale connue comme le critère de stabilité de la méthode FDTD, est la suivante :

$$\Delta t \leq \Delta t_{max} = \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (1.41)$$

avec  $c$  la célérité.

Ce critère de stabilité reste suffisant pour tous les types de milieu (diélectrique, magnétique, dispersif, avec ou sans pertes électriques), car dans ces milieux, la vitesse de phase est inférieure à la célérité. On notera que si les pas spatiaux sont égaux, le critère de stabilité devient :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \frac{\Delta}{\sqrt{3}} \quad (1.42)$$

avec  $c$  la célérité et  $\Delta$  le pas spatial.

#### 1.3.2.2.2 Dispersion numérique

Du fait de la répartition spatiale des composantes du champ dans une cellule de Yee, l'équation de dispersion dans l'espace discret est différente de celle utilisée en espace libre. Cette dernière est déduite de l'équation de Helmholtz par :

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.43)$$

L'approximation des équations vectorielles de Maxwell au sens des différences centrées génère une anisotropie spatiale.

L'équation de dispersion numérique de l'espace discret s'écrit :

$$\left[ \frac{1}{\Delta x} \sin \left( \frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right) \right]^2 + \left[ \frac{1}{\Delta y} \sin \left( \frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right) \right]^2 + \left[ \frac{1}{\Delta z} \sin \left( \frac{\tilde{k}_z \Delta z}{2} \right) \right]^2 = \left[ \frac{1}{c \Delta t} \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) \right]^2 \quad (1.44)$$

Cette relation complexe met en évidence la dépendance du vecteur d'onde numérique  $k$  en fonction des pas spatio-temporels et de la vitesse de propagation  $c$  dans le milieu considéré [20].

La vitesse de phase numérique est reliée au vecteur d'onde numérique par :

$$V_{pnum} = \frac{\omega}{\tilde{k}} = \frac{2}{\tilde{k} \Delta t} \arcsin (c \Delta t \sqrt{u}) \quad (1.45)$$

où

$$u = \frac{1}{\Delta x^2} \sin^2 \left( \frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right) + \frac{1}{\Delta y^2} \sin^2 \left( \frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right) + \frac{1}{\Delta z^2} \sin^2 \left( \frac{\tilde{k}_z \Delta z}{2} \right) \quad (1.46)$$

Ainsi, la dispersion numérique introduite par la méthode FDTD génère des erreurs d'estimation de la phase des composantes de champ.

Le tableau 1.1 donne un aperçu des erreurs sur la phase pour un parcours de l'onde sur une distance d'une longueur d'onde [20].

Pas spatiaux	$\frac{\lambda}{5}$	$\frac{\lambda}{10}$	$\frac{\lambda}{20}$	$\frac{\lambda}{30}$	$\frac{\lambda}{50}$	$\frac{\lambda}{100}$
Erreur sur la phase pour $1\lambda$	$18^\circ$	$4,2^\circ$	$1,0^\circ$	$0,47^\circ$	$0,17^\circ$	$0,04^\circ$

**Tableau 1.1 :** Erreur sur la phase pour une propagation sur une longueur d'onde

En se limitant à une erreur de  $5^\circ$  sur la phase, un échantillonnage spatial de  $\frac{\lambda}{10}$  offre une longueur de parcours de  $1\lambda$ , un échantillonnage de  $\frac{\lambda}{20}$  offre une longueur de  $5\lambda$  et un échantillonnage de  $\frac{\lambda}{30}$  offre une longueur de  $10\lambda$ .

Cette notion de dispersion numérique est importante et l'erreur sur la phase qui en découle interviendra en particulier lors de l'étude paramétrique effectuée dans le chapitre 4.



### 1.3.2.2.3 Echantillonnage spatial, taille mémoire

L'échantillonnage spatial minimal requis est de l'ordre de  $10\Delta$  par longueur d'onde minimale  $\lambda_{min}$ , correspondant à la fréquence maximale utile. Ce critère repose sur une variation spatiale du champ faible au sein de la cellule de sorte que la valeur moyenne du champ soit une bonne approximation. Cependant, pour assurer un résultat précis et pour minimiser l'effet de la dispersion, l'expérience montre qu'un échantillonnage d'au moins  $\frac{\lambda_{min}}{30}$  est souvent nécessaire. Ceci s'explique notamment par le comportement du champ aux abords des discontinuités (bords des métallisations, interface entre deux matériaux ...) qui va varier plus rapidement, d'où la nécessité d'un maillage fin.

Une contrainte va toutefois limiter le raffinement du maillage, il s'agit du temps de calcul et surtout de la taille mémoire nécessaire qui ne peut pas dépasser la capacité de la mémoire vive (RAM) des calculateurs.

### 1.3.2.2.4 Conditions aux frontières

Dans tout l'espace de calcul, les six composantes de champ sont calculées à partir de l'algorithme des différences centrées. Cependant l'espace de calcul doit être tronqué à proximité des structures à traiter afin de limiter le temps de calcul et l'espace mémoire requis. Or l'algorithme aux différences centrées ne peut pas s'appliquer sur les frontières de l'espace de calcul.

La mise à jour des composantes sur les frontières n'est pas un problème trivial. Ces conditions aux frontières ont fait l'objet de nombreux travaux de recherche depuis plus de 20 ans, avec principalement les travaux de Holland [23], Enquist et Majda [24], et Higdon [25].

En 1994, les PML (Perfectly Matched Layers) de Bérenger [26] ont mis quasiment fin aux recherches sur les précédents types de conditions aux frontières car elles sont théoriquement parfaites dans leur absorption des ondes sortantes.

Les PML originales de Bérenger [27], doivent respecter les règles suivantes :

– Adaptation d'impédance :  $\frac{\sigma_{e,i}}{\epsilon_i} = \frac{\sigma_{h,i}}{\mu_i}$ ,  $i = (x, y, z)$ .

– Adaptation transverse entre deux milieux diélectriques dans une couche PML :

$$\frac{\sigma_{e,i,1}}{\epsilon_{i,1}} = \frac{\sigma_{e,i,2}}{\epsilon_{i,2}} = \frac{\sigma_{e,0}}{\epsilon_0}$$

– Profil de conductivité croissant dans les couches PML afin d'éviter des réflexions numériques parasites liées à la différentiation spatiale.

Les PML peuvent être vues comme un milieu anisotrope à pertes. Le coefficient de réflexion théorique est donné par les relations :

$$R(\theta) = [R(0)]^{\cos\theta} \text{ avec } R(0) = \exp\left(\frac{2}{\epsilon_0 c} \int_0^d \sigma(\rho) d\rho\right)$$

où  $d$  est l'épaisseur des couches PML,  $\sigma(\rho)$  la conductivité longitudinale qui est fonction de sa position  $\rho$  dans les PML et du type de profil choisi. Les PML de Bérenger peuvent offrir un coefficient de réflexion inférieur à -80 dB. Elles peuvent en outre être placées très proche (à deux cellules) de la structure traitée.

### 1.3.3 Conclusion

Nous avons vu dans ce paragraphe les bases de la méthode FDTD, en insistant sur quelques points clés tels que la dispersion numérique, la mise à jour des composantes de champ aux frontières.

Avec les PML inventées par Bérenger, le problème des erreurs numériques liées aux frontières du domaine de calcul est écarté. Celles-ci peuvent s'appliquer à tout type de milieu.

Enfin, pour minimiser les erreurs de dispersion sur les grandes structures, un maillage minimum en  $\frac{\lambda_{min}}{30}$  est nécessaire.

## 1.4 Méthodes hybrides

L'hybridation de méthodes numériques exactes avec les méthodes asymptotiques suscitent depuis quelques années beaucoup d'intérêt, dans un souci de compromis entre la précision et le temps de calcul.

La plupart des applications de telles méthodes sont en rapport avec la caractérisation du couplage antennes / structures et pour les réseaux d'antennes.

Par exemple, Persson [28] propose l'hybridation de la Méthode des Moments (MoM) avec la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD) pour calculer le couplage entre les ouvertures d'antennes cylindriques. Il calcule par la MoM les champs à l'intérieur des ouvertures (considérant celles-ci comme des guides d'onde) et se sert de la TUD pour déterminer les champs émis d'une ouverture à l'autre.

Une hybridation de la Méthode des Eléments Finis avec la TUD a aussi été proposée par [29] pour analyser le couplage d'antennes posées sur des larges structures métalliques.

Par ailleurs, diverses études de modélisation hybride de réseaux d'antennes ont été menées, de façon à prédire les champs rayonnés par ces réseaux, quelle que soit leur taille. A ce titre, Civi [30] [31] propose de calculer par la MoM indépendamment les champs des éléments constituant le réseau. Il se sert de la périodicité des réseaux d'antennes pour pondérer les champs calculés par la MoM par des coefficients tirés de la TUD. Cela lui permet de diminuer considérablement le nombre d'inconnues et d'accélérer le processus de détermination du diagramme de rayonnement du réseau.

Si les modèles hybrides sont très développés pour l'étude de l'interaction antennes / structures, les investigations dans le domaine de l'interaction ondes / structures et plus précisément la modélisation de la propagation indoor sont moins nombreuses.

En 2002, Wang simule la propagation à l'intérieur de bâtiments en hybridant les techniques de tracé de rayons et FDTD [32] [33]. Wang cherche notamment à pouvoir prendre en compte la pénétration dans des murs inhomogènes. L'hybridation est directe : lorsqu'un rayon va intercepter une zone considérée comme complexe et non modélisable par les techniques de tracé de rayons classiques, une simulation par FDTD calcule le champ transmis et propagé dans la zone d'intérêt en fonction des caractéristiques de l'onde incidente. Cette méthode a pour inconvénient majeur une augmentation des temps de calcul croissant avec la complexité des scènes à étudier.

Zhang propose quant à lui une méthode hybride indirecte, entre un tracé de rayons et la FDTD pour modéliser la transmission à travers des fenêtres [34]. Il se sert de la FDTD pour déterminer les amplitudes des champs diffusés par la fenêtre et utilise ces résultats dans un algorithme de tracé de rayons pour la transmission indoor / outdoor.

En ce qui nous concerne, ayant à notre disposition un outil performant de modélisation de la propagation à base de tracé de rayons, nous cherchons à modéliser des environnements indoor complexes en présence d'objets non canoniques et de taille voisine de la longueur d'onde. L'outil doit permettre de prendre en compte divers objets quelles que soient les caractéristiques de l'onde émise (angle d'incidence, polarisation, fréquence ...); il se doit aussi de ne pas augmenter de manière trop importante les temps de calcul.

Ainsi, l'idée d'une hybridation indirecte entre la FDTD et les techniques de tracé de rayons apparaît la plus adéquate. Le comportement électromagnétique des structures sera déterminé par FDTD par le biais de la construction de matrices de diffraction 3D. Ces objets seront ensuite incorporés dans le logiciel à tracé de rayons 3D en tant que coefficients de diffraction généralisés : cette étape de modélisation est décrite dans le chapitre 3.

## 1.5 Conclusion

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, le canal de propagation radioélectrique introduit de fortes perturbations sur les signaux s'y propageant. Ceci est dû à sa principale propriété, le phénomène de trajets multiples.

Ce phénomène de trajets multiples induit des perturbations sur la transmission, comme par exemple la sélectivité en fréquence.

La connaissance précise des caractéristiques du canal de propagation radioélectrique est donc une étape incontournable pour le développement des systèmes sans fil. A cette fin, différents types de modèles de propagation des ondes ont été développés.

Ceux-ci peuvent être classés en trois grandes catégories de complexité croissante : les modèles empiriques, statistiques et spécifiques à l'environnement.

Les modèles empiriques et statistiques, simples et rapides, ne permettent que la prédiction de l'atténuation de propagation sur un emplacement moyen, et non une caractérisation large bande du canal de propagation. Ainsi, ils ne sont valables que dans un environnement particulier. Leur utilisation dans un autre type d'environnement devient alors impossible.

Enfin, les modèles spécifiques à l'environnement, sont les seuls permettant à la fois une prédiction de l'atténuation de propagation et une caractérisation large bande du canal précises. Ceux-ci sont utilisables dans n'importe quel environnement, puisqu'étant basés sur une modélisation de celui-ci, ils prennent en compte toutes leurs spécificités.

Pour les modèles spécifiques au site, deux pistes ont été développées : les méthodes asymptotiques d'une part et les méthodes numériques d'autre part.

Les méthodes asymptotiques utilisent des approximations en champ lointain de l'Optique Géométrique et la Théorie Uniforme de la Diffraction ; elles sont basées sur le concept de

rayons. Ainsi, nous avons évoqué deux modèles à rayons particuliers, à savoir le Lancer de Rayons et le Tracé de Rayons, en justifiant l'avantage du modèle à base de Tracé de Rayons. Ces méthodes asymptotiques sont largement utilisées pour la prédiction de zones de couvertures dans des environnements comportant des objets de grande taille devant la longueur d'onde. En revanche, elles ne sont plus adaptées lorsque l'on considère des environnements complexes comportant des objets de petite taille devant la longueur d'onde et/ou de formes complexes.

Ainsi, nous avons vu que pour des applications *indoor*, une prise en compte d'un environnement de propagation modélisé plus finement passe par le recours à des méthodes numériques telles que la FDTD, qui permettent de modéliser le comportement électromagnétique d'objets de formes complexes, de matériaux anisotropes, de petite taille devant la longueur d'onde, contrairement aux méthodes asymptotiques. Ces méthodes sont exactes mais leur utilisation doit rester limitée à l'étude de scènes de petite taille, du fait de leur coût en mémoire et temps CPU.

Finalement, dans un souci de prédiction de zones de couverture de façon précise et de caractérisation de canal sur une large bande de fréquence, nous proposons une hybridation des techniques de Tracé de Rayons avec la FDTD. Cette méthode hybride FDTD / Tracé de Rayons fait l'objet du chapitre 2.

# Modélisation hybride Tracé de rayons / FDTD de la propagation indoor

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>53</b>
<b>2.2</b>	<b>Modèles de sources en FDTD</b>	<b>54</b>
2.2.1	Présentation du logiciel Tridimo	54
2.2.2	Les sources d'excitation et fonctions d'excitation associées	54
2.2.2.1	Sources d'excitation	55
2.2.2.2	Fonctions d'excitation	56
2.2.3	L'illumination par ondes planes	58
2.2.3.1	Notions sur les surfaces de Huygens	59
2.2.3.2	Propriétés du champ incident	60
2.2.4	Conclusion	62
<b>2.3</b>	<b>Matrices de diffraction</b>	<b>62</b>
2.3.1	Principe d'obtention	62
2.3.2	Transformation champ proche - champ lointain	64
2.3.3	Polarisations	66
2.3.4	Normalisations et correction des matrices	67
2.3.4.1	Centre de phase	67
2.3.4.2	Correction de la matrice de diffraction en zone d'ombre	68
2.3.5	Exemple de matrice de diffraction	70

2.3.6	Conclusion . . . . .	71
<b>2.4</b>	<b>Méthode hybride Matrice de diffraction / Tracé de rayon . . . . .</b>	<b>72</b>
2.4.1	Principe de la méthode hybride . . . . .	72
2.4.2	Normalisation des champs calculés par Tracé de rayons, FDTD et par la méthode hybride . . . . .	72
2.4.2.1	Expressions théoriques des champs électromagnétiques en 3D . . . . .	73
2.4.2.2	Passage du formalisme 3D au domaine 2D . . . . .	76
2.4.3	Validations numériques des normalisations proposées : cas d'une pro- pagation 2D . . . . .	78
2.4.3.1	Validation de la normalisation des sources . . . . .	78
2.4.3.2	Validation des expressions générales des champs électro- magnétiques . . . . .	79
2.4.3.3	Premiers constats sur le domaine de validité de la méthode hybride . . . . .	80
<b>2.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>82</b>

---

## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous attachons à présenter les étapes importantes dans l'élaboration de notre modèle de propagation hybride FDTD / Tracé de Rayons. Le but de ce chapitre est de comprendre comment utiliser la méthode FDTD (domaine temporel) pour caractériser le comportement électromagnétique d'une structure de forme, de taille et de matériau quelconques et l'intégrer dans une approche asymptotique basée sur la technique du Tracé de Rayons (domaine fréquentiel). On insistera notamment sur le concept de matrice de diffraction, qui doit constituer l'interface entre la méthode FDTD et la technique de Tracé de Rayons.

Dans un premier temps, nous présentons les modèles de sources FDTD servant pour l'illumination de structures, en insistant notamment sur l'impulsion temporelle et la méthode d'illumination choisies (impulsion sino-gaussienne et méthode des ondes planes) en vue du calcul de matrices de diffraction (paragraphe 2.2.2).

Dans un second temps, nous présentons comment, par l'intermédiaire de simulations temporelles par FDTD, nous arrivons à décrire entièrement le comportement électromagnétique d'un objet donné. Nous abordons en particulier les points fondamentaux dans la construction des matrices de diffraction (paragraphe 2.3) à savoir les notions de transformation champ proche - champ lointain, de passage en fréquence, de polarisations.

Finalement, le paragraphe 2.4 constitue une première approche de la méthode hybride FDTD / Tracé de Rayons présentée dans le chapitre 3. En vue d'une comparaison des résultats entre les méthodes FDTD, Tracé de rayons et hybride lors de l'étude paramétrique du chapitre 4, les phases de normalisation du modèle nécessaires y sont présentées, ainsi que les expressions finales des champs électromagnétiques. De plus, des premiers résultats sont présentés afin de montrer que la méthode hybride a son domaine de validité, ce qui fera l'objet de l'étude paramétrique bidimensionnelle et tridimensionnelle du chapitre 4.



## 2.2 Modèles de sources en FDTD

### 2.2.1 Présentation du logiciel Tridimo

Le logiciel Tridimo est un simulateur basé sur la méthode FDTD. Il a été développé par C.GIRAUDON et C.GUIFFAUT [35] pour des applications essentiellement en Compatibilité Electromagnétique (CEM) et dans le domaine des radars.

Ce simulateur, initialement développé en fortran 90, est totalement modulaire et orienté objet. Sa première version opérationnelle est apparue en décembre 2001 en tant que regroupement d'un ensemble de codes sur la méthode FDTD écrits en fortran 77.

Ce simulateur a connu diverses améliorations et optimisations entre 2002 et 2003.

Les étapes principales d'une modélisation du comportement électromagnétique d'une structure à l'aide de Tridimo sont les suivantes :

- La définition d'un volume de travail entourant la structure : il consiste en un parallélépipède constitué de mailles élémentaires elles aussi parallélépipédiques. Le maillage est en outre uniforme ce qui implique le plus souvent de réaliser des approximations avec un maillage en marche d'escalier lorsqu'une structure est oblique ou incurvée par exemple.
- La définition des matériaux constituant la structure ainsi que leurs propriétés électromagnétiques.
- La définition de la ou des structures du volume de calcul.
- Les sources d'excitation utilisées ainsi que les formes d'excitation associées.
- Le type de résultats que l'on souhaite stocker.

La partie de la modélisation qui est la plus délicate est le choix de la source d'excitation et la forme d'excitation associée. En effet, ce choix va dépendre de l'application et du type de résultat que l'on souhaite. Dans le paragraphe 2.2.2, nous allons présenter les différentes sources d'excitation disponibles et implémentées dans Tridimo, ainsi que les formes d'excitations associées, avec leurs avantages respectifs de façon à justifier le choix retenu pour notre étude.

### 2.2.2 Les sources d'excitation et fonctions d'excitation associées

Les sources d'excitation possibles sont les alimentations locales en tension et en courant, les sources dipolaires et les ondes planes. A chaque source est associée une fonction temporelle qui décrit la forme de l'excitation (gaussienne, sinus, ...).

### 2.2.2.1 Sources d'excitation

On peut répertorier les différentes sources d'excitation disponibles dans Tridimo comme suit :

**Les sources de tension :** Elles sont généralement utilisées pour l'alimentation ponctuelle de structures. Les générateurs de tension les plus utilisés pour les méthodes numériques telles que la FDTD sont ceux de Picket-May et Taflove [36] et Luebbers et Langdon [37].

**Les sources de courant :** Elles sont principalement utilisées pour alimenter les pistes imprimées. La source de courant parfaite (sans résistance en parallèle) est transparente aux ondes retour si bien qu'elle est très adaptée pour des problèmes monodimensionnels ou pour des problèmes où la source ne doit pas perturber les ondes qui la traversent. C'est le cas par exemple du modèle de source de courant proposé par Zhao et Al. [38]. Pour les simulations dont les résultats sont présentés dans ce mémoire, une source de courant parfaite a été choisie pour la représentation rigoureuse (FDTD) du champ diffracté par une structure. Le calcul numérique du champ généré par la source de courant parfaite est détaillé en annexe B.

**Les sources dipolaires :** Ce sont des dipôles élémentaires (longueur négligeable devant la longueur d'onde) utilisés comme sources de rayonnement. Les sources dipolaires sont utilisées pour calculer des diagrammes de rayonnement de formes variées. L'utilisation de plusieurs sources dipolaires permet notamment d'obtenir des bonnes directivités du rayonnement (réseaux de dipôles). Nous utiliserons ces sources dipolaires implémentées dans Tridimo dans le paragraphe 4.2 du chapitre 4 pour étudier le rayonnement électromagnétique en fréquence d'un dipôle ou d'un réseau de dipôles.

**Les ondes planes :** L'injecteur d'ondes planes permet de générer un champ incident en ondes planes à l'intérieur d'un parallélépipède qui est délimité par une boîte de Huygens. En fait, celui-ci injecte des sources de courants électrique et magnétique sur la surface de Huygens. Les sources sont définies de telle sorte qu'elles permettent de rayonner un champ incident uniquement à l'intérieur de la boîte de Huygens. La conséquence est une division du volume de calcul en deux zones de champ : la zone de champ total à l'intérieur de la boîte de Huygens (champ incident + champ diffracté par la structure à l'étude) et la zone de champ diffracté à l'extérieur de la boîte de Huygens. Ce type d'illumination sera détaillé plus précisément dans

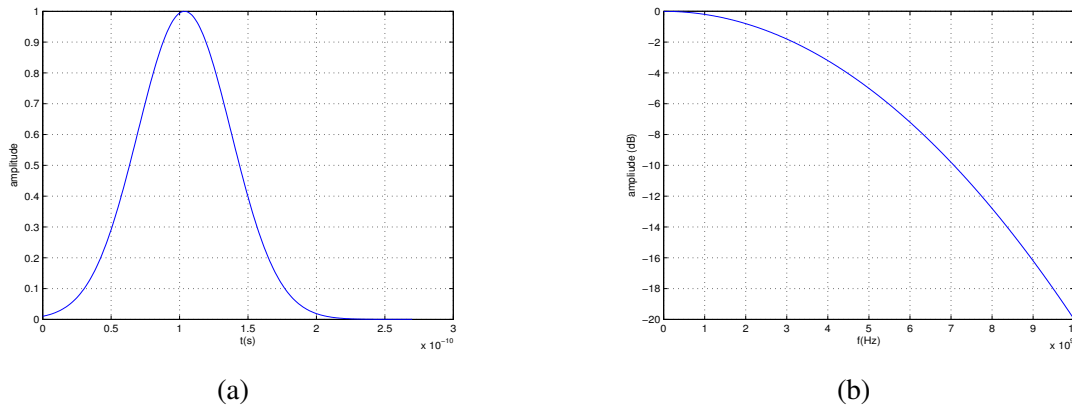
le paragraphe 2.2.3, puisque c'est la technique d'illumination choisie pour calculer les matrices de diffraction.

### 2.2.2.2 Fonctions d'excitation

Les fonctions d'excitation associées aux sources d'excitation présentées dans le paragraphe précédent sont des excitations impulsionnelles. Dans la littérature, différentes formes d'excitations sont utilisées pour alimenter des structures rayonnantes. La plus connue est l'impulsion gaussienne. Deux formes d'impulsions sont présentées dans ce paragraphe, à savoir la gaussienne et la sino-gaussienne. Leurs choix se justifient par leurs particularités et leur complémentarité, couvrant une large gamme d'applications [35].

#### La gaussienne :

Ses formes temporelle et fréquentielle sont représentées sur la figure 2.1.



**Figure 2.1 :** Allures temporelle (2.1(a)) et fréquentielle (2.1(b)) d'une gaussienne ( $Att_0 = 40$  dB,  $Att_{Fmax} = 20$  dB,  $T = 0.483e^{-10}$  s et  $t_0 = 1.04e^{-9}$  s)

Elles sont définies par les relations suivantes :

$$\begin{array}{ccc}
 & \text{TF} & \\
 e(t) = A_0 e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} & \longrightarrow & e(f) = A_0 T \sqrt{\pi} e^{-(\pi f T)^2} e^{-i2\pi f t_0} \\
 \text{temporelle} & & \text{fréquentielle}
 \end{array}$$

où  $A_0$  est l'amplitude de la gaussienne,  $t_0$  est le retard par rapport à l'origine des temps et  $T$  la largeur de l'impulsion à mi-hauteur. Le retard  $t_0$  et la largeur  $T$  de l'impulsion sont déduits par les relations :

$$T = \frac{\sqrt{\ln Att_{Fmax}}}{\pi Fmax} \quad \text{et} \quad t_0 = T \sqrt{\ln Att_0} \quad (2.1)$$

La connaissance de la durée d'une impulsion est nécessaire pour évaluer le nombre d'itérations temporelles d'une simulation. Pour la gaussienne, elle est de  $2t_0$ .

La gamme de fréquences couverte s'étend de 0 à une fréquence maximale. Ce type d'impulsion a l'avantage de présenter une réponse large bande. Si on se fixe une fréquence maximale d'utilisation, une gaussienne peut alors être caractérisée à partir de deux paramètres : l'atténuation du spectre du signal à  $Fmax$  ( $Att_{Fmax}$ ) par rapport au maximum d'amplitude situé à  $f = 0$  et l'atténuation du signal temporel à  $t = 0$  ( $Att_0$ ) par rapport au maximum d'amplitude  $A_0$  obtenu à l'instant  $t = t_0$ .

### La sino-gaussienne :

Ses formes temporelle et fréquentielle sont définies par les relations :

$$\begin{array}{ccc}
 & \text{TF} & \\
 e(t) = A_0 \sin(2\pi f_0 t) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} & \longrightarrow & e(f) = A_0 T \sqrt{\pi} e^{-(\pi(f-f_0)T)^2} e^{-i2\pi(f-f_0)t_0} \\
 \text{temporelle} & & \text{fréquentielle}
 \end{array}$$

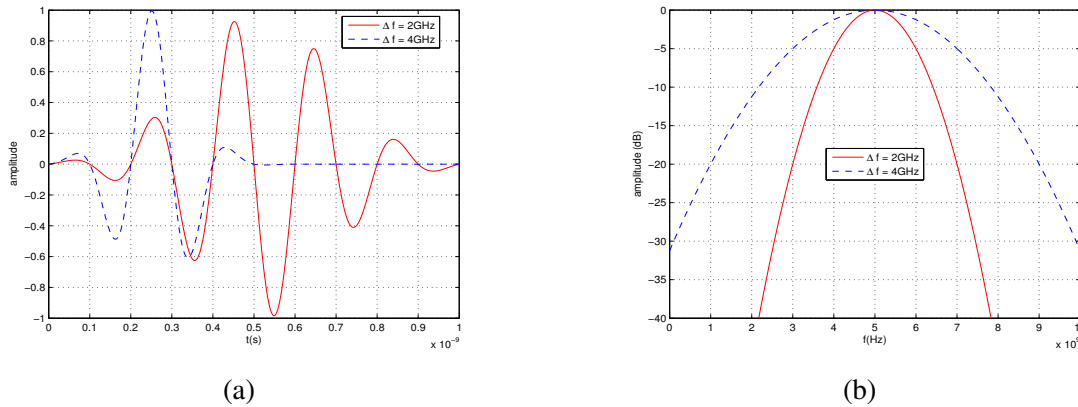
Cette impulsion est une gaussienne centrée sur la fréquence  $f_0$ . Les paramètres  $t_0$  et  $T$  sont déterminées à partir de formules analogues à celles de la gaussienne à la différence que la fréquence  $Fmax$  est remplacée par  $\Delta f$ ,  $2\Delta f$  correspondant à la largeur de la bande spectrale utile :

$$T = \frac{\sqrt{\ln Att_{Fmax}}}{\pi \Delta f} \quad \text{et} \quad t_0 = T \sqrt{\ln Att_0} \quad (2.2)$$

Le paramètre  $Att_0$  peut être moins important car le sinus vient atténuer l'effet échelon du signal à  $t = 0$ . Cela permet de diminuer la largeur de l'impulsion tout en gardant une bande de fréquence raisonnable.

La figure 2.2 montre un exemple de ce type d'excitation et illustre l'influence de la largeur de la bande spectrale sur la largeur temporelle de l'impulsion.

Pour nos simulations, aussi bien les simulations de la méthode de référence FDTD que celles réalisées pour le calcul des matrices de diffraction (paragraphe 2.4.3), nous utiliserons une impulsion de type sino-gaussienne : d'une part, la forme de cette excitation va permettre



**Figure 2.2 :** Réponses temporelle (2.2(a)) et fréquentielle (2.2(b)) de l'impulsion sino-gaussienne, pour deux valeurs de bande spectrale  $\Delta f$  ( $\Delta f_1 = 2 \text{ GHz}$ ,  $\Delta f_2 = 4 \text{ GHz}$ ,  $Att_{F_{max}} = 20 \text{ dB}$ ,  $Att_0 = 40 \text{ dB}$ )

de filtrer les basses fréquences, pour lesquelles le comportement des sources ponctuelles est mal modélisé ; d'autre part, cela entraîne un gain en temps de calcul puisque les largeurs des impulsions peuvent être plus faibles que pour les impulsions gaussiennes.

Nous allons à présent détailler la technique d'illumination par ondes planes que nous utilisons, associée à une impulsion sino-gaussienne, pour l'illumination des structures dont nous souhaitons caractériser le comportement électromagnétique.

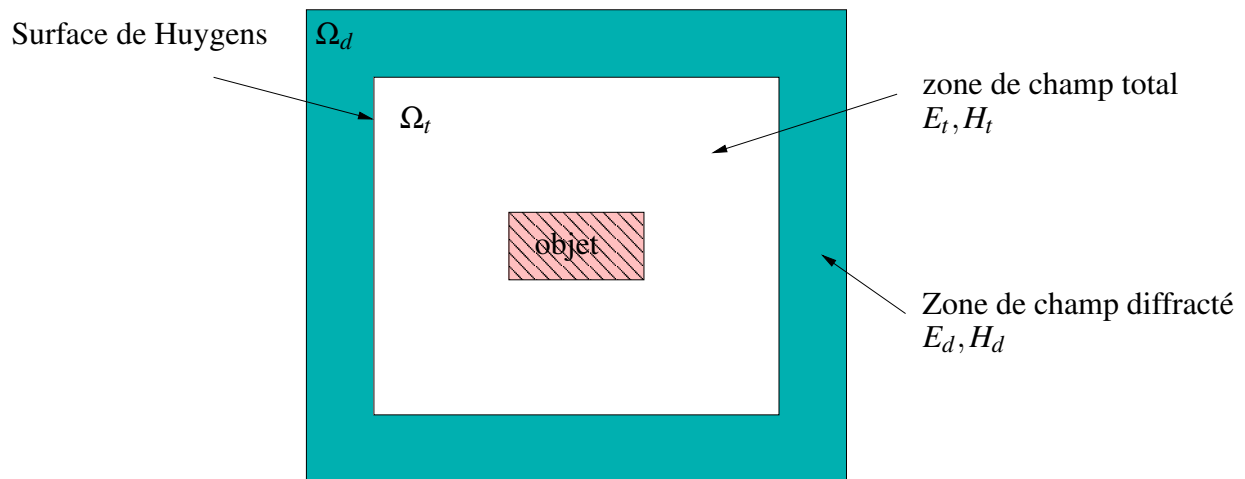
### 2.2.3 L'illumination par ondes planes

Nous souhaitons prendre en compte des objets modélisés par FDTD dans un logiciel de modélisation de la propagation basé sur le Tracé de Rayon. Ainsi, nous devons modéliser le comportement électromagnétique de ces objets en champ lointain. Par conséquent, la méthode des ondes planes est adaptée à nos objectifs puisqu'elle permet d'illuminer les structures par un champ en ondes planes (champ lointain) et d'obtenir le champ rayonné par ces structures en zone de champ lointain.

L'onde plane est utilisée comme source d'excitation dans beaucoup d'applications et notamment le calcul de Surfaces Equivalente Radar (SER) de cibles en champ lointain. Luebbers [39] a proposé en 1993 une approche pour la génération d'une onde plane. Sa méthode consiste à calculer le champ diffracté dans tout le volume de calcul. L'inconvénient majeur de cette méthode est la nécessité de connaître le champ incident qui devra être calculé préalablement (le

plus souvent de façon analytique). Par ailleurs, il peut apparaître un conflit de dispersion entre un champ incident analytique et un champ diffracté calculé suivant la méthode FDTD.

Une approche plus souple d'utilisation repose sur le concept des surfaces de Huygens [40] qui utilise le principe de Schelkunoff [41]. Le volume de calcul est séparé en deux zones (figure 2.3). Le calcul dans la première zone se fait en champ diffracté et dans la deuxième zone, en champ total. A la frontière entre les deux zones, des sources de courant circulant sur des surfaces de Huygens sont introduites pour palier la discontinuité des champs. A partir de ces sources, le champ incident manquant sera généré.



**Figure 2.3 :** Zones de calcul pour la diffraction d'une onde plane sur une structure

Nous explicitons le concept de ces surfaces de Huygens dans le paragraphe 2.2.3.1. Le calcul du champ incident est présenté dans le paragraphe 2.2.3.2.

### 2.2.3.1 Notions sur les surfaces de Huygens

Supposons un volume fini  $\Omega_t$  dépourvu de sources mais illuminé par un champ électromagnétique  $(E_t, H_t)$  et contenant une structure diffractante (figure 2.4). Ce volume est entouré par un espace infini  $\Omega_d$  qui est dépourvu d'obstacles et contenant un champ électromagnétique se décomposant en un champ incident  $(E_{inc}, H_{inc})$  et un champ diffracté  $(E_d, H_d)$  provenant de la structure à l'étude. On peut définir une surface de Huygens entourant le volume interne  $\Omega_t$ , sur laquelle on introduit des sources de courant électriques  $J_s$  et magnétiques  $M_s$  qui vont illuminer le volume interne de manière équivalente au champ électromagnétique incident venant de  $\Omega_d$ .

Ainsi, le champ incident se trouve confiné dans le volume fini  $\Omega_t$  et nul au dehors. Dès lors, deux zones distinctes apparaissent :

- La zone de champ diffracté externe à la surface de Huygens fermée,
- La zone de champ total interne à la surface de Huygens fermée.

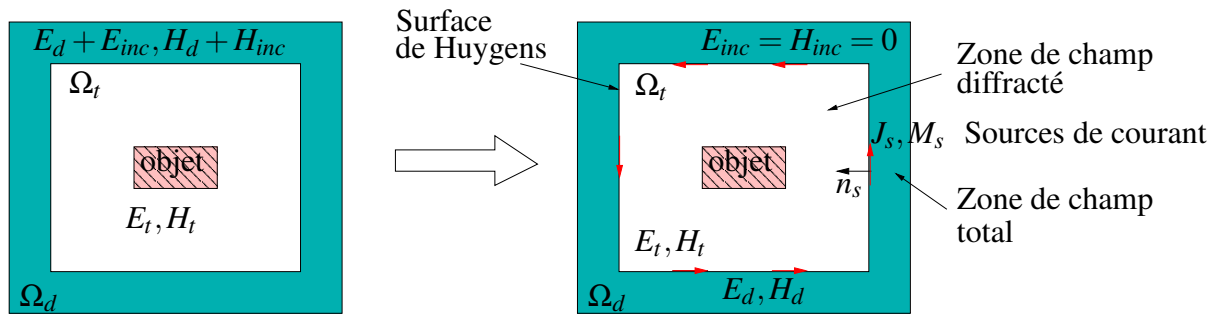


Figure 2.4 : Principe d'équivalence avec une surface fermée de Huygens

La discontinuité des champs, générée par l'introduction de la surface de Huygens peut être interprétée au sens des distributions [42]. En effet, les champs peuvent être dérivés partout sauf sur la surface de Huygens séparant les deux zones de champs, où il y a discontinuité des fonctions vectorielles associées aux champs électromagnétiques. Le formalisme du calcul des champs électromagnétiques sur les surfaces de Huygens au sens des distributions est présenté en annexe B, notamment la connexion des champs entre les zones de champ total et de champ diffracté.

### 2.2.3.2 Propriétés du champ incident

Le calcul du champ incident est fait numériquement sur une règle 1D : les équations de Maxwell sont réécrites pour le cas d'une propagation axiale, sur laquelle on calcule le champ au sens des différences centrées. Ce calcul est décrit dans l'annexe B, ainsi que l'origine de ce champ, c'est à dire le premier point de contact entre l'onde plane incidente et le volume de calcul.

Le couple  $(E^{inc}, H^{inc})$  est évalué à chaque itération temporelle. Les vecteurs correspondants sont normaux à la direction de propagation. L'angle d'incidence des ondes planes est défini par le couple d'angles  $(\theta_i, \phi_i)$  dans le système de coordonnées sphériques tel que représenté figure 2.5.

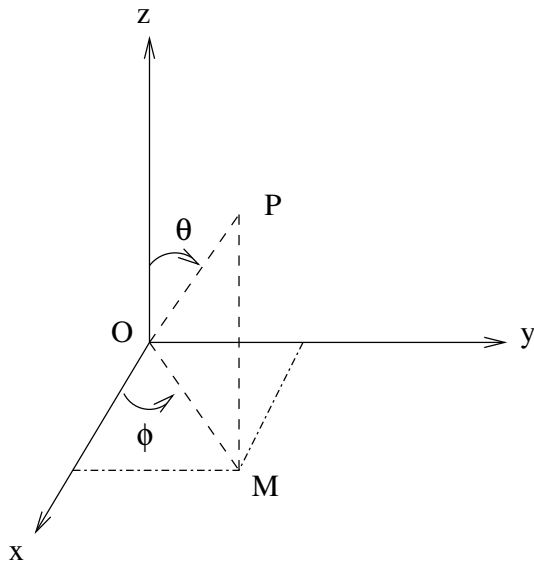


Figure 2.5 : Repère en coordonnées sphériques

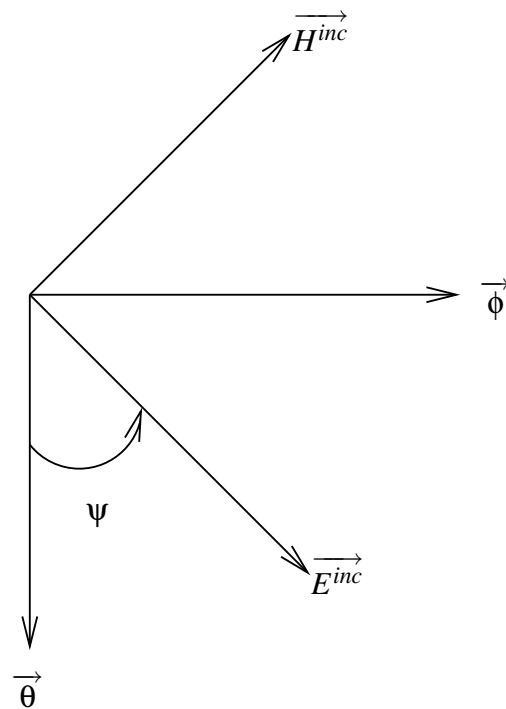


Figure 2.6 : Polarisation des vecteurs champ  $E^{inc}$  et  $H^{inc}$

Pour définir complètement la polarisation du champ, on a besoin d'introduire un troisième angle : l'angle de polarisation  $\psi$  que fait le vecteur champ  $\vec{E}^{inc}$  avec le vecteur unitaire  $\vec{\theta}$  des coordonnées sphériques (figure 2.6).

Les relations suivantes sont déduites :

$$\begin{aligned}
 E_{\theta} &= E^{inc} \cos \psi \\
 E_{\phi} &= E^{inc} \sin \psi \\
 H_{\theta} &= -H^{inc} \sin \psi \\
 H_{\phi} &= H^{inc} \cos \psi
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Ainsi, pour une polarisation TM  $(E_{\theta}, H_{\phi})$ , il suffit de fixer  $\psi = 0^{\circ}$  et pour une polarisation TE  $(E_{\phi}, -H_{\theta})$ ,  $\psi = 90^{\circ}$ .

Il est à noter que l'on peut générer, à l'aide de deux injecteurs déphasés d'un angle  $\alpha$ , des ondes planes à polarisation elliptique ou circulaires ( $\alpha = 90^{\circ}$ ), à condition d'utiliser une excitation de type sino-gaussienne ou ondelette de Rayleigh pour lesquelles le déphasage est constant sur une large bande de fréquences.



## 2.2.4 Conclusion

Nous venons de présenter les différents outils numériques liés à la FDTD que nous allons utiliser pour le calcul des matrices de diffraction. Nous avons en particulier justifié le choix d'une illumination des structures par ondes planes (paragraphe 2.2.3 car cette technique est adaptée au calcul du champ électromagnétique rayonné en champ lointain par une structure diffractante donnée. Par ailleurs, nous avons montré que l'impulsion temporelle la mieux adaptée à notre étude est l'impulsion de type sino-gaussienne : en effet, celle-ci permet d'obtenir une réponse large bande (comme les impulsions gaussiennes) tout en étant plus efficace en terme de temps de calcul puisque la largeur de l'impulsion peut être diminuée. Nous avons également présenté le calcul du champ incident généré par la méthode des ondes planes ainsi que ses propriétés. Ainsi, le paragraphe 2.3 présente la démarche de construction des matrices de diffraction, dans le domaine fréquentiel et en champ lointain, à l'aide de ces différents outils numériques.

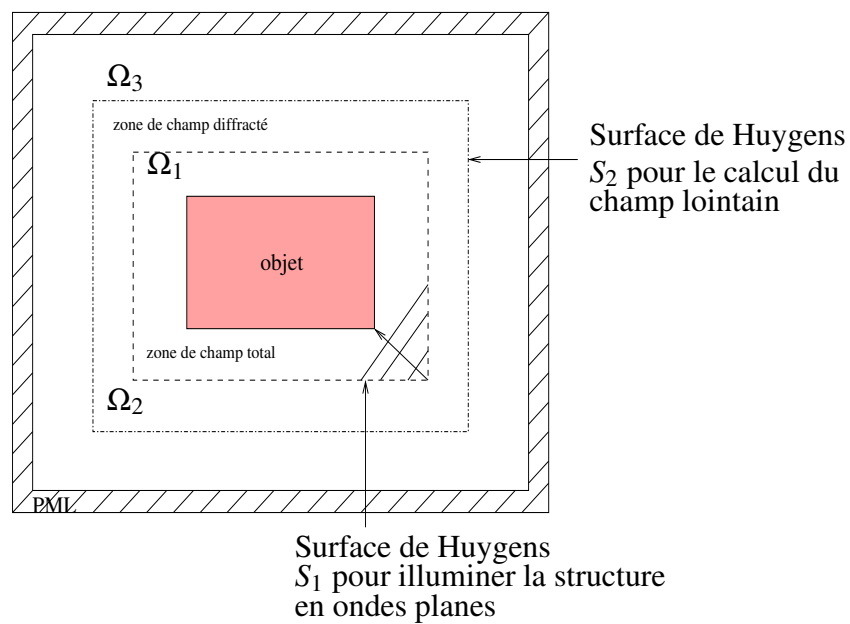
## 2.3 Matrices de diffraction

Le modèle hybride que nous souhaitons développer doit permettre de prendre en compte la diffraction par des objets de formes complexes et de tailles voisines de la longueur d'onde. Le comportement électromagnétique de tels objets sera retranscrit dans une matrice de diffraction. Il convient à ce stade de préciser que la notion de matrice de diffraction prend en compte les contributions de diffraction par les coins des objets traités et la réflexion par les faces de ces mêmes objets. Ces matrices devront prendre en compte les caractéristiques de l'onde émise (fréquence, polarisation, direction). Par ailleurs, en vue d'une hybridation avec un tracé de rayons, ces matrices doivent prendre la forme d'un coefficient de diffraction généralisé  $D$  dépendant de plusieurs paramètres, de façon à ce que les objets traités par FDTD soient assimilables à un point diffractant dans le tracé de rayons. Nous proposons donc de décrire la démarche de construction de telles matrices de diffraction, en insistant sur les aspects décrits ci-dessus.

### 2.3.1 Principe d'obtention

Dans un premier temps, on illumine l'objet par une onde plane. Pour cela, on construit une première surface de Huygens qui entoure l'objet et qui va permettre de faire rayonner les cou-

rants surfaciques vers l'intérieur (figure 2.7). A l'extérieur de cette première surface, on obtient ainsi le champ diffracté par la structure à l'étude. Une seconde surface de Huygens disposée autour de la première, va permettre de faire rayonner les courants surfaciques électriques et magnétiques (correspondant au champ électromagnétique diffracté) vers l'extérieur afin d'obtenir, après Transformée de Fourier et transformation champ proche-champ lointain, le champ rayonné en zone de champ lointain dans le domaine fréquentiel.



**Figure 2.7 :** Zones de champ

Les champs présents dans chaque volume  $\Omega_i$  sont :

$$\Omega_1 : \vec{E}_{tot} = \vec{E}_{inc} + \vec{E}_{dif} + \vec{E}_{reflechi} \quad (2.4)$$

$$\Omega_2 : \text{champ proche} : \vec{E} = \vec{E}_{tot} - \vec{E}_{inc} \quad (2.5)$$

$$\Omega_3 : \text{champ lointain} : \vec{E} = \vec{E}_{tot} - \vec{E}_{inc} \quad (2.6)$$

La transformée de Fourier utilisée est la Transformée de Fourier Discrète (TFD). A priori, la Transformée de Fourier est préférentiellement utilisée pour calculer la transformée de Fourier d'un signal temporel car plus performante que la simple Transformée de Fourier Discrète à nombre égal d'échantillons de fréquence calculés. Cependant, en FDTD, la TFD est souvent plus attrayante comme expliqué par Furse et Gandhi [43]. En effet, le principe de la TFD est

de pouvoir sommer à chaque itération temporelle les valeurs des champs pour les fréquences désirées alors que la FFT nécessite la connaissance préalable de toutes les valeurs de champ dans le domaine temporel. Ainsi, on évite tout dépassement inutile de la capacité mémoire des calculateurs. Dans certains cas, moyennant un nombre d'échantillons de fréquence assez faible ( $< 100$ ), la TFD est donc bien plus rapide et moins couteuse en occupation mémoire : c'est le cas par exemple pour le calcul de cartographies de champs ou bien encore le calcul de champs lointains dont on aura largement besoin par la suite.

Nous allons à présent détailler la transformation champ proche - champ lointain utilisée dans le calcul du champ rayonné par une structure en zone de champ lointain.

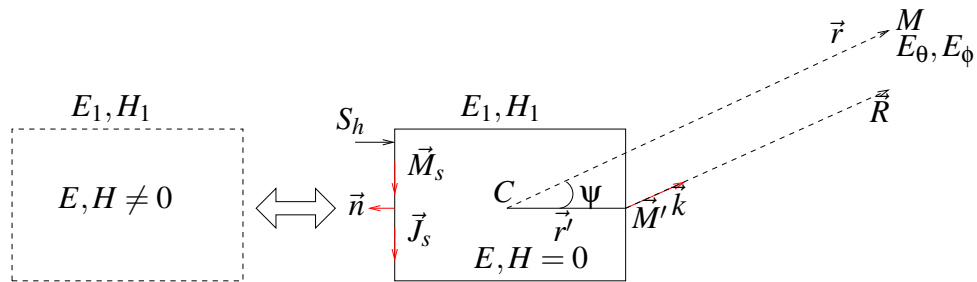
### 2.3.2 Transformation champ proche - champ lointain

La détermination du champ lointain par la méthode FDTD est largement décrite dans la littérature et différentes techniques sont proposées. Toutefois, elles se regroupent en deux catégories, l'une fréquentielle, l'autre temporelle. La première approche est basée sur le calcul du champ lointain dans le domaine fréquentiel [22], en appliquant pour chaque fréquence désirée, une transformée de Fourier discrète à chaque itération temporelle des champs localisés sur une surface d'intégration entourant l'élément rayonnant. La deuxième approche privilégie le calcul complet du champ lointain dans le domaine temporel. A la fin des itérations temporelles, une FFT est appliquée pour obtenir une réponse large bande dans le domaine fréquentiel. Luebbers [44] a présenté un formalisme complet de cette approche basé sur la transformée en champ lointain des sources de courant circulant sur une surface de Huygens.

La première des deux approches est préférée lorsque le champ lointain est désiré sur un nombre très limité de fréquences et plusieurs directions d'observation (c'est le cas par exemple pour l'étude de diagrammes d'antennes). En revanche, comme nous souhaitons à terme pouvoir caractériser le canal de propagation sur une large bande de fréquence, la deuxième approche est préférable, puisqu'elle permet d'obtenir des réponses large bande.

Nous présentons à présent l'approche fréquentielle utilisée pour le calcul de nos matrices de diffraction.

Le calcul des potentiels vecteurs retardés à partir de l'intégration des sources de courant circulant sur une surface de Huygens est à l'origine de cette transformée champ proche-champ lointain (figure 2.8). Le champ lointain dérive des potentiels vecteurs retardés.



**Figure 2.8 :** Principe de calcul du champ lointain à partir de l'intégration des courants sur une surface de Huygens  $S_h$

Dans le domaine fréquentiel, les relations entre les sources de courant et les champs sont données par :

$$\vec{J}_s(\vec{r}', f) = \vec{n} \wedge \vec{H}(\vec{r}', f) \quad (2.7)$$

$$\vec{M}_s(\vec{r}', f) = -\vec{n} \wedge \vec{E}(\vec{r}', f) \quad (2.8)$$

Les relations entre les potentiels vecteurs retardés et les sources de courant sont :

$$\vec{A}(\vec{r}, f) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{S_h} \vec{J}_s(\vec{r}', f) \frac{e^{-j\vec{k} \cdot \vec{R}}}{R} dS \quad (2.9)$$

$$\vec{F}(\vec{r}, f) = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \oint_{S_h} \vec{M}_s(\vec{r}', f) \frac{e^{-j\vec{k} \cdot \vec{R}}}{R} dS \quad (2.10)$$

avec  $R = r - r'$ , et à grande distance  $|R| = |r|$ .

Supposant nuls les termes en  $\frac{1}{r^2}$  ainsi que les composantes radiales des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , les relations en coordonnées sphériques entre le champ lointain et les potentiels vecteurs retardés s'écrivent :

$$E_\theta = -j\omega (A_\theta + \eta_0 F_\phi) \quad (2.11)$$

$$E_\phi = -j\omega (A_\phi - \eta_0 F_\theta) \quad (2.12)$$

$$H_\theta = -\frac{E_\phi}{\eta_0} \quad (2.13)$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta_0} \quad (2.14)$$

avec  $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ , l'impédance du vide.

Plusieurs paramètres tels que la puissance rayonnée par une antenne, les directivités, les SER (Surface Equivalente Radar) et également bien sûr les champs électromagnétiques en champ lointain sont déduits de la transformée champ proche-champ lointain. Nous explicitons à présent le calcul des composantes de champ  $E_\theta$  et  $E_\phi$ .

Les valeurs des champs complexes  $E_\theta$  et  $E_\phi$  sont calculées par défaut avec la formulation de champ lointain sans le terme d'atténuation  $\frac{e^{-jkr}}{r}$ . Les champs réels, dans le plan complexe, obtenus à une distance  $r$  sont donnés par les relations suivantes :

$$E_{\theta_o}(f, r, \theta_i, \phi_i) = \frac{e^{-j2\pi f \frac{r}{c}}}{r} E_{\theta, calc}(f, \theta_i, \phi_i) \quad (2.15)$$

$$E_{\phi_o}(f, r, \theta_i, \phi_i) = \frac{e^{-j2\pi f \frac{r}{c}}}{r} E_{\phi, calc}(f, \theta_i, \phi_i) \quad (2.16)$$

où  $E_{\theta, calc}(f, \theta_i, \phi_i)$  et  $E_{\phi, calc}(f, \theta_i, \phi_i)$  sont les valeurs des champs complexes fournis par le logiciel Tridimo.

### 2.3.3 Polarisations

Les structures diffractantes dépolarisent l'onde électromagnétique incidente. Ainsi, si  $\psi_i$  est l'angle de polarisation de l'onde électromagnétique incidente, cette dernière peut se décomposer en une somme vectorielle complexe d'une composante parallèle et d'une composante perpendiculaire (en 3D) :

$$\vec{E}_{inc} = E_0 \cos \psi_i \vec{e}_{\parallel} + E_0 \sin \psi_i \vec{e}_{\perp} \quad (2.17)$$

$$\vec{H}_{inc} = -H_0 \sin \psi_i \vec{e}_{\parallel} + H_0 \cos \psi_i \vec{e}_{\perp} \quad (2.18)$$

Pour définir complètement le comportement électromagnétique d'une structure diffractante, il est donc nécessaire de calculer deux matrices de diffraction  $[D_{\parallel}]$  et  $[D_{\perp}]$  :

- une pour la polarisation parallèle ( $\psi_i = 0^\circ$ )
- une pour la polarisation perpendiculaire ( $\psi_i = 90^\circ$ )

Chaque calcul de diffraction va fournir une matrice de coefficients de diffraction se décomposant selon deux polarisations parallèle et perpendiculaire comme suit :

$$[D_{\parallel}] = D_{\parallel,\parallel} \vec{e}_{\parallel} + D_{\parallel,\perp} \vec{e}_{\perp} \quad (2.19)$$

$$[D_{\perp}] = D_{\perp,\parallel} \vec{e}_{\parallel} + D_{\perp,\perp} \vec{e}_{\perp} \quad (2.20)$$

Le champ résultant est une combinaison linéaire des valeurs des deux matrices  $[D_{\parallel}]$  et  $[D_{\perp}]$ , avec le champ incident au point C (centre de phase de la structure diffractante à l'étude) donné par la relation 2.17.

$$\begin{aligned} \vec{E}_{dif} &= (E_{inc,\parallel}(C) D_{\parallel,\parallel} + E_{inc,\perp}(C) D_{\perp,\parallel}) \vec{e}_{\parallel} \\ &+ (E_{inc,\parallel}(C) D_{\parallel,\perp} + E_{inc,\perp}(C) D_{\perp,\perp}) \vec{e}_{\perp} \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{dif} &= (H_{inc,\parallel}(C) D_{\parallel,\parallel} + H_{inc,\perp}(C) D_{\perp,\parallel}) \vec{e}_{\parallel} \\ &+ (H_{inc,\parallel}(C) D_{\parallel,\perp} + H_{inc,\perp}(C) D_{\perp,\perp}) \vec{e}_{\perp} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Finalement, pour décrire complètement le comportement d'un objet pour une polarisation incidente donnée, il sera nécessaire de calculer quatre matrices de diffraction complexes :

- deux matrices ( $D_{\parallel,\parallel}$  et  $D_{\parallel,\perp}$ ) pour la polarisation incidente parallèle ( $\psi_i = 0^\circ$ )
- deux matrices ( $D_{\perp,\parallel}$  et  $D_{\perp,\perp}$ ) pour la polarisation incidente perpendiculaire ( $\psi_i = 90^\circ$ )

Par ailleurs, la quantité d'informations à stocker étant importante, nous verrons dans le chapitre 3 qu'une étape de compression de ces matrices est nécessaire pour limiter l'encombrement mémoire et que la technique employée nécessite de séparer les coefficients complexes en valeurs réelles. Cela suppose alors que le nombre de matrices nécessaires pour décrire entièrement le comportement électromagnétique d'un objet donné sera égal à 8.

## 2.3.4 Normalisations et correction des matrices

### 2.3.4.1 Centre de phase

Les matrices de diffraction obtenues par FDTD (méthode des ondes planes) représentent en réalité le champ diffracté par la structure étudiée en zone de champ lointain pour un champ

incident donné. Pour avoir la matrice finale de représentation du comportement électromagnétique de l'objet étudié, il est nécessaire de normaliser les champs contenus dans la matrice par le champ incident en ondes planes au point de référence C du calcul de la transformée champ proche-champ lointain. Dans Tridimo, ce point de référence est par défaut situé au centre de la surface de Huygens servant au calcul du champ lointain. Pour des objets de taille suffisamment petite, ce point de référence peut être assimilé au centre de phase de l'objet. Ainsi, pour une direction d'incidence  $(\theta_i, \phi_i)$  donnée, le coefficient de diffraction dans une direction d'observation  $(\theta_o, \phi_o)$  s'exprime par la quantité complexe :

$$D(\theta_i, \phi_i, \theta_o, \phi_o, f) = \frac{E_{lointain}(\theta_i, \phi_i, \theta_o, \phi_o, f)}{E_{inc}^{ondes\ planes}(C)} \quad (2.23)$$

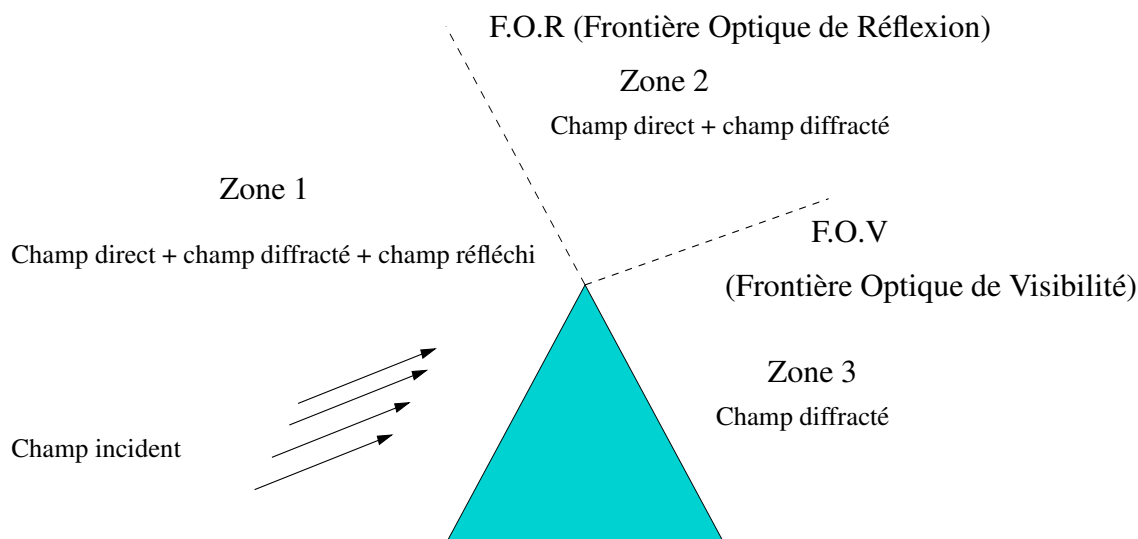
où  $E_{lointain}$  est le champ lointain calculé par une transformation champ proche-champ lointain sans le terme d'atténuation  $\frac{e^{-jkr}}{r}$ . La matrice de diffraction constitue ainsi un coefficient de diffraction généralisé réunissant l'ensemble des coefficients pour un ensemble de directions d'incidence et d'observation.

### 2.3.4.2 Correction de la matrice de diffraction en zone d'ombre

Les méthodes numériques utilisées pour le calcul de la matrice de diffraction ne fournissent pas une représentation physique du champ diffracté par l'objet. En effet, le calcul de la matrice de diffraction est basé sur le principe de Huygens. Selon ce principe, le champ incident est confiné dans la région  $\Omega_1$  (figure 2.7). Dans la région  $\Omega_2$ , le champ calculé correspond au champ total auquel on a retiré le champ incident. Le champ calculé est en conséquence faux lorsque l'on se place en zone d'ombre de l'objet. Il faut donc bien faire attention aux définitions des zones de champs entre le Tracé de rayons et l'hybridation Tracé de rayons/FDTD, ainsi qu'aux conditions de raccordement.

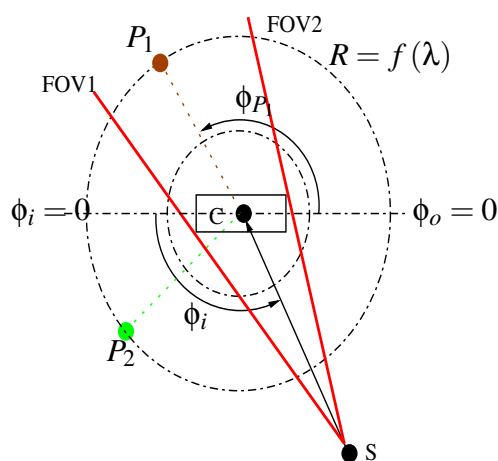
Pour les méthodes asymptotiques, chaque zone est définie clairement et le champ total est la somme des champs existants dans chaque zone. La figure ?? représente ces zones :

Ainsi, on se rend compte que la matrice de diffraction doit être corrigée dans la zone 3 (car le principe de Huygens conduit à y calculer le champ  $E = E^{dif} - E^{direct}$ , qui n'est pas le champ physique.



**Figure 2.9 :** Décomposition de l'espace en trois zones : cas de la diffraction par un objet parfaitement conducteur

La correction à apporter à la matrice de diffraction en zone d'ombre est liée à la position du couple émetteur-récepteur puisque d'une part la position de l'émetteur va définir l'ouverture du cône d'ombre (zone d'ombre) et que d'autre part la position du récepteur indique si l'observation se fait dans cette zone d'ombre. De ce fait, cette correction sera apportée a posteriori, dans le code de tracé de rayons, en introduisant un terme correctif au coefficient de diffraction dans ces directions. Ce terme correspond en fait au champ incident au point d'observation  $P$  lorsqu'il est situé en zone d'ombre (figure 2.10). Sur cette figure, le point d'observation  $P_1$  est situé en zone d'ombre de l'objet entre les frontières FOV1 et FOV2 de la zone de visibilité.



**Figure 2.10 :** Schéma explicatif lié à la zone de correction de la matrice de diffraction

Il dépend de la position de la source et du point d'observation et est égal à :

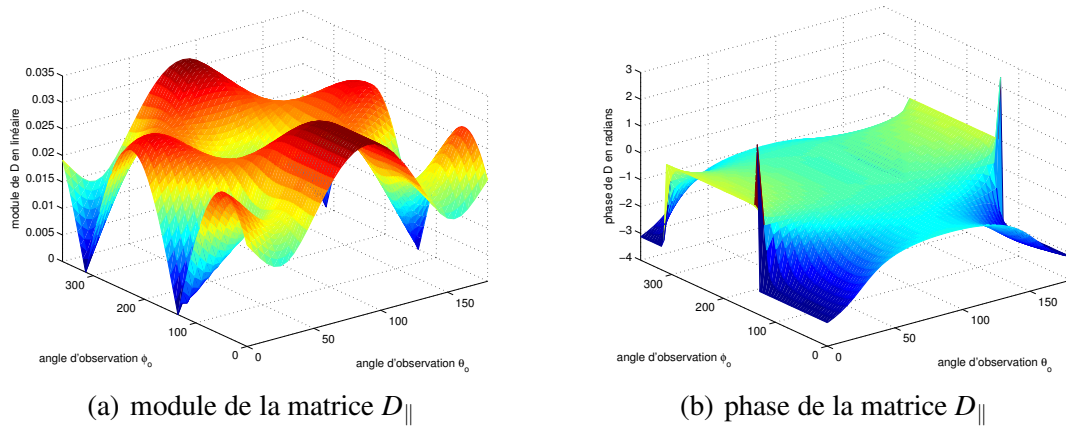


$$E_{cor}(r, s') = E_{incident}^{ondes\ planes}(C) \frac{\psi(r)}{\psi(s')} \quad (2.24)$$

où  $r$  et  $s'$  sont respectivement les distances de l'émetteur au récepteur et de l'émetteur au centre de phase  $C$ ,  $\psi(r)$  et  $\psi(s')$  sont les fonctions de Green 3D égales à  $\psi(R) = \frac{e^{-jkR}}{R}$  avec  $k$  le vecteur d'onde.

### 2.3.5 Exemple de matrice de diffraction

La figure 2.11 montre l'allure de la matrice de diffraction  $D_{||}$  (en module et en phase) obtenue à la fréquence de 2 GHz pour le cas d'une onde incidente TM (polarisation parallèle  $\psi_i = 0^\circ$ ) d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) diffractant sur un cube métallique d'arrête  $\frac{\lambda}{3}$ .



**Figure 2.11 :** Représentation de la matrice de diffraction  $D_{||}$  correspondant à un cube métallique de taille  $\frac{\lambda}{3}$  illuminé par une onde TM d'incidence  $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$

On constate que l'allure de la matrice de diffraction est symétrique, ce qui est normal puisque la structure étudiée est un cube métallique. Cependant, on remarque des directions de rayonnement privilégiées. Par exemple, si on considère un plan d'observation  $\theta_o = 90^\circ$ , on remarque que les directions pour lesquelles le module du coefficient de diffraction est fort correspondent aux zones angulaires de réflexion (figure 2.12), à savoir autour de  $135^\circ$  et  $315^\circ$ .

Ces lobes de rayonnement localisés indiquent que les matrices de diffraction des structures étudiées auront des creux et pourront alors être compressées (nous le verrons dans le chapitre 3).

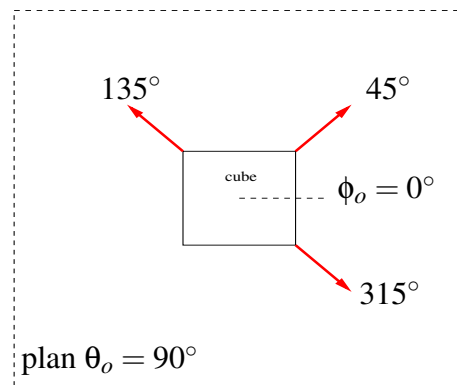


Figure 2.12 : Définition des angles d'observation dans le plan  $\theta_o = 90^\circ$

### 2.3.6 Conclusion

Nous venons de présenter la démarche de construction des matrices de diffraction. Celle-ci peut se résumer par les étapes fondamentales ci-dessous :

- Illumination temporelle par onde plane (impulsion sino-gaussienne),
- Utilisation des surfaces de Huygens (courants électriques et magnétiques surfaciques) pour obtenir le champ proche diffracté par une structure,
- Passage dans le domaine fréquentiel par Transformée de Fourier Discrète pour obtenir les matrices aux fréquences voulues,
- Transformation champ proche - champ lointain pour récupérer le champ diffracté en zone de champ lointain,
- Notion de polarisation incidente et de dépolarisation par la structure (complexification des matrices),
- Normalisation des matrices par le champ incident au centre de phase de la structure (point de référence pour le calcul du champ lointain),
- Correction des matrices en zone d'ombre de la structure à l'étude : cette correction dépend de la position du couple émetteur-récepteur et doit se faire dans le code de Tracé de rayons, a posteriori.

La construction des matrices de diffraction étant définie, il est nécessaire à présent de définir leur intégration dans le code de Tracé de rayons. A ce titre, le paragraphe 2.4 a pour objectif de montrer les différentes normalisations à effectuer pour que l'hybridation Tracé de rayons / FDTD soit possible. Cela passe par une normalisation des sources utilisées et des expressions des champs électromagnétiques entre les méthodes Tracé de rayons, FDTD et hybride.

## 2.4 Méthode hybride Matrice de diffraction / Tracé de rayon

### 2.4.1 Principe de la méthode hybride

La méthode hybride entre la FDTD et un tracé de rayons suit le principe suivant :

Le champ diffracté par la structure est calculé par FDTD. Une matrice de diffraction est déduite en fréquence et met en relation le champ incident avec le champ diffracté en ondes sphériques. Cette matrice est ensuite introduite dans les données de calcul du tracé de rayons en remplacement de la structure (figure 2.13).

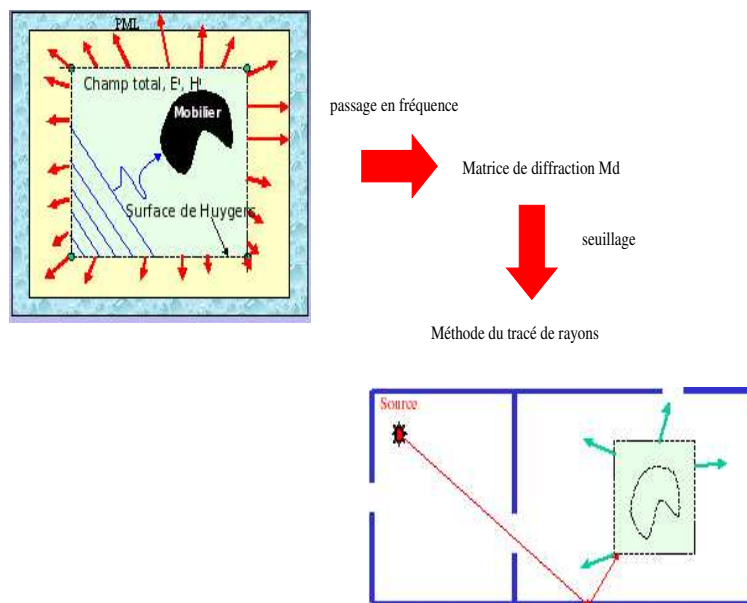


Figure 2.13 : principe de la méthode hybride

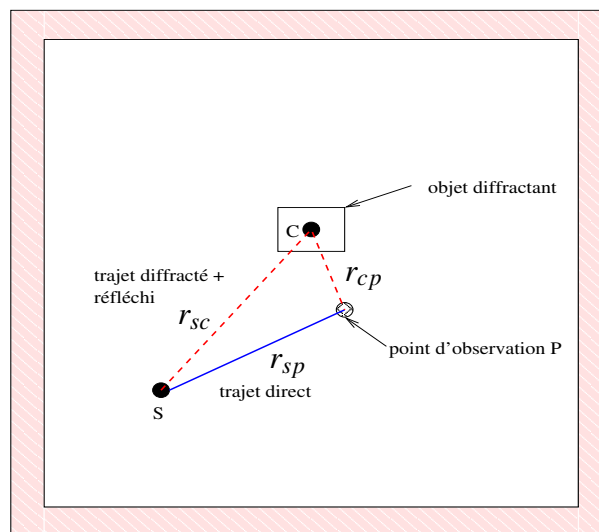
De façon à pouvoir utiliser les données de la matrice de diffraction dans le code de Tracé de rayons, il est alors nécessaire de vérifier la continuité des champs calculés par les méthodes Tracé de rayons et FDTD. Cela nous a conduit aux différentes normalisations (sources, champs rayonnés) présentées dans le paragraphe 2.4.2

### 2.4.2 Normalisation des champs calculés par Tracé de rayons, FDTD et par la méthode hybride

Les expressions des champs électromagnétiques présentées dans les paragraphes 2.4.2.1 et 2.4.2.2 sont écrites pour le cas de la propagation d'une onde électromagnétique de type TM (polarisation parallèle,  $\psi_i = 0$ ). De plus, les expressions ne tiennent pas compte de la dépolarisation

éventuelle des structures diffractantes considérées. Ainsi, pour prendre en compte la polarisation, il suffit de reprendre les expressions en utilisant les relations 2.21 et 2.22 du paragraphe 2.3.3.

Globalement, les champs calculés par la méthode hybride (et présentés dans le paragraphe suivant) sont définis selon le principe de la figure 2.14. La contribution du trajet direct, déterminée par tracé de rayons standard, est ajoutée vectoriellement aux contributions des trajets diffracté et réfléchi générés par l'objet diffractant.



**Figure 2.14 :** Principe de calcul des champs électromagnétiques en un point  $P$  par la méthode hybride

### 2.4.2.1 Expressions théoriques des champs électromagnétiques en 3D

#### Normalisation des sources

Les modèles de sources utilisées lors des simulations effectuées en FDTD (simulation de référence) et en Tracé de Rayons sont différentes. Ainsi, il faut normaliser les champs électromagnétiques calculés par chacune des méthodes en tenant compte de ces différences.

En Tracé de rayons, on utilise une source ponctuelle d'amplitude  $1V.m^{-1}$ . Le champ incident en un point  $P$  s'écrit :

$$\vec{E}(P) = G_{3D}(r) \vec{E}(S) \quad (2.25)$$

où  $G_{3D}(r)$  est la fonction de Green en 3D :  $G_{3D}(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r}$ .

En FDTD, nous utilisons une source de courant parfaite (paragraphe 2.2.2.1) assimilable à un doublet de Hertz (figure 2.15) positionné sur une cellule selon  $z$ .

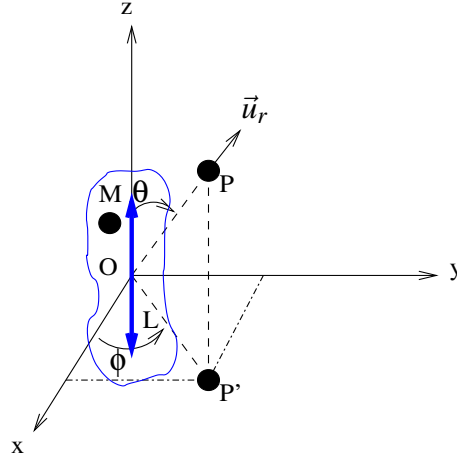


Figure 2.15 : Représentation de la source ponctuelle de courant

Le champ généré par ce doublet de Hertz en un point P est égal à (polarisation parallèle) :

$$\vec{E}_{3D}(P) = jk\eta_0 G_{3D}(r) \int_C (\vec{I} \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} dC \quad (2.26)$$

où C désigne le contour sur lequel on intègre le courant. Dans notre cas, C correspond à une cellule selon  $z$  donc  $\int_C = \int_{-\frac{\Delta z}{2}}^{+\frac{\Delta z}{2}}$ .

Dans cette expression, le terme  $\vec{k} \cdot \vec{OM} = \frac{2\pi}{\lambda} OM \cos(\vec{k}, \vec{OM})$  est proche de 0 car  $OM \ll \lambda$ .

Par ailleurs, le courant  $\vec{I}$  s'exprime en coordonnées cartésiennes par  $\vec{I} = I_z \vec{u}_z$ . Comme  $\vec{u}_z = \cos \theta \vec{u}_r - \sin \theta \vec{u}_\theta$ , alors le courant  $\vec{I}$  s'exprime en coordonnées sphériques par :

$$\vec{I} = I_z \cos \theta \vec{u}_r - I_z \sin \theta \vec{u}_\theta \quad (2.27)$$

Ainsi, le champ rayonné est égal à :

$$\vec{E}_{3D}(P) = jk\eta_0 G_{3D}(r) \int_{-\frac{\Delta z}{2}}^{+\frac{\Delta z}{2}} (I_z (\cos \theta \vec{u}_r - \sin \theta \vec{u}_\theta) \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r dz \quad (2.28)$$

$$\vec{E}_{3D}(P) = jk\eta_0 G_{3D}(r) \left( \int_{-\frac{\Delta z}{2}}^{+\frac{\Delta z}{2}} I_z \sin \theta dz \right) \vec{u}_\theta \quad (2.29)$$

$$\vec{E}_{3D}(P) = jk\eta_0 G_{3D}(r) I_z \sin \theta \Delta z \vec{u}_\theta \quad (2.30)$$

Le calcul du courant d'excitation  $I_z$  est détaillé dans l'annexe B.

Ainsi, afin de comparer les résultats des méthodes tracé de rayons, FDTD et hybride, il faut émettre un champ ayant une amplitude de  $1 \text{ V.m}^{-1}$  (comme pour le Tracé de rayons). Nous devons donc normaliser les simulations FDTD par le terme  $E_{3D}^0$  défini par :

$$E_{3D}^0 = jk\eta_0 I_z \sin \theta \Delta z \quad (2.31)$$

### Expression du champ total

Ce paragraphe donne une expression du champ total reçu en un point P, résultat de la contribution des composantes de champ incident, diffracté et réfléchi, en appliquant la méthode hybride. Il est à noter que dans ces expressions, le terme  $E^{dif}$  désigne la superposition du champ réellement diffracté par la structure et du champ réfléchi. Ceci vient du fait que les matrices de diffraction donnent globalement les champs rayonnés par les structures. Chaque matrice contient donc l'information conjointe des champs réfléchis et diffractés.

Le champ direct généré par une source ponctuelle en un point P loin de la source est donné par la relation 2.30 :

$$\vec{E}_{3D}^{inc}(P) = jk\eta_0 G_{3D}(r_{sp}) I_z \sin \theta \Delta z \vec{u}_\theta \quad (2.32)$$

où  $r_{sp}$  est la distance entre la source et le point d'observation.

Le champ diffracté (au sens diffracté et réfléchi) est déterminé par la méthode hybride : on récupère dans un premier temps le champ incident au centre de phase de la structure diffractante,

puis on calcule, toujours en ondes planes, le champ lointain sans l'atténuation en  $\frac{e^{-jkr}}{r}$ . En normalisant par rapport au champ incident au centre de phase C, le coefficient de diffraction (en 3D) pour des angles d'incidence et d'observation  $\phi_i$  et  $\phi_o$  fixés est donné par la relation 2.23 rappelée ci-dessous :

$$D(\theta_i, \theta_o, \phi_i, \phi_o, f) = \frac{E_{lointain}(\theta_i, \theta_o, \phi_i, \phi_o, f)}{E_{inc}^{ondes\ planes}(C)} \quad (2.33)$$

Pour obtenir le champ diffracté par la structure au point d'observation P, on a :

$$\vec{E}_{3D}^{dif}(P) = \vec{E}_{3D}^{inc}(C) D(\theta_i, \theta_o, \phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jkr_{cp}}}{r_{cp}} \vec{u}_\theta \quad (2.34)$$

où  $r_{cp}$  est la distance entre le point de diffraction et le point d'observation. En explicitant le champ incident au point C, le champ diffracté au point P s'écrit alors :

$$\vec{E}_{3D}^{dif}(P) = jk\eta_0 G_{3D}(r_{sc}) I_z \Delta z \sin\theta D(\theta_i, \theta_o, \phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jkr_{cp}}}{r_{cp}} \vec{u}_\theta \quad (2.35)$$

avec  $r_{sc}$  la distance entre la source et le centre de phase de la structure. Le champ diffracté au point P peut se mettre sous la forme :

$$\vec{E}_{3D}^{dif}(P) = \frac{jk}{4\pi} \eta_0 I_z \Delta z \sin\theta D(\theta_i, \theta_o, \phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jk(r_{sc}+r_{cp})}}{r_{sc}r_{cp}} \vec{u}_\theta \quad (2.36)$$

D'où l'expression du champ total reçu au point d'observation P :

$$\vec{E}_{3D}^{tot}(P) = jk\eta_0 I_z \Delta z \sin\theta G_{3D}(r_{sc}) \left( 1 + D(\theta_i, \theta_o, \phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jk(r_{cp})}}{r_{cp}} \right) \vec{u}_\theta \quad (2.37)$$

#### 2.4.2.2 Passage du formalisme 3D au domaine 2D

##### Formule de passage 3D-2D

Une formule de passage de l'espace tridimensionnel à l'espace bidimensionnel a été établie pour des conditions de champ lointain par [22] et donne le champ 2D en fonction du champ 3D par :

$$\vec{E}_{2D} = \frac{1}{\Delta z} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \vec{E}_{3D} \quad (2.38)$$

avec  $r$  la distance du centre de phase au point d'observation en champ lointain et  $\Delta z$  le pas spatial FDTD suivant la direction  $z$  que l'on fait intervenir pour corriger les densités de courant qui sont surfaciques en 3D et linéiques en 2D. Ainsi, la formule de passage du domaine 3D au domaine 2D est la suivante :

$$F_{2D} = \frac{1}{\Delta z} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \quad (2.39)$$

### Normalisation des sources

Le formalisme 3D peut être adapté à la propagation 2D de façon simple. Il suffit de considérer la formule de passage du 3D au 2D donnée par la relation 2.39.

Le champ rayonné en un point P par la source de courant parfaite prend la forme suivante en 2D :

$$\vec{E}_{2D}^{inc}(P) = \frac{1}{\Delta z} \sqrt{\frac{2\pi r_{sp}}{jk}} \vec{E}_{3D}^{inc}(P) \quad (2.40)$$

$$\vec{E}_{2D}^{inc}(P) = e^{j\frac{\pi}{4}} 2\pi\eta_0 \sqrt{\frac{r_{sp}}{\lambda}} G_{3D}(r_{sp}) I_z \vec{u}_\theta \quad (2.41)$$

où le terme en  $\sin\theta$  a disparu car on considère une propagation 2D dans le plan  $\theta = 90^\circ$ .

### Expression du champ total

Le champ diffracté  $\vec{E}_{2D}^{dif}(P)$  s'écrit, en fonction du champ incident  $\vec{E}_{2D}^{inc}(P)$  :

$$\vec{E}_{2D}^{dif}(P) = \vec{E}_{2D}^{inc}(C) D(\phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jkr_{cp}}}{r_{cp}} \frac{1}{\Delta z} \sqrt{\frac{2\pi r_{cp}}{jk}} \vec{u}_\theta$$

soit, après quelques calculs et simplifications :

$$\vec{E}_{2D}^{dif}(P) = \frac{\eta_0}{2} \frac{1}{\Delta z} D(\phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jk(r_{sc}+r_{cp})}}{\sqrt{r_{sc}r_{cp}}} I_z \vec{u}_\theta \quad (2.42)$$

Le champ total en 2D reçu au point P est déduit des relations (2.41) et (2.42) et s'écrit :

$$\vec{E}_{2D}^{tot}(P) = 2\pi\eta_0 \sqrt{\frac{r_{sp}}{\lambda}} G_{3D}(r_{sp}) I_z \left( e^{j\frac{\pi}{4}} + \frac{\sqrt{\lambda}}{\Delta z} D(\phi_i, \phi_o, f) \frac{e^{-jkr_{cp}}}{\sqrt{r_{cp}}} \right) \vec{u}_\theta \quad (2.43)$$

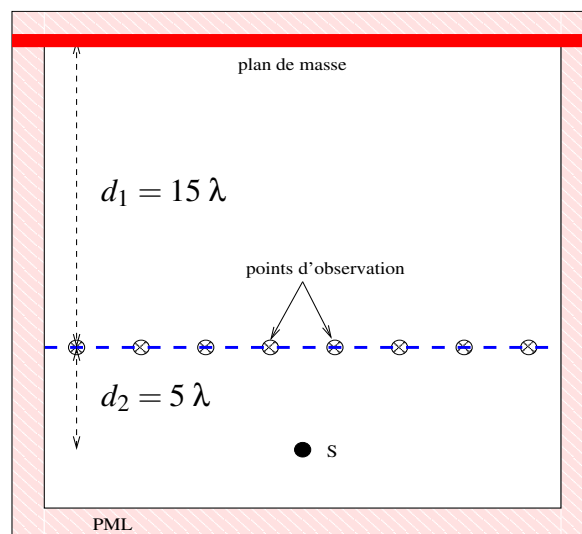


### 2.4.3 Validations numériques des normalisations proposées : cas d'une propagation 2D

De façon à vérifier la pertinence des normalisations proposées dans le paragraphe 2.4.2, des simulations 2D de cas simples tels que la réflexion sur un plan de masse métallique, puis la diffraction par des plaques métalliques de longueurs variables ont été réalisées. Finalement, nous donnons des premières informations sur le domaine de validité de la méthode hybride (paragraphe 4.3) concernant l'hypothèse principale de la méthode hybride à savoir les conditions de champ lointain.

#### 2.4.3.1 Validation de la normalisation des sources

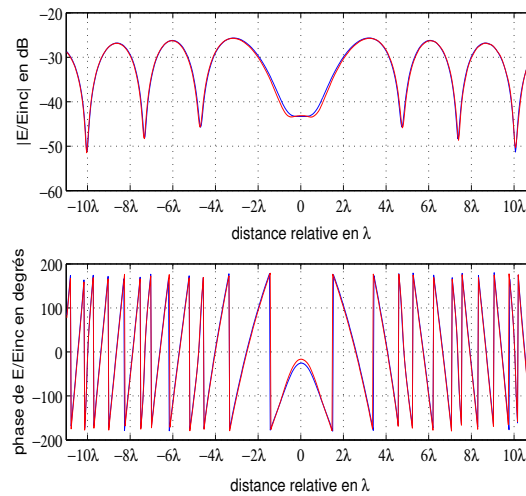
La figure 2.17 représente la réflexion d'une onde TM à 200 MHz sur un plan de masse, la propagation se faisant en 2D. La source est ponctuelle et placée à  $20\lambda$  à la verticale du plan de masse (figure 2.16).



**Figure 2.16 :** Principe de la simulation de la réflexion d'une onde électromagnétique par un plan de masse

On constate effectivement l'excellente concordance des modèles Tracé de rayons et FDTD. Ce résultat montre que la normalisation proposée dans le paragraphe 2.4.2.2 pour les sources en FDTD et en Tracé de rayons est validée.

A présent que le modèle de source est bien défini et validé, nous allons aborder d'autres problèmes de raccordement des modèles, en particulier en insistant sur les différentes définitions



**Figure 2.17 :** *Champ total reçu à une distance  $d_{obs} = 15 \lambda$  du plan de masse pour le cas d'une onde TM émise à 200 MHz : deux courbes correspondant à la méthode hybride et FDTD*

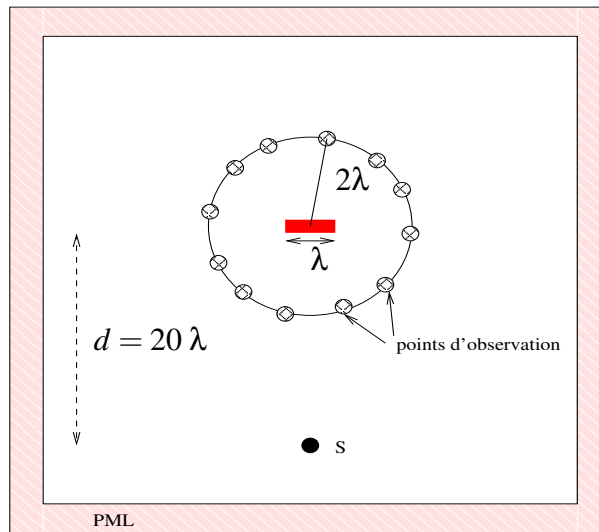
des zones de champ selon la méthode utilisée (Tracé de rayons, FDTD ou hybride). L'objectif est de valider les expressions des champs électromagnétiques présentées dans le paragraphe 2.4.2.

### 2.4.3.2 Validation des expressions générales des champs électromagnétiques

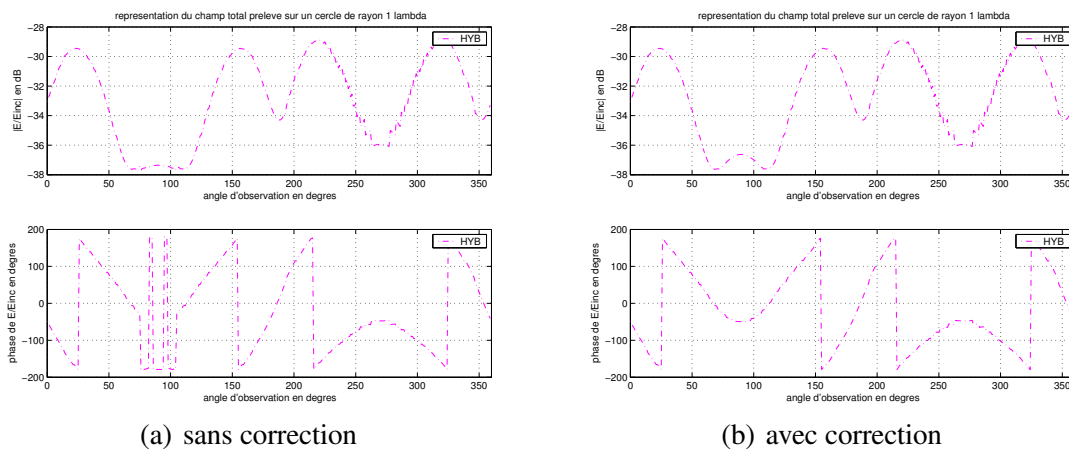
De façon à vérifier le facteur de correction apporté aux matrices de diffraction dans la zone d'ombre de la structure étudiée (relation 2.24 du paragraphe 2.3.4.2), la diffraction d'une onde TM par une plaque métallique de taille  $\lambda$  a été simulée par la méthode hybride (Tracé de rayons / FDTD), avec et sans la correction de champ en zone d'ombre. La source est disposée à  $20\lambda$  de la plaque et on observe le champ total normalisé reçu sur un cercle de rayon  $2\lambda$  centré sur le centre de phase de la structure (figure 2.18).

On constate effectivement une discontinuité en zone d'ombre de la structure (zone angulaire entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$ ) pour le cas d'une modélisation où la correction de champ en zone d'ombre n'a pas été apportée (figure 2.19(a)) alors que le champ est continu partout lorsque l'on applique la correction décrite au paragraphe 2.3.4.2 (figure 2.19(b)). Il est à noter que l'on a appliqué le facteur de passage 3D-2D défini par la relation 2.39.

Finalement, la figure 2.20 représente le champ total normalisé reçu sur un cercle de rayon  $\lambda$  pour une simulation de propagation en espace libre à 2 GHz en présence d'une plaque métallique de largeur  $\lambda$ . Ces courbes prouvent l'adéquation des différents modèles (Tracé de rayons,



**Figure 2.18 :** Synoptique de la simulation de la diffraction d'une onde électromagnétique par une plaque métallique de longueur  $\lambda$



(a) sans correction

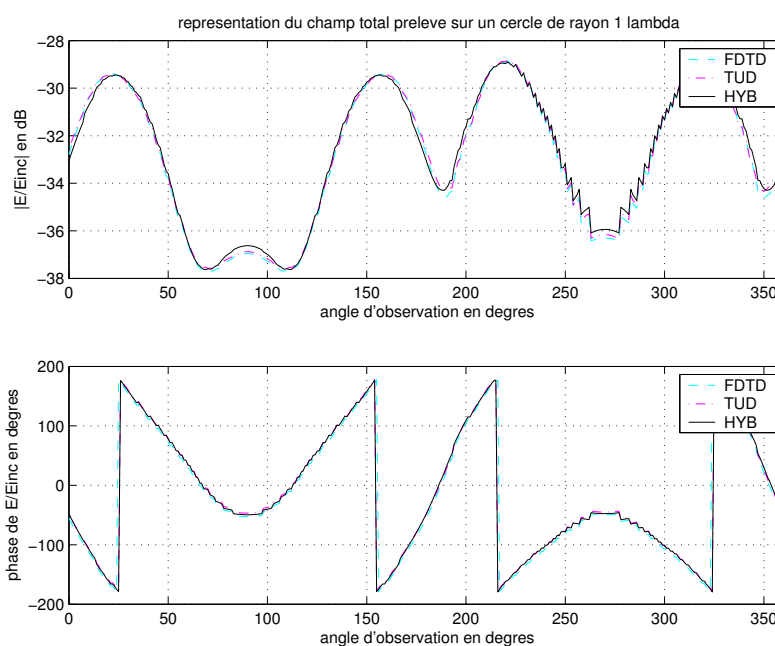
(b) avec correction

**Figure 2.19 :** Représentation du champ total reçu sur un cercle de rayon  $\lambda$  pour la modélisation de la propagation en espace libre à 2 GHz en présence d'une plaque métallique de dimension  $\lambda$  : méthode hybride

FDTD, hybride) en terme d'amplitude du champ reçu. Les marches d'escalier sont liées non pas à une imprécision des méthodes mais au fait que les points de calcul du champ sont définis par un maillage parallélépipédique (donc les positions des points d'observation ne sont pas toujours sur le cercle). Les expressions générales des champs électromagnétiques calculés par la méthode hybride et présentées au paragraphe 2.4.2 sont ainsi validées.

### 2.4.3.3 Premiers constats sur le domaine de validité de la méthode hybride

L'hybridation repose sur des hypothèses de champ lointain pour la source et les points d'observation. En effet, l'hypothèse d'une onde plane arrivant sur l'objet n'est valable que si la



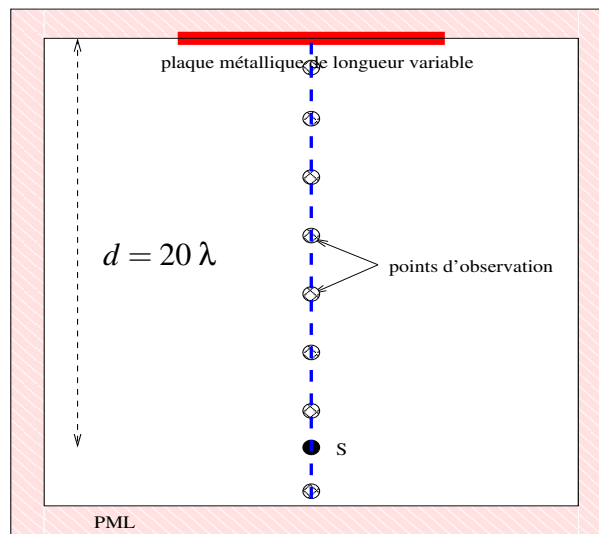
**Figure 2.20 :** Représentation du champ total obtenu par les 3 méthodes Tracé de rayons, FDTD, hybride

source est en zone de champ lointain. De même, le champ rayonné par la structure, calculé par la méthode hybride, sera valide uniquement en zone de champ lointain. Cette zone va dépendre de la position de la source par rapport à l'objet, mais aussi des dimensions de l'objet. Prenons l'exemple d'une plaque métallique de longueur variable. La configuration étudiée reste la même que pour la phase de validation de l'utilisation de la source FDTD pour la normalisation des champs et en particulier la fréquence de 200 MHz, soit une longueur d'onde  $\lambda = 1.5$  mètres. La figure 2.21 représente les simulations effectuées. La source est située à  $20\lambda$  de la plaque et le champ  $E = E^{total} - E^{inc}$  est simulé en un ensemble de points localisés sur une droite orientée selon la direction d'incidence  $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ$ .

Pour des longueurs de plaque égales à  $\frac{\lambda}{2}, \lambda, 2\lambda$ , la figure 2.22 représente le champ  $E = E^{total} - E^{inc}$  simulé selon le principe de la figure 2.21 et calculé par deux méthodes :

- la méthode rigoureuse FDTD dans laquelle le champ est calculé dans chaque cellule élémentaire,
- la méthode de transformation champ proche-champ lointain : dans ce cas, on récupère le champ à une distance par défaut de 1 mètre et on déduit le champ aux autres points par la loi de décroissance du champ en 2D.

On remarque que la distance à partir de laquelle la méthode hybride, qui s'appuie sur la transformation champ proche - champ lointain, va pouvoir s'appliquer et être valide varie avec

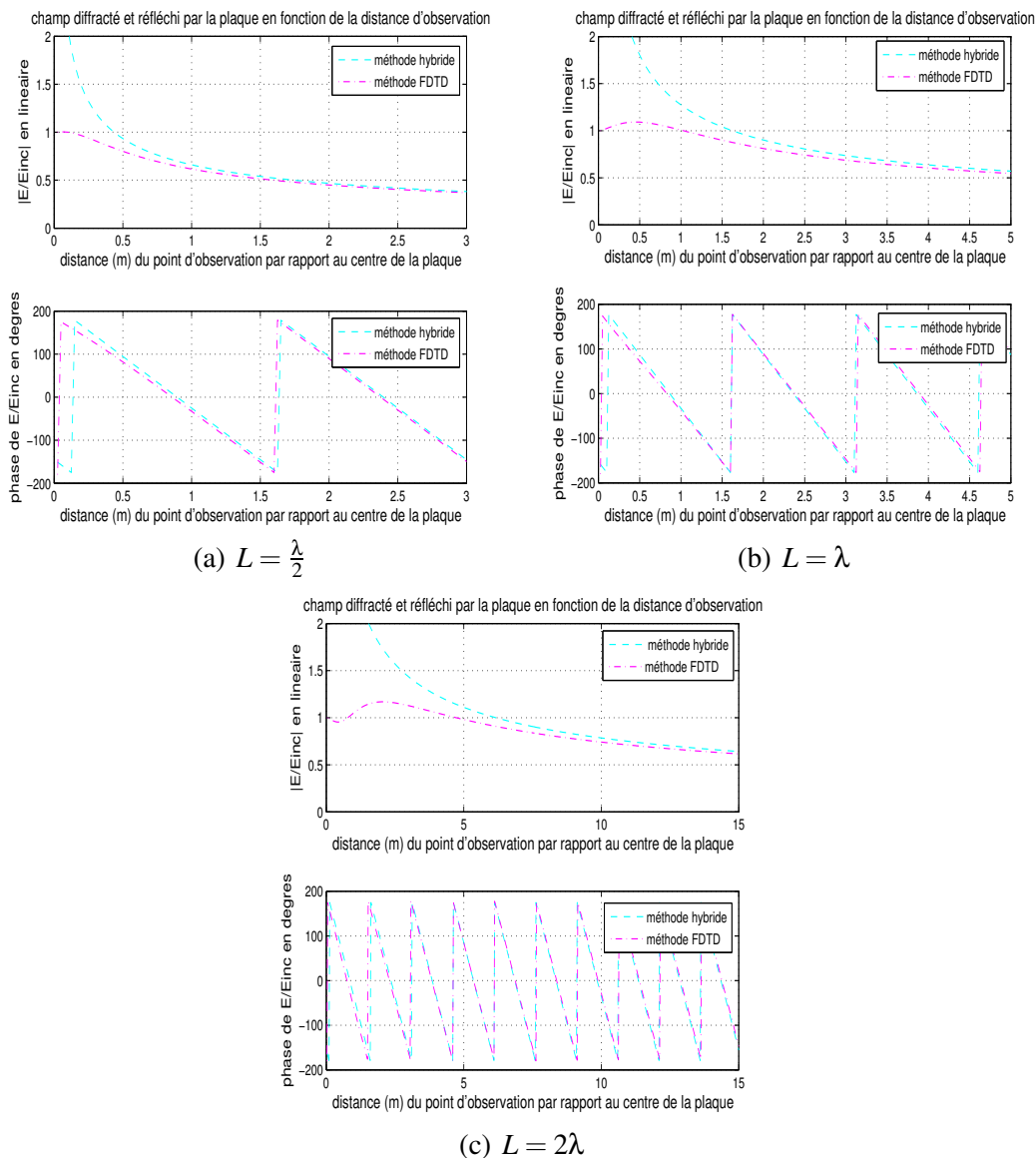


**Figure 2.21 :** *Synoptique de la simulation de la diffraction d'une onde électromagnétique par une plaque métallique de longueur variable*

la taille de la plaque. Plus précisément, on peut conclure que la distance de la zone de champ lointain semble augmenter avec la dimension de la plaque métallique. Nous pouvons dès lors supposer que les conditions d'application du modèle hybride dépendent des dimensions de l'objet. De façon plus générale, la géométrie de l'objet, les positions des émetteurs et récepteurs, les caractéristiques de l'onde propagée (polarisation, fréquence, amplitude ...) sont autant de paramètres qui vont influencer sur le domaine de validité de la méthode hybride. Une étude paramétrique 2D et 3D fait l'objet du chapitre 4. Soulignons que récemment, S. Laybros a fait une étude paramétrique pour déterminer les frontières des zones de rayonnement des "petits" dipôles [45] (zones de champ proche, de Fraunhofer, de champ lointain) et a montré que ces frontières ne sont pas véritablement déterminables par des formules générales.

## 2.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les différentes techniques d'illumination de structures par la méthode numérique FDTD : plus particulièrement, nous avons montré que l'illumination par ondes planes avec une impulsion temporelle de type sino-gaussien est adaptée à nos objectifs. En effet, cette technique d'illumination permet, par un seul passage en temporel, d'obtenir la matrice de diffraction en champ lointain d'une structure donnée, sur une large bande de fréquences. De plus, l'impulsion sino-gaussienne, tout en gardant les avantages de l'impulsion



**Figure 2.22 :** *Comparaison des champs lointains et exacts pour une plaque métallique de longueur variable*

gaussienne, permet d'accélérer les temps de calculs puisque la largeur de l'impulsion est faible comparée à celle d'une gaussienne.

Après avoir présenté le formalisme de la méthode utilisée, nous avons présenté l'élaboration des matrices de diffraction, en insistant sur les aspects de polarisation de l'onde incidente et les corrections à apporter sur le modèle.

Ainsi, nous avons montré que pour caractériser complètement une structure donnée, il suffit de construire la matrice de diffraction 3D de celle-ci successivement pour une illumination en polarisation verticale puis horizontale ; le comportement électromagnétique de la structure vis

à vis d'une onde à polarisation quelconque est alors une combinaison linéaire des coefficients de diffraction issus des deux matrices calculées. Nous avons aussi mis en avant les erreurs introduites par cette méthode en zone d'ombre de la structure étudiée : en effet, le principe de Huygens implique un calcul de champ faux dans la zone d'ombre. La correction à apporter dans cette zone dépend alors de la position du couple émetteur - récepteur.

Finalement, nous avons établi des relations de concordance entre le modèle proposé, le tracé de rayons et la FDTD, de façon à pouvoir élaborer le modèle complet qui est une hybridation indirecte des méthodes Tracé de Rayons et FDTD. Nous avons montré que le modèle proposé nécessite une phase de normalisation importante pour faciliter l'utilisation de la matrice de diffraction par le code de tracé de rayons.

Nous avons par ailleurs soulevé les problèmes de domaine de validité de la méthode. Ceci fera l'objet d'une grande partie du chapitre 4, avec une étude paramétrique 2D et 3D portant sur la nature, la forme, les dimensions des objets traités et des caractéristiques de l'onde (polarisation, fréquence ...).

# Mise en oeuvre de la méthode hybride

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>87</b>
<b>3.2</b>	<b>Compression des matrices de diffraction</b>	<b>87</b>
3.2.1	Introduction	87
3.2.2	Décomposition en harmoniques sphériques	88
3.2.2.1	Principe	88
3.2.2.2	Application à la compression des matrices de diffraction	89
3.2.2.3	Taux de compression	91
3.2.2.4	Conclusion	92
3.2.3	La Transformée en Ondelettes Discrètes (TOD)	93
3.2.3.1	Représentation en ondelettes : multirésolution	93
3.2.3.2	Compression / Reconstruction	97
3.2.3.3	Taux de compression	98
3.2.4	Conclusion	99
<b>3.3</b>	<b>Mise en oeuvre du modèle</b>	<b>101</b>
3.3.1	Introduction	101
3.3.2	Logiciel de simulation de canal : CRT	101
3.3.2.1	Les entrées	102
3.3.2.2	Les sorties	103
3.3.2.3	Optimisations et évolution du code de Tracé de rayons	104
3.3.3	Module de calcul "hybridation"	105



3.3.3.1	Synoptique du module de calcul . . . . .	105
3.3.3.2	Introduction des objets de type “Hobjet” dans l’environnement . . . . .	106
3.3.3.3	Traitement de l’interaction onde - Hobjet . . . . .	108
3.3.4	Conclusion . . . . .	112
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>112</b>

---

## 3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter la mise en oeuvre de notre méthode hybride pour la modélisation de la propagation indoor. Etant donné que les matrices de diffraction créées prennent beaucoup de place mémoire, nous verrons dans un premier temps la phase de compression de celles-ci, nécessaire pour limiter l'occupation de l'espace disque et réduire au maximum les temps de calcul (paragraphe 3.2). Dans ce paragraphe, nous verrons notamment comment appliquer la Transformation en Ondelettes Discrètes (TOD) - technique très utilisée en synthèse d'images pour la représentation de Fonctions de Réflectance Bidirectionnelle (FDRB) - à la représentation de nos matrices de diffraction.

Nous aborderons ensuite l'implémentation informatique de la méthode hybride explicitée dans le chapitre 2. En particulier, nous détaillerons la notion de "plugin", qui est une méthode de programmation originale pour incorporer des modules de programme dans un logiciel existant sans devoir compiler tout le noyau de l'application à chaque fois. Nous expliciterons aussi comment introduire les éléments de l'environnement traités par FDTD (matrice de diffraction) et les prendre en compte dans une simulation par Tracé de rayons.

## 3.2 Compression des matrices de diffraction

### 3.2.1 Introduction

En télécommunications, les techniques de compression prennent une importance capitale lorsqu'il s'agit de transférer des informations de plus en plus rapidement et donc à des débits élevés. Différentes techniques ont initialement été développées pour la compression d'images dédiées à une transmission haut débit (normes JPEG, JPEG2000, MPEG4 ...).

Pour répondre à notre objectif de compression des matrices de diffraction, deux techniques ont été étudiées : il s'agit de la technique de décomposition de fonctions dans une base d'harmoniques sphériques (HS) et de la Transformation en Ondelette Discrète (TOD) plus connue sous son acronyme anglais DWT (Discrete Wavelet Transform). Leurs performances en fonction de nos objectifs seront présentées puis le choix de la TOD sera ensuite justifié, en se basant sur l'utilisation simple de cette méthode et le gain en temps de calcul et mémoire (taux de compression).

## 3.2.2 Décomposition en harmoniques sphériques

### 3.2.2.1 Principe

Les harmoniques sphériques sont souvent utilisées en synthèse d'images et plus précisément pour le rendu réaliste [46]. Leur utilisation s'est aussi avérée efficace pour des applications en sismographie, pour des diagrammes de rayonnement d'antennes [47] ou encore en radar [48]. Elles permettent de représenter des Fonctions de Réflectance Bidirectionnelles (FDRB). En 1992, Westin [49] propose un modèle pour représenter la FDRB de manière concise par une matrice de coefficients d'Harmoniques Sphériques (HS). Il étend les travaux de Cabral [46], Kajiya [50], et principalement Sillion [51].

Les harmoniques sphériques sont l'analogue sphérique des fonctions cosinus et sinus dans la décomposition de Fourier. Elles sont compactes dans l'espace des fréquences et donc adaptées à la représentation de fonctions lisses sur la sphère, qui n'utiliseront qu'un très faible nombre de coefficients.

La décomposition en HS s'appuie sur le principe que toute fonction  $f$  de carré intégrable sur la sphère  $S^2$  peut être représentée par une somme infinie de fonctions de base d'harmoniques sphériques  $Y_l^m(\theta, \phi)$  - avec  $(\theta, \phi)$  les variables en coordonnées sphériques - d'ordre et de degré variables  $l$  et  $m$  :

$$f(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l C_l^m Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.1)$$

avec

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (3.2)$$

où  $P_l^m$  sont des polynômes de Legendre définis par la relation de récurrence suivante :

$$\begin{aligned} P_0^0(x) &= 1 & P_l^m(x) &= x \left( \frac{2l-1}{l-m} \right) P_{l-1}^m(x) - \left( \frac{l+m-1}{l-m} \right) P_{l-2}^m(x) \\ P_{m+1}^m(x) &= x(2m+1) P_m^m(x) & P_m^m(x) &= (1-2m) \sqrt{1-x^2} P_{m-1}^{m+1}(x) \end{aligned}$$

Comme dans la représentation de Fourier,  $f$  peut être approchée par une série contenant un nombre fini de termes. En utilisant une notation vectorielle (i.e. on range les fonctions de bases pour un ordre donné dans un vecteur), on obtient :

$$f(\theta, \phi) \sim \sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^{m=l} C_l^m Y_l^m(\theta, \phi) = \sum_{k=0}^{n^2} C_k Y_k(\theta, \phi) \quad (3.3)$$

où le changement d'indice  $k = l(l+1) + m$  a été effectué et où  $n$  représente le nombre de coefficients de la projection.

Chaque coefficient  $C_k$  est la projection de  $f$  sur l'harmonique sphérique correspondante [52] :

$$C_k = \langle Y_k | f \rangle_{\Omega} = \int_{\Omega} f(\theta, \phi) Y_k(\theta, \phi) d\omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f(\theta, \phi) Y_k(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.4)$$

### 3.2.2.2 Application à la compression des matrices de diffraction

Pour tester les performances de la décomposition en harmoniques sphériques, nous avons considéré le cas de la diffraction d'une onde électromagnétique sur une structure cubique métallique. L'onde émise est une onde TM d'incidence oblique dans le plan  $x0y$  ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ).

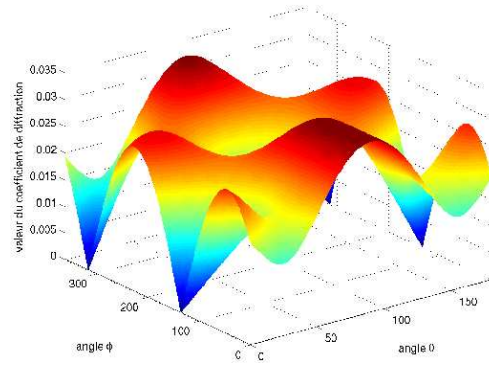
Dans un souci de travailler avec des signaux le plus lisse possible, nous avons effectué la projection des parties réelles et imaginaires du champ diffracté normalisé sur la base des harmoniques sphériques, préférentiellement à la phase qui peut contenir des sauts.

A ce stade, il est nécessaire de préciser que la décomposition en harmoniques sphériques nécessite une projection des valeurs de la matrice de diffraction pour chaque direction d'incidence souhaitée. Ainsi, si on considère un pas angulaire de  $5^\circ$  en  $\theta_i$  et  $\phi_i$ , nous devons effectuer environ 2700 projections. Par conséquent, pour reconstituer une matrice de diffraction, il est nécessaire de stocker 2700 fichiers de coefficients par polarisation.

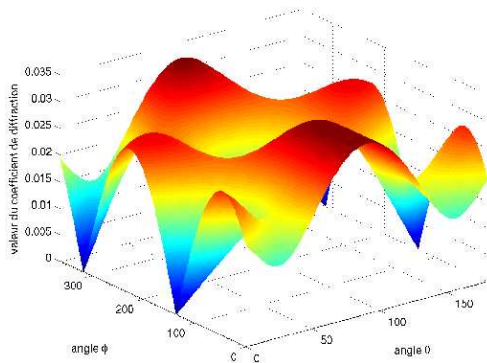
L'allure du module du champ diffracté normalisé est présentée figure 3.1.

De façon à déterminer le niveau de décomposition (et donc le nombre de coefficients  $n$  de la projection) qu'il faut atteindre pour pouvoir reconstruire correctement la matrice de diffraction, la matrice de diffraction du cube métallique présentée figure 3.1 a été projetée sur la base des HS en prenant successivement 16, 49, 121 coefficients. Le module du champ diffracté normalisé reconstruit est présenté sur les figures 3.2(b), 3.2(c) et 3.2(d). La figure 3.2(a) constitue la matrice non compressée issue du calcul FDTD par la méthode d'illumination par ondes planes.

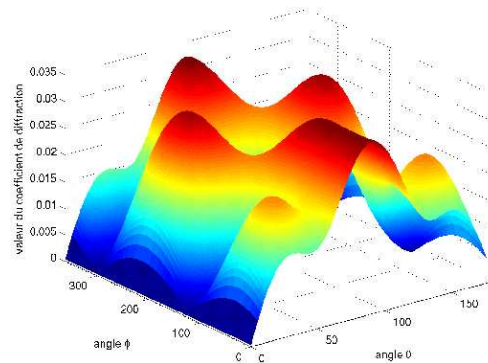
On peut remarquer qu'il faut considérer un niveau important pour bien reconstruire la matrice de diffraction initiale. Cependant, on constate des problèmes de reconstruction au niveau



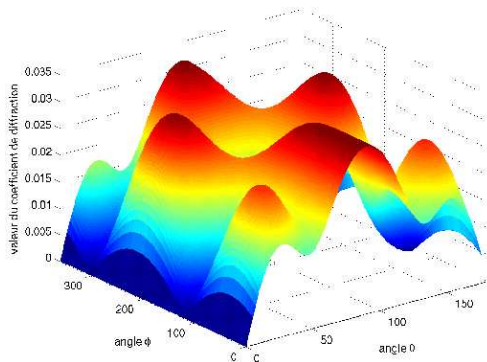
**Figure 3.1 :** *matrice de diffraction d'un cube métallique de taille  $\frac{\lambda}{3}$  à 2 GHz pour un angle d'incidence  $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ .*



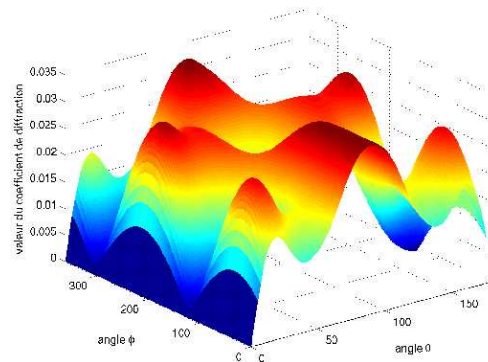
(a) *matrice non compressée*



(b) *16 coefficients*



(c) *49 coefficients*

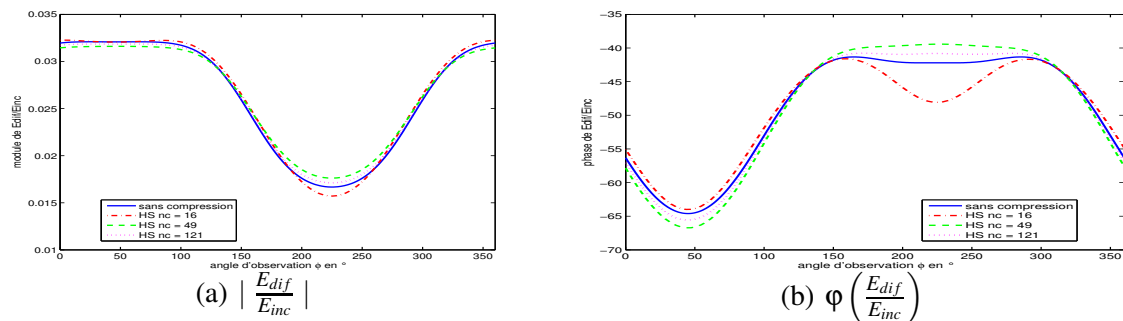


(d) *121 coefficients*

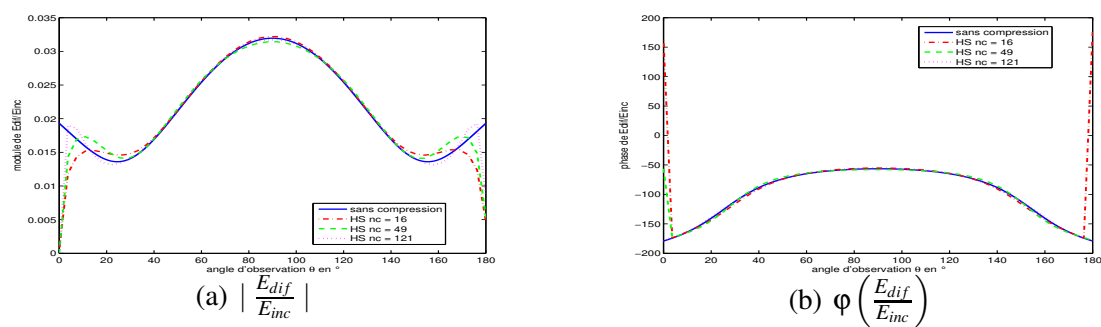
**Figure 3.2 :** *Module du champ diffracté normalisé : matrice non compressée (3.2(a)) et reconstruite pour 3 niveaux de décomposition (3.2(b) 3.2(c) 3.2(d)).*

des pôles ( $\theta_o = 0^\circ$  et  $\theta_o = 180^\circ$  d'une part,  $\phi_o = 0^\circ$  et  $\phi_o = 360^\circ$  d'autre part) liés au terme en  $\sin \theta$  qui s'annule dans la décomposition de la matrice dans la base des harmoniques sphériques. De façon à mieux visualiser ces problèmes aux pôles, nous présentons les résultats obtenus dans

un plan  $\theta_o = 90^\circ$  (figure 3.3) puis dans un plan  $\phi_o = 90^\circ$  (figure 3.4) sur le module et la phase du champ diffracté normalisé.



**Figure 3.3 :** Comparaison des matrices de diffraction non compressées et reconstruites (3 niveaux) dans le plan  $\theta_o = 90^\circ$ .



**Figure 3.4 :** Comparaison des matrices de diffraction non compressées et reconstruites (3 niveaux) dans le plan  $\phi_o = 90^\circ$ .

Dans le plan  $\theta_o = 90^\circ$ , on remarque que la phase du signal est la moins bien reconstruite, en particulier dans la zone d'ombre de l'objet (autour de  $\phi_o = 225^\circ$ ) puisque c'est la zone où le champ diffracté subit des variations rapides.

Dans le plan  $\phi_o = 90^\circ$ , les erreurs de reconstruction apparaissent au niveau des pôles ( $\theta_o = 0^\circ$  et  $\theta_o = 180^\circ$ ).

### 3.2.2.3 Taux de compression

La projection des matrices de diffraction sur la base des harmoniques sphériques présente l'avantage de faire appel à des fichiers de coefficients qui ne prennent pas beaucoup de place en mémoire et sur le disque. Même s'il est nécessaire de manipuler des gros tableaux de coefficients pour la reconstruction d'un échantillon pour un couple d'angles  $(\theta_i, \phi_i)$  et  $(\theta_o, \phi_o)$ , cette

projection permet de compresser les matrices de diffraction en gardant une erreur moyenne acceptable (inférieure à 5% sur le module et inférieure à 5° sur la phase) sur tout l'ensemble du domaine angulaire  $\theta, \phi$ , excepté pour les échantillons aux valeurs de  $\theta$  proches de 0° et 180°.

Les taux de compression que l'on atteint avec cette technique dépendent à la fois du pas angulaire choisi pour la construction des matrices de diffraction et du nombre de coefficients choisis pour la projection sur la base des harmoniques sphériques.

Le tableau 3.1 fournit la taille des fichiers de coefficients représentant l'intégralité d'une matrice de diffraction en fonction du pas angulaire choisi pour les directions d'incidence.

		nombre de coefficients			
		16	49	121	sans compression
pas angulaire	10°	0.38	1.12	2.74	63
	5°	1.47	4.32	10.54	930

**Tableau 3.1 :** Taille (en Mo) des fichiers de coefficients représentant une matrice de diffraction en fonction du nombre de coefficients et du pas angulaire choisis.

Concernant la taille réelle d'une matrice de diffraction (partie réelle, partie imaginaire et polarisations prises en compte), elle est d'environ 930 Mo si le pas angulaire choisi pour les directions d'incidence et de départ est de 5°, et de 63 Mo pour le cas d'un pas angulaire de 10°. Ainsi, pour ces deux pas angulaires, le tableau 3.2 fournit les taux de compressions obtenus en fonction du nombre de coefficients.

		nombre de coefficients		
		16	49	121
pas angulaire	10°	99.4	98.2	95.66
	5°	99.84	99.54	98.88

**Tableau 3.2 :** Taux (%) de compression en fonction du nombre de coefficients et du pas angulaire choisis.

### 3.2.2.4 Conclusion

L'utilisation d'une décomposition en harmoniques sphériques suppose que les signaux soient suffisamment "lisses". Ainsi, cette technique peut s'avérer peu performante pour l'étude de la diffraction par des objets de formes complexes qui peuvent avoir un comportement électromagnétique générant des signaux présentant des variations rapides (en particulier dans les

zones d'ombres). Nous avons en particulier remarqué que la reconstruction du champ diffracté en zone d'ombre nécessite un nombre de coefficients important, de même que la reconstruction au niveau des pôles ( $\theta_o = 0^\circ$  et  $\theta_o = 180^\circ$ ). Par ailleurs, cette technique, bien qu'elle permette d'atteindre des taux de compression importants et une erreur moyenne faible lors de la reconstruction, a pour inconvénient majeur de ne pas pouvoir traiter globalement la matrice de diffraction (chaque direction d'incidence est traitée séparément).

Nous nous sommes donc intéressés à l'utilisation des ondelettes sphériques, qui ont l'avantage d'être une technique multi-résolution. De plus, cette technique permet de traiter des matrices de diffraction entières, en effectuant simultanément une multirésolution sur les directions d'incidence et de départ.

### 3.2.3 La Transformée en Ondelettes Discrètes (TOD)

#### 3.2.3.1 Représentation en ondelettes : multirésolution

L'analyse multirésolution sert à produire par filtrages et décimations successifs une série de signaux correspondant à une résolution de plus en plus faible, c'est-à-dire à des fréquences de plus en plus basses. Une telle analyse consiste à décomposer le signal sur une gamme très étendue d'échelles, opération que l'on peut comparer à une cartographie à différentes échelles.

##### 3.2.3.1.1 Méthodes

###### La méthode de Schröder [53] :

La modélisation de fonctions paramétrisables sur une sphère  $S^2$  à partir des ondelettes sphériques a été initialement appliquée à la représentation de Fonctions de Distributions de Réflectance Bidirectionnelle (FDRB), fonctions de l'hémisphère  $H^2$  par Schröder [53].

En fait Schröder [53] étend les ondelettes unidimensionnelles aux ondelettes sphériques dans le but de représenter efficacement des fonctions définies sur la sphère  $S^2$  ou sur l'hémisphère  $H^2$ .

$S^2$  est discrétisée en utilisant une construction géodésique [54]. Partant d'un octaèdre complet, ou d'un demi-octaèdre pour  $H^2$ , un processus de subdivision récursif découpe chaque triangle en quatre sous-triangles ou triangles fils jusqu'à un niveau de précision voulu (figure 3.5).





**Figure 3.5 :** *Subdivision du demi-octahédre aux niveaux 0,1,2.*

Une fonction définie sur  $S^2$  est approchée par une fonction constante par morceaux sur les triangles du niveau de précision requis. A titre d'information, le nombre de triangles correspondant aux niveaux de subdivision de l'hémisphère  $n = 0, 1, 2, 3, 4$  est respectivement  $nh_T = 4, 16, 64, 256, 1024$  car  $nh_T = 2^{2n+2}$ . Dans le cas de la sphère complète, il suffit de multiplier ces chiffres par deux ( $ns_T = 2^{2n+3}$ ).

#### **La méthode de Claustres [55] :**

Claustres a développé une bibliothèque de compression de données (la DWTL) [55] basée sur les ondelettes sphériques discrètes et la paramétrisation de la sphère proposée par Schröder. C'est l'outil que nous avons utilisé pour la compression de nos matrices de diffraction. Un exemple de projection et de reconstruction d'un signal numérique est présenté dans l'annexe C.

L'apport principal de Claustres réside dans l'extension de la représentation de fonctions de  $S^2$  à celle de fonctions de  $S^2 \times S^2$ . Cela lui permet de représenter entièrement les FDRB pour un jeu d'angles d'incidence et de réflexion. Claustres s'est appuyé sur une représentation basée sur la projection de la FDRB sur une base d'ondelettes à quatre dimensions. Les bases d'ondelettes multidimensionnelles sont construites à partir des bases d'ondelettes unidimensionnelles en utilisant le produit tensoriel et une décomposition dite non-standard [56].

Le modèle développé par Claustres est très puissant et s'applique à n'importe quel type de fonction à valeurs dans  $S^2 \times S^2$ . Il est donc parfaitement adapté à la modélisation de nos matrices de diffraction et à leur compression. De plus, l'aspect multi-résolution permet une reconstruction du signal à différents niveaux de façon rapide. D'autre part, la librairie "DWTL" permet de reconstruire le signal par interpolation. Les interpolations disponibles sont nombreuses et permettent d'évaluer la fonction à représenter aux endroits des échantillons manquants. Pour notre étude, nous n'avons pas testé l'influence de l'interpolation et avons choisi l'interpolation barycentrique pour la reconstruction des valeurs de la matrice compressée. Cette interpolation consiste à calculer la valeur de la fonction de diffraction pour une direction donnée en fonction

du poids de chacun des sommets du triangle d'intérêt. Ce poids est en fait dans notre cas la valeur de la fonction de diffraction aux sommets. Celle-ci s'obtient simplement en effectuant une moyenne de la valeur de la fonction de diffraction pour tous les triangles adjacents à un sommet.

Nous devons préciser à ce stade que la "DWTL" a été développée pour stocker et compresser des valeurs réelles. En effet, initialement, cette librairie a été conçue pour stocker des FDRB pour lesquelles l'information importante était l'intensité lumineuse (valeurs réelles). En ce qui nous concerne, nous devons stocker des valeurs de coefficients de diffraction complexes. Par conséquent, nous avons dû utiliser deux structures de stockage de valeurs réelles (une pour la partie réelle, une pour la partie imaginaire). Ainsi, pour caractériser une structure, nous avons besoin de projeter la partie réelle et la partie imaginaire pour deux polarisations incidentes et deux polarisations de départ (parallèle et perpendiculaire). Cela représentera donc huit fichiers.

### 3.2.3.1.2 Niveau de subdivision

Pour représenter nos matrices de diffraction, la première étape consiste à discrétiser la sphère  $S^2$  en fonction du nombre d'échantillons de la matrice à compresser. L'idéal, pour la subdivision tétraédrique utilisée, est d'avoir un échantillon par angle solide, c'est à dire un échantillon par triangle. Pour des fonctions à valeurs dans  $S^2 \times S^2$ , la discrétisation se faisant pour les directions d'incidence et pour les directions de départ de façon décorrélée, le nombre de triangles à un niveau  $n$  est  $n_T = 2^{4n+6}$ . Le niveau  $n$  est obtenu par la relation  $n = \frac{\ln(nb_{ech}) - 6}{4}$ .

Si l'on souhaite respecter au mieux la condition d'un échantillon par angle solide, le tableau 3.3 donne le niveau  $n$  de subdivision de la sphère à utiliser en fonction du pas angulaire d'échantillonnage choisi en émission et observation.

pas angulaire	$(\theta_i, \phi_i) = 1^\circ$ $(\theta_o, \phi_o) = 1^\circ$	$(\theta_i, \phi_i) = 1^\circ$ $(\theta_o, \phi_o) = 5^\circ$	$(\theta_i, \phi_i) = 5^\circ$ $(\theta_o, \phi_o) = 5^\circ$
$nb_{ech}$	$4.19e^9$	$1.67e^8$	$6.72e^6$
niveau $n$	$\approx 6$	$\approx 5$	$\approx 4$

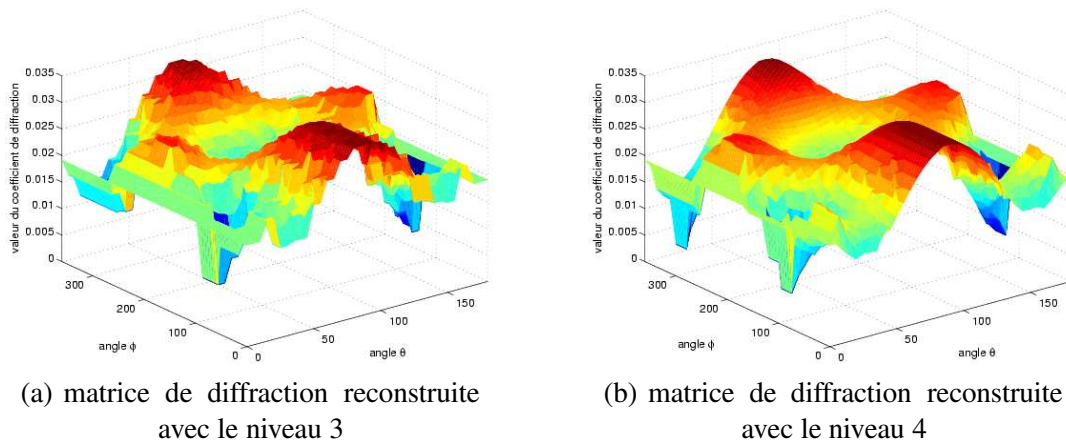
**Tableau 3.3 :** choix du niveau de subdivision de la sphère en fonction du pas angulaire

Les matrices de diffraction calculées par FDTD sont obtenues avec un échantillonnage des angles d'incidence  $(\theta_i, \phi_i)$  et des angles d'observation  $(\theta_o, \phi_o)$  de  $5^\circ$ . Ce pas angulaire est choisi dans un souci de bon compromis entre la précision et le temps de calcul. En effet, bien que

les objets que nous modélisons puissent être de forme complexe, nous pouvons supposer que le comportement électromagnétique moyen d'une structure telle que l'on peut rencontrer en environnement indoor est déterminé de manière correcte avec un tel pas angulaire. En effet, même si la matrice de diffraction comporte des variations localement rapides, l'allure générale reste relativement "lisse".

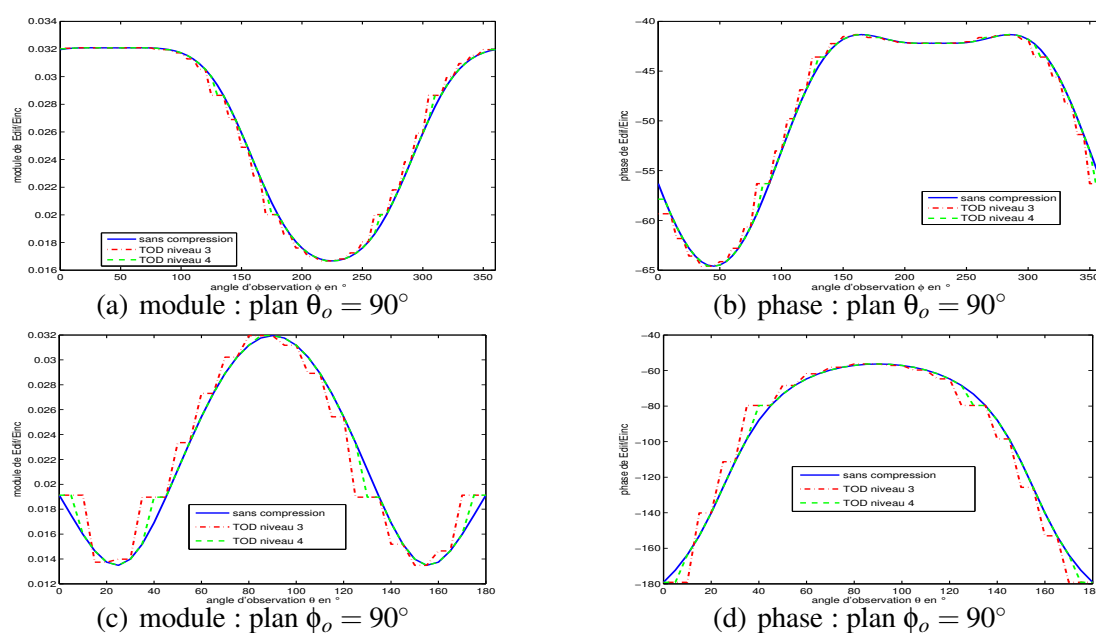
Ainsi, nos matrices de diffraction seront constituées de 6718464 échantillons ce qui correspond à un niveau de subdivision de la sphère  $n = 4$ . Nous allons vérifier l'importance du choix du niveau de subdivision de la sphère en prenant l'exemple de la matrice de diffraction d'un cube métallique de taille  $\frac{\lambda}{3}$  pour une fréquence d'étude égale à 2 GHz. Le cube est illuminé par une onde plane de direction  $(\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ)$  et le pas angulaire choisi en angles d'observation est de  $5^\circ$ .

La figure 3.6 représente le module de la matrice de diffraction reconstruite pour un niveau de subdivision choisi  $n = 3$  puis  $n = 4$  pour la sphère.



**Figure 3.6 :** Décomposition au niveau 3 et 4 du module du champ diffracté normalisé par un cube métallique de taille  $\frac{\lambda}{3}$  à 2 GHz pour un angle d'incidence  $(\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ)$ .

On se rend bien compte que le signal est sous-échantillonné au niveau 3 au vu des paliers que l'on trouve sur la matrice de diffraction reconstruite. Le problème est que le niveau choisi est insuffisant pour pouvoir reconstituer le signal initial de façon correcte. La reconstruction est meilleure au niveau 4. On observe mieux ce phénomène sur la figure 3.7 où l'on compare les signaux pour un couple d'angles d'observation donné, dans les plans  $\theta$  et  $\phi$ , en fonction du niveau de subdivision choisi pour la discrétisation de la sphère.



**Figure 3.7 :** comparaison des signaux initiaux et reconstruits dans les plans  $\theta_o = 90^\circ$  et  $\phi_o = 90^\circ$ , en fonction du niveau de subdivision choisi.

On constate l'influence du niveau de subdivision de la sphère puisque les courbes reconstruites pour un niveau 4 sont plus en accord avec la matrice de diffraction initiale. Par ailleurs, pour un niveau de subdivision de la sphère égal à 4, on obtient une erreur moyenne d'environ 1.1 sur le module et de  $0.8^\circ$  sur la phase.

Ainsi, pour la suite, nous considérerons les paramètres suivants :

- échantillonnage angulaire de  $5^\circ$  en émission et observation
- niveau de subdivision  $n = 4$

### 3.2.3.2 Compression / Reconstruction

#### Analyse en ondelette du signal multidimensionnel :

Une fois connus le nombre d'échantillons à stocker et défini le niveau de subdivision adéquat de la sphère, les divers échantillons sont insérés sur la sphère en vue d'une décomposition sur la base en ondelettes appropriée. Les creux dans la sphère sont comblés par interpolation et on applique ensuite la transformée en ondelettes discrètes aux deux structures de stockage.

### Compression :

La phase de compression passe par la définition d'un seuil. Ce seuil va permettre d'éliminer les coefficients d'ondelettes faibles et correspondant à des informations non nécessaires à la reconstruction du signal. C'est ce seuil qui va permettre la compression plus ou moins importante des matrices de diffraction.

Il s'agit d'un seuil relatif c'est à dire que la valeur du seuil est fonction de la dynamique du signal multidimensionnel à stocker. Plus le nombre de coefficients d'ondelettes en dessous du seuil est important, plus la compression sera efficace. Nous allons l'étudier dans le paragraphe 3.2.3.3.

### Synthèse ou reconstruction :

La reconstruction du signal peut se faire sur le signal compressé ou décompressé. Notre intérêt est évidemment de travailler à partir du signal compressé. Effectivement, dans une configuration donnée, nous allons préférentiellement choisir de récupérer une valeur ponctuelle à partir du signal compressé que de décompresser et synthétiser le signal dans son intégralité. La valeur d'un échantillon est recalculée par un schéma d'interpolation à partir de la connaissance des valeurs sur les triangles voisins du niveau de résolution le plus fin en remontant successivement vers le niveau le plus grossier.

#### **3.2.3.3 Taux de compression**

Le seuil relatif défini pour la phase de compression va permettre de trouver un compromis entre le taux de compression et l'erreur d'estimation du signal reconstruit.

A l'inverse de la projection sur la base des harmoniques sphériques, la Transformée en Ondelettes Discrète va permettre d'atteindre des taux de compression variables. En effet, la librairie DWTL utilisée ne permet pas de fixer directement un taux de compression. Elle permet uniquement de définir un seuillage relatif des coefficients d'ondelettes. Ainsi, un seuillage de 50% des coefficients va avoir différentes conséquences en fonction de la dynamique des coefficients d'ondelette ayant servi à la projection des matrices de diffraction. Par exemple, un plus grand nombre de coefficients sera souvent éliminé pour les projections des parties réelles que pour les parties imaginaires, parce que les parties imaginaires contiennent plus de variations rapides.

A titre d'exemple, le tableau 3.4 fournit des exemples de taux de compression et d'erreur moyenne relative introduite, pour le cas de la matrice de diffraction du cube de côté  $\frac{\lambda}{3}$ . L'erreur moyenne relative est définie par la relation suivante :

$$E = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^n \left| \frac{f_k - f'_k}{f_k} \right|$$

où  $n$ ,  $f_k$  et  $f'_k$  représentent respectivement le nombre d'échantillons projetés, les échantillons initiaux et reconstruits.

Ces taux de compression et ces erreurs sont évalués en fonction de la valeur du seuil, pour les parties réelles et imaginaires de la matrice de diffraction.

seuil	50%		10%		5%	
	Re	Im	Re	Im	Re	Im
taux de compression	98.53	98.53	97.19	95.35	96.3	91.12
erreur moyenne relative	Re	Im	Re	Im	Re	Im
	4.6	6.8	2.5	4.1	0.6	1.6

**Tableau 3.4 :** Taux (%) de compression et erreur moyenne relative sur les parties réelles et imaginaires en fonction du seuillage des coefficients d'ondelettes.

On s'aperçoit effectivement que pour un seuillage des coefficients dont la valeur est inférieure à 5% de la valeur du coefficient le plus grand, la partie imaginaire de la matrice est moins compressée que la partie réelle. Par contre, l'erreur moyenne relative reste faible (1,6%).

Ainsi, le taux de compression que l'on obtient n'est pas totalement maîtrisable. De façon générale, on peut tout de même signaler qu'un seuil relatif de 10 % entraîne un taux de compression supérieur ou égal à 90% et une erreur relative moyenne inférieure à 5%.

### 3.2.4 Conclusion

Si on fait une comparaison des méthodes de Transformation en Ondelettes Discrètes et de projection sur la base des Harmoniques Sphériques, pour le cas de la matrice de diffraction du cube métallique de côté  $\frac{\lambda}{3}$  à 2 GHz, on observe des erreurs moyennes sur le module et la phase des signaux reconstruits dont les valeurs sont retransmises dans le tableau 3.5, pour les plans  $\theta_o = 90^\circ$  et  $\phi_o = 90^\circ$ .

On s'aperçoit que pour les paramètres choisis pour le calcul des matrices de diffraction, les deux techniques de compression fournissent des résultats performants en terme de taux de

	HS (121 coefficients)		DWT (niveau 4)	
taux de compression moyen (%)	> 95		> 90	
erreur	plan $\theta_o = 90^\circ$	plan $\phi_o = 90^\circ$	plan $\theta_o = 90^\circ$	plan $\phi_o = 90^\circ$
module (%)	1.05	2.35	0.2	1.12
phase ( $^\circ$ )	0.68	0.85	0.09	0.77

**Tableau 3.5 :** *Tableau d'erreurs relatives moyennes d'estimation du module et de la phase du signal reconstruit*

compression et d'erreur lors de la reconstruction. Cependant, la technique de compression par ondelettes discrètes est plus attrayante grâce à son aspect multirésolution et aussi la facilité de reconstruction d'un échantillon à partir de la matrice compressée. Nous avons donc choisi la méthode de compression par Transformée en Ondelettes Discrètes.

Voyons à présent comment intégrer et utiliser ces matrices compressées dans un logiciel de modélisation de la propagation 3D basé sur un tracé de rayons. Nous allons aborder plus précisément l'aspect mise en oeuvre du modèle.

## 3.3 Mise en oeuvre du modèle

### 3.3.1 Introduction

Cette partie consiste en la mise en oeuvre informatique du modèle hybride Tracé de rayons / matrices de diffraction présenté dans le chapitre 2. Cette implémentation repose sur le concept de plugin que nous détaillons dans le paragraphe 3.3.3 et s'appuie sur l'utilisation du logiciel CRT (Communication Ray Tracing) qui a servi de base à l'élaboration de ce plugin. De façon plus précise, le modèle hybride est implémenté dans le logiciel CRT en tant que greffon de calcul (plugin) c'est à dire qu'on utilise librement les fonctions de CRT en y ajoutant les fonctionnalités propres du modèle hybride développé. D'un point de vue de l'utilisateur, le plugin "hybridation" sera vue comme une option du logiciel CRT, selon que l'on souhaite ou non modéliser l'environnement de propagation par cette méthode. Ainsi, le paragraphe 3.3.2 présente le synoptique du logiciel CRT ainsi que ses fonctionnalités. Le paragraphe 3.3.3 consiste en la description du greffon de calcul (plugin) "hybridation" correspondant à l'hybridation des techniques de Tracé de rayons avec les matrices de diffraction calculées par FDTD.

### 3.3.2 Logiciel de simulation de canal : CRT

CRT (Communication Ray Tracer) est un logiciel de simulation de la propagation des ondes dans des environnements outdoor et indoor, développé au laboratoire SIC de l'Université de Poitiers [57]. Ce dernier s'appuie sur l'association d'une technique de tracé de rayons 3D pour la recherche de trajets et d'une méthode asymptotique en fréquence. Cette méthode repose sur la théorie de l'Optique Géométrique et la Théorie Uniforme de la Diffraction.

Pour une liaison émetteur-récepteur choisie, le simulateur peut déterminer et caractériser l'ensemble des trajets existants. Nous avons ainsi accès aux informations relatives à chacun des trajets (atténuation, phase, polarisation et position des points d'interactions électromagnétiques subies par l'onde avec son environnement). De ce fait, nous pouvons obtenir une réponse impulsionnelle synthétique (ensemble des trajets empruntés par l'onde) pour un point de réception choisi, ou encore l'évolution de celle-ci pour un parcours de mesure. Cet outil permet de travailler aussi bien dans des contextes indoor qu'outdoor. La figure 3.8 illustre le principe de ce simulateur et la figure 3.10 en montre l'IHM <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Interface Homme-Machine



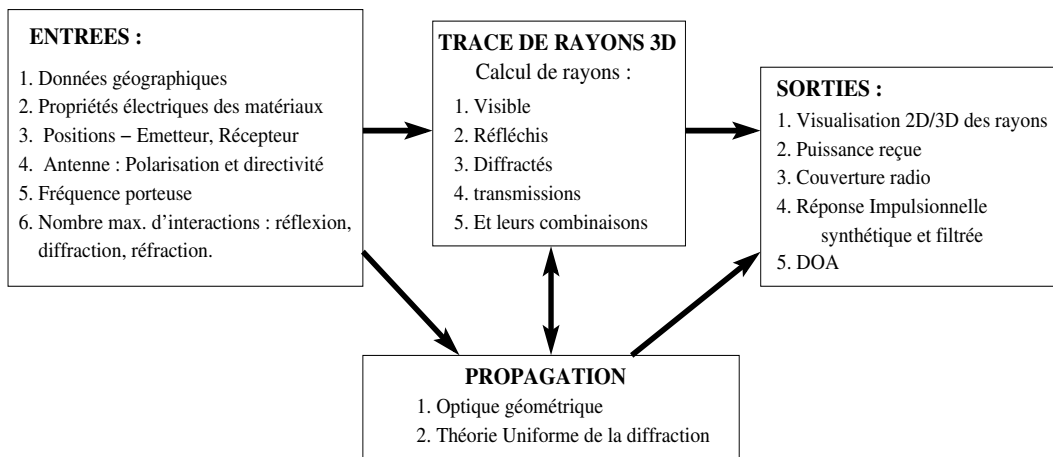


Figure 3.8 : Synoptique du simulateur de canal

### 3.3.2.1 Les entrées

Plus précisément, les entrées du simulateur de canal sont :

- les données géographiques "outdoor" ou "indoor" issues respectivement de l'IGN<sup>2</sup> ou d'un modèleur d'environnement indoor : à titre d'exemple, la figure 3.9 donne un exemple de fichier contenant les informations nécessaires à la création d'environnements indoor ;
- les paramètres électriques des matériaux (conductivité  $\sigma$ , permittivité  $\epsilon$ ) ;
- le choix de la position des émetteurs et récepteurs dans l'environnement 3D ;
- le choix du nombre d'interactions électromagnétiques (réflexion, transmission, diffraction) que l'on veut considérer.

```

defprops Beton
  arc 0.8 0.8 0.8 /*couleur pour visualisation */
  epsilon 9 /* permittivité */
  sigma 0.1 /* conductivité */
end

defobj objet_1 /* définition d'un objet polygone */
  polygone
  4 /* nombre de sommets */
  0.0 0.0 1.0 /* liste de sommets */
  1.0 1.0 1.0
  1.0 1.0 0.0
  0.0 0.0 0.0
  instprops Beton /* propriétés */
  end
end

instobj objet_1 /* création d'un objet polygone */
  scale 2.0 5.0 2.5 /* dilatation de l'objet */
end
  
```

Figure 3.9 : Exemple de données pour la définition d'environnements indoor

<sup>2</sup>Institut Géographique National

### 3.3.2.2 Les sorties

Le simulateur de canal délivre en sortie différents résultats, fournissant à la fois des caractéristiques bande étroite et bande large sur le canal de propagation.

#### analyse bande étroite :

Le logiciel CRT permet par exemple d'observer l'évolution de la puissance reçue sur un parcours donné, en fonction d'un environnement et d'un nombre donné d'interactions. La puissance reçue est obtenue en sommant dans le plan complexe les contributions de chaque trajet obtenu dans une configuration Emetteur-Récepteur-nombre d'interactions. Cela permet entre autres d'observer les évanouissements rapides du signal correspondant aux zones d'ombres des objets rencontrés sur le parcours. Sur le même principe, le logiciel permet d'obtenir des zones de couverture pour un environnement donné.

#### analyse en bande large :

Pour une étude large bande du canal de propagation, le logiciel CRT permet le calcul de la réponse impulsionnelle du canal, associée aux rayons arrivant sur le récepteur. Ainsi, en filtrant cette réponse impulsionnelle sur la bande de fréquence d'analyse, on obtient des paramètres large bande tels que l'étalement des retards ou encore les bandes de corrélation à 90% et 50%, traduisant la sélectivité en fréquence du canal.

Différentes études ont été effectuées pour valider les performances du logiciel CRT pour l'analyse bande étroite et bande large du canal de propagation en milieu outdoor et indoor [58] [57].

Nous retrouvons la plupart de ces entrées - sorties accessibles directement sur l'interface principale de la figure 3.10.

Les icônes en haut à droite permettent l'accès aux principales fonctions : ouverture, enregistrement, lancement du calcul, affichage des options et des réponses impulsionnelles. Sur le côté gauche, la fenêtre notée 1 permet de placer sur la scène l'émetteur et le récepteur. La fenêtre notée 2 permet de régler le nombre maximum d'interactions utilisées pour la simulation. Enfin, la fenêtre notée 3 détaille la trajectoire de chaque trajet radioélectrique une fois le calcul de simulation effectué.

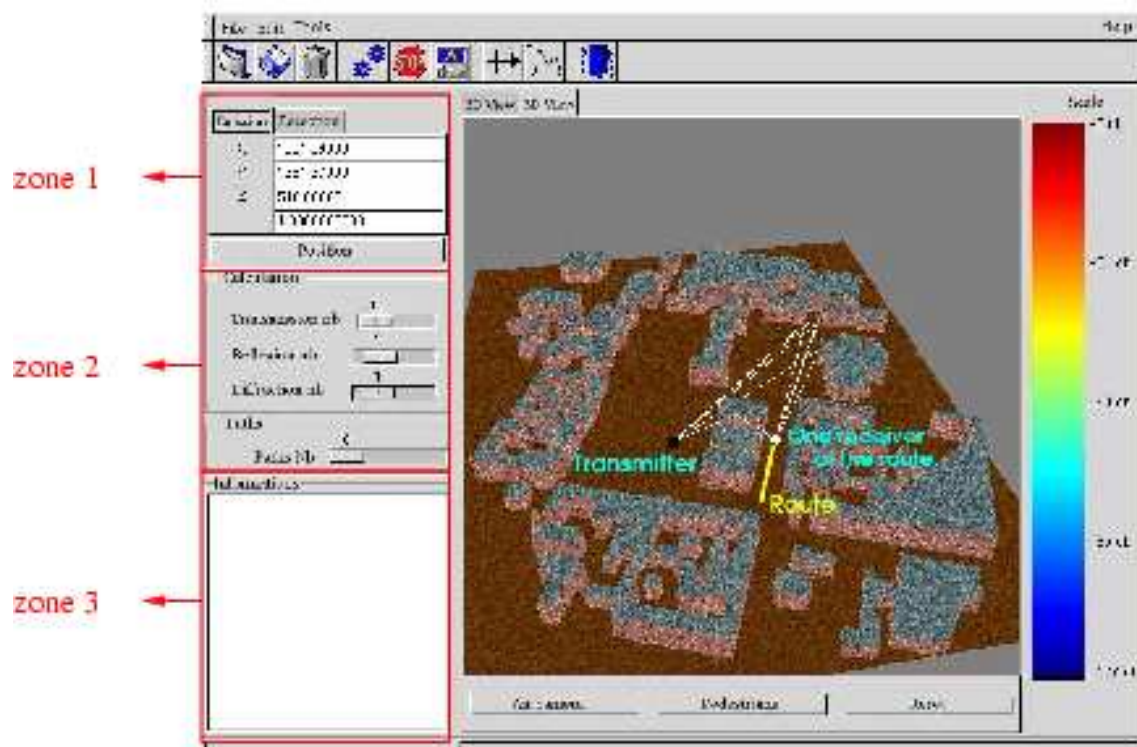


Figure 3.10 : Interface du simulateur de canal

### 3.3.2.3 Optimisations et évolution du code de Tracé de rayons

Il est important de souligner l'importance du nombre d'interactions utilisé pour la simulation. En effet, ce nombre doit être choisi en tenant compte d'un compromis entre la précision et le temps de calcul. Or, ce temps de calcul est intimement associé au tracé de rayons, i.e. au nombre d'interactions et en particulier au nombre de diffractions. Sur ce point, le simulateur est actuellement dans une phase d'optimisation : différentes techniques d'accélération ont été proposées ou sont encore en cours, basées sur des optimisations de type physique, géométrique ou purement algorithmique. Le but est de réduire significativement le nombre de faces et d'arêtes qui entre dans le calcul de simulation de la propagation et par conséquent le temps de calcul. Pour cela, la technique de tracé de rayon intègre un pré-calcul de graphes de visibilité [59] [60].

Les différentes évolutions du logiciel CRT (optimisations, modélisations particulières de l'environnement de propagation) ont amené à développer certaines options en fonction de l'application voulue. Afin d'éviter de recompiler l'ensemble du noyau de CRT, ces fonctionnalités ont été introduites sous forme de plugins.

### 3.3.3 Module de calcul “hybridation”

Les plugins sont des modules de calcul greffés sur un logiciel principal (en l’occurrence CRT), destinés à effectuer une ou plusieurs fonctions particulières. La dénomination de plugin est simplement issue du fait que ces modules peuvent être compilés indépendamment de l’application principale (ils sont connectés au logiciel principal). D’un point de vue pratique, chaque module de calcul est compilé en librairie dynamique. Ainsi, lors du lancement de l’application, l’utilisateur va sélectionner le plugin qu’il souhaite et ce dernier sera chargé dynamiquement.

D’un point de vue programmation, les plugins sont constitués de pointeurs sur des fonctions (en langage C) ou sur des classes (C orienté objet et C++) si bien que le plugin n’a pas besoin de connaître les fonctions du noyau mais dialogue avec ce dernier par les pointeurs.

En ce qui nous concerne, le module de calcul que l’on souhaite greffer à CRT doit permettre la prise en compte d’objets diffractants (définis par leur matrice calculée par FDTD) dans une simulation par Tracé de rayons effectuée par CRT.

Après avoir rappelé le principe de la méthode hybride présentée dans le chapitre 2, la définition d’une nouvelle classe d’objets “Hobjet” comprenant les objets traités par FDTD est présentée dans le paragraphe 3.3.3.2. Cette classe d’objets vient s’ajouter aux définitions classiques des objets traités par Tracé de rayons. Finalement, le paragraphe 3.3.3.3 décrit les étapes de prise en compte d’un “Hobjet” dans une simulation à Tracé de rayons.

#### 3.3.3.1 Synoptique du module de calcul

Le module de calcul contient ses entrées et ses sorties. Si on considère le schéma présenté figure 3.11, on constate que, pour un objet donné et défini par sa matrice de diffraction, notre module de calcul doit pouvoir interpréter les informations des trajets arrivant sur l’objet (direction, amplitude, phase, polarisation ...) et donner les trajets diffractés par l’objet pour chacun des trajets entrants. Ces trajets doivent tenir compte d’un certain nombre de paramètres issus du logiciel CRT comme par exemple la position du couple émetteur - récepteur ou encore le nombre d’interactions électromagnétiques à considérer.

Pour résumer, on peut considérer que, pour chaque objet issu d’un calcul FDTD et donc représenté par sa matrice de diffraction, le module de calcul respecte le synoptique de la figure 3.12.

Les deux points fondamentaux intervenant dans la conception de ce module de calcul sont :

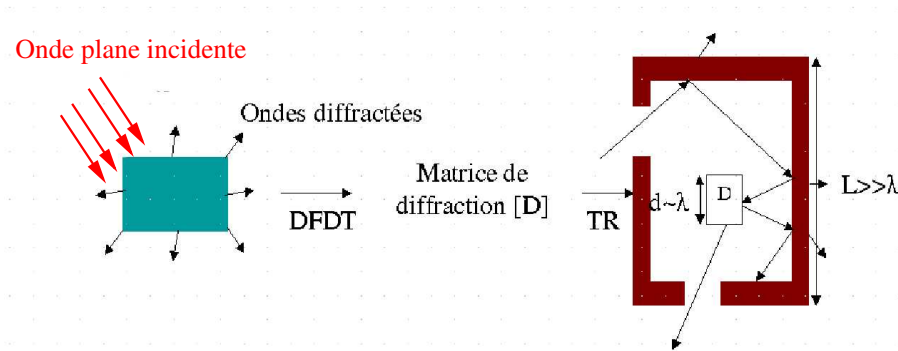


Figure 3.11 : Principe de la méthode hybride

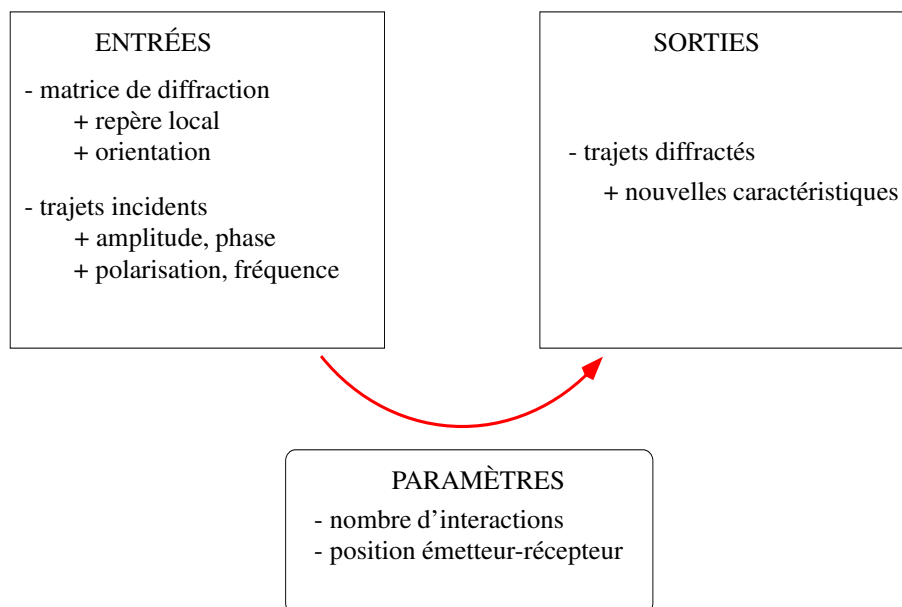


Figure 3.12 : Synoptique du module de calcul "hybridation"

- l'incorporation d'objets de type "Hobjet" dans l'environnement de propagation ;
- le traitement des trajets potentiels créés par l'ajout de ces objets, en fonction des paramètres cités dans le synoptique de la figure 3.12.

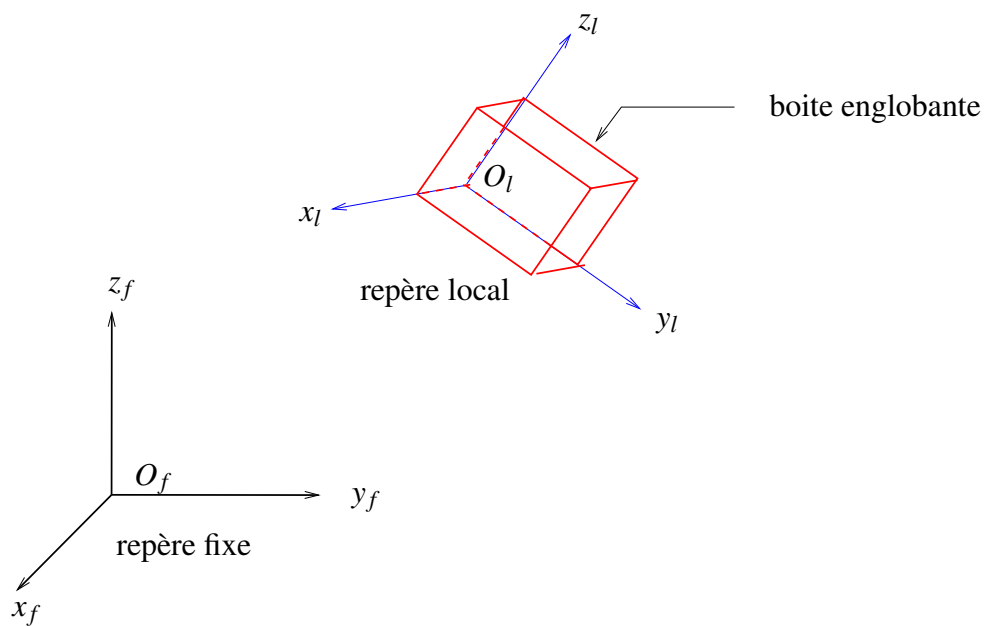
Nous allons à présent développer ces deux points.

### 3.3.3.2 Introduction des objets de type "Hobjet" dans l'environnement

Dans CRT, les objets diffractants (dièdres) d'une scène constituent une classe d'objets. Ces objets sont ordinairement définis avec l'environnement de propagation décrit au paragraphe

3.3.2.1. L'idée est de créer une nouvelle classe d'objets diffractants modélisés par leur matrice de diffraction. Cette classe s'appelle la classe "HBox".

Les objets de cette classe sont des "Hobjets". Chacun de ces objets a été étudié dans une orientation particulière. Ainsi, dans le plugin hybridation, un repère local va être associé à chaque "HObjet", ce repère étant celui ayant servi à la définition de l'orientation de l'objet pour le calcul de sa matrice de diffraction (figure 3.13). La position de chaque objet dans le repère global de la scène sera donc liée à leur repère local par des matrices de rotation en coordonnées homogènes.



**Figure 3.13 :** Orientation d'un Hobjet dans le repère fixe de CRT

Dans CRT, ces nouveaux objets sont assimilés à un point de diffraction, représenté par le centre de phase de l'objet. On construit une boîte englobante à l'objet et si un rayon vient intercepter cette boîte, on récupère la valeur du coefficient de diffraction dans la direction voulue. La valeur du coefficient est issu de la matrice de diffraction représentant l'objet. Cette valeur doit évidemment tenir compte des caractéristiques du rayon incident et notamment de sa fréquence et de sa polarisation.

Ainsi, lorsque l'utilisateur veut introduire un objet de type "Hobjet" dans un environnement, il doit écrire un fichier d'entrée contenant les caractéristiques suivantes :

```

nom_objet    /* cet identifiant permet au module de créer un lien vers
              les 8 matrices de diffraction de l'objet ''nom_objet'' */
xb yb zb     /* coordonnées du point inférieur gauche et */
xt yt zt     /* supérieur droit de la boîte englobante */
xtr ytr ztr  /* centre de la boîte englobante pour positionner
              l'objet dans le repère global */
rx ry rz     /* angles de rotation pour définir l'orientation de l'objet */

```

La classe d'objets "Hbox" crée quant à elle les différentes informations utiles à la gestion des interactions des rayons interceptant un tel objet. Ces informations sont les suivantes :

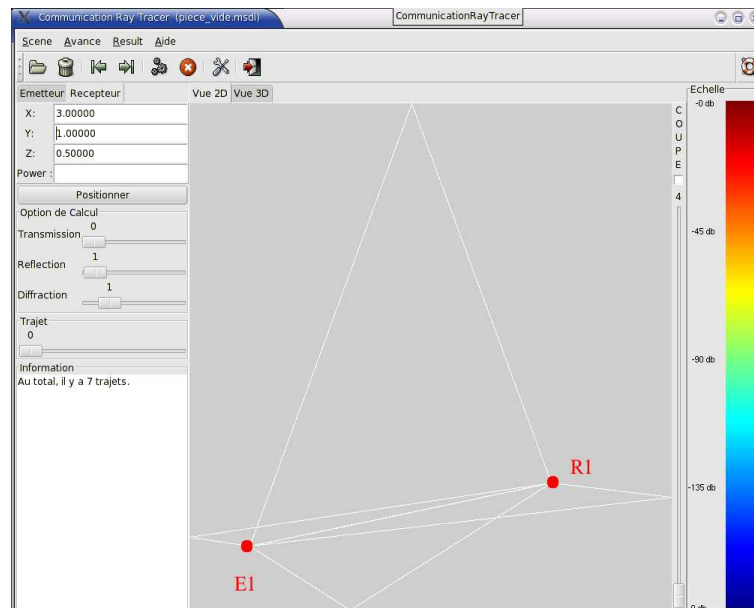
- chargement des matrices compressées de l'objet à l'aide de l'identifiant `nom_objet` ;
- création de la boîte englobante de l'objet pour définir quels rayons vont interagir avec l'objet ;
- création des matrices de passage du repère global de la scène au repère local de l'objet (déduites de l'orientation et de la position de l'objet dans l'environnement) : cela permet de transformer les caractéristiques des rayons incidents dans le repère associé à l'objet et inversement de transformer celles des rayons diffractés par l'objet dans le repère global de la scène ;

### 3.3.3.3 Traitement de l'interaction onde - Hobjet

Dans un environnement donné, un objet de type "HObjet" va pouvoir soit créer de nouveaux trajets de l'onde, soit en supprimer, selon sa position dans la scène mais aussi le nombre d'interactions paramétré par l'utilisateur. Nous allons décrire les différentes étapes nécessaires pour simuler une propagation en liaison point à point dans un environnement particulier contenant un objet de type "Hobjet". Ces descriptions sont complétées par un exemple de simulation de la propagation d'une onde électromagnétique dans un environnement indoor contenant un "Hobjet" et aucun objet diffractant de type "dièdre" (le but étant de voir quels trajets sont créés par l'introduction d'un "Hobjet"). Dans cet environnement, nous avons choisi de paramétrer une réflexion et une diffraction.

### Première étape :

On effectue une première simulation Emetteur-Récepteur en prenant en compte les éventuels objets “classiques” définis dans le fichier de description de l’environnement, ainsi que les caractéristiques de l’environnement. Cette simulation détermine tous les trajets que CRT calcule classiquement sans utiliser le module “hybridation”. La figure 3.14 montre les trajets créés.



**Figure 3.14 :** *Trajets Emetteur - Récepteur sans objet*

Les étapes 2 et 3 sont des étapes permettant de calculer des portions de trajets (de l’émetteur au centre de l’objet d’une part, puis du centre de l’objet au récepteur d’autre part) de façon à pouvoir construire les trajets finaux générés par cet objet (but de la quatrième étape).

### Deuxième étape :

On effectue une seconde simulation Emetteur-Centre objet : le centre de l’objet de type “HObjet” est un récepteur isotrope fictif (une antenne réceptrice isotrope est créée pour recevoir de façon identique toutes les polarisations, quelle que soit la direction d’arrivée du trajet). En effet, cette simulation permet d’obtenir les différents trajets atteignant l’objet qui ne doivent en aucun cas perdre leurs caractéristiques (amplitude, phase, polarisation ...). Sur la figure 3.15, le nouveau récepteur correspond au centre du “Hobjet” de la scène indoor, et les différents trajets y arrivant sont représentés.



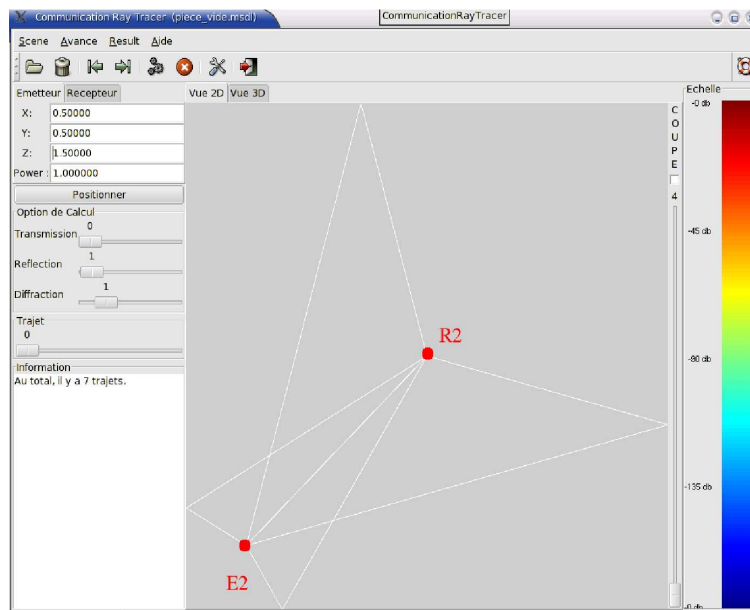


Figure 3.15 : Trajets Emetteur - Centre objet

### Troisième étape :

Une troisième simulation Centre objet-Récepteur est effectuée : cette fois-ci, le centre de l'objet est considéré comme émetteur pouvant générer une onde à polarisation quelconque. On va donc effectuer deux calculs électromagnétiques pour cette configuration : un premier en polarisation perpendiculaire, puis un second en polarisation parallèle, de façon à considérer l'aspect dépolarisant des structures.

Au final, les trajets calculés lors de cette troisième étape sont géométriquement justes mais leurs caractéristiques seront modifiées dans la quatrième étape (étape de sélection des trajets valides en fonction des paramètres de la simulation) en fonction des caractéristiques des portions de trajets (déterminées à l'étape 2) dont ils sont issus.

La figure 3.16 illustre cette simulation. Le nouvel émetteur E correspond au centre du "Hob-jet".

### Quatrième étape :

Les trajets des simulations 2 et 3 sont stockés et combinés de façon à avoir les bons trajets créés dans l'environnement de propagation, en fonction des objets présents (objets diffractants "classiques" et objets de type "HObjet") ainsi que du nombre d'interactions paramétré : leurs caractéristiques (amplitude, phase, polarisation) sont d'abord modifiées au centre de l'objet puis réajustées au niveau du récepteur réel.

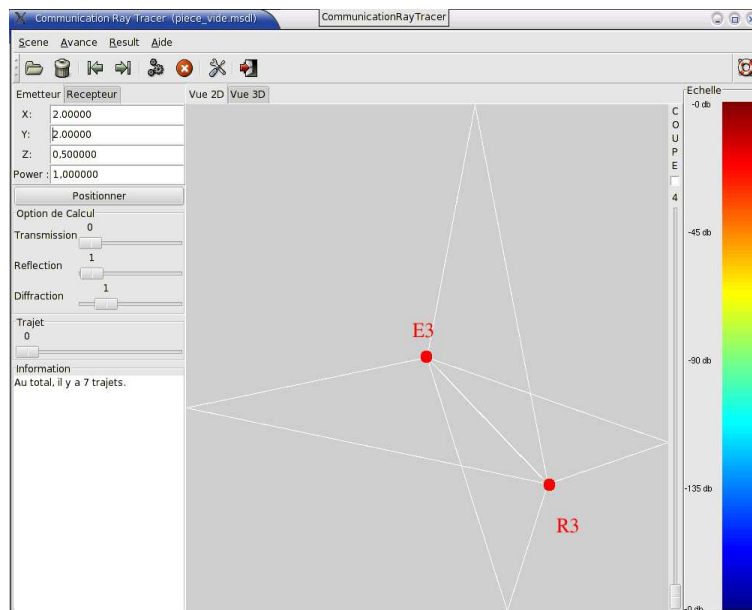


Figure 3.16 : Trajets Centre objet - Récepteur

La figure 3.17 représente les différents trajets de l'onde en fonction de l'environnement et du nombre d'interactions choisi. Ainsi, le trajet blanc a été généré par le "Hobjet" puisqu'il vient diffracter sur cet objet avant de se réfléchir sur une paroi de l'environnement puis atteindre le récepteur.

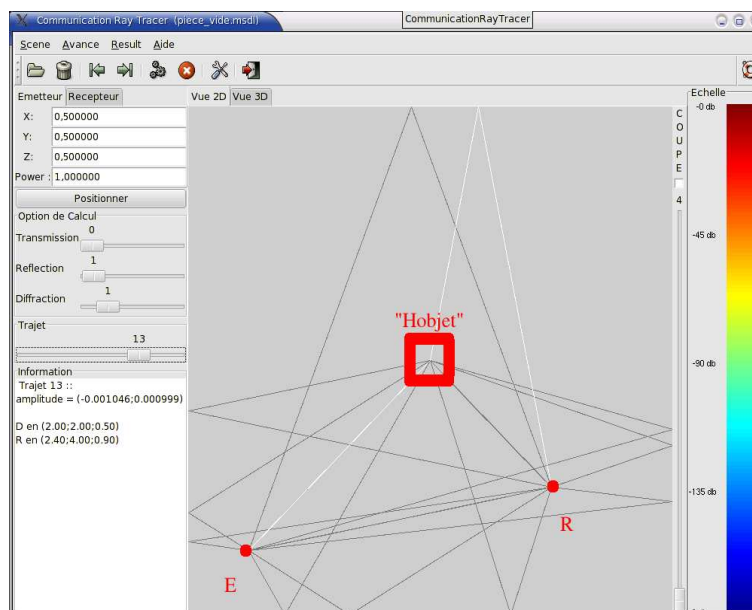


Figure 3.17 : Ensemble des trajets

Au final, la simulation effectuée comporte 17 trajets possibles pour l'onde émise, dont 12 sont dus à l'existence du "Hobjet" dans la scène. En théorie, en fonction du nombre d'interactions paramétré (une réflexion et une diffraction) et de l'environnement, 19 trajets pouvaient être empruntés par l'onde.

### 3.3.4 Conclusion

La classe "HBox" créée constitue l'interface entre le traitement du comportement électromagnétique d'objets complexes et / ou de petite taille devant la longueur d'onde et le code de tracé de rayons. On peut ainsi simuler le comportement électromagnétique d'une pièce comportant des objets diffractants classiques (modélisables par méthode asymptotique) et des objets diffractants de type "HObjets".

## 3.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les différentes méthodes de compression utilisées en imagerie notamment. Nous avons en particulier confronté les performances de la décomposition de fonctions sur la base des harmoniques sphériques à l'utilisation d'ondelettes sphériques discrètes. La première technique présente l'avantage d'être simple à implémenter mais elle n'est pas adaptée au niveau des pôles ( $\theta_o = 0^\circ$  et  $\theta_o = 180^\circ$ ). De plus, cette technique n'est pas multi-résolution et présente donc l'inconvénient de compresser les matrices de diffraction de la même façon pour toutes les directions d'observation ( $\theta_o, \phi_o$ ). Ainsi, la technique retenue a été celle basée sur les ondelettes sphériques discrètes de par ses atouts de compression des signaux multidimensionnels et ayant des variations importantes (zones d'ombres). Nous avons pu montrer ses performances pour l'application à la compression de matrices de diffraction. De plus, cette technique permet de compresser l'ensemble de la matrice de diffraction (compression pour les directions d'incidence et de départ), si bien que huit fichiers de coefficients suffisent à caractériser complètement une structure (deux fichiers - parties réelle et imaginaire - par polarisation incidente et de départ).

Nous avons ensuite présenté le concept de l'hybridation, d'un point de vue physique et informatique (notion de plugin). Nous avons montré qu'un objet modélisé par sa matrice de

diffraction peut être considéré comme un coefficient de diffraction généralisé. Ainsi, dans le code de tracé de rayons 3D, si un rayon vient intercepter la boîte englobante de l'objet diffractant, ce trajet va repartir dans une direction donnée  $(\theta_o, \phi_o)$ , atténué par la valeur du coefficient de diffraction correspondante dans cette direction. La polarisation du rayon résultant dépend de la polarisation incidente et de la dépolarisation introduite par la structure diffractante.

Dans le chapitre 4, nous allons présenter une étude paramétrique 2D-3D visant à définir le domaine de validité du modèle proposé dans ce chapitre, notamment les distances de champ lointain, conditions d'applicabilité de la méthode hybride. De plus, nous confronterons notre modèle à la méthode rigoureuse FDTD, ainsi qu'à la technique de tracé de rayons.



# Domaine de validité de la méthode hybride : étude paramétrique 2D - 3D

---

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>117</b>
<b>4.2</b>	<b>Zone de champ lointain</b>	<b>117</b>
4.2.1	Formulation fréquentielle générale du rayonnement d'un dipôle élémentaire	118
4.2.1.1	Expression du champ électromagnétique rayonné en 3D	118
4.2.1.2	Expression du champ électromagnétique rayonné en 2D	119
4.2.2	Distance de la zone de champ lointain	120
4.2.2.1	Introduction	120
4.2.2.2	Détermination de la zone de champ lointain à l'émission	122
4.2.2.3	Détermination de la zone de champ lointain en réception	123
4.2.3	Comparaison avec la méthode hybride sur quelques cas simples en 2D	125
4.2.3.1	Cas d'une plaque métallique de dimension variable	126
4.2.3.2	Cas d'une structure métallique rectangulaire	127
4.2.4	Conclusion	129
<b>4.3</b>	<b>Etude paramétrique 2D</b>	<b>129</b>
4.3.1	Introduction	129
4.3.2	Influence de la position de la source et des points d'observation	130
4.3.3	Influence des dimensions d'une structure carrée	133

4.3.3.1	Méthodologie . . . . .	133
4.3.3.2	Influence de l'angle d'incidence $\phi_i$ . . . . .	134
4.3.3.3	Influence des dimensions de la structure carrée en fonction de la distance d'observation . . . . .	136
4.3.3.4	Influence des dimensions de la structure carrée en fonction des directions d'observation . . . . .	137
4.3.4	Influence de la forme des objets . . . . .	138
4.3.4.1	Influence du type de structure en fonction de la distance d'observation . . . . .	139
4.3.4.2	Influence du type de structure en fonction de la direction d'observation . . . . .	140
4.3.4.3	Influence de l'encombrement global des structures . . . . .	141
4.3.5	Influence du matériau des objets . . . . .	142
4.3.6	Conclusion . . . . .	144
<b>4.4</b>	<b>Etude paramétrique 3D . . . . .</b>	<b>145</b>
4.4.1	Introduction . . . . .	145
4.4.2	Comparaison des méthodes FDTD, tracé de rayons et hybride . . . . .	145
4.4.3	Influence de la taille, des matériaux des objets et de la fréquence . . . . .	149
<b>4.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>154</b>

---

## 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier le domaine de validité de la méthode hybride présentée dans le chapitre 3. Nous avons vu que la méthode repose sur des hypothèses de champ lointain, aussi bien en émission qu'en réception. Ainsi, il va être nécessaire de déterminer des règles pour déterminer le domaine de validité de la méthode en fonction des dimensions, de la nature, de la forme des objets testés. Nous chercherons en particulier à vérifier la formule théorique de la zone de champ lointain définie pour la diffraction par les ouvertures rayonnantes par  $L > \frac{2D^2}{\lambda}$  où  $D$  est la longueur caractéristique de l'ouverture et  $\lambda$  la longueur d'onde. Une étude théorique (paragraphe 4.2), basée sur le rayonnement de dipôles en fréquence, montre d'abord comment établir un ordre de grandeur de la distance de champ lointain, en 2D et 3D, en fonction des dimensions des objets diffractants. Ensuite, en s'appuyant sur cette étude, une étude paramétrique 2D (paragraphe 4.3) a été effectuée pour évaluer le domaine de validité de la méthode hybride, en fonction de divers paramètres :

- nature de l'onde émise : fréquence, polarisation,
- caractéristiques des objets traités : taille, forme, propriétés électromagnétiques.

Finalement, nous présentons une étude paramétrique 3D (paragraphe 4.4) confrontant les performances de la méthode hybride à la FDTD et aussi aux techniques de Tracé de Rayons (logiciel CRT de Poitiers). Un domaine d'utilisation de la méthode hybride en fonction de ces mêmes paramètres sera alors défini. Plus précisément, nous tenterons de définir des règles d'utilisation de la méthode hybride préférentiellement à la méthode du Tracé de Rayons (CRT).

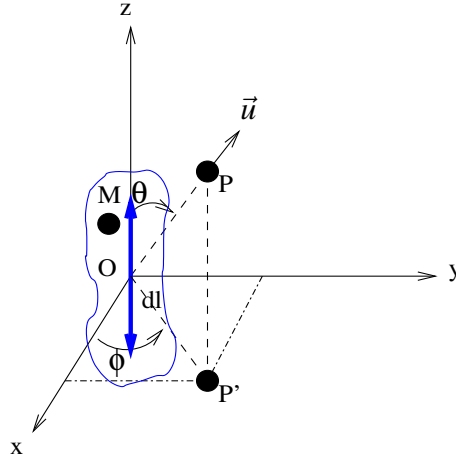
## 4.2 Zone de champ lointain

L'objectif de cette partie est de déterminer comment évoluent les zones de champ lointain du rayonnement électromagnétique d'un ou de plusieurs dipôles élémentaires (réseau). Cette étude théorique, effectuée dans l'espace 3D et 2D, vise à obtenir des courbes théoriques donnant la distance de champ lointain en émission et réception, en fonction de paramètres tels que la taille des dipôles, la fréquence, ou encore la géométrie du réseau. Le but final est de pouvoir s'appuyer sur de telles courbes dans l'analyse du domaine de validité de la méthode hybride effectuée dans l'étude paramétrique 2D et 3D (paragraphe 4.3 et 4.4).



### 4.2.1 Formulation fréquentielle générale du rayonnement d'un dipôle élémentaire

Considérons un dipôle élémentaire de longueur  $dl$  orienté selon un vecteur  $\vec{v}$  (figure 4.1).



**Figure 4.1 :** Représentation d'un dipôle élémentaire de longueur  $dl$

Le potentiel vecteur  $\vec{A}(P, f_0)$  généré par le dipôle dans une direction  $\vec{u}$  au point P de coordonnées  $(x, y, z)$  et à la fréquence  $f_0$  s'écrit :

$$\vec{A}(P, f_0) = \mu_0 I_0 dl G(r, f_0) \vec{v} \quad (4.1)$$

où :

- $I_0$  est l'amplitude du courant généré à la fréquence  $f_0$ ,
- $r$  est la distance d'observation :  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ ,
- $G(r, f_0)$  est la fonction de Green, différente selon le type de propagation considéré (2D ou 3D).

#### 4.2.1.1 Expression du champ électromagnétique rayonné en 3D

Dans l'espace 3D, la fonction de Green s'écrit :

$$G_{3D} = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (4.2)$$

où  $k$  est le vecteur d'onde et  $r$  la distance d'observation.

Ainsi, les expressions des champ  $\vec{H}_{3D}$  et  $\vec{E}_{3D}$  sont les suivantes :

$$\vec{H}_{3D} = \frac{jkdlI_0}{4\pi r} e^{-jkr} \left\{ 1 + \frac{1}{jkr} \right\} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (4.3)$$

$$\vec{E}_{3D} = -\frac{jk\eta_0 dlI_0}{4\pi r} e^{-jkr} \left\{ \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) + \left[ \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] (\vec{v} - 3(\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}) \right\} \quad (4.4)$$

En champ lointain ( $kr \gg 1$ ), les termes décroissant en  $\frac{1}{r^2}$  et  $\frac{1}{r^3}$  sont éliminés (négligeables) et on obtient les expressions :

$$\vec{H}_{3D_{loin}} = \frac{jkdlI_0}{4\pi r} e^{-jkr} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (4.5)$$

$$\vec{E}_{3D_{loin}} = -\frac{jk\eta_0 dlI_0}{4\pi r} e^{-jkr} \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) \quad (4.6)$$

#### 4.2.1.2 Expression du champ électromagnétique rayonné en 2D

Dans l'espace 2D, la fonction de Green s'écrit :

$$G_{2D} = \frac{1}{4j} H_0^2(kr) \quad (4.7)$$

où  $H_0^2(kr)$  est la fonction de Hankel de deuxième espèce d'ordre 0.

En 2D, la dimension selon  $z$  est considérée infinie. Le courant généré par le dipôle (de direction orthogonale au plan d'étude) ne dépend plus de la longueur du dipôle  $dl$  et les expressions des champs  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$  doivent alors être dénormalisés par  $dl$ , la longueur du dipôle élémentaire.

Ainsi, on obtient les expressions des champ  $\vec{H}_{2D}$  et  $\vec{E}_{2D}$  suivantes :

$$\vec{H}_{2D} = \frac{jkI_0}{4} H_1^2(kr) \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (4.8)$$

$$\vec{E}_{2D} = -\frac{jk\eta_0 I_0}{4} \left\{ -jH_0^2(kr) \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) + \frac{2}{jkr} H_1^2(kr) (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u} \right\} \quad (4.9)$$

En champ lointain, en utilisant le comportement asymptotique des fonctions de Hankel et en négligeant les termes en  $\frac{1}{r\sqrt{r}}$ , on obtient les expressions du champ lointain 2D :

$$\vec{H}_{2D_{loin}} = \frac{jkI_0}{4} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \frac{e^{-jkr}}{\pi r} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (4.10)$$

$$\vec{E}_{2D_{loin}} = -\frac{jk\eta_0 I_0}{4} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \frac{e^{-jkr}}{\pi r} \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) \quad (4.11)$$

On retrouve bien les relations entre le champ électromagnétique 3D et 2D en zone de champ lointain :

$$\vec{H}_{2D_{loin}} = \frac{1}{dl} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \vec{H}_{3D_{loin}} \quad (4.12)$$

$$\vec{E}_{2D_{loin}} = \frac{1}{dl} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \vec{E}_{3D_{loin}} \quad (4.13)$$

Le calcul théorique ayant permis de trouver les expressions générales des champs électromagnétiques rayonnés par un dipôle élémentaire, en 3D et surtout en 2D, est détaillé dans l'annexe D. Une validation FDTD des expressions 2D (ces expressions n'étant pas répandues dans la littérature) y est également présentée.

## 4.2.2 Distance de la zone de champ lointain

### 4.2.2.1 Introduction

Dans cette partie, nous cherchons à déterminer les distances de champ lointain, pour des problèmes d'émission et de réception, en fonction des dimensions des objets étudiés. Dès lors, il convient de préciser ces deux notions de distance de champ lointain à l'émission et à la réception. Le principe général est présenté figure 4.2.

Pour les problèmes de champ lointain à l'émission, l'idée est de se baser sur des critères de champ lointain connus en 3D : ces derniers ont été initialement établis par rapport au champ rayonné par une parabole. Les deux critères connus portent respectivement sur la distance d'observation par rapport à la longueur d'onde ( $kr \gg 1$  soit  $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ ) et sur l'écart de phase entre les chemins 1 et 2 de la figure 4.3 ( $\Delta\phi \leq 22.5^\circ$ ).

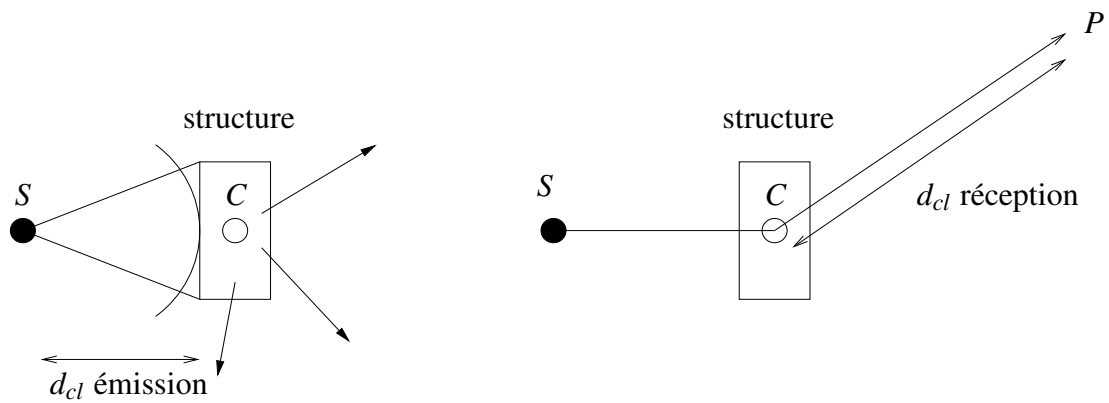


Figure 4.2 : Schéma de calcul des distances de champ lointain à l'émission et à la réception

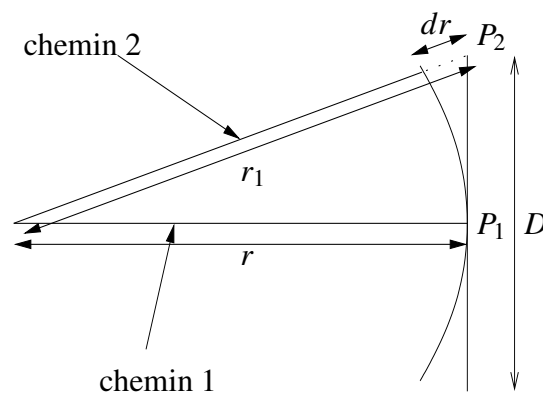


Figure 4.3 : Schéma de calcul de la distance de Fraunhofer

Selon Fraunhofer, si on considère un objet fictif de dimension maximale  $D$ , la distance de champ lointain liée au critère de phase  $\Delta\phi \leq 22.5^\circ$  est  $d_F = \frac{2D^2}{\lambda}$ . En d'autres termes, c'est la distance pour laquelle l'écart  $dr$  entre les chemins 1 et 2 est tel que la différence de phase est inférieure à  $22.5^\circ$ . Au delà de cette distance, le champ propagé décroît en  $\frac{1}{r}$ .

Sur la figure 4.3, on constate que la distance  $r_1$  est liée à  $D$  le diamètre de la parabole et  $r$  la distance dans l'axe par :

$$r_1 = \sqrt{r^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2} \quad (4.14)$$

La condition  $\Delta\phi \leq 22.5^\circ$  se traduit, pour le champ électromagnétique 3D par :

$$\begin{aligned} k(r_1 - r) &\leq \frac{\pi}{8} \\ r_1^2 &\leq r^2 + \frac{r\lambda}{8} + \left(\frac{\lambda}{16}\right)^2 \\ r^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2 &\leq r^2 + \frac{r\lambda}{8} \\ r &\geq \frac{2D^2}{\lambda} \end{aligned}$$

Pour évaluer l'évolution de la distance de champ lointain à l'émission en fonction de la dimension des objets traités, nous utiliserons une source dipolaire que nous ferons rayonner (paragraphe 4.2.2.2). Nous déduirons la distance de champ lointain du calcul du champ électromagnétique reçu aux points  $P_1$  et  $P_2$  (représentant le centre et l'extrémité de la dimension maximale  $D$  de l'objet étudié).

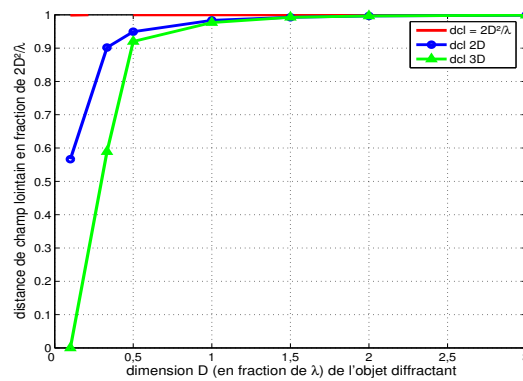
Pour les problèmes de champ lointain en réception, nous calculerons les champs exact et lointain rayonnés en un point P (figure 4.2) par un réseau de sources dipolaires (paragraphe 4.2.2.3). En d'autres termes, la structure étudiée sera modélisée par un ensemble de sources dipolaires. On considérera que l'on se trouve en zone de champ lointain lorsque l'erreur absolue entre les champs lointain et exact est inférieure à 5% ( $-30$  dB).

Le but final est de déterminer si on peut considérer le critère  $d_F = \frac{2D^2}{\lambda}$  comme critère de référence, en 2D comme en 3D lorsque l'on parle de zone de champ lointain.

#### 4.2.2.2 Détermination de la zone de champ lointain à l'émission

Selon le principe de la figure 4.3, on calcule le champ rayonné par un dipôle élémentaire en présence d'un obstacle fictif dont la plus grande dimension est  $D$ . On calcule en fait le champ rayonné aux points  $P_1$  et  $P_2$  de la figure 4.3. On détermine alors la distance de champ lointain, c'est à dire la distance à partir de laquelle l'onde peut être considérée plane ( $\Delta\phi < 22.5^\circ$  et  $kr \gg 1$ ). Le principe est de calculer les champs exacts et lointains rayonnés et d'observer l'écart de phase.

La figure 4.4 montre les résultats obtenus pour la détermination de la distance de champ lointain à l'émission (dans l'axe de rayonnement Oy), en 2D et en 3D, en fonction de la dimension  $D$  la plus grande de l'objet diffractant. Cette distance de champ lointain est exprimée en fraction de la distance de Fraühofer  $d_F = \frac{2D^2}{\lambda}$ .



**Figure 4.4 :** Evolution de la distance de champ lointain à l'émission en fonction de la dimension maximale de l'objet diffractant

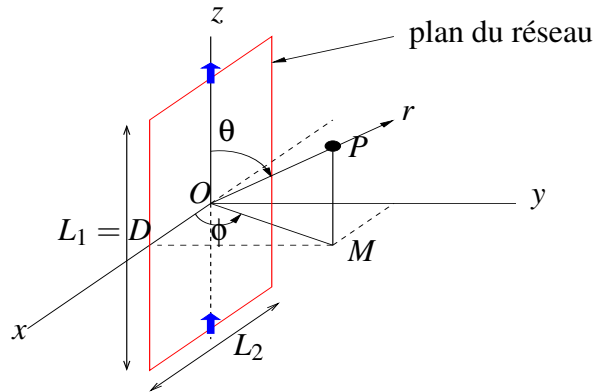
On constate que cette distance de champ lointain tend vers la distance de Fraühofer  $d_F = \frac{2D^2}{\lambda}$  légèrement plus lentement pour le cas d'une propagation 2D que pour une propagation 3D. On peut remarquer que si  $D \geq \lambda$ , alors la distance de champ lointain est quasiment égale à  $d_F$ .

Ainsi, pour des objets de dimension maximale inférieure à  $\frac{3\lambda}{2}$ , la distance de Fraunhofer en tant que critère de champ lointain est trop importante. Cependant, dans un contexte de propagation indoor et pour des systèmes de transmission Wifi, les objets types rencontrés seront souvent de dimension supérieure à  $2\lambda$ . Par exemple, un écran d'ordinateur  $30 * 30 * 30 \text{ cm}^3$  aura pour dimension maximale  $D = 5\lambda$  à 5 GHz et  $D \sim 2.5\lambda$  à 2.4 GHz, un bureau de dimension maximale 120 cm représente respectivement  $\sim 10\lambda$  et  $20\lambda$  à 2.4 et 5 GHz. Ainsi, pour être sûr d'avoir des conditions de propagation en champ lointain à l'émission, il faut placer la source à une distance  $d \geq d_F$ .

#### 4.2.2.3 Détermination de la zone de champ lointain en réception

De façon à modéliser l'effet de la diffraction par un objet de dimension maximale  $D$ , l'idée a été d'utiliser la formulation fréquentielle de rayonnement d'un dipôle élémentaire et de la généraliser au cas de réseaux de dipôles élémentaires.

Une étude a donc été effectuée pour déterminer la distance de champ lointain en réception, en considérant que l'on modélise le rayonnement d'un objet de dimension maximale  $D$  par un réseau de deux dipôles élémentaires écartés de  $D$ . Le réseau de dipôles est positionné dans le plan  $xOz$ , et pour une direction de rayonnement selon l'axe  $Oy$ ; les sources sont orientées selon l'axe  $z$  comme le montre la figure 4.5.



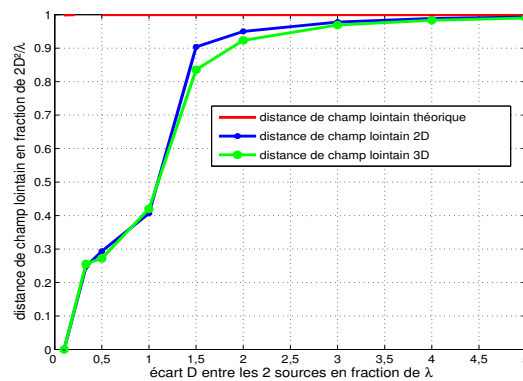
**Figure 4.5 :** Schéma de calcul du champ rayonné dans l'axe  $Oy$  par un réseau de deux dipôles dans le plan  $xOz$

Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude à trois fréquences d'intérêt (2, 2.4 et 5 GHz) pour déterminer l'influence de la fréquence sur la distance de champ lointain. Cette étude a révélé que si on exprime la distance de champ lointain en fraction de la longueur d'onde, les courbes obtenues en 2D et en 3D sont identiques à chaque fréquence.

De façon analogue à l'évaluation de la distance de champ lointain à l'émission, il est intéressant d'exprimer l'évolution des distances de champ lointain 2D et 3D en fonction du critère de Fraunhofer  $d_F = \frac{2D^2}{\lambda}$ . Ainsi, sur la figure 4.6, on remarque alors que la distance de champ lointain 2D tend légèrement plus rapidement vers le critère  $d_F$ .

Pour des objets de dimension  $D \geq 3\lambda$ , la distance de champ lointain dans l'axe est égale au critère de Fraunhofer. Pour des objets de dimension  $D \in \left[\frac{3\lambda}{2}, 3\lambda\right]$ , elle est comprise entre  $0.9 d_F$  et  $d_F$ . Pour des objets de l'ordre de la longueur d'onde, elle est de l'ordre de  $0.5 d_F$ . Enfin, pour des objets de dimension inférieure à  $\lambda$ , elle tend vers  $\frac{D^2}{2\lambda}$ .

Une étude supplémentaire, portant sur l'influence de la direction d'observation a montré que, quelle que soit la dimension maximale  $D$  de l'objet, la distance de champ lointain  $d_{claxe}$  déterminée dans l'axe peut être appliquée à l'ensemble des points d'observation que l'on aurait placé sur une sphère de rayon  $d_{claxe}$ . En effet, l'erreur moyenne sur le module des composantes de champ  $E_\theta$  et  $H_\phi$  entre l'expression en champ exact et la formulation en champ lointain reste



**Figure 4.6 :** Evolution de la distance de champ lointain à la réception en fonction de la dimension maximale de l'objet diffractant

inférieure à 5% quelle que soit la direction d'observation.

De façon à pouvoir interpréter les résultats de l'étude paramétrique 2D-3D en fonction de ces critères analytiques, une étude préalable, réalisée à la fréquence de 2 GHz, a été effectuée pour l'étude de la diffraction d'une onde TM successivement par une plaque métallique de longueur variable ( $\frac{\lambda}{3}$ ,  $\frac{\lambda}{2}$  et  $\lambda$ ), puis par une structure métallique de forme rectangulaire.

### 4.2.3 Comparaison avec la méthode hybride sur quelques cas simples en 2D

L'objectif de ce paragraphe est de montrer que les résultats obtenus lorsque l'on simule la propagation d'une onde électromagnétique par la méthode hybride sont comparables à ceux obtenus par l'étude du rayonnement électromagnétique de dipôles en fréquence. Les simulations effectuées portent sur une propagation dans l'espace 2D (plan  $xOy$ ).

Plus précisément, nous allons montrer que le domaine de validité de la méthode hybride (c'est à dire la zone de champ lointain) peut être comparé à l'étude analytique portant sur la distance de la zone de champ lointain théorique (étude effectuée dans le paragraphe 4.2.2). Le but final est de pouvoir s'appuyer sur la détermination analytique de la zone de champ lointain.

Nous visualiserons la composante de champ  $E_\theta$  dans la direction spéculaire, conformément au schéma de la figure 4.7.



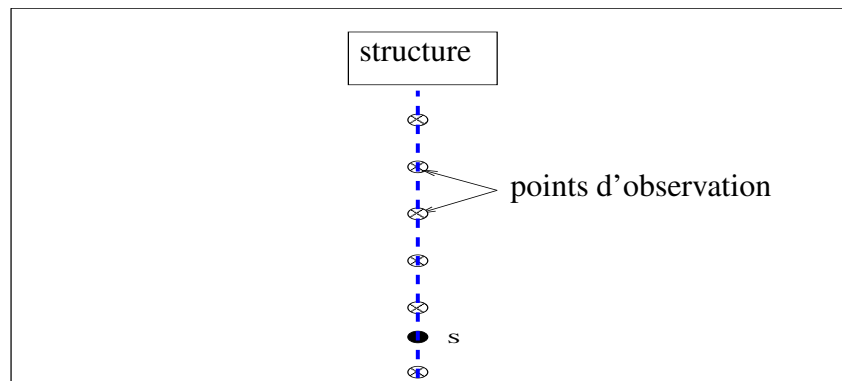


Figure 4.7 : Principe du calcul de la composante de champ  $E_\theta$

#### 4.2.3.1 Cas d'une plaque métallique de dimension variable

De façon à vérifier la validité de la détermination de la distance de champ lointain par la méthode de rayonnement fréquentiel d'un dipôle, la diffraction d'une onde par une plaque métallique de dimension variable  $(\frac{\lambda}{3}, \frac{\lambda}{2}, \lambda)$  a été étudiée. Il s'agit d'une onde TM émise à la fréquence de 2 GHz et se propageant dans la direction  $0y$  (figure 4.7).

La figure 4.8 représente le module de la composante de champ  $E_\theta$  récupéré sur une ligne perpendiculaire à la plaque (cas de la plaque de longueur  $\lambda$  dans la configuration de la figure 4.7). Ce champ électromagnétique a été calculé analytiquement par la méthode du rayonnement fréquentiel (en champ exact et en champ lointain), ainsi que par les méthodes FDTD et hybride (champ lointain en ondes planes).

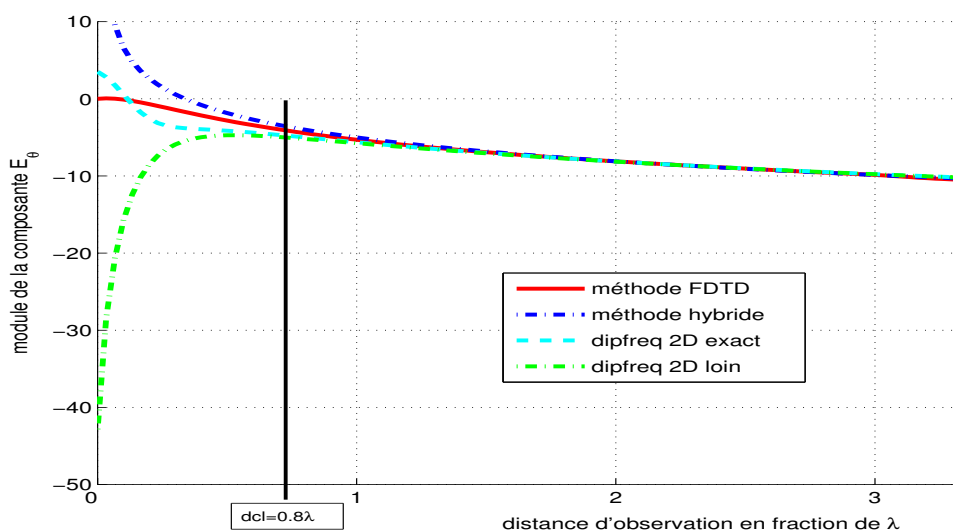


Figure 4.8 : Module de la composante  $E_\theta$  calculé par la formulation exacte et en champ lointain, en fonction de la distance d'observation

taille	erreur relative $ E_\theta $	erreur absolue $\varphi(E_\theta)$
$\frac{\lambda}{3}$	15%	$5^\circ$
$\frac{\lambda}{2}$	10%	$4^\circ$
$\lambda$	2%	$4^\circ$

**Tableau 4.1 :** *Tableau d'erreurs entre la méthode rigoureuse et la méthode hybride (ondes planes) à la distance de champ lointain déterminée analytiquement*

On constate que la modélisation d'une plaque métallique de taille  $D$  par un réseau de dipôles constitué de deux sources dipolaires espacées de  $D$  est pertinente en zone de champ lointain. En effet, les courbes de la figure 4.8 se superposent à partir d'une distance d'environ  $0.8\lambda$ , ce qui correspond à la distance de champ lointain obtenue sur la figure 4.6 pour un objet de dimension  $D = \lambda$ .

Le tableau 4.1 regroupe les écarts sur le module et la phase obtenus pour les tailles de plaques  $\frac{\lambda}{3}, \frac{\lambda}{2}, \lambda$  à la distance de champ lointain déterminée analytiquement (qui vaut respectivement  $\frac{\lambda}{18}, \sim \frac{\lambda}{7}$  et  $\sim 0.8\lambda$ ).

Même si les erreurs absolues sur le module de la composante de champ  $E_\theta$  semblent plus importantes pour le cas des plaques de taille  $\frac{\lambda}{3}$  et  $\frac{\lambda}{2}$ , il s'avère que le champ diffracté par celles-ci est plus faible : l'erreur absolue augmente mais l'écart relatif reste faible.

#### 4.2.3.2 Cas d'une structure métallique rectangulaire

En partant du même principe, le cas d'une structure métallique rectangulaire a été étudié en 2D et l'onde émise (à 2 GHz) a une incidence perpendiculaire à la structure. Cette structure métallique a pour dimensions  $L = \lambda$  et  $l = \frac{\lambda}{3}$ . Pour les simulations, on considère deux cas :

- L'onde arrive sur le plus petit côté de la structure
- L'onde arrive sur le plus grand côté

De façon à estimer la distance de champ lointain 2D dans ces deux cas (pour une propagation dans l'axe  $Oy$ ), deux calculs analytiques ont été effectués en considérant un réseau dipolaire constitué de quatre sources dipolaires (figure 4.9). Ces sources ont été espacées dans un premier temps de  $L$  dans une direction et  $l$  dans l'autre puis inversement.

Dans les deux cas, la distance de champ lointain 2D analytique (dans l'axe) a été déterminée : cette distance est  $d_{CL} = 0.03 \text{ m}$  soit  $\sim \frac{\lambda}{5}$  à 2 GHz quand le plan de propagation est perpendiculaire au plus petit côté du réseau et  $d_{CL} = 0.12 \text{ m}$  soit  $\sim \lambda$  dans l'autre cas.

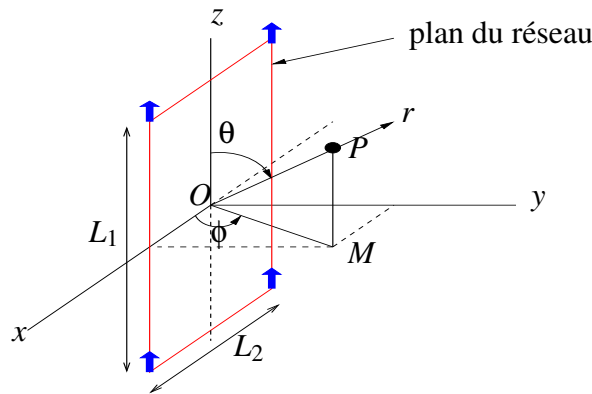


Figure 4.9 : Schéma de calcul du champ rayonné dans l'axe Oy par un réseau de quatre dipôles dans le plan xOz

On retrouve ainsi quasiment les distances de champ lointain déterminées pour le cas d'un réseau constitué de deux dipôles espacés de  $D = \frac{\lambda}{3}$  puis  $D = \lambda$  (figure 4.6).

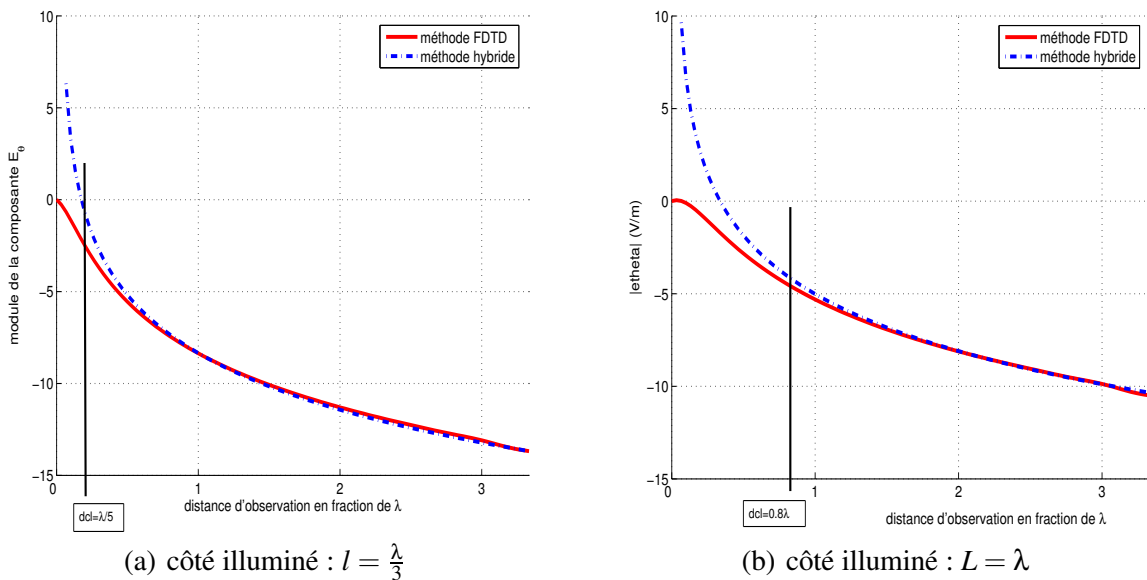


Figure 4.10 : Module de la composante  $E_\theta$  simulé par la formulation exacte (FDTD) et par la méthode hybride (champ lointain), en fonction de la distance d'observation

Les figures 4.10(a) et 4.10(b) montrent le module de  $E_\theta$  simulé par la méthode FDTD et la méthode hybride, dans les deux configurations. On s'aperçoit bien que les distances de champ lointain estimées par l'étude analytique ( $\sim \frac{\lambda}{5} = 0.03 m$  dans le cas de la figure 4.10(a) et  $\sim \lambda = 0.12 m$  dans le cas de la figure 4.10(b)) semblent être vérifiées. Si on compare les erreurs, en module et phase, dues à l'approximation de champ lointain dans les deux cas, on re-

côté illuminé	erreur relative $ E_\theta $	erreur absolue $\varphi(E_\theta)$
$\frac{\lambda}{3}$	8%	$3.2^\circ$
$\lambda$	11%	$0.2^\circ$

**Tableau 4.2 :** *Tableau d'erreurs entre la méthode rigoureuse et la méthode hybride (ondes planes) à la distance de champ lointain déterminée analytiquement*

marque qu'aux distances de champ lointain déterminées analytiquement on obtient les erreurs regroupées dans le tableau 4.2.

#### 4.2.4 Conclusion

Cette étude analytique sur l'assimilation des objets diffractants à un réseau de sources dipolaires permet de montrer que la distance de champ lointain est liée à la dimension maximale de l'objet vue par l'onde incidente.

Ainsi, cette étude permet d'avoir une bonne approximation de la distance de champ lointain en fonction des dimensions des objets traités. On utilisera les résultats de cette étude lors de l'interprétation des résultats de l'étude paramétrique 2D-3D (paragraphes 4.3 et 4.4).

## 4.3 Etude paramétrique 2D

### 4.3.1 Introduction

Dans cette partie, nous allons montrer que le domaine de validité de la méthode hybride est lié à des conditions de propagation en champ lointain. Nous souhaitons plus précisément établir une ou des règles de validité de la méthode en fonction de paramètres tels que la position des sources, des points d'observation, la taille, la forme et le matériau des objets étudiés. Les observations qui en découleront seront comparées aux courbes de distance de champ lointain présentées dans le paragraphe 4.2.2.3. Les simulations sont effectuées à la fréquence de 2 GHz et les résultats présentés sont des cartes d'erreur entre la méthode de référence FDTD et la méthode hybride. Les erreurs calculées sont respectivement l'erreur relative pour le module et l'erreur absolue pour la phase :

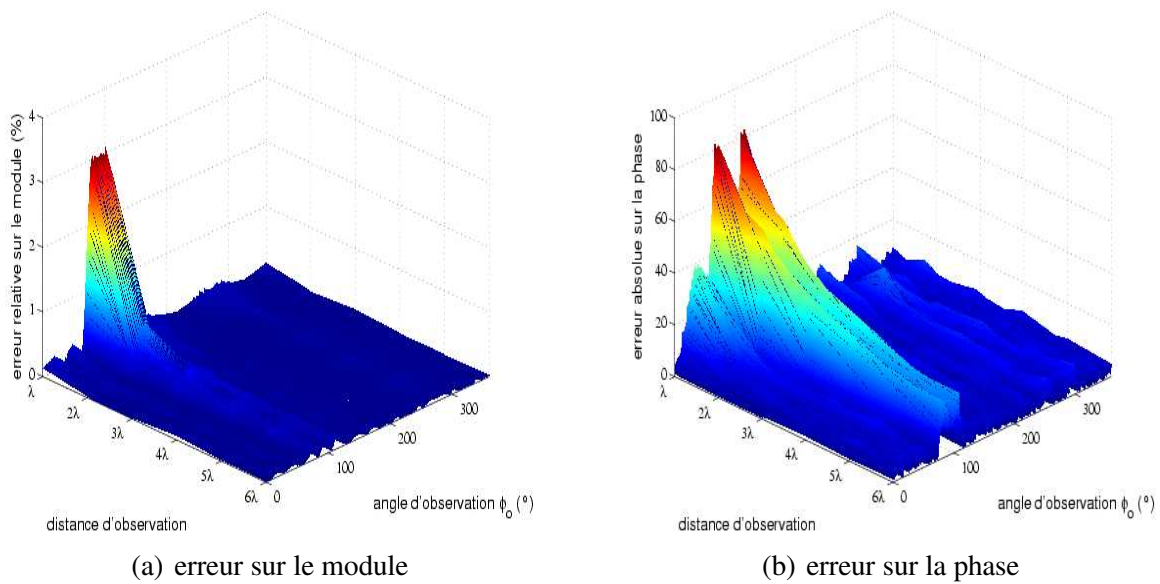
$$Err_{|E|} = 100 \cdot \frac{\| |E_{FDTD}| - |E_{HYB}| \|}{|E_{FDTD}|} \quad (4.15)$$

$$Err_{\varphi(E)} = | \varphi(E_{FDTD}) - \varphi(E_{HYB}) | \quad (4.16)$$

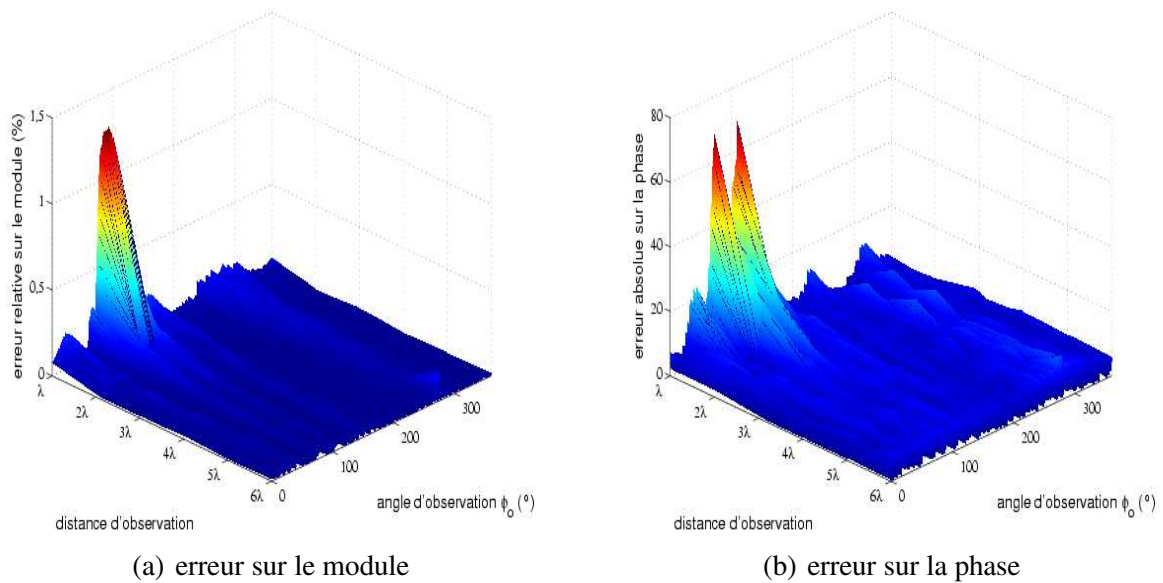
Nous allons dans un premier temps (paragraphe 4.3.2) tester l'influence de la position de la source (pour les problèmes de zone de champ lointain à l'émission) et des points d'observation (pour les problèmes de zone de champ lointain à la réception) sur la pertinence des résultats fournis par la méthode hybride comparée à la FDTD. Nous verrons ensuite (paragraphe 4.3.3) l'influence de l'encombrement des objets.

### 4.3.2 Influence de la position de la source et des points d'observation

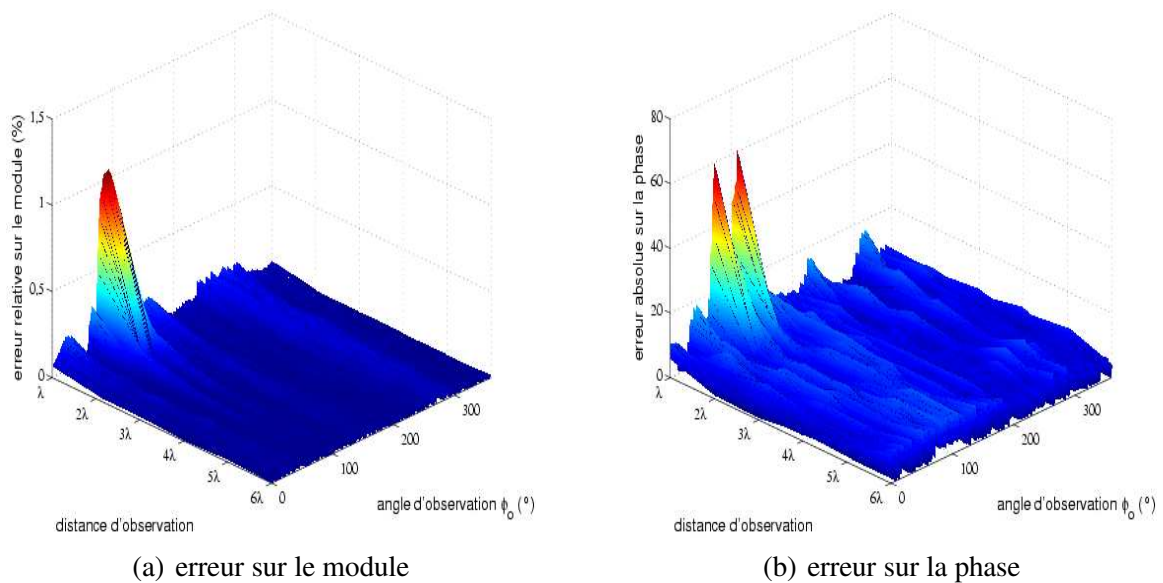
La structure étudiée est un carré métallique de côté  $\frac{\lambda}{3} = 5$  cm. Les figures 4.11, 4.12, 4.13 représentent l'évolution de l'erreur de modélisation introduite par la méthode hybride par rapport à la méthode FDTD, en fonction de l'angle, de la distance d'observation et aussi de la position de la source par rapport au centre de phase de la structure. La direction d'incidence des sources est  $\theta_i = 90^\circ$  et leurs positions sont respectivement  $2\lambda$ ,  $6\lambda$ ,  $10\lambda$ .



**Figure 4.11 :** Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par une structure carrée métallique de taille 5 cm ( $\frac{\lambda}{3}$ ) :  $d_{source} = 2\lambda$ .



**Figure 4.12 :** Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par une structure carrée métallique de taille  $5\text{ cm}$  ( $\frac{\lambda}{3}$ ) :  $d_{source} = 6\lambda$ .



**Figure 4.13 :** Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par une structure carrée métallique de taille  $5\text{ cm}$  ( $\frac{\lambda}{3}$ ) :  $d_{source} = 10\lambda$ .

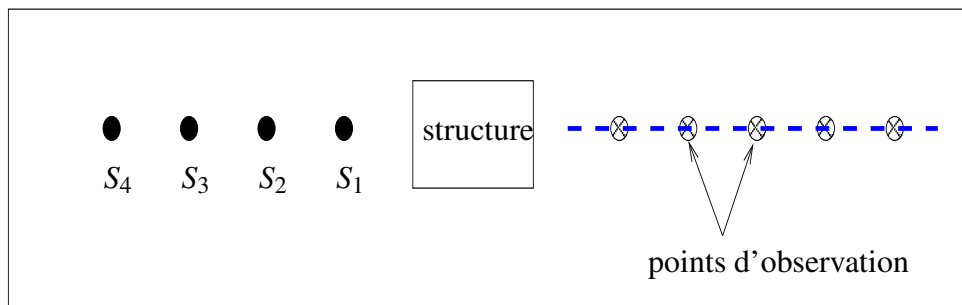
On peut constater que l'erreur de modélisation liée à la méthode hybride diminue avec la distance d'observation. En réalité, les termes de champ proche étant négligés (termes en  $\frac{1}{r\sqrt{r}}$ ) dans la méthode hybride, l'erreur intervient dans la zone de champ proche de la structure à l'étude. Par ailleurs, les écarts les plus importants apparaissent en zone d'ombre de la structure (autour de  $\phi_o = 90^\circ$ ), car dans cette zone n'apparaissent que des composantes de champ

diffraité de faibles valeurs (à cet endroit l'erreur relative augmente). Au niveau de l'erreur de phase, on constate encore une erreur plus importante dans la zone d'ombre de l'objet. A cet endroit, la phase des composantes de champ diffracté varie très vite et les termes de champ proche (pris en compte par la FDTD) peuvent générer des interférences que la méthode hybride néglige. Par ailleurs, on constate deux pics en zone de champ proche. Une explication probable est l'utilisation d'un unique centre de phase pour le calcul de la matrice de diffraction en champ lointain : en effet, ce centre de phase étant au centre de la structure, la contribution des quatre coins diffractants (ici pour le cas de la structure carrée) est remplacée par une seule contribution dans la méthode hybride, pouvant introduire des erreurs de phase par rapport à un calcul rigoureux FDTD (qui tient compte des champs diffractés par tous les coins). Cela prend de l'importance en zone d'ombre où les champs sont uniquement des champs diffractés.

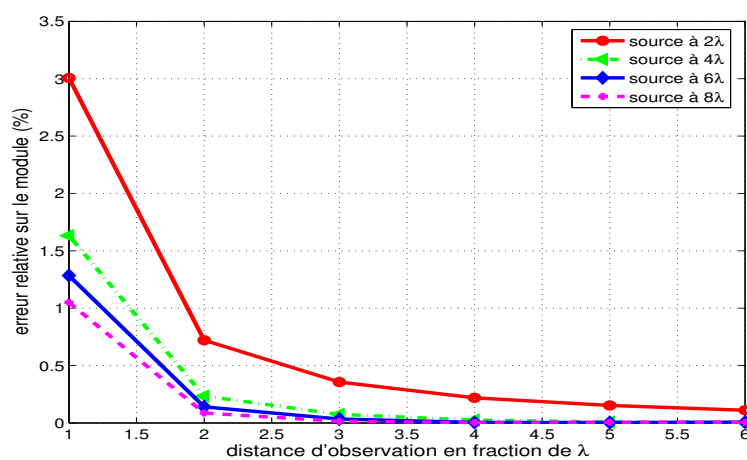
En ce qui concerne la phase, l'évolution de la courbe d'erreur n'est pas significative. En réalité, nous avons vu dans le chapitre 1 que la méthode FDTD introduit une erreur sur la phase augmentant avec la distance parcourue par l'onde. Ainsi pour un maillage du volume de calcul en  $\frac{\lambda}{30}$ , l'erreur sur la phase est d'environ  $10^\circ$  pour une distance de  $20\lambda$ . Par conséquent, l'erreur commise sur la phase est plutôt liée à la dispersion numérique inhérente à la méthode FDTD qu'à l'utilisation de la méthode hybride. Par la suite, nous ne présenterons plus les erreurs sur la phase puisqu'elles ne sont pas représentatives de la validité de la méthode hybride.

Si l'on souhaite mieux observer l'influence de la position de la source sur le domaine de validité de la méthode des ondes planes, il est intéressant de superposer les courbes d'erreurs obtenues dans une direction d'observation donnée pour différentes positions de sources. La figure 4.15 représente les courbes d'erreur en module entre la méthode FDTD et la méthode hybride en fonction de la distance d'observation (dans la direction  $\theta_o = 90^\circ$ , c'est à dire en zone d'ombre (figure 4.14)), pour différentes positions de source ( $2\lambda$ ,  $4\lambda$ ,  $6\lambda$ ,  $8\lambda$  de l'objet diffractant).

Dans tous les cas, on constate que l'erreur sur le module reste faible et diminue à la fois en fonction de la distance d'observation et de la position de la source. Pour toutes les positions de source, l'erreur de modélisation en module est proche de 0 (inférieure à 1%) à partir d'une distance d'observation d'environ  $2\lambda$  pour la structure à l'étude. La distance de champ lointain



**Figure 4.14 :** Schéma de calcul du champ en zone d'ombre pour différentes positions de la source



**Figure 4.15 :** Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par un cube métallique de taille  $\frac{\lambda}{3}$  pour un angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ$ ) et différentes positions de source.

analytique pour une structure qui aurait une dimension maximale de  $\frac{\lambda}{3}$  est d'environ  $\frac{\lambda}{5}$  donc les faibles écarts observés sont logiques.

Ce domaine de validité est donc lié à des conditions de propagation de champ lointain. Par ailleurs, ces distances limites entre champ proche et champ lointain en émission et observation dépendent de la taille, de la forme et de la nature des structures à l'étude. Nous allons étudier ces différents paramètres dans les paragraphes 4.3.3, 4.3.4 et 4.3.5.

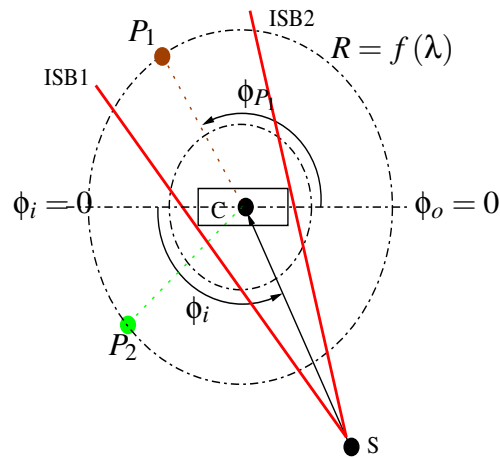
### 4.3.3 Influence des dimensions d'une structure carrée

#### 4.3.3.1 Méthodologie

Pour les différentes structures étudiées, des simulations de propagation 2D ont été réalisées à la fréquence de 2 GHz. Les champs sont observés sur des cercles de rayons variables multiples de  $\lambda$ . Leur centre est le centre de phase de la structure, supposé être le centre de la surface



de Huygens servant au calcul du champ lointain. La figure 4.16 décrit la méthodologie des simulations.



**Figure 4.16 :** *Méthodologie des simulations*

Nous allons à présent montrer l'influence de la taille des objets sur la validité de la méthode hybride, en prenant l'exemple d'une structure métallique carrée de trois tailles différentes ( $\frac{\lambda}{3}$ ,  $\lambda$ ,  $\frac{3\lambda}{2}$ ). L'onde émise est une onde TM ( $\psi = 0^\circ$ ) se propageant dans un plan  $xOy$  ( $\theta_i = 90^\circ$ ) à la fréquence de 2 GHz. La source est située à une distance de  $20\lambda$  du centre de la structure étudiée.

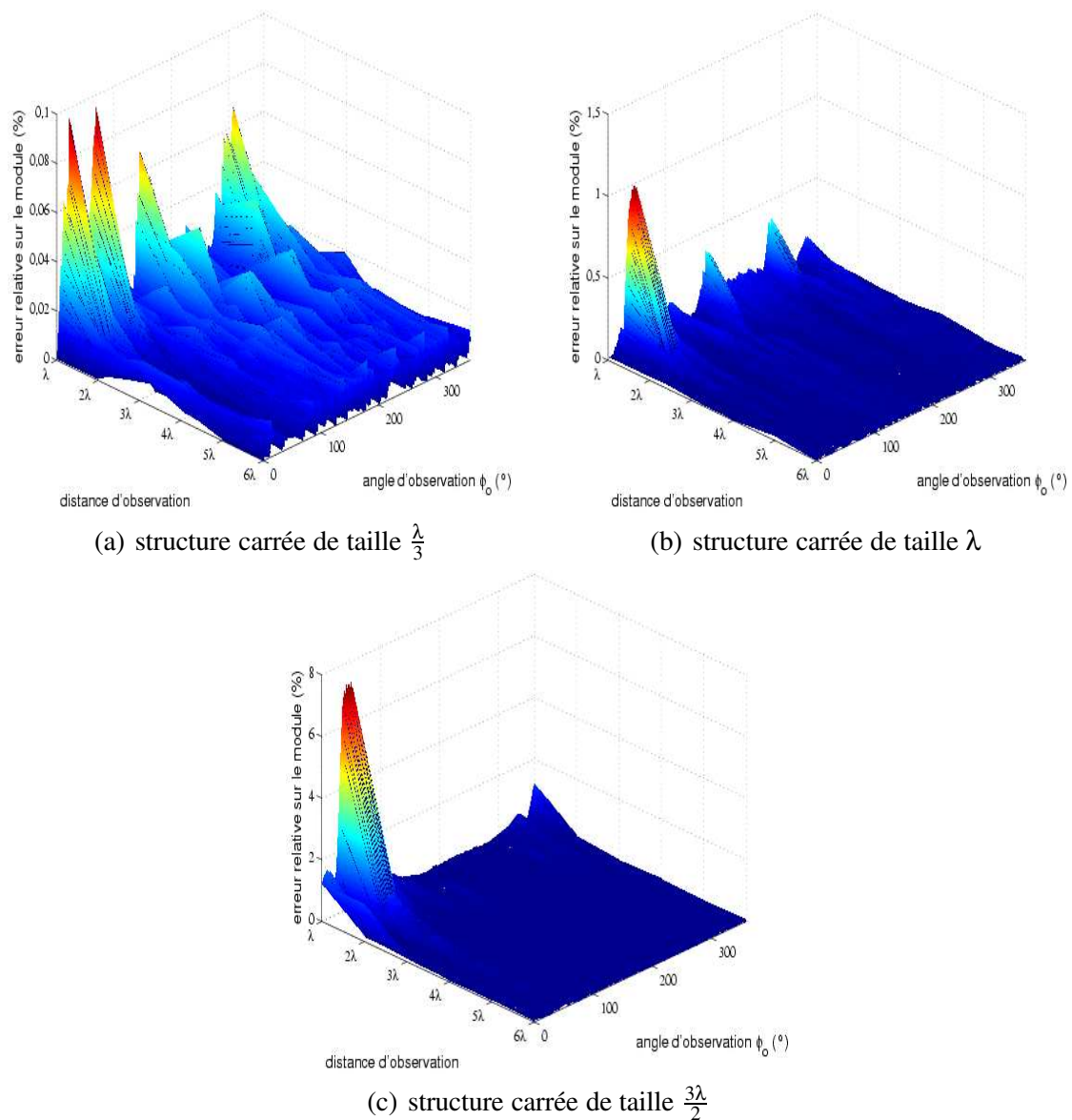
#### 4.3.3.2 Influence de l'angle d'incidence $\phi_i$

Selon le principe présenté figure 4.16, nous observons les champs électromagnétiques rayonnés autour de la structure métallique carrée en fonction de l'angle et de la distance d'observation, pour deux directions d'incidence :  $\phi_i = 90^\circ$  (incidence normale) et  $\phi_i = 45^\circ$  (incidence oblique).

La figure 4.17 représente les erreurs sur le module du champ électromagnétique calculé par la méthode hybride par rapport à la méthode FDTD, pour un angle d'incidence  $\phi_i = 90^\circ$ . Ces cartographies d'erreur dépendent de la distance d'observation et de l'angle d'observation.

On peut remarquer l'influence de la taille de la structure sur le domaine de validité de la méthode hybride : en effet, on s'aperçoit que l'erreur maximale, observée en zone d'ombre (autour de  $\phi_o = 90^\circ$ ), augmente avec la taille de la structure.

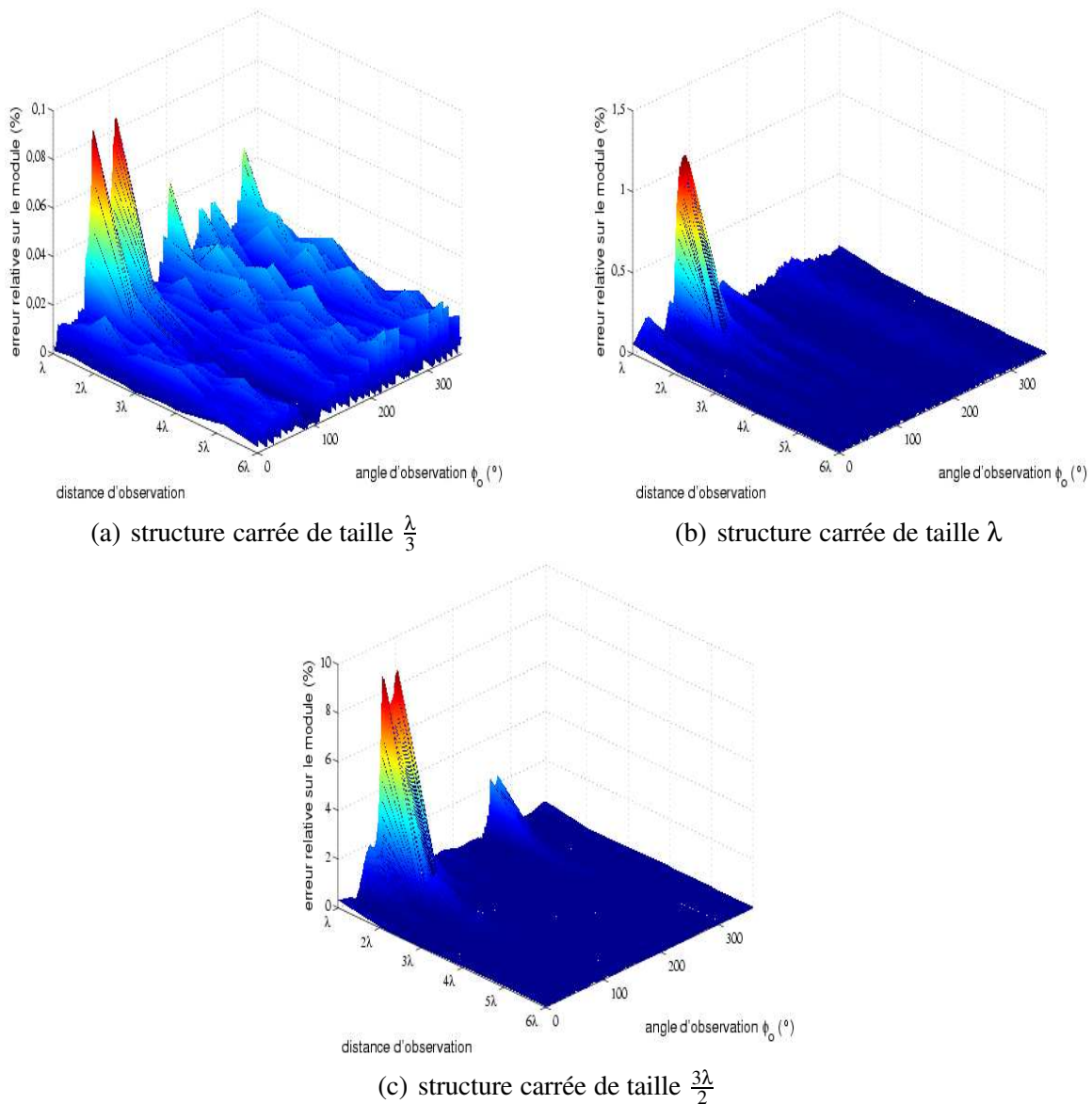
Si on considère une incidence oblique  $\phi_i = 45^\circ$  (figure 4.18), on remarque que les erreurs introduites par la méthode hybride sont semblables à celles du cas d'une onde d'incidence normale à la structure.



**Figure 4.17 :** Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par un cube métallique de taille variable : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ$ ) et  $d_{source} = 20\lambda$ .

Cependant, quelle que soit la taille de la structure carrée, les niveaux d'erreurs sont légèrement supérieurs car on se trouve dans une configuration où la diffraction est plus pénalisante et où la dimension maximale de l'objet vue par l'onde est plus grande que pour l'incidence normale.

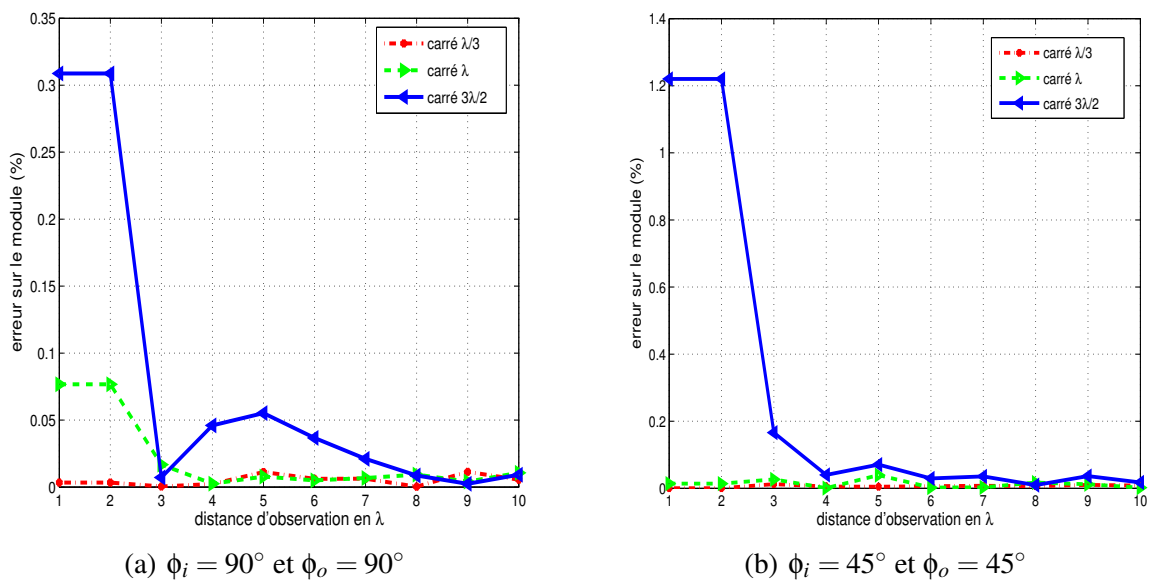
Nous allons à présent extraire des informations des résultats précédents de façon à établir des conclusions sur le domaine de validité de la méthode hybride d'un point de vue spatial et angulaire.



**Figure 4.18 :** Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par un cube métallique de taille variable : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et  $d_{source} = 20\lambda$ .

#### 4.3.3.3 Influence des dimensions de la structure carrée en fonction de la distance d'observation

Pour mieux se rendre compte de l'influence de la taille des structures sur la validité de la méthode hybride, il s'avère intéressant de sélectionner des angles d'observations particuliers, notamment les zones d'ombre. La figure 4.19 représente les courbes d'erreur (en module) liées à la méthode hybride en fonction de la taille de la structure à l'étude (structure carrée de taille  $\frac{\lambda}{3}$ ,  $\lambda$  et  $\frac{3\lambda}{2}$ , incidences normale (figure 4.19(a)) et oblique (figure 4.19(b))).



**Figure 4.19 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure étudiée et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence normale (4.19(a)) et d'incidence oblique (4.19(b)) à la fréquence 2 GHz.

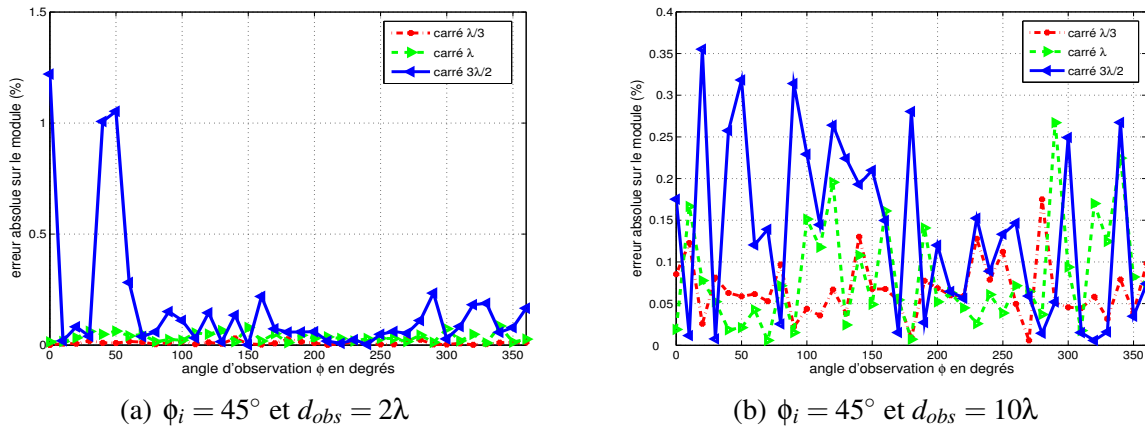
On constate par exemple que pour la structure carrée de dimension  $\frac{3\lambda}{2}$ , l'erreur sur le module se rapproche de 0 à partir d'une distance d'observation de  $4\lambda$  soit 0.6 m à la fréquence de 2 GHz. Ce résultat est en accord avec la distance de champ lointain déterminée analytiquement en 2D (0.675 m à 2 GHz). De manière générale, on peut constater tout de même que cette erreur s'uniformise avec la distance d'observation et tend vers 0.

Finalement, dans les deux cas (incidence normale et oblique), on atteint une erreur maximale sur le module inférieure à 0.1% à partir d'une distance d'observation conforme à la distance de champ lointain 2D ( $d_{CL2D}$ ) déterminée analytiquement par la figure 4.6 du paragraphe 4.2.2.3. En effet, les valeurs de la distance de champ lointain estimées par les simulations sont :

- $d_{CL} \sim 0$  pour le carré de taille  $\frac{\lambda}{3}$  ( $d_{CL2D} \sim 0.05\lambda$ );
- $d_{CL} \sim \lambda$  pour le carré de taille  $\lambda$  ( $d_{CL2D} \sim 0.8\lambda$ );
- $d_{CL} \sim 3\lambda$  pour le carré de taille  $\frac{3\lambda}{2}$  ( $d_{CL2D} \sim 4\lambda$ );

#### 4.3.3.4 Influence des dimensions de la structure carrée en fonction des directions d'observation

La figure 4.20 présente les erreurs obtenues (pour une incidence oblique uniquement) en fonction des angles d'observation pour deux distances d'observation ( $2\lambda$  et  $10\lambda$ ).



**Figure 4.20 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure à l'étude et de l'angle d'observation : cas une onde *TM* d'incidence oblique à la fréquence 2 GHz, à la distance d'observation de  $2\lambda$  (4.20(a)) et  $10\lambda$  (4.20(b)).

On constate à nouveau que les erreurs sont d'autant plus importantes que la structure est grande. D'autre part, l'erreur commise est plus importante en zone d'ombre où les champs reçus sont des composantes de champ diffracté uniquement et à forte variation. Il est à noter que pour la distance d'observation de  $10\lambda$ , les erreurs tendent vers 0 et sont quasiment uniformes quel que soit l'angle d'observation. En réalité, si la distance d'observation est supérieure à la distance de champ lointain déterminée analytiquement (paragraphe 4.2), la méthode hybride est alors valide. Dans ce cas, quelle que soit la structure considérée, la distance de champ lointain analytique maximale est obtenue pour la structure carrée de taille  $\frac{3\lambda}{2}$  et est égale à  $\sim 4\lambda$  d'après la figure 4.6. Ainsi, l'erreur observée à la distance d'observation de  $10\lambda$  est logiquement faible.

#### 4.3.4 Influence de la forme des objets

À présent, nous cherchons à connaître l'influence de la forme des objets traités sur les domaines de validité de la méthode hybride. Les objets sont des structures métalliques de forme carrée, cylindrique, U et L. Le plus grand côté de la structure est égale à la longueur d'onde si bien que chaque type de structure conserve le même encombrement global. La figure 4.21 représente les structures utilisées dans les simulations suivantes.

Pour tous les résultats présentés dans ce paragraphe, l'onde émise est une onde *TM* ( $\psi = 0^\circ$ ) se propageant dans un plan  $xOy$  ( $\theta_i = 90^\circ$ ) à la fréquence de 2 GHz. La source est située à une distance de  $20\lambda$  du centre de la structure étudiée.

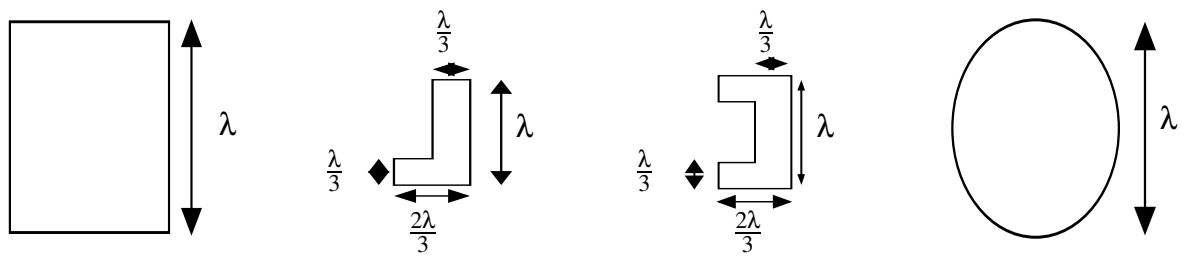


Figure 4.21 : Structures métalliques de plus grand côté  $\lambda$  à 2 GHz

#### 4.3.4.1 Influence du type de structure en fonction de la distance d'observation

Pour mettre en évidence l'influence de la forme de l'objet, nous choisissons deux angles d'incidence : l'incidence normale ( $\phi_i = 90^\circ$ ) et l'incidence oblique ( $\phi_i = 315^\circ$ ). On choisit  $315^\circ$  car sous cette incidence, l'onde ne voit pas la même forme entre le U et le L (figure 4.22).

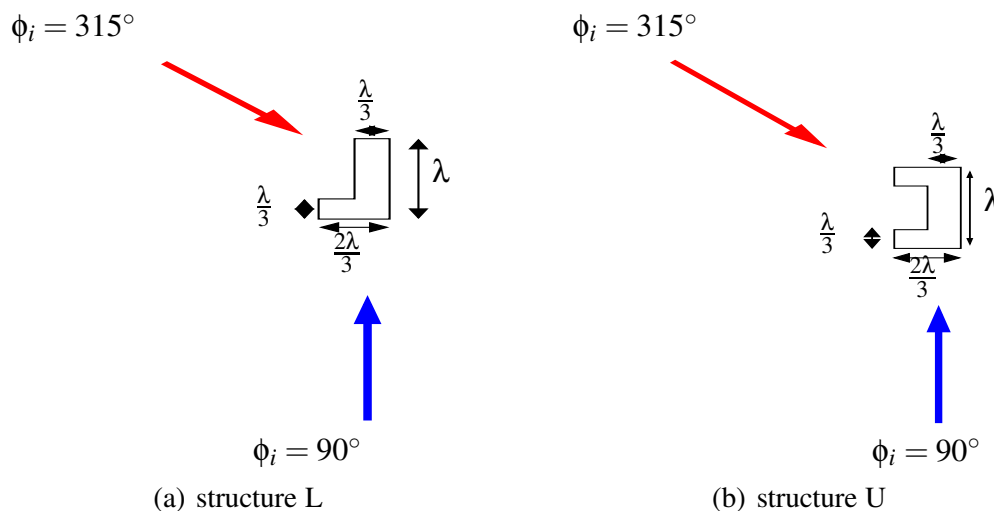
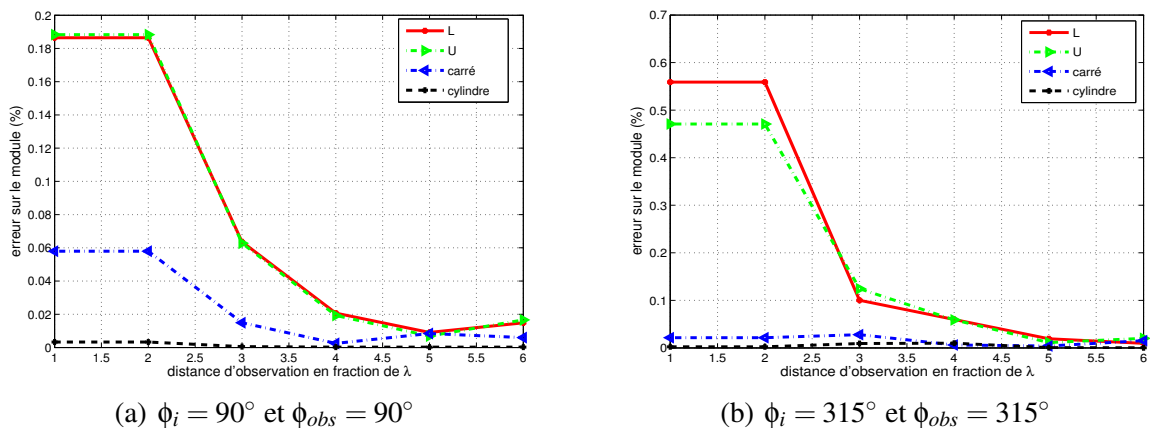


Figure 4.22 : Angles d'illumination des structures étudiées

Les courbes d'erreurs (figure 4.23) sont observées dans la zone d'ombre et représentent l'erreur en module introduite par la méthode hybride par rapport à la FDTD, en fonction du type d'objet à l'étude et de la distance d'observation.

Les structures en forme de L et de U introduisent les mêmes erreurs de modélisation pour le cas de l'incidence normale mais on note des différences pour le cas de l'incidence oblique : l'onde ne voit pas la même forme.

On constate aussi que pour l'incidence oblique (figure 4.23(b)) les erreurs sont plus importantes pour les structures L et U lorsque la distance d'observation est inférieure à  $2\lambda$  : on se situe en fait en champ proche et les formes de ces deux structures étant plus complexes, on peut supposer que l'hypothèse d'un unique centre de phase est moins bonne que pour le carré ou le



**Figure 4.23 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du type de structure à l'étude et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence normale (4.23(a)) et oblique (4.23(b)) à la fréquence 2 GHz.

cylindre. La modélisation de la diffraction d'une onde électromagnétique par un cylindre par la méthode hybride est correcte par rapport à la FDTD : le choix d'un unique centre de phase pour cette structure s'avère correct.

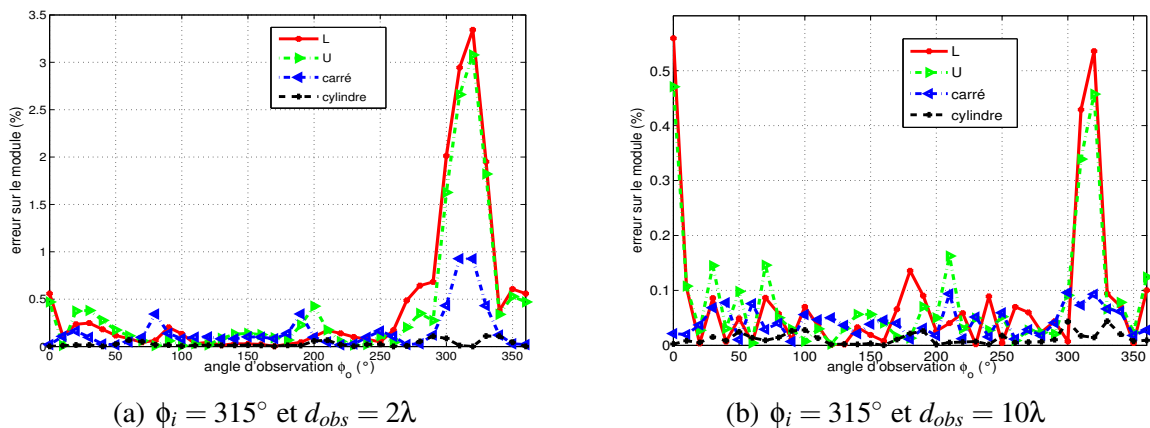
En conclusion, on peut dire qu'à partir d'une distance d'observation de  $2\lambda$ , la méthode hybride converge bien vers la méthode rigoureuse FDTD, quelle que soit la structure à l'étude et l'angle d'incidence. Cette distance est supérieure à la distance de champ lointain théorique pour des structures dont la dimension maximale est  $\lambda$  (la distance de champ lointain théorique pour une structure dont la plus grande dimension est  $\lambda$  est située à  $\sim 0.8\lambda$  d'après la courbe de la figure 4.6). Il faut préciser que les deux structures pour lesquelles la méthode hybride converge le moins vite vers la FDTD sont le L et le U, dont les formes sont plus complexes. Ainsi, même si l'erreur introduite, pour ces deux structures, reste inférieure à 1%, la forme des structures peut influencer sur la zone de champ lointain et donc le domaine de validité de la méthode hybride.

#### 4.3.4.2 Influence du type de structure en fonction de la direction d'observation

La figure 4.24 présente les erreurs obtenues en fonction des angles d'observation pour deux distances d'observation ( $2\lambda$  et  $10\lambda$ ). L'angle d'incidence choisi est  $315^\circ$ .

De nouveau, on constate que la diffraction par les deux structures L et U est moins bien modélisée par la méthode hybride que la diffraction par le carré et le cylindre, en particulier en zone d'ombre de la structure (ici autour de  $\phi_o = 315^\circ$ ). Cette différence se voit notamment à la distance d'observation  $d_{obs} = 2\lambda$ , distance à laquelle l'erreur en zone d'ombre est de 3.4%





**Figure 4.24 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du type de structure à l'étude et de l'angle d'observation pour une onde TM d'incidence oblique ( $315^\circ$ ) à la fréquence 2 GHz et à deux distances d'observation  $d_1 = 2\lambda$  (4.24(a)) et  $d_2 = 10\lambda$  (4.24(b)).

pour le L et le U, alors qu'elle est de 1% pour le carré et proche de 0 pour le cylindre. Ce constat vient confirmer que dans certaines directions d'observation, le domaine de validité de la méthode hybride dépend de la forme des objets.

A la distance d'observation  $d_{obs} = 10\lambda$ , l'erreur est inférieure à 0.5% quelle que soit la direction d'observation et le type de structure considérées car les conditions de champ lointain sont respectées.

#### 4.3.4.3 Influence de l'encombrement global des structures

De façon à approfondir les constats effectués sur l'influence de la forme des structures étudiées, des simulations ont été effectuées sur des structures d'encombrement similaire (facteur d'échelle respecté :  $\frac{\lambda}{3}$ ,  $\lambda$  et  $\frac{3\lambda}{2}$ ).

Le tableau 4.3 répertorie les distances, en nombre de longueurs d'onde, à partir desquelles la méthode hybride fournit une bonne représentation du champ diffracté par les structures étudiées, c'est à dire la distance à partir de laquelle l'erreur maximale sur le module est inférieure à 1%.

La distance de champ lointain analytique est issue de la courbe 2D de la figure 4.6 du paragraphe 4.2.2.3.

Les simulations conduisant à ces résultats sont effectuées pour une source placée à  $20\lambda$  du centre de phase de la structure à l'étude et générant une onde TM à la fréquence de 2 GHz dans la direction  $\phi_i = 45^\circ$  de façon à se placer dans le cas a priori le plus défavorable. L'angle



structure taille	$\frac{\lambda}{3}$	$\lambda$	$\frac{3\lambda}{2}$
$d_{CL}$ analytique	$\sim \frac{\lambda}{15}$ m	$\sim 0.8\lambda$ m	$\sim 4\lambda$ m
carrée	0	$\lambda$	$\sim 4\lambda$
L	$\frac{\lambda}{3}$	$2\lambda$	$\sim 4\lambda$
U	$\frac{\lambda}{3}$	$2\lambda$	$\sim 4\lambda$
cylindre	0	$\lambda$	$\sim 3\lambda$

**Tableau 4.3 :** distance en longueurs d'onde à partir de laquelle la méthode hybride est valide, en fonction de la taille et du type de structure (à la fréquence de 2 GHz)

d'observation choisi est l'angle pour lequel on se situe dans la zone d'ombre de l'objet puisque l'on a pu constater que les écarts les plus importants sont dans cette zone.

Les zones de validité obtenues sont assez proches des distances de champ lointain déterminées analytiquement, quel que soit le type de structure puisque ces structures ont un encombrement global quasiment équivalent (le plus grand côté de chaque structure étant égal). Cependant, on peut remarquer que la forme de l'objet à l'étude influe sur cette zone d'utilisation de la méthode hybride : en effet, pour le cas d'un encombrement global de  $\frac{\lambda}{3}$  et  $\lambda$ , le domaine de validité de la méthode hybride pour la modélisation de la diffraction d'une onde par des structures en forme de L et de U est plus restreint qu'attendu ( $d_{CL} > d_{CL\text{ analytique}}$ ). Cependant, quelle que soit le type de structure, le domaine de validité de la méthode hybride pour le dernier cas (encombrement de  $\frac{\lambda}{3}$ ) est en accord avec la distance de champ lointain analytique.

Il est intéressant à présent de regarder l'influence du matériau des objets sur l'interaction onde-structure modélisée par la méthode hybride.

### 4.3.5 Influence du matériau des objets

On considère trois structures carrées de côté  $\lambda$  et de matériau différent. Les propriétés diélectriques choisies pour les matériaux sont les suivantes :

- une structure métallique,
- une structure en diélectrique parfait telle que du bois : conductivité  $\sigma_e = 0$  et permittivité  $\epsilon_r = 5$ ,
- une structure diélectrique de conductivité  $\sigma_e = 0.031$  et de même permittivité que la précédente.

La figure 4.26 présente les courbes d'erreur pour le cas d'une onde TM émise en incidence oblique ( $45^\circ$ ) et pour une observation en zone d'ombre, d'une part, puis en zone spéculaire d'autre part (figure 4.25).

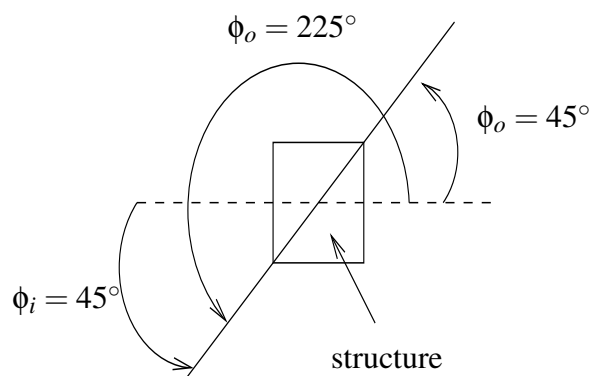


Figure 4.25 : Angles d'illumination des structures étudiées

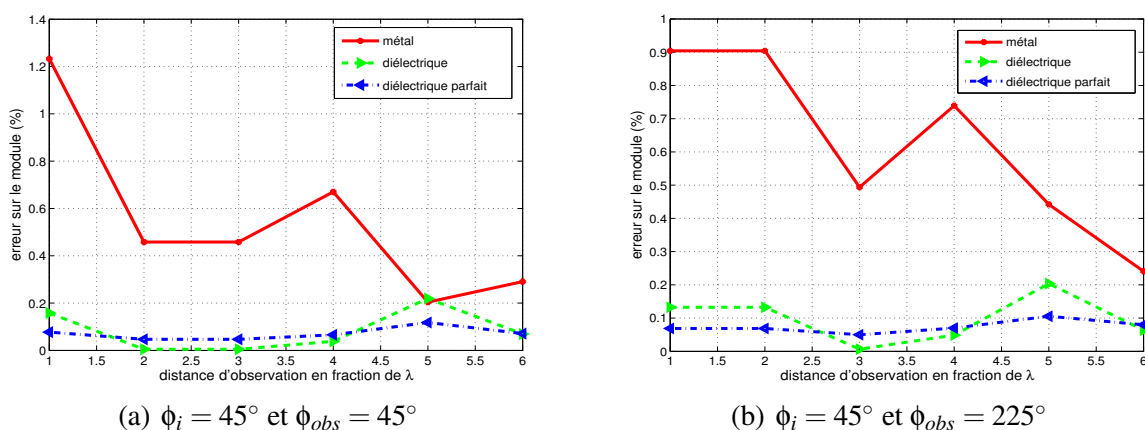
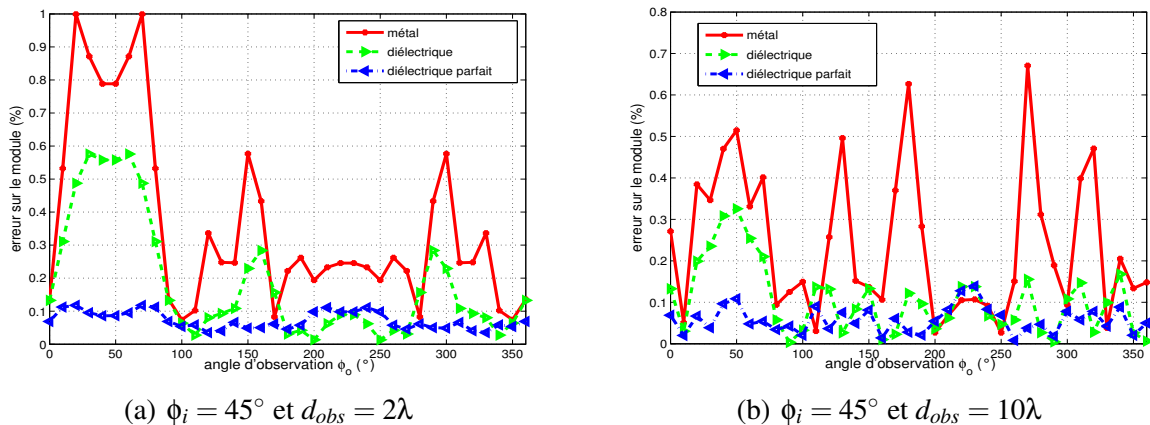


Figure 4.26 : Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du matériau des structures à l'étude et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence oblique ( $45^\circ$ ) à la fréquence 2 GHz.

On constate effectivement que les erreurs commises sur la prise en compte de ces objets sont plus importantes quand les propriétés des matériaux des structures sont moins absorbantes. Il y a effectivement plus de champ diffracté par la structure métallique, de sorte que la méthode hybride introduit plus d'erreurs en zone de champ proche. Cependant, à la fréquence de 2 GHz, ces erreurs restent faibles et tendent vers 0 à partir de  $2\lambda$ . On peut noter que la conductivité de la structure diélectrique non parfaite est assez faible et n'a que peu d'influence sur les résultats obtenus (les écarts avec la structure diélectrique parfaite étant situés en zone de champ proche).



**Figure 4.27 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du matériau des structures à l'étude et de l'angle d'observation pour une onde *TM* d'incidence oblique ( $45^\circ$ ) à la fréquence 2 GHz.

La figure 4.27 montre l'erreur commise en fonction de l'angle d'observation. On observe un peu mieux (pour la distance d'observation  $d = 2\lambda$ ) l'effet du matériau en ce qui concerne les deux structures diélectriques : l'erreur commise est plus importante en zone d'ombre (autour de  $45^\circ$ ) pour le diélectrique que pour le diélectrique parfait. L'erreur est également plus importante pour les deux zones de réflexion (autour de  $150^\circ$  et  $300^\circ$ ). Pour une distance d'observation plus importante ( $10\lambda$ ), la méthode hybride est valide quelle que soit le matériau des structures.

### 4.3.6 Conclusion

Nous avons pu constater l'influence de différents paramètres tels que la nature du matériau constituant les objets étudiés, leur forme ou encore leur taille sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un espace 2D. De plus, nous avons pu interpréter les résultats obtenus en fonction des distances de champ lointain déterminées analytiquement dans l'étude théorique du rayonnement électromagnétique de dipôles. Nous avons montré que :

- Les distances de champ lointain, pour le cas des structures métalliques, sont conformes à l'étude théorique effectuée en fonction de la dimension maximale de l'objet vue par l'onde ;
- A encombrement égal, la forme des objets influe sur la distance de champ lointain : l'onde émise diffracte plus lorsque la forme est moins régulière car il y a plus d'interférences ;
- Plus le matériau est absorbant, plus la distance de champ lointain est rapprochée.

Le domaine de validité de la méthode hybride a été évalué en 2D mais l'objectif final est de déterminer le domaine de validité en 3D. Ainsi, une étude paramétrique 3D est nécessaire : elle doit à la fois permettre d'établir des règles d'application de la méthode hybride et aussi de définir l'influence d'objets de petite taille et / ou de forme complexe en environnement indoor. On montrera en particulier que la zone de validité de la méthode hybride est plus large car les distances de champ lointain sont plus petites puisque le champ décroît en  $\frac{1}{r}$  au lieu de  $\frac{1}{\sqrt{r}}$ .

## 4.4 Etude paramétrique 3D

### 4.4.1 Introduction

Nous avons pu constater en 2D que l'application de la méthode des ondes planes à l'étude de la diffraction par des objets complexes et/ou de petites dimensions devant la longueur d'onde  $\lambda$  dépend d'un certain nombre de paramètres tels que la nature, la forme ou la taille des objets considérés. L'étude paramétrique 2D nous a permis d'apprécier les domaines de validité de la méthode à savoir les zones de champ lointain en fonction des paramètres cités. Nous allons à présent étudier le domaine de validité de la méthode en 3D sur des exemples simples.

Les simulations sont effectuées aux fréquences de fonctionnement des systèmes de télécommunications Wifi, soit 2.4 GHz et 5 GHz. Les résultats présentés sont des cartes d'erreur entre la méthode FDTD (source isotrope de courant) et la méthode hybride. Les champs sont récupérés dans le plan  $\theta_o = 90^\circ$ , sur des cercles de centre le centre de phase de ces structures, pour différentes distances d'observation. La figure 4.28 rappelle ce principe, et notamment la définition des angles d'incidence et d'observation.

### 4.4.2 Comparaison des méthodes FDTD, tracé de rayons et hybride

Pour étudier la validité de la méthode hybride comparée à la méthode du tracé de rayons, une étude a été effectuée sur des structures cubiques.

Nous présenterons ici les résultats obtenus à la fréquence de 5 GHz. Nous avons observé jusqu'à une quinzaine de longueurs d'onde (un rayon maximal de 1m autour de la structure) et pour des angles d'observation variables (pas angulaire de  $5^\circ$ ).

Les coefficients de diffraction de chaque structure sont issus des matrices compressées.

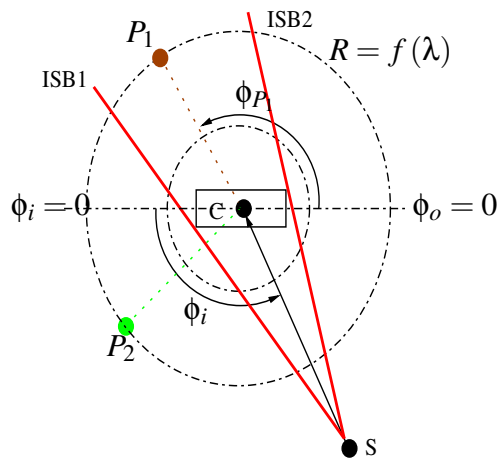


Figure 4.28 : Méthodologie des simulations

La figure 4.29 montre les champs obtenus pour une distance d’observation de  $1\lambda$  autour de la structure.

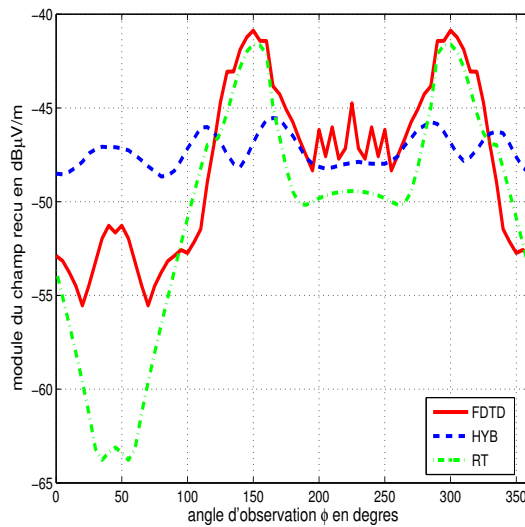
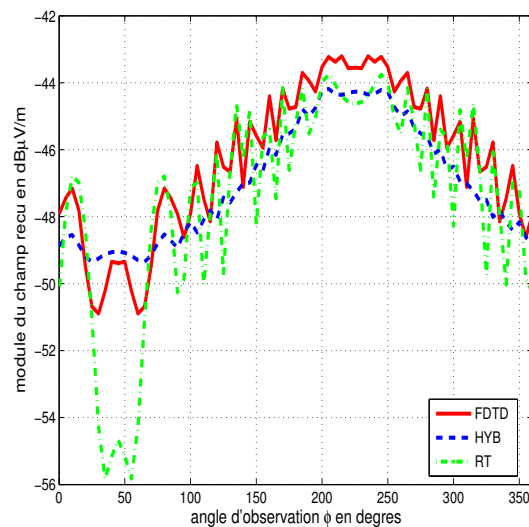


Figure 4.29 : Diffraction d’une onde EM à 5 GHz par un cube métallique de taille 5 cm : angle d’incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ),  $d_{source} = 20\lambda$  et  $d_{obs} = \lambda$ .

On constate que la méthode hybride fournit des résultats très éloignés de la FDTD car les conditions de champ lointain ne sont pas respectées. En revanche, pour la figure 4.30 où les champs sont observés à  $5\lambda$  autour de la structure, la méthode hybride fournit des résultats plus conformes à la méthode FDTD que les résultats obtenus par tracé de rayons, notamment en zone d’ombre (ici pour  $\phi_o = 45^\circ$ ).

Cependant, il demeure un faible écart de niveau moyen entre les courbes obtenues par la méthode hybride et la FDTD : une explication peut être trouvée dans la méthode de calcul du



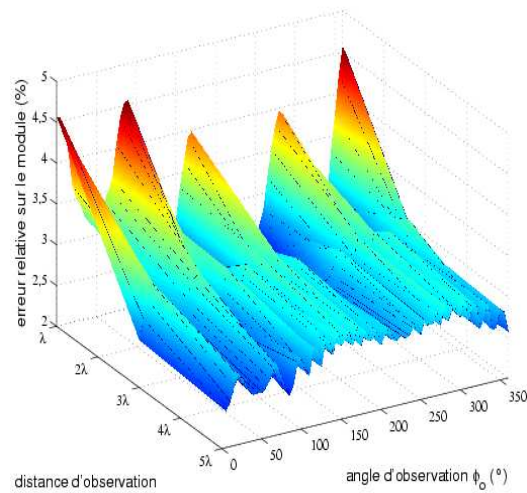
**Figure 4.30 :** Diffraction d'une onde EM à 5 GHz par un cube métallique de taille 5 cm ( $\sim \lambda$ ) : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ),  $d_{source} = 20\lambda$  et  $d_{obs} = 5\lambda$ .

champ incident au point source. En effet, le champ au point source utilisé pour la normalisation pour la FDTD est calculé comme expliqué en annexe B. Pour le cas d'une onde émise par une source de courant parfaite dans un volume 3D, le courant généré par cette source, et servant à la normalisation des résultats, ne correspond plus simplement à la valeur du courant dans la cellule élémentaire du point source (comme c'était le cas en 2D lorsque le dipôle est considéré comme un dipôle infini). Ainsi, le meilleur compromis dans le choix du champ incident utilisé pour la méthode rigoureuse consiste à sommer les courants reçus sur les cellules voisines (au dessus et au dessous) du point source selon l'axe des z. L'approximation utilisée stipulant que l'on récupère le courant au point source de cette façon explique l'écart moyen observé sur les niveaux de champ. Cette erreur n'est pas liée à la méthode hybride mais simplement au calcul du champ au point source de la méthode FDTD.

De plus, on peut observer une atténuation des variations du champ électrique. Cette atténuation, que l'on n'avait pas en 2D, peut être liée à la compression des matrices de diffraction qui provoque un lissage de la courbe.

Cependant, on constate bien que la méthode hybride devient plus performante que le tracé de rayons en particulier en zone d'ombre où les rayons rampants ne sont pas pris en compte par la méthode du Tracé de rayons que nous avons utilisée.

La figure 4.31 représente l'évolution de l'erreur de modélisation par la méthode hybride en fonction de l'angle d'observation et de la distance d'observation.



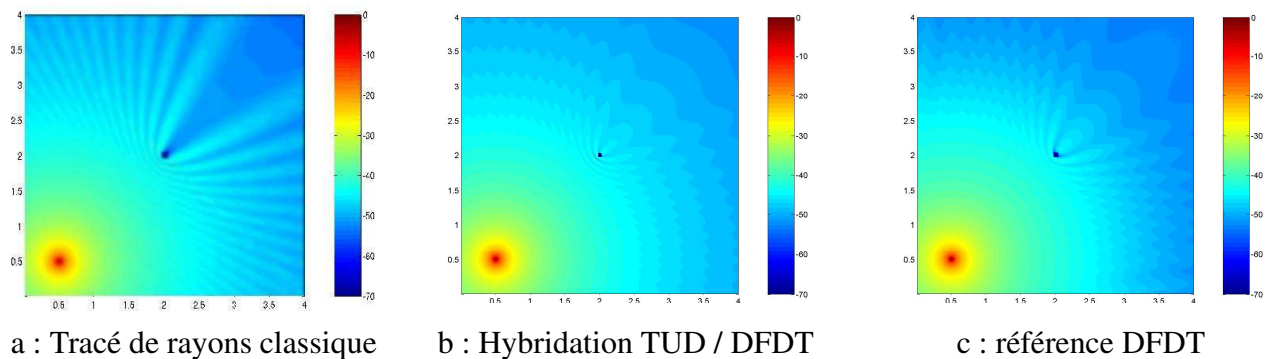
**Figure 4.31 :** Diffraction d'une onde EM à 5 GHz par un cube métallique de taille  $\lambda$  : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et  $d_{source} = 20\lambda$ .

La courbe obtenue tend à confirmer la validité de la méthode en zone de champ lointain mais laisse apparaître des zones pour lesquelles la validité est obtenue “plus loin”. L'erreur de modélisation liée à la méthode hybride diminue avec la distance d'observation. En réalité, les termes de champ proche étant négligés (termes en  $\frac{1}{r^2}$ ) dans la méthode des ondes planes, l'erreur intervient dans la zone de champ proche de la structure étudiée. De façon analogue aux observations effectuées en 2D, les écarts les plus importants apparaissent de nouveau en zone d'ombre de la structure, car dans cette zone n'apparaissent que des composantes de champ diffracté avec des variations généralement rapides. Par ailleurs, ces distances limites entre champ proche et champ lointain en émission et observation dépendent de la taille, de la forme et de la nature des structures à l'étude. Nous allons voir ces différents paramètres dans le paragraphe 4.4.3.

Pour se rendre compte globalement de l'apport de la méthode hybride par rapport à la méthode de tracé de rayons, un exemple de zone de couverture est montré figure 4.32 à la fréquence de 5 GHz.

Ces résultats confirment les conclusions précédentes, à savoir une meilleure modélisation du comportement électromagnétique de la structure à l'étude en particulier en zone d'ombre.

Des résultats analogues ont été obtenus pour d'autres structures et d'autres fréquences. Les paragraphes suivants montrent l'influence de tels paramètres sur le domaine de validité de la



**Figure 4.32 :** simulation d'une propagation à 5 GHz en présence d'un cube métallique de côté 5 cm ( $\sim \lambda$ )

méthode hybride par rapport à la méthode FDTD. Ces résultats seront présentés par des cartographies d'erreur.

#### 4.4.3 Influence de la taille, des matériaux des objets et de la fréquence

La méthodologie des simulations effectuées est celle de la figure 4.16 présentée dans le paragraphe 4.3.

Nous allons à présent montrer l'influence de la taille, du matériau des objets ainsi que de la fréquence (2.4 GHz et 5 GHz) sur la validité de la méthode hybride, en prenant l'exemple de structures cubiques d'arête 5 cm, 12 cm et de matériau métallique et diélectrique.

La figure 4.33 représente les erreurs sur le module du champ électromagnétique calculé par la méthode hybride par rapport à la méthode de référence FDTD. Ces cartographies d'erreur dépendent de la distance d'observation et de l'angle d'observation.

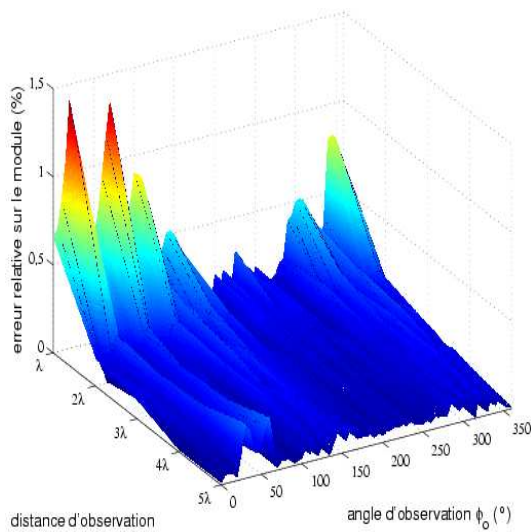
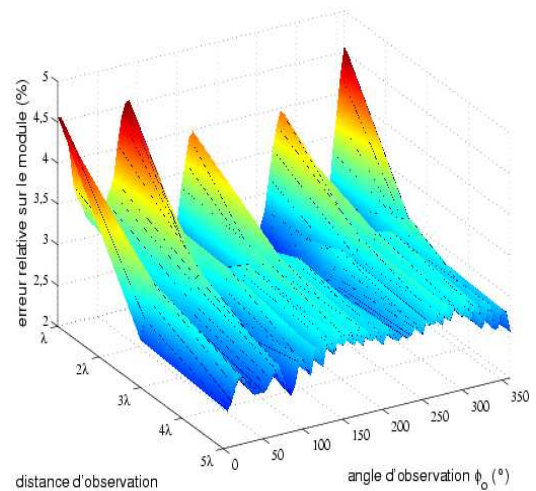
Le choix d'une onde incidente à  $45^\circ$  se justifie par les observations faites lors de l'étude paramétrique 2D, montrant que l'incidence oblique entraîne le maximum d'erreur de modélisation pour les structures cubiques. On va ainsi déterminer le domaine de validité de la méthode des ondes planes pour le cas le plus défavorable.

Reprenons tout d'abord le cas de la diffraction d'une onde TM par un cube métallique d'arête 5 cm.

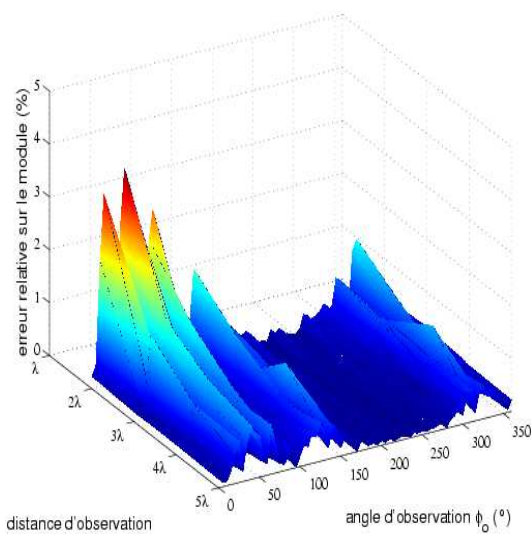
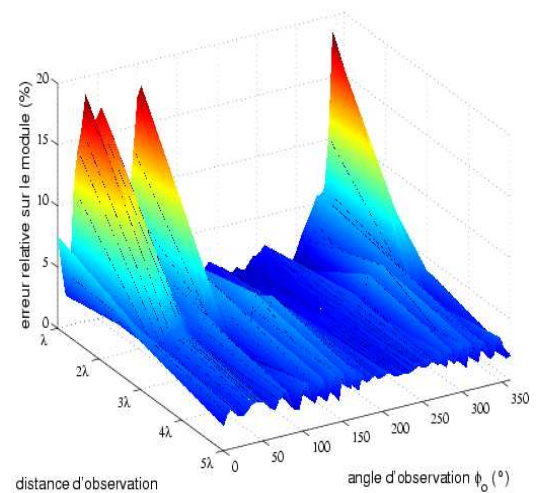
On constate que l'erreur de modélisation introduite par la méthode hybride tend vers 0 (figure 4.33) à partir d'une distance d'observation d'environ  $\lambda$  avec des zones d'observation pour lesquelles l'erreur est la plus importante.

Voyons à présent le cas d'un cube métallique d'arête 12 cm (figure 4.34).



(a) structure cubique à 2.4 GHz : taille  $\frac{\lambda}{2}$ (b) structure cubique à 5 GHz : taille  $\sim \lambda$ 

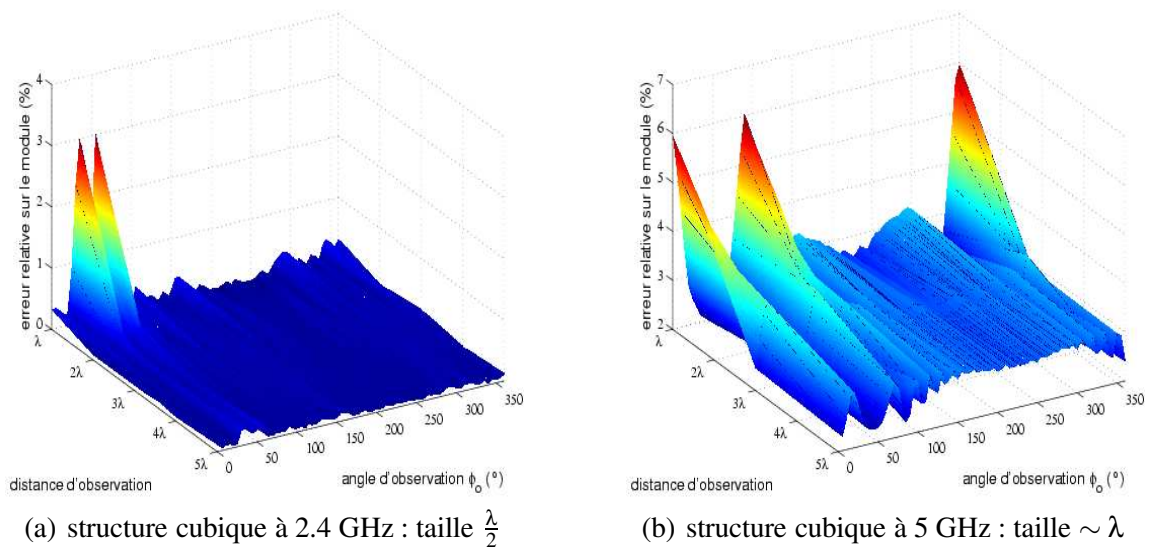
**Figure 4.33 :** Diffraction d'une onde EM par un cube métallique de 5 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et  $d_{source} = 20\lambda$ .

(a) structure cubique à 2.4 GHz : taille  $\sim \lambda$ (b) structure cubique à 5 GHz : taille  $\sim 2\lambda$ 

**Figure 4.34 :** Diffraction d'une onde EM par un cube métallique de 12 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et  $d_{source} = 20\lambda$ .

Pour cette structure, on constate que l'erreur de modélisation est plus importante. L'erreur maximale est d'environ 3% contre 1.5% à 2.4 GHz et 18% contre 4.5% à 5 GHz.

Si l'on considère une structure cubique de taille 5 cm mais constituée d'un matériau diélectrique (caractéristiques diélectriques  $\epsilon_r = 5$ ,  $\sigma_r = 0.0031$ ), les résultats obtenus sont comparables au cas du cube métallique de 5cm (figure 4.35).



**Figure 4.35 :** Diffraction d'une onde EM par un cube diélectrique de 5 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et  $d_{source} = 20\lambda$ .

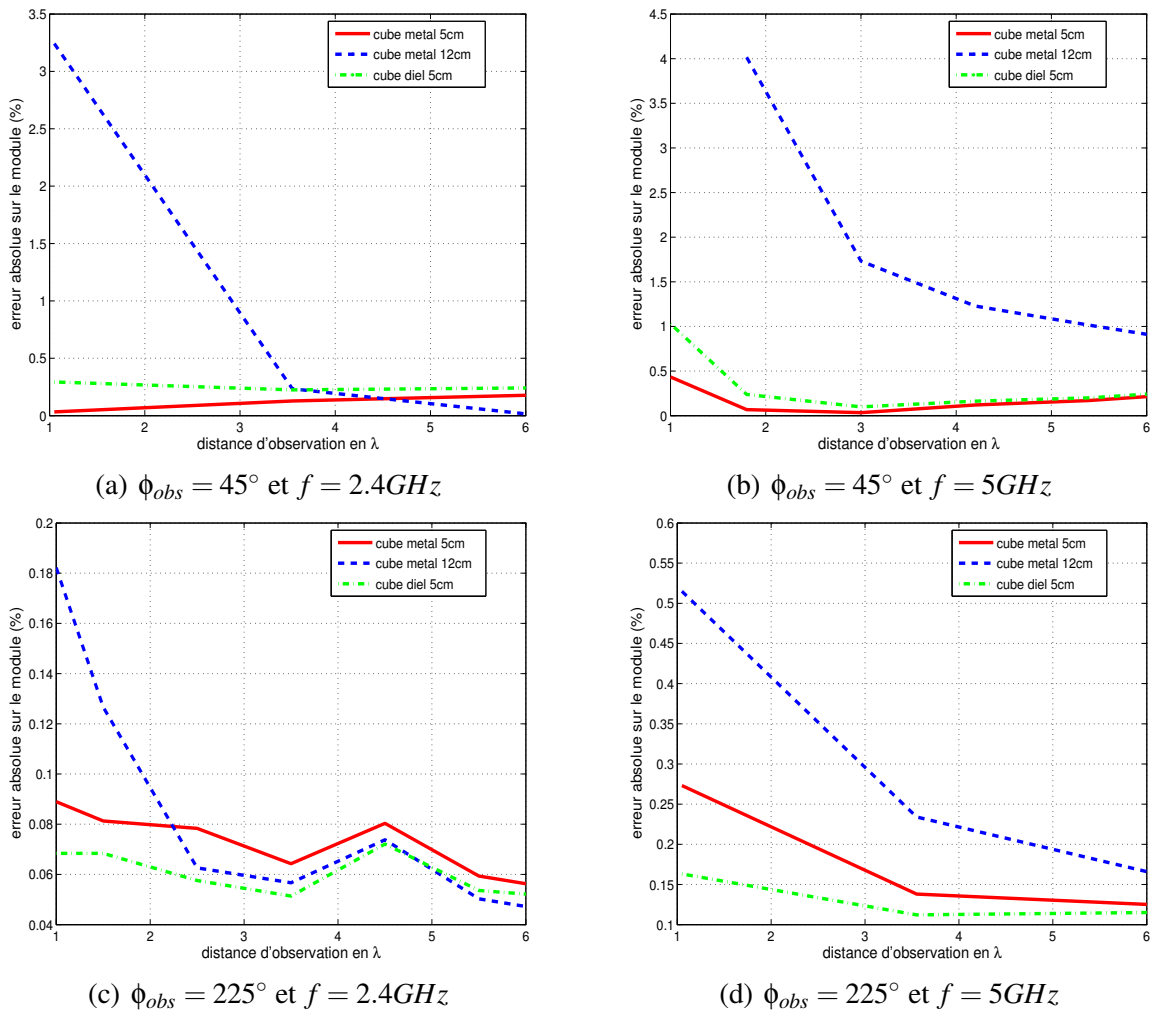
Cependant, ces cartographies d'erreur de module de champ permettent d'apprécier le domaine de validité de la méthode hybride par rapport à une structure donnée, mais pas de comparer directement les performances du modèle en fonction de paramètres tels que la taille, la nature du matériau ou encore la fréquence.

Nous allons à présent extraire des résultats précédents des informations sur la distance d'observation et les angles d'observation, de façon à établir des conclusions sur la validité de la méthode hybride d'un point de vue spatial et angulaire.

Pour mieux se rendre compte de l'influence de la taille des structures sur la validité de la méthode hybride, il s'avère intéressant de sélectionner des angles d'observations particuliers, notamment les zones d'ombre. La figure 4.36 représente les courbes d'erreur en module liées à la méthode hybride en fonction de la taille et du matériau de la structure étudiée, de l'angle d'observation et de la fréquence (structure cubique).

On constate que la validité du modèle est différente selon l'angle d'observation. Effectivement, les erreurs sont plus importantes en zone d'ombre ( $\phi_o = 45^\circ$ ) qu'en zone de visibilité (direction spéculaire  $\phi_o = 225^\circ$ ).

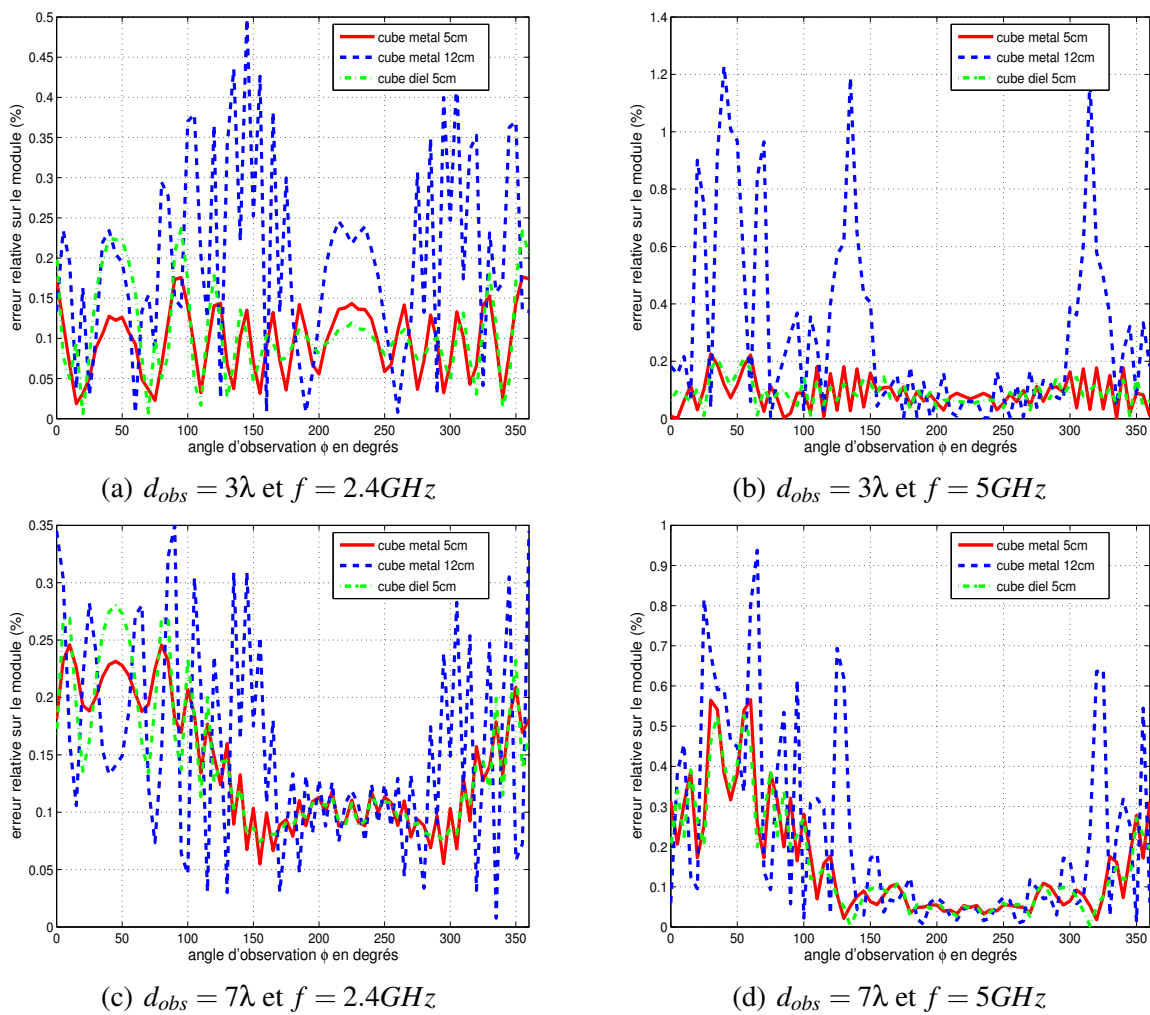
A présent, nous pouvons nous intéresser à l'influence de l'utilisation de la méthode hybride sur la modélisation de la propagation des ondes, non pas au niveau de la distance d'observation,



**Figure 4.36 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure étudiée, du matériau et de la distance d’observation : cas d’une onde TM d’incidence oblique ( $45^\circ$ ).

mais plutôt en fonction des angles d’observation. La figure 4.37 présente les erreurs obtenues en fonction des angles d’observation pour deux distances d’observation ( $3\lambda$  et  $7\lambda$  par rapport à la fréquence de 2.4 GHz).

On constate que les erreurs sont d’autant plus importantes que la structure est grande. D’autre part, la validité de la méthode est plus liée à l’encombrement de la structure qu’à la fréquence d’étude. On pourrait penser qu’avec l’augmentation de la fréquence, les champs s’atténuant plus vite, on obtient des conditions de champ lointain plus rapidement. Pour autant, il s’avère que les erreurs sont plus importantes pour la fréquence de 5 GHz. En réalité, la structure à l’étude est de dimension constante mais présente une longueur caractéristique différente aux deux fréquences d’étude.



**Figure 4.37 :** Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure étudiée et de l'angle d'observation : cas d'une onde *TM* d'incidence oblique ( $45^\circ$ ).

Nous avons vu dans le paragraphe 4.2 que la distance du champ lointain est liée à  $D$  (la dimension la plus grande de l'objet considéré) par la courbe de la figure 4.6. Ainsi, les zones de champ lointain théoriques pour les structures à l'étude aux fréquences de 2.4 GHz et 5 GHz sont répertoriées dans le tableau 4.4 et comparées aux distances de champ lointain estimées (ce sont les distances pour lesquelles l'erreur introduite par la méthode hybride sur le module du champ est inférieure à 1%).

On s'aperçoit effectivement qu'avec l'augmentation de la fréquence, les conditions de champ lointain sont obtenues pour des distances d'observation plus grande. Par ailleurs, on peut se rendre compte que la formule théorique donne simplement un ordre de grandeur des distances de champ lointain en fonction de la taille de la structure et de la fréquence. L'ordre

structure	f (GHz)	longueur caractéristique D	zone CL théorique	zone CL estimée
cube 5 cm	2.4	$\sim \frac{\lambda}{2}$	$\sim \frac{\lambda}{9}$ soit $\sim 1.3$ cm	
cube 5cm	5	$\sim \lambda$	$\sim 0.8\lambda$ soit $\sim 5$ cm	$\sim \lambda = 6$ cm
cube 12 cm	2.4	$\sim \lambda$	$\sim 0.8\lambda$ soit $\sim 10$ cm	$\sim \lambda = 12.5$ cm
cube 12 cm	5	$2\lambda$	$\sim 8\lambda$ soit 48 cm	$\sim 7\lambda = 42$ cm

**Tableau 4.4 :** distance en longueurs d'onde à partir de laquelle les conditions de champ lointain sont respectées, en fonction de la taille de la structure

de grandeur est respecté mais les conditions de champ lointain ne sont pas forcément toujours obtenues conformément à cette formule, comme l'a montré Laybros [45], pour le cas du rayonnement de petits dipôles (dimension inférieure à  $\lambda$ ).

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi une formulation analytique en fréquence du rayonnement électromagnétique d'un dipôle en 2D et en 3D. Cette formulation nous a permis de déterminer une distance de champ lointain analytique, en fonction de la dimension maximale de l'objet vue par l'onde. Nous avons en particulier montré que le critère de Fraunhofer ( $d = \frac{2D^2}{\lambda}$ ) n'est pas toujours valide. C'est un critère majorant la distance de champ lointain mais cette dernière est parfois plus faible, notamment pour des structures de taille inférieure ou égale à  $\lambda$ .

Au moyen d'une étude paramétrique 2D puis 3D, nous avons examiné les domaines de validité de la méthode hybride. Nous avons en particulier vérifié que la distance de champ lointain et donc le domaine de validité de la méthode hybride dépend, en 2D comme en 3D, de plusieurs paramètres. Les conclusions principales de cette étude paramétrique sont les suivantes :

- restriction du domaine de validité de la méthode hybride lorsque la dimension maximale de l'objet étudié augmente (la distance de champ lointain augmente) ;
- influence de la forme des objets (en 2D), sur la distance de champ lointain : à encombrement égal, le domaine de validité de la méthode hybride est plus restreint pour le cas de structures de formes plus complexes ;
- augmentation du domaine de validité de la méthode hybride lorsque le matériau de l'objet étudié est plus absorbant (la distance de champ lointain est plus proche) ;

- étant donné une structure de dimension maximale  $D$ , le domaine de validité de la méthode hybride est lié à la fréquence : même si l'atténuation des champs augmente avec la fréquence, l'onde émise voit un objet dont la dimension  $D$  augmente avec la fréquence, si bien que la distance de champ lointain s'éloigne.

Nous avons aussi pu valider l'utilisation de la méthode hybride, préférentiellement au tracé de rayons, pour la modélisation du comportement électromagnétiques d'objets de petite taille devant la longueur d'onde ou de forme complexe.

Nous allons à présent (chapitre 5) confronter les résultats des simulations effectuées dans des environnements indoor réalistes à des mesures effectuées au laboratoire XLIM de Limoges. Puis nous étudierons l'influence d'objets tels qu'un bureau, un ordinateur portable, une chaise ... sur la modélisation de la propagation des ondes en milieu indoor, ainsi que sur la qualité de la transmission (chapitre 6).



# Confrontation Simulations / Mesures

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>159</b>
<b>5.2</b>	<b>Matériel et objets utilisés</b>	<b>159</b>
5.2.1	L'analyseur de réseau vectoriel	159
5.2.2	Les antennes cornets	160
5.2.3	Grandeurs mesurées	161
5.2.4	Objets étudiés	162
<b>5.3</b>	<b>Etude de la validité de la matrice de diffraction par la mesure</b>	<b>164</b>
5.3.1	Introduction	164
5.3.2	Protocole expérimental	165
5.3.3	Etude d'un cas simple : le cube métallique	168
5.3.4	Validation sur un cas plus complexe : un ordinateur portable	169
5.3.5	Conclusion	172
<b>5.4</b>	<b>Etude de la validité de la méthode hybride en environnement indoor simple</b>	<b>172</b>
5.4.1	Présentation de la chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM)	173
5.4.1.1	Utilisation classique	173
5.4.1.2	Utilisation pour notre application	173
5.4.2	Protocole expérimental	173
5.4.3	Confrontation simulations / mesures	175
5.4.3.1	Cas d'un cube métallique	176



5.4.3.2	Cas d'objets plus complexes . . . . .	179
5.4.3.3	Conclusion . . . . .	186
<b>5.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>188</b>

---

## 5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous cherchons, d'une part, à évaluer la validité de la méthode hybride développée et présentée dans le chapitre 3 et, d'autre part, à confronter, dans des configurations réalistes, les performances de la méthode hybride à celles du code de tracé de rayons 3D et à des mesures.

La validité de la méthode des ondes planes pour la détermination des matrices de diffraction est évaluée grâce à des mesures réalisées en chambre anéchoïde (*cf* paragraphe 5.3).

Dans le but de commencer à valider le modèle hybride proposé au chapitre 3, des mesures ont été réalisées dans un environnement indoor particulier, dont nous connaissons les caractéristiques, et donc aisément reproductible en simulation : une chambre réverbérante (*cf* paragraphe 5.4).

Les mesures effectuées ont toutes été réalisées à l'aide d'Analyseurs de Réseaux Vectoriels (ARV) et avec des antennes cornets pyramidales ridgées. A ce stade, il convient de présenter le matériel et les structures diffractantes utilisés, et de rappeler les grandeurs mesurées par les ARV, de façon à pouvoir comparer les grandeurs mesurées et simulées.

## 5.2 Matériel et objets utilisés

### 5.2.1 L'analyseur de réseau vectoriel

Les ARV permettent de mesurer des grandeurs complexes. La figure 5.1 montre les ARV utilisés pour nos mesures.

L'ARV utilisé pour les mesures en chambre anéchoïde (5.1(a)) est un analyseur Wilson 360 pouvant effectuer des mesures dans la bande 0.01 à 40 GHz. L'ARV utilisé pour les mesures en chambre réverbérante (5.1(b)) est un analyseur Rhodes et Schwartz utilisable dans la bande 0.01-20 GHz.

Les grandeurs que nous souhaitons mesurer sont des champs électriques complexes aux fréquences de 2.4 GHz et 5 GHz, pour se placer dans un contexte de systèmes Wifi. Ainsi, nous devons mesurer les paramètres  $[S]$  du quadripôle constitué des antennes et du milieu de propagation. Par conséquent, nous avons calibré en "full to port" ces analyseurs de réseaux.



(a)



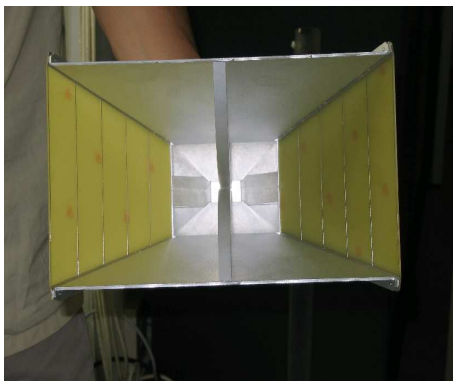
(b)

**Figure 5.1 :** *Analyseurs de réseaux vectoriels utilisés pour les mesures en chambre anéchoïde (a) et en chambre réverbérante (b)*

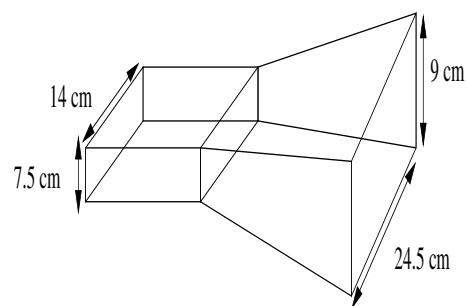
## 5.2.2 Les antennes cornets

Nous utilisons des antennes cornets pyramidales ridgées car ces dernières permettent d'effectuer des mesures sur de larges bandes de fréquence sans désadaptation. Celles que nous avons utilisées sont particulièrement bien adaptées dans la bande 1-12 GHz, donc contenant nos fréquences d'intérêt.

La figure 5.2 présente l'antenne cornet utilisée comme antenne réceptrice. L'antenne émettrice est semblable, exceptée la section du petit guide d'onde qui est légèrement inférieure.



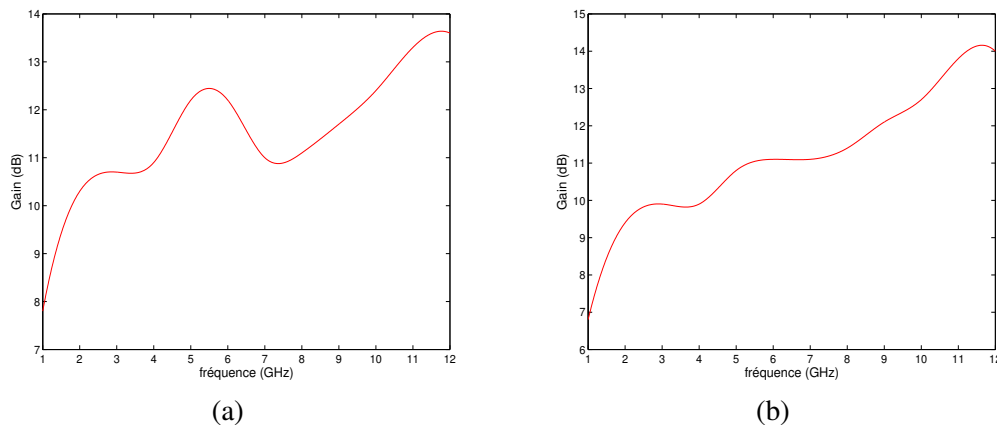
(a)



(b)

**Figure 5.2 :** *Antenne cornet pyramidale utilisée pour les mesures en réception : (a) photo de l'antenne cornet pyramidale ; (b) dimensions de la section du guide et du cornet*

Les caractéristiques de gain des antennes utilisées sont rappelées figure 5.3.



**Figure 5.3 :** *Caractéristiques de gain des antennes utilisées pour les mesures en fonction de la fréquence : (a) antenne émettrice ; (b) antenne réceptrice*

A présent, de façon à pouvoir comparer les grandeurs mesurées par les ARV, il convient de faire le lien entre les résultats de mesure et le champ électrique diffracté par une structure.

### 5.2.3 Grandeurs mesurées

Le champ électrique reçu par l'antenne réceptrice  $|E(\theta, \phi)|$  s'exprime en fonction de la puissance reçue  $P_{recue}$  par la relation 5.1 :

$$|E(\theta, \phi)| = \sqrt{\frac{\eta_0 P_{recue}}{S_r}} \quad (5.1)$$

avec  $S_r$  la surface équivalente de captation de l'antenne de réception égale à  $S_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_r$ .

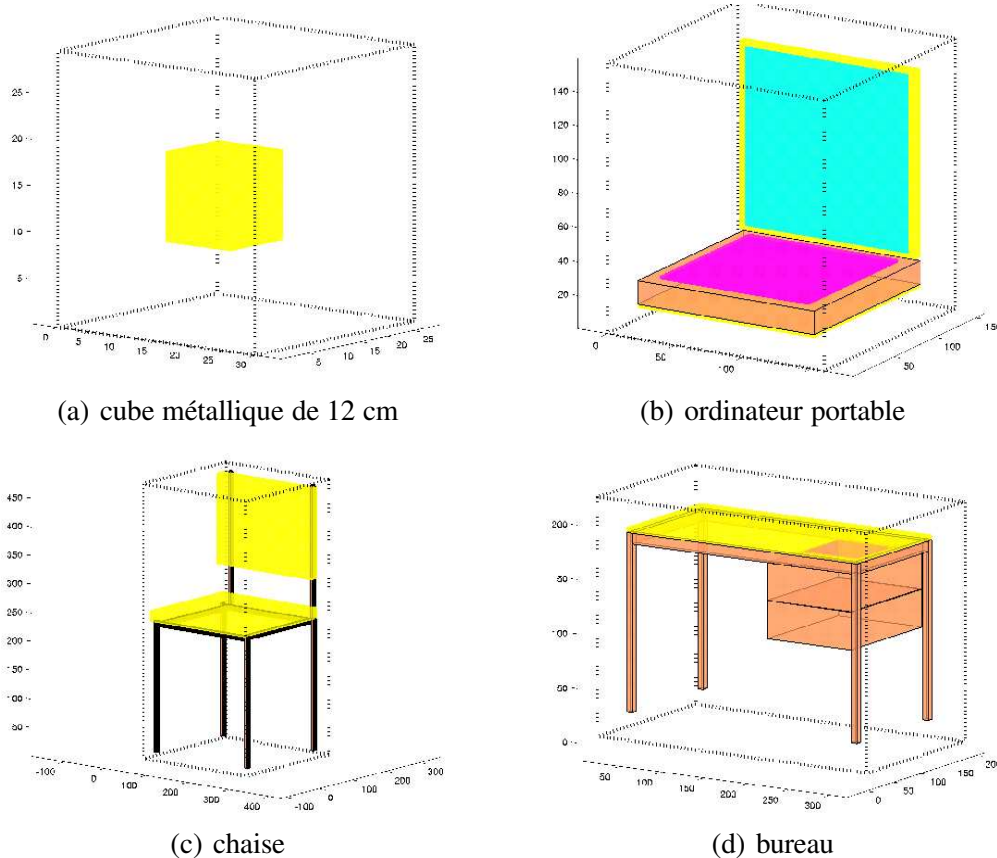
Le gain de l'antenne réceptrice est par défaut le gain dans l'axe, à savoir généralement le gain maximal fourni par les constructeurs. Nous verrons par la suite que le protocole expérimental de certaines mesures ne permet pas d'utiliser directement la valeur du gain dans l'axe et qu'il est important de pouvoir relier le calcul du gain de l'antenne réceptrice en fonction de l'angle  $\phi$  d'orientation du cornet avec le gain dans l'axe.

Ainsi, ce gain est déterminé par la relation 5.2 [61] :

$$G_r(\phi) = \frac{P_{recue}(\phi)}{P_{fournie}} \left( \frac{4\pi d(\phi)}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{G_e(axe)} \quad (5.2)$$

### 5.2.4 Objets étudiés

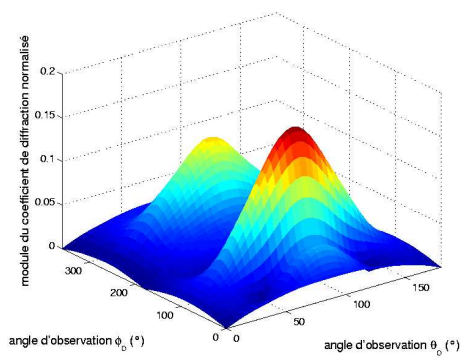
Les objets que nous avons étudiés expérimentalement, en chambre anéchoïde et en chambre réverbérante, sont un ordinateur portable, une chaise, un bureau et un cube métallique de dimensions respectives  $25\text{ cm} * 25\text{ cm} * 25\text{ cm}$ ,  $50\text{ cm} * 50\text{ cm} * 90\text{ cm}$ ,  $100\text{ cm} * 75\text{ cm} * 75\text{ cm}$  et  $12\text{ cm} * 12\text{ cm} * 12\text{ cm}$ . Ces structures sont présentées sur la figure 5.4.



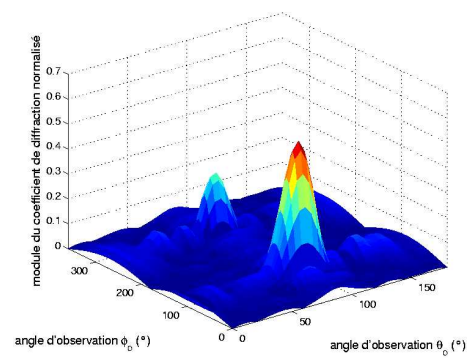
**Figure 5.4 :** Illustrations des structures utilisées

La figure 5.5 présente le module du coefficient de diffraction en polarisation VV pour chacune des structures, pour une onde TM émise dans une direction d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ$ ) à la fréquence de 2.4 GHz. Nous présentons cette partie de la matrice de diffraction car cela correspond au plan d'incidence choisi pour les mesures en chambre anéchoïde (paragraphe 5.3).

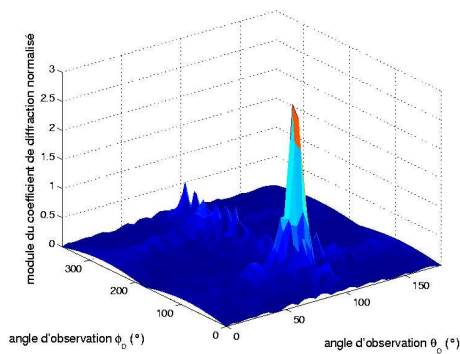
Globalement, on peut noter que les matrices de diffraction présentent au moins deux lobes dans les directions correspondant aux directions incidente (zone d'ombre) et spéculaire. En effet, on observe des pics dans le module du coefficient de diffraction pour des couples d'angles autour de  $(\theta_o = 90^\circ, \phi_o = 90^\circ)$  et  $(\theta_o = 90^\circ, \phi_o = 270^\circ)$ . On constate que l'amplitude du coefficient diffracté augmente avec les dimensions des structures traitées, ce qui est logique. Par ailleurs, plus la structure étudiée est complexe, plus le module du coefficient de diffraction présente des variations rapides.



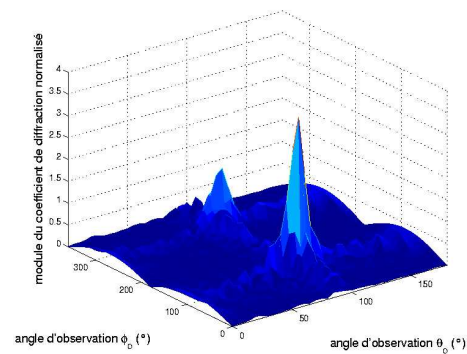
(a) cube métallique de 12 cm



(b) ordinateur portable



(c) chaise



(d) bureau

**Figure 5.5 :** *Module du coefficient de diffraction  $VV$  pour chaque structure : onde  $TM$  d'incidence  $(\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ)$  à 2.4 GHz*

## 5.3 Etude de la validité de la matrice de diffraction par la mesure

### 5.3.1 Introduction

Dans cette partie, nous allons chercher à valider, par la mesure, le concept de matrice de diffraction (aux fréquences de 2.4 et 5 GHz). Comme nous allons le voir dans le paragraphe 5.3.2, la configuration des mesures en chambre anéchoïde nous a permis de mesurer uniquement les matrices de diffraction du cube et de l'ordinateur portable : la raison majeure est que la zone de champ lointain pour les structures chaise et bureau est trop grande aux fréquences choisies par rapport aux distances de mesure disponibles.

La chambre anéchoïde est une chambre qui permet de simuler une propagation en espace libre sans perturbations parasites. Elle sert donc principalement à caractériser des diagrammes de rayonnement d'antennes ou encore la diffraction des ondes par des structures données. La figure 5.6 présente la chambre anéchoïde du laboratoire XLIM.



**Figure 5.6 :** *Présentation de la chambre anéchoïde*

Dans cette chambre anéchoïde, les absorbants présentent une bonne absorption dans la bande [900 MHz - 40 GHz]. Ainsi, cette chambre est adaptée à la mesure de nos matrices de diffraction puisque les fréquences d'étude sont 2.4 GHz et 5 GHz.

### 5.3.2 Protocole expérimental

Les mesures effectuées en chambre anéchoïde respectent le schéma suivant : l'objet à l'étude est placé sur un support en plexiglas à une hauteur de 1,5m. Cette hauteur est choisie car l'antenne cornet émettrice est située sur un support en PVC fixe d'une hauteur de 1,5m. Le protocole des mesures est présenté sur la figure 5.7.

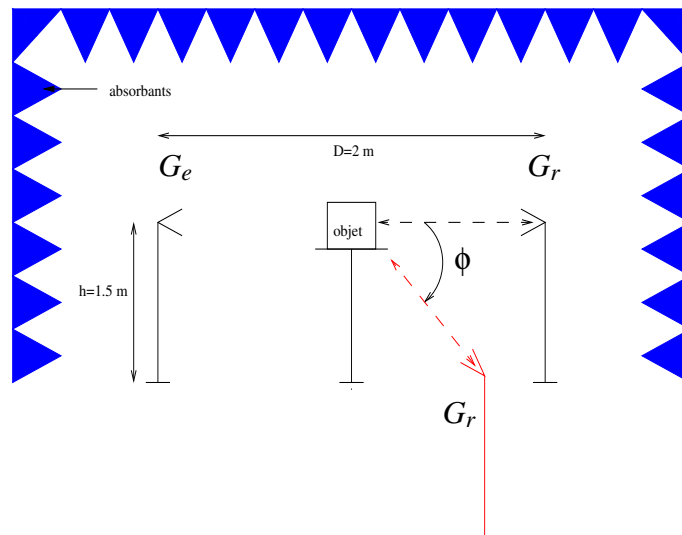


Figure 5.7 : Protocole des mesures effectuées dans la chambre anéchoïde

La figure 5.8 permet d'obtenir la distance séparant les antennes en fonction de la position de l'antenne réceptrice, c'est à dire en fonction de l'angle azimutal  $\phi$ .

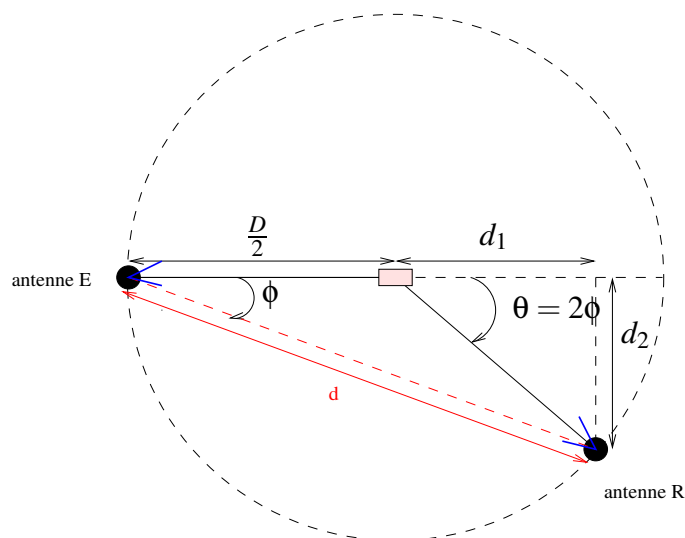


Figure 5.8 : Calcul de la distance entre les antennes en fonction de  $\phi$



Cette distance  $d$  entre les antennes est liée à  $\phi$  et vaut, après quelques calculs :

$$d(\phi) = D | \cos \phi | \quad (5.3)$$

Ainsi, le gain de l'antenne réceptrice s'écrit :

$$G_r(\phi) = \frac{P_{recue}(\phi)}{P_{fournie}} \left( \frac{4\pi D | \cos \phi |}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{G_e(axe)} \quad (5.4)$$

Connaissant le gain de l'antenne réceptrice, on peut alors en déduire le module du champ électrique reçu par la relation 5.1. De plus, la calibration en "full-to-port" permet de définir deux plans de référence représentés par les deux antennes émettrice et réceptrice : le déphasage mesuré par l'ARV correspond donc au déphasage de la liaison en espace libre entre les antennes. Ce déphasage est alors directement utilisable pour la reconstruction du champ électrique complexe reçu.

Finalement , le champ électrique complexe reçu s'écrit :

$$E_r(\phi) = | E | e^{j \frac{\pi}{180} \phi(S_{21})} = \frac{4\pi\eta_0}{\lambda^2 G_r(\phi)} \sqrt{P_{fournie}} 10^{\frac{|S_{21}|_{dB}}{20}} e^{j \frac{\pi}{180} \phi(S_{21})} \quad (5.5)$$

où le paramètre  $S_{21}$  est le coefficient de transmission servant au calcul du champ reçu.

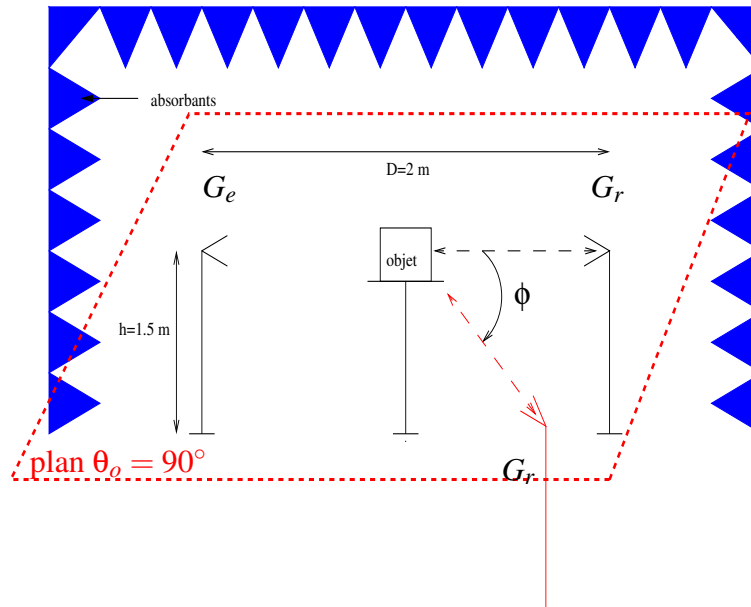
Ainsi, le coefficient de diffraction  $C(\phi)$  (normalisé à 1 mètre) extrait des valeurs mesurées s'écrit :

$$C(\phi) = \frac{E_r(\phi) |_{objet} - E_r(\phi) |_{vide}}{E_r(\phi) |_{vide}^{centre}} \quad (5.6)$$

où  $E_r(\phi) |_{objet}$  et  $E_r(\phi) |_{vide}$  représentent respectivement les champs mesurés avec et sans objet et  $E_r(\phi) |_{vide}^{centre}$  désigne le champ incident mesuré au centre de l'objet.

En mesure, les coefficients de diffraction sont déduits des champs relevés en présence et en l'absence d'objet pour les deux polarisations des antennes émettrice et réceptrice, et pour différents angles de réception. Les mesures ont été effectuées dans un plan  $\theta = 90^\circ$  pour différents

angles azimutaux  $\phi$  (figure 5.9), de façon à reconstruire une partie de la matrice de diffraction pour chaque objet, pour une onde incidente  $\phi_i = 90^\circ$ . Ces mesures peuvent ainsi être comparées aux coefficients de diffraction simulés, extraits des matrices présentées figure 5.5 dans le paragraphe 5.2.4.



**Figure 5.9 :** *Protocole des mesures effectuées dans la chambre anéchoïde*

#### Problèmes de champ lointain liés aux conditions de mesures :

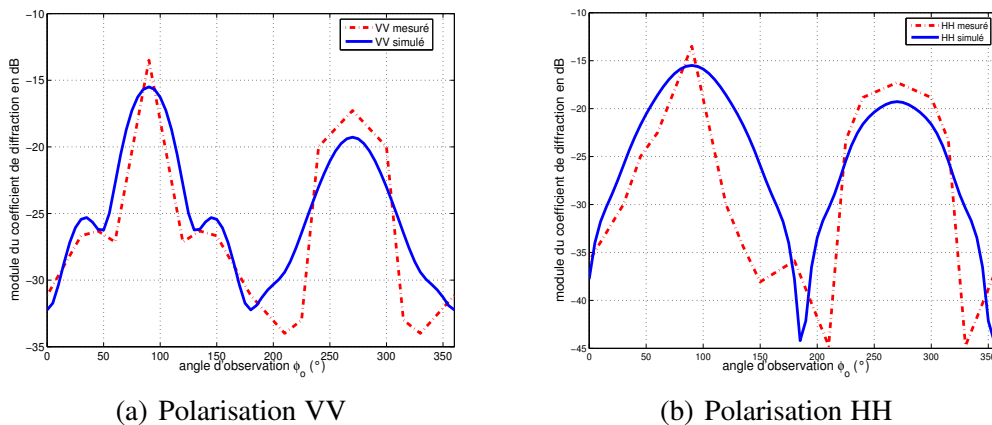
Les conditions de mesures, et plus particulièrement les distances dont nous disposons, ne nous ont pas permis d'évaluer la validité de la méthode de construction de la matrice de diffraction sur l'ensemble des structures présentées figure 5.4. En effet, la distance disponible entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice est de 2 mètres (figure 5.7). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, nous devons respecter des conditions de champ lointain à l'émission et à la réception. Ainsi, les mesures effectuées pour le cas du cube métallique de 12 cm respectent les conditions de champ lointain aux deux fréquences (2.4 et 5 GHz) : en effet, à la longueur d'onde minimale (6 cm), la dimension maximale du cube est de  $2\lambda$  et la zone de champ lointain est alors à  $d_{cl} = \frac{2D^2}{\lambda} = 8\lambda = 48$  cm. En revanche, pour le cas de l'ordinateur portable, de dimension maximale 25 cm, la distance de champ lointain est  $d_{cl} = 1$  m à 2.4 GHz mais elle est d'environ 2 m à 5 GHz. Ainsi, les conditions de champ lointain ne sont pas respectées à la fréquence de 5 GHz pour le cas de l'ordinateur portable. Par conséquent, les conditions de champ lointain sont d'autant moins respectées pour les structures chaise et

bureau, dont les dimensions sont plus grandes.

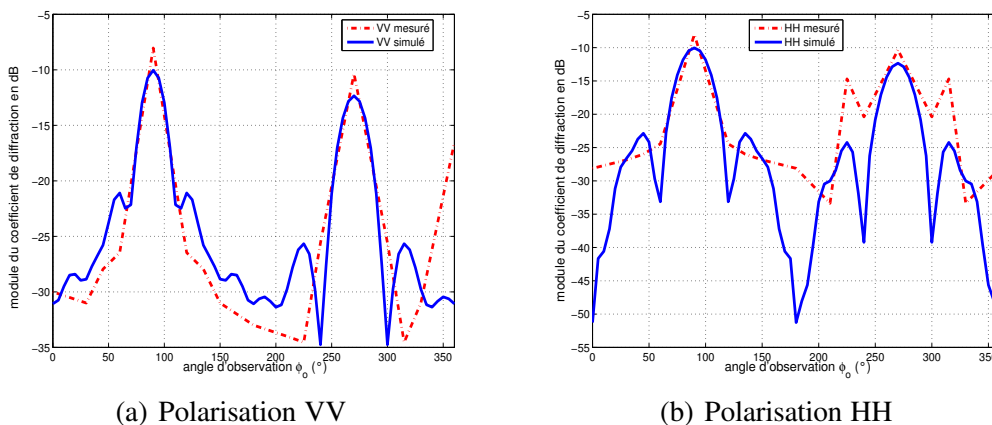
Ainsi, nous proposons par la suite d'évaluer la validité de la méthode de construction de la matrice de diffraction sur 2 structures : le cube métallique de côté 12 cm et l'ordinateur portable.

### 5.3.3 Etude d'un cas simple : le cube métallique

Nous présentons (figures 5.10 et 5.11) les résultats obtenus pour le module du coefficient de diffraction, mesuré et simulé dans chacune des polarisations VV et HH, aux fréquences de 2.4 et 5 GHz.



**Figure 5.10 :** *Module du coefficient de diffraction d'un cube métallique de côté 12 cm mesuré et simulé à 2.4 GHz, en fonction de la polarisation*



**Figure 5.11 :** *Module du coefficient de diffraction d'un cube métallique de côté 12 cm mesuré et simulé à 5 GHz, en fonction de la polarisation*

Les mesures ont été réalisées pour des angles d'observation allant de  $30^\circ$  à  $330^\circ$  par pas de  $30^\circ$ . Globalement, on peut observer que les courbes issues des mesures (courbes rouges) suivent les mêmes variations que celles issues de la simulation (courbes bleues).

On note néanmoins des écarts localement importants entre les courbes simulées et mesurées. Ces erreurs peuvent éventuellement s'expliquer par le faible nombre de points de mesures qui peut entraîner localement une perte d'information sur l'évolution du coefficient de diffraction.

Concernant l'évolution des coefficients de diffraction en fonction de la fréquence, on peut constater deux phénomènes principaux :

- Les modules des coefficients de diffraction simulés et mesurés sont plus élevés à 5 GHz (figure 5.11) qu'à 2.4 GHz (figure 5.10) ;
- Les variations des modules des coefficients de diffraction sont plus rapides à 5 GHz.

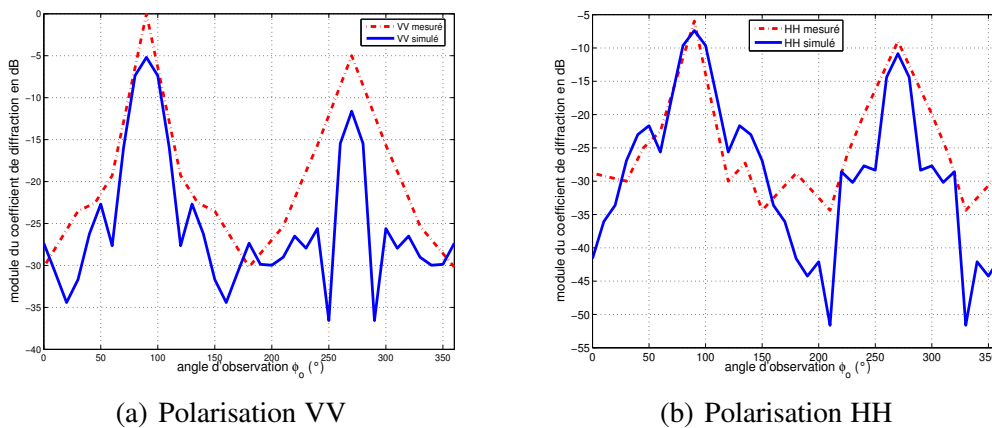
Ces observations s'expliquent par la dimension, en nombre de longueurs d'onde que le cube de 12 cm représente à chaque fréquence. En effet, à 5 GHz, l'onde arrivant sur le cube voit une dimension maximale de  $2\lambda$  (contre environ  $\lambda$  à 2.4 GHz) si bien qu'elle va diffracter de manière plus importante. Pour les mêmes raisons, en diffractant sur la structure, l'onde va entraîner de plus nombreuses interférences à 5 GHz : cela se traduit par une variation plus rapide du champ diffracté.

Les résultats obtenus permettent de valider la technique de construction des matrices de diffractions sur le cube métallique de côté 12 cm aux deux fréquences 2.4 GHz et 5 GHz. De plus, ces résultats confirment que les conditions de champ lointain sont respectées aux distances où ont été effectuées les mesures.

#### 5.3.4 Validation sur un cas plus complexe : un ordinateur portable

L'objectif de ce paragraphe est d'évaluer la validité de la technique de construction de la matrice de diffraction sur un cas plus complexe, à savoir l'ordinateur portable présenté figure 5.4.

Dans un premier temps, nous présentons (figure 5.12) les courbes mesurées et simulées du module du coefficient de diffraction de l'ordinateur portable à 2.4 GHz dans les polarisations VV et HH.



**Figure 5.12 :** *Module du coefficient de diffraction d'un ordinateur portable mesuré et simulé à 2.4 GHz, en fonction de la polarisation*

On constate à nouveau que les courbes issues des mesures suivent les mêmes variations que celles issues de la simulation. Cependant, on observe certains écarts en zone d'ombre ( $270^\circ$ ) pour la polarisation VV. Ces écarts peuvent être expliqués de deux façons :

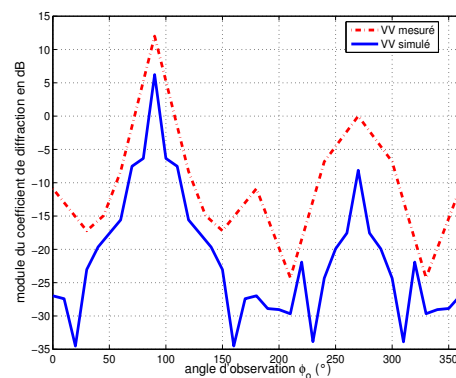
- Les conditions de champ lointain ne sont pas respectées en mesure : en effet, la zone de champ lointain théorique est légèrement supérieure à 1 mètre alors que l'écart entre les antennes et la structure à l'étude est de 1 mètre ; ainsi, la valeur du coefficient de diffraction mesuré dans cette zone est peut-être supérieure au coefficient de diffraction simulé car il subsiste encore des termes de champ proche, négligés en simulation ;
- La nature des matériaux des objets étudiés peut aussi être responsable de ces écarts : en effet, les propriétés des matériaux, notamment pour l'ordinateur portable, ne sont pas parfaitement connues. Ainsi il peut y avoir une différence entre les coefficients de diffractions mesurés, qui tiennent compte des véritables propriétés diélectriques des matériaux, et les coefficients de diffraction simulés, qui utilisent des matériaux dont les propriétés diélectriques sont estimées.

Si on compare, à fréquence égale (2.4 GHz), les modules des coefficients de diffraction de l'ordinateur portable (figure 5.12) à ceux du cube (figure 5.10), on constate des différences d'amplitude de ces coefficients. Ces différences s'opèrent à deux niveaux :

- Le maximum du module du coefficient de diffraction est plus élevé pour le cas de l'ordinateur portable : le niveau de puissance reçu à 1 mètre dépend, entre autres, de la dimension de la structure vue par l'onde incidente. Ainsi, à 2.4 GHz, le maximum du module du co-

- efficient de diffraction est  $-5 \text{ dB}$  pour l'ordinateur portable contre  $-15 \text{ dB}$  pour le cube métallique de côté  $12 \text{ cm}$  car les dimensions de l'ordinateur portable sont plus grandes ;
- Les modules des coefficients de diffraction de l'ordinateur portable sont plus élevés que ceux du cube métallique de côté  $12 \text{ cm}$ , comme le laissaient présager les matrices de diffraction simulées présentées figure 5.5 : en effet, ils varient en moyenne entre  $-15 \text{ dB}$  et  $-20 \text{ dB}$  en polarisation VV contre une variation entre  $-20 \text{ dB}$  et  $-25 \text{ dB}$  pour le cube.

La figure 5.13 montre la comparaison des coefficients de diffraction simulés et mesurés à  $5 \text{ GHz}$  en polarisation VV.



**Figure 5.13 :** *Module du coefficient de diffraction d'un ordinateur portable mesuré et simulé à  $5 \text{ GHz}$  en polarisation VV*

De nouveau, on constate que l'amplitude maximale du coefficient de diffraction est plus importante : environ  $12 \text{ dB}$ . Vis à vis de l'onde incidente, l'ordinateur portable a une dimension maximale plus importante à  $5 \text{ GHz}$  qu'à  $2.4 \text{ GHz}$ . Ainsi, le niveau de puissance reçue, c'est à dire l'amplitude de l'onde diffractée par l'ordinateur portable est plus grande à  $5 \text{ GHz}$  qu'à  $2.4 \text{ GHz}$ . Cependant, on peut émettre une réserve quant à ce maximum de  $12 \text{ dB}$ . En effet, on constate que le module du coefficient de diffraction issu des mesures est en moyenne supérieur de  $10 \text{ dB}$  à celui issu de la simulation. Ainsi, les courbes présentées figure 5.13 mettent en avant les remarques effectuées sur les conditions de champ lointain : les conditions de mesures ne respectent plus la condition de champ lointain car l'objet est à une distance de  $1 \text{ mètre}$  de l'antenne alors que la distance de champ lointain est de  $2 \text{ mètres}$  à  $5 \text{ GHz}$ .

Cependant, l'allure du module du coefficient de diffraction reste la même. Par conséquent, si les conditions de champ lointain avaient été respectées pour les mesures pour l'ordinateur

portable à 5 GHz, on peut émettre l'hypothèse que la comparaison des simulations aux mesures aurait conduit à un bon accord.

### 5.3.5 Conclusion

Les mesures en chambre anéchoïde nous ont donc permis de valider le concept de matrice de diffraction dans deux cas :

- Le cube métallique de côté 12 cm ;
- L'ordinateur portable de la figure 5.4, à la fréquence de 2.4 GHz.

En revanche, les matrices de diffraction de la chaise et du bureau n'ont pas pu être validées, en raison des distances de champ lointain trop importantes par rapport aux distances dont nous disposons en mesure. Etant limité pour le protocole expérimental des mesures, une deuxième solution pour valider la méthode hybride est de la tester dans des environnements indoor en étudiant la propagation d'une onde électromagnétique aux fréquences de 2.4 GHz et 5 GHz. Le milieu considéré a été la chambre réverbérante (CRBM) du laboratoire XLIM.

## 5.4 Etude de la validité de la méthode hybride en environnement indoor simple

Dans cette partie, nous allons étudier la validité de la méthode hybride dans un environnement indoor particulier : une chambre réverbérante. Cet environnement n'est certes pas très réaliste, mais il présente l'avantage d'être aisément modélisable en simulation (uniquement du métal). Des applications plus réalistes seront présentées dans le chapitre 6.

L'objectif global de cette partie est de confronter les méthodes hybride et tracé de rayons pour l'estimation du champ reçu, et de comparer leurs performances par rapport aux mesures. Plus précisément, nous cherchons à savoir dans quels cas l'utilisation de la méthode hybride s'avère plus pertinente que le tracé de rayons pour modéliser le comportement du canal de propagation.

Ainsi, nous comparerons des zones de couvertures obtenues dans cet environnement par les méthodes hybride et tracé de rayons pour des configurations particulières décrites dans le paragraphe 5.4.2. Puis, de façon à évaluer quelle méthode fournit la meilleure représentation du comportement électromagnétique de l'environnement de propagation, nous confronterons, pour

le cas de liaisons point à point, les résultats de chaque méthode à des mesures : les configurations des mesures réalisées sont décrites dans le paragraphe 5.4.2.

### **5.4.1 Présentation de la chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM)**

#### **5.4.1.1 Utilisation classique**

La chambre réverbérante est une cage de Faraday qui permet d'isoler une portion d'espace contre l'influence des champs électriques extérieurs. Cette chambre, contrairement à la chambre anéchoïde, renvoie les ondes électromagnétiques. Dans les chambres réverbérantes à brassage de modes, les plans de couplages électromagnétiques sont produits par une multitude d'ondes électromagnétiques issues de l'antenne d'émission et réfléchies par les parois. C'est une enceinte protégée des nuisances électromagnétiques extérieures. C'est aussi une cage dans laquelle ne peut subsister que des ondes stationnaires imposées par les conditions aux limites des parois métalliques de la chambre.

#### **5.4.1.2 Utilisation pour notre application**

Pour notre application, la chambre réverbérante a été utilisée en démontant les brasseurs car nous ne cherchons pas à générer un champ homogène dans la chambre mais à y propager une onde électromagnétique. Ainsi, il n'y a pas d'établissement de modes. De plus, nous avons maintenu une porte ouverte : cela permet de limiter le nombre de réflexions. Par conséquent, en simulation, nous n'aurons pas besoin de paramétrer un trop grand nombre d'interactions. Une étude paramétrique a montré qu'un paramétrage de 3 réflexions sur les parois de la chambre est suffisant pour estimer le champ électrique reçu. Ainsi, pour les simulations effectuées et présentées dans le paragraphe 5.4.3, nous conserverons un nombre de réflexions égal à 3. De plus, nous ne considérerons qu'une diffraction sur l'objet.

### **5.4.2 Protocole expérimental**

Nous avons effectué des mesures dans différentes configurations. Les objets utilisés sont ceux présentés au paragraphe 5.2.4.

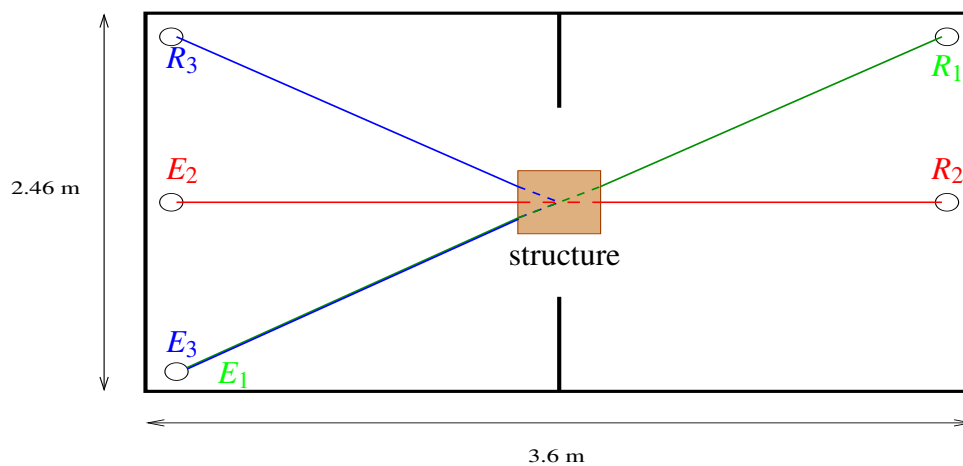


L'analyse de la réponse fréquentielle est effectuée dans la bande 1 – 6 GHz sur laquelle les antennes sont bien adaptées. La figure 5.14 représente l'environnement de propagation dans lequel nous avons effectué les mesures.



**Figure 5.14 :** Photo d'une partie de l'environnement de propagation utilisé pour les mesures : la chambre réverbérante du laboratoire XLIM

Nous avons testé 3 configurations, présentées sur la figure 5.15 :



**Figure 5.15 :** Configurations des mesures effectuées dans la CRBM

– configuration 1 :

L'émetteur  $E_1$  est placé en incidence oblique à environ  $45^\circ$  de la structure et le récepteur  $R_1$  est en zone d'ombre de l'objet. Les antennes sont situées à la même hauteur de 0.5 m. C'est le cas de l'incidence oblique : nous avons choisi cette configuration car il est apparu lors de l'étude paramétrique 2D-3D du chapitre 4 que l'onde diffracte plus sur

les structures dans ce cas et que le domaine de validité de la méthode hybride est le plus restreint. Par ailleurs, on récupère le champ en zone d'ombre.

– configuration 2 :

L'émetteur  $E_2$  est placé à  $90^\circ$  de la structure et le récepteur  $R_2$  est en zone d'ombre de l'objet. Les antennes sont à la même hauteur de 0.5 m. Nous avons choisi cette configuration pour avoir une incidence normale : dans ce cas, l'influence du champ diffracté est moins importante, alors que celle du champ réfléchi est plus grande.

– configuration 3 :

L'émetteur  $E_3$  est placé à environ  $45^\circ$  de la structure et le récepteur  $R_3$  à environ  $135^\circ$ . Les antennes sont situées à la même hauteur que dans la configuration 2. Cette dernière configuration permet de mesurer un champ lorsque le récepteur n'est pas en zone d'ombre : toutes les composantes du champ interviennent alors.

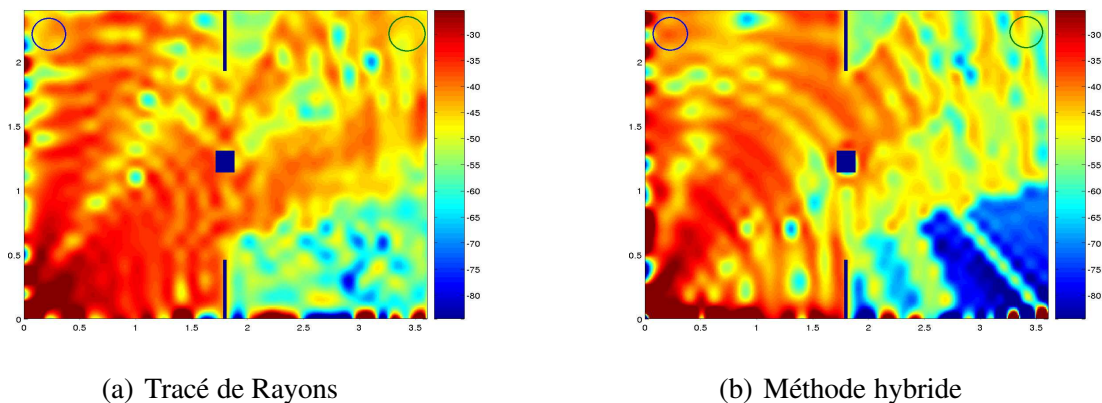
Les mesures ont été effectuées sur peu de points de réception. L'évaluation de la validité de la méthode hybride par rapport aux mesures sera alors complétée par l'étude de zones de couvertures, calculées par les méthodes hybride et tracé de rayons, pour un émetteur placé comme dans les configurations 1 et 3. Ces zones de couverture permettront d'avoir une idée des variations globales du champ autour des points de réception choisis pour les mesures. Pour chaque zone de couverture présentée dans le paragraphe 5.4.3, les zones de réception sélectionnées pour l'analyse des variations du champ seront respectivement entourées en bleu et en vert selon la configuration considérée (1 ou 3). Ainsi, les mesures réalisées dans les configurations 1 et 3 seront comparées au champ électrique reçu dans une zone englobant le point de mesure choisi. Ces comparaisons permettront une analyse critique des performances de chacune des méthodes de simulation utilisées par rapport aux mesures.

### 5.4.3 Confrontation simulations / mesures

Pour les mesures réalisées et les différentes simulations effectuées avec les méthodes hybride et Tracé de Rayons, nous considérons l'influence d'un seul objet à la fois. Nous rappelons que le paramétrage utilisé est de 3 réflexions et 1 diffraction. Pour la méthode hybride, l'objet est représenté par sa matrice de diffraction alors que pour le Tracé de Rayons l'objet est défini dans l'environnement de propagation. Nous ne nous intéressons qu'aux polarisations parallèles à l'émission et à la réception.

### 5.4.3.1 Cas d'un cube métallique

Nous considérons ici la propagation d'une onde électromagnétique dans la chambre réverbérante contenant un cube métallique positionné sur un support en plexiglas. La figure 5.16 présente la couverture de champ obtenue à la fréquence de 2.4 GHz par les deux méthodes de simulation, à savoir le Tracé de Rayons (figure 5.16(a)) et la méthode hybride (figure 5.16(b)). Ces zones de couverture ont été calculées en paramétrant 3 réflexions et 1 diffraction.



**Figure 5.16 :** Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant un cube métallique de côté 12 cm et pour un émetteur placé selon la configuration 1

De façon à analyser les résultats des mesures dans les configurations 1 et 3, deux remarques principales peuvent être faites sur ces zones de couverture :

- Autour du point de mesure de la configuration 3, le champ apparaît assez homogène pour chaque méthode et comporte des variations entre -40 dB et -45 dB. La raison majeure est que le trajet direct est prépondérant,
- Autour du point de mesure de la configuration 1, les deux méthodes fournissent des résultats bien différents. Notamment, la méthode hybride conduit à une estimation du champ qui va varier fortement autour du point de mesure, entre -40 et -65 dB alors que le Tracé de Rayons prévoit une évolution plus homogène du champ électrique puisqu'il varie entre -40 et -50 dB.

Dans le paragraphe 4.4.2 du chapitre 4, nous avons montré que la méthode hybride fournissait une meilleure représentation du champ diffracté par une structure cubique, particulièrement en zone d'ombre. Ainsi, dans le but de déterminer quelle méthode est la plus adaptée à la représentation du champ dans cet environnement comportant un cube métallique, nous allons

confronter les deux méthodes de simulation aux mesures, dans les 3 configurations présentées au paragraphe 5.4.2.

Dans les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3, nous comparons les résultats obtenus par les méthodes hybride et Tracé de Rayons avec les mesures pour les deux fréquences d'étude (2.4 et 5 GHz).

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-41.67	-50.57	-39.84
	$\varphi(E)^\circ$	13.04	105.36	12.03
5	$ E _{dB}$	-64.14	-56.28	-62.6
	$\varphi(E)^\circ$	-91.41	99.46	-91.67

**Tableau 5.1 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-40.41	-47.07	-43.30
	$\varphi(E)^\circ$	-89.40	143.24	-91.67
5	$ E _{dB}$	-61.37	-54.52	-59.03
	$\varphi(E)^\circ$	96.74	-130.06	97.97

**Tableau 5.2 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-44.30	-46.31	-43.08
	$\varphi(E)^\circ$	-120.11	160.43	-121.46
5	$ E _{dB}$	-50.93	-53.28	-47.89
	$\varphi(E)^\circ$	142.25	124.9	135.21

**Tableau 5.3 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3

Rappelons que les configurations 1 et 2 représentent des cas en non visibilité.

On constate que les résultats simulés par Tracé de Rayons fournissent des résultats assez éloignés des mesures. En fait, la prise en compte d'une seule diffraction dans la scène enlève certains trajets de l'onde, en particulier en zone d'ombre. En outre, les rayons rampants arrivant en zone d'ombre ne sont pas modélisés par cette méthode.

En revanche, la méthode hybride fournit de bons résultats en atténuation et phase. En effet, à 2.4 GHz, dans les configurations 1 et 2, les mesures fournissent respectivement un champ électrique reçu ( $|E|_{dB} = -41.67$ ,  $\varphi(E) = 13.04^\circ$ ) et ( $|E|_{dB} = -40.41$ ,  $\varphi(E) = -89.40^\circ$ ); la méthode hybride, quant à elle, fournit un champ électrique reçu ( $|E|_{dB} = -39.84$ ,  $\varphi(E) = 12.03^\circ$ ) et ( $|E|_{dB} = -43.30$ ,  $\varphi(E) = -91.67^\circ$ ) dans ces deux mêmes configurations. Toutefois, dans la configuration 1, nous avons vu (figure 5.16(b)) que les variations du champ électrique reçu sont rapides autour du point de mesure. Nous devons donc émettre une réserve quant à la pertinence des résultats obtenus : en effet, alors que les zones de couverture présentées figure 5.17 sont obtenues pour des points de réception espacés de 1 cm, la position du point de mesure est difficilement déterminable au centimètre près. Ainsi, comme le champ estimé par la zone de couverture varie rapidement en zone d'ombre, il se peut qu'un décalage de l'antenne réceptrice entraîne une valeur de champ mesurée très différente. Pour pouvoir évaluer correctement la pertinence de chacune des méthodes de simulation, il faudrait faire un moyennage sur plusieurs points de mesures.

La configuration 3 est un cas où le trajet direct existe. On ne se place donc plus en zone d'ombre de l'objet. Dans ce cas, on peut noter que le tracé de rayons fournit des résultats corrects en atténuation, de la même façon que la méthode hybride : le trajet direct étant prédominant dans cette configuration, les problèmes liés à la diffraction par l'objet, traitée différemment par les deux méthodes, sont moins importants. Les zones de couvertures présentées figure 5.16 laissaient présager de tels résultats. En revanche, l'estimation de la phase reste assez lointaine par la technique du tracé de rayons, alors que la phase calculée par la méthode hybride est proche de la phase mesurée.

En résumé, la technique du tracé de rayons n'est pas adaptée pour l'étude de la diffraction par un cube métallique de côté 12 cm. Cette dimension représente environ une longueur d'onde à 2.4 GHz et deux longueurs d'onde à 5 GHz. Même si l'objet est de forme simple, ses dimensions avoisinant les longueurs d'onde ne permettent pas de modéliser la diffraction d'une onde électromagnétique par la technique du tracé de rayons. La méthode hybride fournit de bons résultats, tant dans l'estimation de l'atténuation du champ que dans l'estimation de la phase. En raison de l'encombrement de la structure et de sa géométrie symétrique, le concept d'un unique centre de phase pour le calcul du champ lointain s'avère correct, contrairement à

ce que nous verrons pour les autres structures étudiées dans le paragraphe 5.4.3.2.

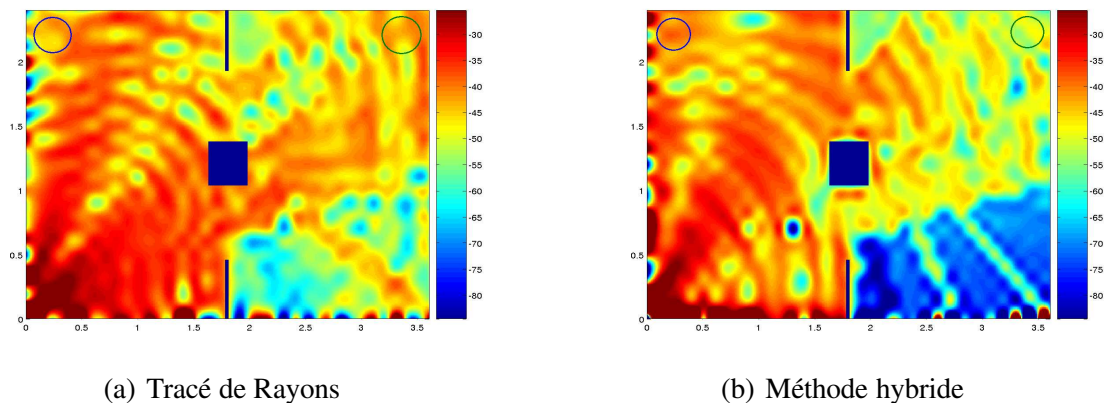
Nous allons voir, sur des structures plus complexes, quelles sont les performances de chacune des méthodes pour la prédiction du champ électrique diffracté par ces structures.

### 5.4.3.2 Cas d'objets plus complexes

On considère toujours une onde électromagnétique se propageant dans la CRBM, dans les configurations 1, 2 et 3 présentées au paragraphe 5.4.2. Les structures dont nous souhaitons modéliser l'influence sont à présent des structures plus représentatives de ce que l'on peut rencontrer en environnement indoor.

#### 5.4.3.2.1 L'ordinateur portable

La figure 5.17 présente le calcul de la zone de couverture à 2.4 GHz de la CRBM contenant un ordinateur portable, simulée par Tracé de Rayons (figure 5.17(a)) et par la méthode hybride (figure 5.17(b)).



**Figure 5.17 :** Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant un ordinateur portable et pour un émetteur placé selon la configuration 1

On peut constater que les cartographies de champ obtenues par chacune des méthodes sont très différentes, en particulier en zone d'ombre de la structure étudiée. En effet, autour du point de mesure situé en zone d'ombre (configuration 1), les niveaux de champs calculés par Tracé de Rayons varient environ de -35 dB à -55 dB, alors que la méthode hybride fournit une variation de l'atténuation du champ électrique allant d'environ -45 dB à -65 dB. Ainsi, l'écart moyen sur l'atténuation du champ dans cette zone est d'environ 10 dB entre les deux méthodes.

De la même façon que pour le cas du cube métallique, on peut noter qu'autour du point de mesure situé en visibilité directe (configuration 3), les cartographies de champ sont assez homogènes. Cependant, on constate un écart moyen entre les deux méthodes égal à 5 dB puisque les atténuations calculées par les méthodes Tracé de Rayons et hybride varient respectivement de -35 dB à -45 dB et de -40 dB à -50 dB.

Ainsi, dans le but d'évaluer la méthode qui fournit la meilleure représentation électromagnétique de cet environnement, nous avons confronté chaque méthode à des mesures réalisées dans les configurations présentées au paragraphe 5.4.2 et pour chaque fréquence d'étude (2.4 et 5 GHz).

Les tableaux 5.4, 5.5 et 5.6 montrent les champs reçus mesurés et simulés par les méthodes hybride et Tracé de rayons dans chacune de ces configurations.

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-50.12	-36.11	-46.24
	$\varphi(E)^\circ$	-47.26	152.97	-39.95
5	$ E _{dB}$	-62.58	-58.77	-60.51
	$\varphi(E)^\circ$	-25.69	100.84	-37.04

**Tableau 5.4 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-48.2	-45.48	-45.91
	$\varphi(E)^\circ$	-173.77	166.16	-165.9
5	$ E _{dB}$	-58.16	-46.71	-56.23
	$\varphi(E)^\circ$	86.66	-121.47	75.88

**Tableau 5.5 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2

Nous pouvons remarquer, encore une fois, que la méthode hybride fournit des résultats plus proches des mesures que le tracé de rayons, quelle que soit la configuration émetteur-récepteur choisie. Toutefois, la technique de tracé de rayons tend à estimer de façon plus proche le module du champ électrique reçu que pour le cas du cube métallique de côté 12 cm. Concernant la méthode hybride, on constate des écarts légèrement plus importants avec les mesures, tant sur le module que sur la phase du champ électrique reçu. On a vu dans le chapitre 2 que le domaine

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-40.39	-46.38	-39.36
	$\varphi(E)^\circ$	60.77	159.85	61.03
5	$ E _{dB}$	-52.60	-57.34	-50.7
	$\varphi(E)^\circ$	123.70	146.67	109.19

**Tableau 5.6 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3

de validité de la méthode dépend de l'encombrement de la structure diffractante à l'étude. De plus, ce domaine de validité varie en fonction de l'angle d'observation avec, notamment, une zone de validité plus éloignée quand on se place en zone d'ombre de l'objet. Ainsi, le module du champ électrique reçu, estimé par la méthode hybride, est plus éloigné des mesures dans les configurations 1 et 2, où le point de réception est en zone d'ombre de l'objet, que dans la configuration 3, qui est un cas en visibilité directe.

Si l'on compare la distance d'observation par rapport au centre de phase de l'objet au critère majorant  $d = \frac{2D^2}{\lambda}$  donnant la distance de champ lointain (où  $D$  représente la longueur caractéristique de la structure diffractante), on peut constater qu'à la fréquence de 5 GHz par exemple, cette distance  $d$  serait environ égale à 3 m (le côté le plus grand de l'ordinateur étant  $D \sim 0.3$ m). Ainsi, on peut penser que les conditions de champ lointain ne sont pas totalement respectées, ce qui expliquerait en partie ces écarts.

On peut constater aussi des écarts plus importants sur la phase estimée. La méthode hybride introduit une erreur relative sur la phase du champ électrique reçu variant entre  $8^\circ$  et  $15^\circ$ . On peut émettre l'hypothèse que le choix d'un unique centre de phase pris au centre de la structure n'est pas adapté. Plus précisément, le choix d'un unique centre de phase implique une erreur sur la phase dès lors que la forme de la structure devient plus complexe ou bien dès que les dimensions sont plus grandes.

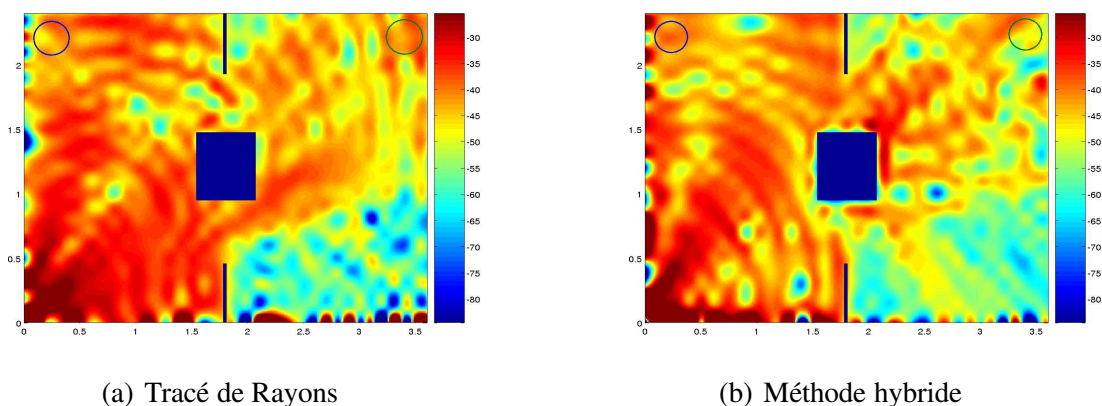
En résumé, pour les configurations de mesures testées, la méthode hybride fournit des valeurs de champ estimées en meilleur accord avec les champs mesurés. On peut alors conclure que la zone de couverture calculée par méthode hybride donne une meilleure représentation du comportement électromagnétique de la CRBM en présence d'un ordinateur portable. Toutefois, il est bon de rappeler, comme nous l'avons vu pour le cas du cube métallique, que la zone de couverture estimée indique que le champ varie rapidement en zone d'ombre. Ainsi, il se peut



que pour un point de mesure légèrement décalé, le modèle hybride soit en plus ou moins bon accord avec les champs mesurés.

#### 5.4.3.2.2 La chaise

La figure 5.18 présente le calcul de la zone de couverture à 2.4 GHz de la CRBM contenant une chaise, simulée par Tracé de Rayons (figure 5.18(a)) et par la méthode hybride (figure 5.18(b)). L'émetteur est toujours placé conformément aux configurations 1 et 3 présentées au paragraphe 5.4.2.



**Figure 5.18 :** Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant une chaise et pour un émetteur placé selon la configuration 1

Le calcul de la zone de couverture de la CRBM en présence d'une chaise est encore différent selon la méthode utilisée. Cependant, dans la zone de visibilité directe (configuration 3), les niveaux de champs moyens calculés par chacune des méthodes sont plus proches. Pour vérifier l'adéquation des valeurs de champ calculées avec les valeurs mesurées, nous avons à nouveau confronté les résultats des simulations à des mesures effectuées aux points de réception des configurations présentées au paragraphe 5.4.2.

Dans les tableaux 5.7, 5.8 et 5.9, nous comparons donc les résultats obtenus par les méthodes hybride et Tracé de Rayons avec les mesures dans chaque configuration pour les deux fréquences d'étude (2.4 et 5 GHz).

La méthode hybride fournit des résultats plus proches des mesures que le tracé de rayons, quelle que soit la configuration émetteur-récepteur choisie. Cette dernière s'avère toutefois plus ou moins performante selon la configuration testée. On constate encore que le module du champ électrique reçu est surestimé par rapport aux mesures, dans les configurations 1 et 2. L'encom-

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-43.08	-38.03	-40.52
	$\varphi(E)^\circ$	81.73	120.89	67.66
5	$ E _{dB}$	-55.99	-48.94	-53.00
	$\varphi(E)^\circ$	-103.42	112.87	-87.03

**Tableau 5.7 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-42.91	-35.00	-40.82
	$\varphi(E)^\circ$	-120.75	150.11	-104.02
5	$ E _{dB}$	-47.87	-61.83	-45.63
	$\varphi(E)^\circ$	167.83	-107.71	175.89

**Tableau 5.8 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-46.01	-44.16	-44.18
	$\varphi(E)^\circ$	-168.65	158.13	-148.6
5	$ E _{dB}$	-60.40	-61.41	-58.99
	$\varphi(E)^\circ$	127.49	-166.16	144.33

**Tableau 5.9 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3

brement de la structure chaise est légèrement plus important que l'ordinateur portable mais les écarts sur le module restent raisonnables (environ 2 à 3 dB).

Les écarts sur la phase sont plus importants. La méthode hybride introduit une erreur relative sur la phase du champ électrique reçu variant entre  $12^\circ$  et  $20^\circ$ . Ces erreurs tendent à confirmer leur lien avec le principe de la méthode, à savoir considérer un unique centre de phase pour le calcul du champ lointain.

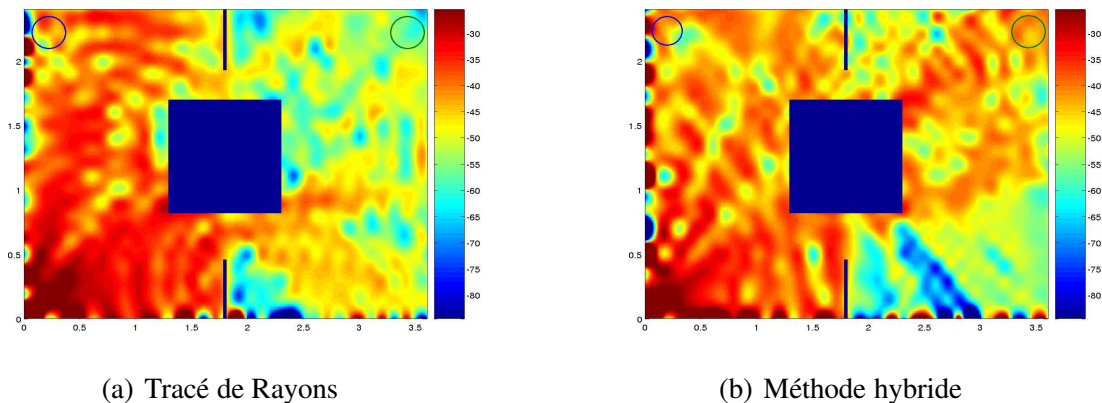
La technique du tracé de rayons s'avère assez performante pour prédire le module du champ électrique reçu dans la configuration 3, car le trajet direct est prédominant. Comme la représentation de l'atténuation du champ électrique est assez homogène dans la zone entourant le point de mesure (figure 5.18), on peut estimer que l'évaluation de l'atténuation du champ par chacune

des méthodes est valable pour un ensemble de points de mesures qui seraient localisés autour du point de mesure. En revanche, l'estimation est moins bonne dans les configurations 1 et 2. Ici c'est plutôt la structure qui est difficilement modélisable par tracé de rayons.

Finalement, pour le cas en visibilité directe, les deux méthodes fournissent des valeurs de champ en assez bon accord avec la mesure. Cependant, la méthode hybride semble être la plus adaptée pour évaluer le champ électrique reçu dans les configurations 1 et 2, du moins en ce qui concerne l'atténuation.

### 5.4.3.2.3 Le bureau

La figure 5.19 présente le calcul de la zone de couverture à 2.4 GHz de la CRBM contenant un bureau, simulée par Tracé de Rayons (figure 5.19(a)) et par la méthode hybride (figure 5.19(b)).



**Figure 5.19 :** Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant un bureau et pour un émetteur placé selon la configuration 1

On constate encore que la prise en compte du bureau dans le calcul de la zone de couverture de la CRBM donne des résultats très différents selon la méthode utilisée. En particulier, la couverture de champ calculée par la méthode hybride présente des champs forts derrière la structure. Pourtant, la structure étant de grande dimension, on pourrait s'attendre à un champ faible en zone d'ombre. En réalité, les conditions de champ lointain pour lesquelles la méthode hybride est applicable ne sont pas respectées dans l'environnement considéré. Ainsi, le champ est probablement surestimé. La zone de couverture calculée par Tracé de Rayons apparaît en ce sens plus logique puisque l'atténuation du champ estimée en zone d'ombre est assez faible et vaut environ -55 dB.

Comme pour les autres structures, nous avons confronté les résultats de simulations point à point aux mesures réalisées dans les 3 configurations présentées au paragraphe 5.4.2.

Les tableaux 5.10, 5.11 et 5.12 regroupent les champs reçus mesurés et simulés par les méthodes hybride et Tracé de rayons dans chacune de ces configurations et pour chaque fréquence d'étude (2.4 et 5 GHz).

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-53.44	-54.08	-49.23
	$\varphi(E)^\circ$	-144.61	160.42	-163.86
5	$ E _{dB}$	-56.48	-64.63	-54.14
	$\varphi(E)^\circ$	138.98	143.23	118.08

**Tableau 5.10 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-44.52	-48.63	-39.33
	$\varphi(E)^\circ$	-118.66	141.52	-95.16
5	$ E _{dB}$	-48.76	-42.88	-44.00
	$\varphi(E)^\circ$	169.17	-119.74	147.30

**Tableau 5.11 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2

f(GHz)	module phase	mesures	tracé de rayons	méthode hybride
2.4	$ E _{dB}$	-46.52	-41.2	-42.67
	$\varphi(E)^\circ$	142.36	125.47	121.46
5	$ E _{dB}$	-49.92	-50.32	-45.37
	$\varphi(E)^\circ$	-115.94	111.15	-91.67

**Tableau 5.12 :** Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3

L'analyse des résultats fournis par les méthodes Tracé de Rayons et hybride conduit aux conclusions suivantes :

- La méthode du Tracé de Rayons tend à estimer l'atténuation du champ de façon plus précise que pour les autres structures étudiées ;

- La méthode hybride fournit des valeurs encore plus éloignées des mesures que pour les autres structures, tant au niveau de l'atténuation que de la phase. En effet, on constate un écart d'environ 5 dB sur l'atténuation pour la configuration 2. L'erreur se traduit encore par une surestimation du champ reçu : la taille de la structure repousse un peu plus la zone de validité de la méthode hybride, c'est à dire la zone de champ lointain. Les écarts sur la phase sont encore plus importants, dépassant les  $20^\circ$  dans les configurations 1 et 2.

Quelques hypothèses peuvent être émises pour expliquer ces remarques :

- Le bureau est une structure de grande dimension devant la longueur d'onde de travail puisqu'elle représente  $8\lambda$  à 2.4 GHz et  $16\lambda$  à 5 GHz. De plus elle présente une grande surface plane, modélisable par Tracé de Rayons, dont l'influence sur l'onde incidente est plus importante que celle des pieds du bureau, qui restent des éléments difficilement traitables par Tracé de Rayons. Ainsi, on se retrouve dans un contexte où le Tracé de Rayons devient plus performant car il s'agit de modéliser la diffraction par une structure de grande dimension.
- Les raisons qui contribuent à ce que la méthode du Tracé de Rayons soit plus performante peuvent aussi expliquer les mauvais résultats fournis par la méthode hybride. En effet, on rencontre le problème du domaine de validité de la méthode hybride pour des grandes structures. Dans l'environnement simulé et mesuré, les conditions de champ lointain ne sont pas respectées. Ainsi, l'utilisation de la méthode hybride pour modéliser le comportement électromagnétique de cet environnement (CRBM avec un bureau) implique une surestimation du champ.

Finalement, la méthode hybride n'est pas adaptée pour représenter correctement la couverture de champ dans la CRBM lorsque celle-ci contient le bureau présenté figure 5.4. Ce constat doit être modéré, compte tenu des remarques que nous avons évoquées dans les paragraphes précédents. En effet, il est important de rappeler que les conclusions tirées de cette étude ne sont valables que pour l'environnement considéré.

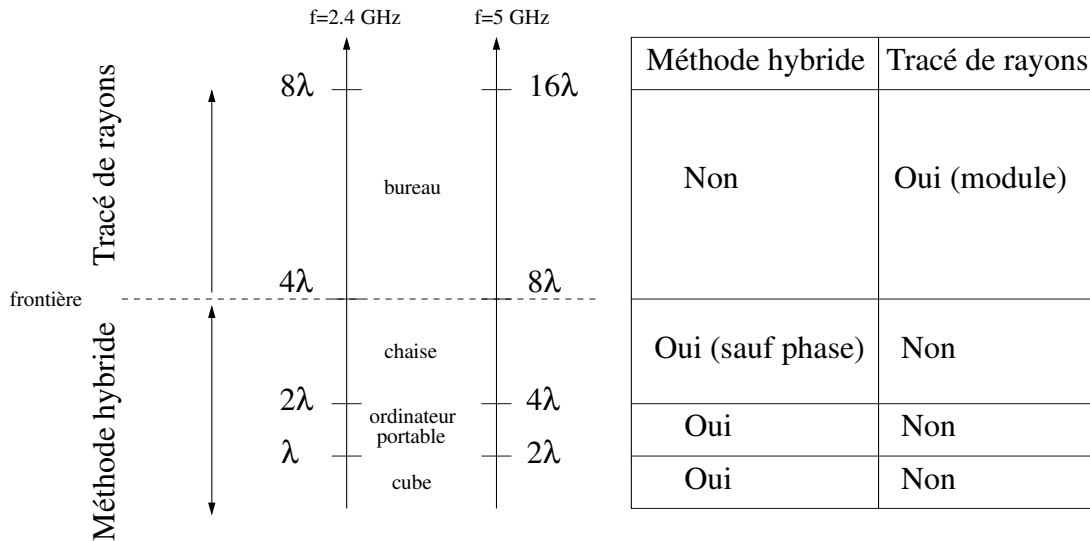
### 5.4.3.3 Conclusion

La confrontation des simulations, effectuées par les méthodes tracé de rayons et hybride, aux mesures nous fournissent les informations suivantes quant à la validité de chacune des méthodes dans le milieu de propagation choisi (la CRBM) :

- La technique du tracé de rayons n'est pas adaptée pour modéliser le comportement électromagnétique d'objets de l'ordre de la longueur d'onde (cube métallique) ou des structures plus complexes (chaise, bureau ...). Cependant, l'estimation du module reste correcte pour des structures grandes devant la longueur d'onde, telles qu'un bureau, dans le cas de visibilité directe (configuration 3). Dans cette configuration, d'une part le trajet direct est prépondérant, d'autre part, le bureau est une structure présentant une grande surface plane si bien qu'elle reste modélisable par Tracé de Rayons. Finalement, les configurations pour lesquelles la technique du Tracé de Rayons fournit des résultats corrects correspondent au domaine de validité connu des méthodes asymptotiques, à savoir le traitement de la propagation d'une onde dans des environnements comportant des structures de grandes tailles devant la longueur d'onde et de formes pas trop complexes.
  
- La méthode hybride fournit des résultats plus en accord avec les mesures, en module et phase, lorsque les structures étudiées ne sont pas trop grandes. Toutefois, pour les structures les plus grandes, le module est surestimé car le champ est récupéré en zone de champ proche ; cette limitation liée aux conditions de mesures et aux dimensions de la chambre réverbérante : la méthode hybride, supposant des conditions de champ lointain, est utilisable à partir d'une distance d'observation qui augmente avec la taille des structures étudiées. L'erreur sur la phase croît avec la taille des structures diffractantes à l'étude. Cela s'explique par le choix d'un unique centre de phase pour le calcul du champ lointain. Ainsi, pour modéliser le comportement d'un environnement de propagation en présence d'objets de grande taille, le choix d'un unique centre de phase ne s'avère pas judicieux.

Finalement, il apparaît une frontière dans le domaine de validité de chacune des méthodes de simulation utilisées. D'après les résultats obtenus, la méthode hybride que nous avons développée s'avère plus performante que le Tracé de Rayons pour l'estimation du champ reçu dans un environnement contenant des objets de petites tailles et/ou de formes complexes, tels qu'un cube, un ordinateur portable ou une chaise. En revanche, pour une structure telle que le bureau utilisé, la méthode hybride fournit des résultats s'éloignant des mesures, avec un écart d'environ

5 dB en module et supérieur à 20° en phase. Par ailleurs, il s'avère que c'est pour le cas de la propagation en présence d'un bureau que la méthode du Tracé de Rayons fournit les résultats les plus proches des mesures. La figure 5.20 illustre les domaines de validité des méthodes hybride et Tracé de Rayons, en fonction des dimensions et de la complexité des structures étudiées dans l'environnement de propagation choisi (CRBM).



**Figure 5.20 :** Domaines de validité des méthodes hybride et Tracé de Rayons, en fonction des dimensions des objets étudiés dans l'environnement de propagation choisi (CRBM)

Toutefois, ces domaines de validité, déterminés pour le cas d'un environnement particulier, ne sont pas nécessairement représentatifs de l'ensemble des environnements indoor. En effet, nous avons montré, au moyen de zones de couverture, que la variation des champs autour des points de mesures est parfois rapide. Ainsi, il est nécessaire de réaliser une étude statistique sur de nombreux points de mesures et dans des environnements différents pour évaluer le domaine d'utilisation de la méthode hybride.

### 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu confronter le modèle hybride développé à des mesures réalisées au sein du laboratoire XLIM.

Ces résultats nous ont permis à la fois de valider le principe de construction de la matrice de diffraction et de tester les performances du modèle hybride dans un environnement particulier (la CRBM du laboratoire XLIM).

Nous avons en particulier confirmé que la méthode hybride présente un domaine de validité lié aux objets considérés dans l'environnement de propagation (conditions de champ lointain) et que le choix d'un unique centre de phase peut parfois ne pas s'avérer judicieux. Cependant, la méthode hybride apporte des résultats plus conformes aux mesures que la technique classique de tracé de rayons qui n'est pas adaptée à la modélisation de structures diffractantes complexes et/ou de l'ordre de la longueur d'onde.

De plus, nous avons pu constater une frontière délimitant les deux domaines de validité des méthodes hybride et Tracé de Rayons dans l'environnement de propagation utilisé pour les mesures (une chambre réverbérante). Cette frontière est liée aux dimensions et à la complexité des structures traitées. La détermination de cette frontière est aussi étroitement liée à l'environnement considéré et aux structures étudiées. Ainsi, pour évaluer la pertinence du modèle hybride proposé pour la modélisation du comportement de canaux de propagation indoor complexes, il est nécessaire d'étudier l'évolution de son domaine de validité en fonction des environnements de propagation considérés, ainsi que des objets étudiés.

Dans le chapitre 6, nous allons observer, par l'intermédiaire de l'analyse de réponses impulsionnelles du canal de propagation, l'influence de la prise en compte d'objets sur le taux d'erreur binaire (TEB) d'un lien radio, dans le contexte des systèmes Wifi.





# Premières applications

---

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>192</b>
<b>6.2</b>	<b>Influence d'objets sur le comportement électromagnétique d'un environnement</b>	<b>192</b>
6.2.1	Modification de la puissance reçue	193
6.2.2	Modification de la Réponse Impulsionnelle du canal	196
6.2.2.1	Introduction	196
6.2.2.2	Influence du type d'objet considéré	197
6.2.3	Conclusion	198
<b>6.3</b>	<b>Influence d'objets sur le Taux d'Erreur Binaire</b>	<b>199</b>
6.3.1	La chaîne de transmission utilisée	200
6.3.2	Influence d'une modélisation déterministe sur la qualité des transmissions numériques	201
6.3.2.1	Modélisation statistique du canal	202
6.3.2.2	Notre modélisation du canal	203
6.3.2.3	Evaluation de la qualité d'une liaison	203
6.3.3	Conclusion	205
<b>6.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>206</b>

---

## 6.1 Introduction

Pour la simulation d'une chaîne de transmission numérique sans fil, des modèles normalisés du canal de propagation sont souvent utilisés [62]. Très simples à implémenter, ils présentent l'inconvénient de ne pas prendre en compte des conditions particulières de propagation.

Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser notre modèle hybride de propagation des ondes radioélectriques (*cf.* chapitre 3) afin de fournir les informations représentatives du canal nécessaires à la simulation d'une transmission sans fil dans des environnement réels complexes.

Dans un premier temps, nous proposons de tester l'influence d'objets traités par la méthode hybride sur le comportement électromagnétique d'une scène indoor réaliste.

Ensuite, nous abordons l'influence de la prise en compte d'objets de l'environnement sur les systèmes de communication numérique : en utilisant la dispersion des retards, paramètre large bande important pour les transmissions numériques, nous montrons comment une modélisation fine du canal de propagation influe sur la qualité de la transmission. Cette évaluation de la qualité de transmission est réalisée via le calcul de Taux d'Erreurs Binaires (TEB).

Les simulations effectuées portent sur un système de transmission de type CDMA, présentée succinctement au paragraphe 6.3.1.

## 6.2 Influence d'objets sur le comportement électromagnétique d'un environnement

Nous avons vu, dans le chapitre 5, que la prise en compte d'objets particuliers de l'environnement modifie le comportement électromagnétique du canal de propagation en terme de puissance reçue. Ainsi, une étude portant sur des cubes de tailles et de matériaux variables a été réalisée aux fréquences de 2.4 et 5 GHz. Cette étude, présentée dans le paragraphe 6.2.1, vise à déterminer quelle finesse de description des environnements de propagation est nécessaire pour avoir une bonne représentation de la couverture de champ d'un environnement donné. Nous proposons ensuite, dans le paragraphe 6.2.2, d'étudier l'influence de la prise en compte d'objets particuliers de l'environnement, traités par méthode hybride, sur l'évolution de la réponse impulsionnelle du canal de propagation.

### 6.2.1 Modification de la puissance reçue

Pour évaluer la modification de la puissance reçue en fonction des objets existant dans un environnement, nous avons simulé la propagation d'une onde électromagnétique en espace libre aux fréquences de 2.4 et 5 GHz. Les dimensions choisies pour l'environnement de type espace libre ont été  $4\text{ m} * 4\text{ m} * 2.5\text{ m}$ . Nous avons successivement pris en compte l'influence de cubes de tailles et de matériaux différents.

Trois cas ont ainsi été étudiés :

- Un cube métallique de côté  $5\text{ cm}$ , soit environ  $\lambda$  à 5 GHz et  $\frac{2\lambda}{5}$  à 2.4 GHz,
- Un cube diélectrique parfait de mêmes dimensions,
- Un cube métallique de côté  $12\text{ cm}$ , soit  $2\lambda$  à 5 GHz et environ  $\lambda$  à 2.4 GHz.

Nous avons considéré la propagation d'une onde d'incidence  $\theta_i = 90^\circ$ ,  $\phi_i = 45^\circ$  en prenant successivement deux émetteurs différents, le premier à environ  $2\text{ m}$  du centre de phase de l'objet, le second à environ  $70\text{ cm}$ . La figure 6.1 représente les configurations simulées.

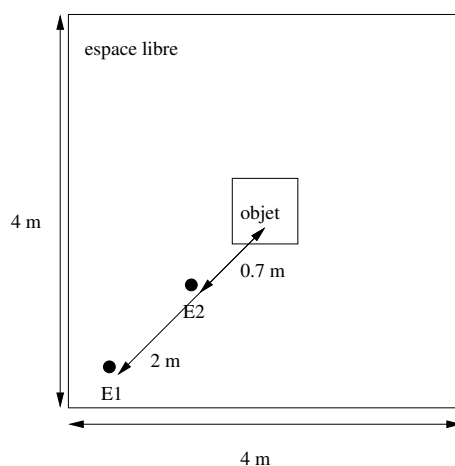


Figure 6.1 : Configurations des simulations effectuées

Deux calculs de zones de couvertures ont été nécessaires pour évaluer l'erreur liée à la non prise en compte de tels objets :

- Un calcul de zone de couverture sans objet, réalisé par Tracé de Rayons : dans ce cas, il s'agit uniquement de déterminer le champ incident en tout point de la zone de réception,
- Un calcul de zone de couverture avec objet, effectué par la méthode hybride.

Pour évaluer l'influence de la prise en compte des cubes précédents dans le calcul de la zone de couverture de l'environnement considéré, l'écart moyen relatif a été calculé. Il est défini par :

$$E_{L_1} = \frac{1}{n} \sum_i \frac{|E'_i - E_i|}{E_i} \quad (6.1)$$

où  $E_i$  et  $E'_i$  désignent les valeurs de champ des cartographies calculées avec et sans objet.

Le tableau 6.1 représente les écarts relatifs moyens obtenus pour les trois cubes étudiés.

structure	$f$ (GHz)	Emetteur 1	Emetteur 2
cube diélectrique (5 cm)	2.4	0.37	0.63
	5	0.31	0.54
cube métallique (5 cm)	2.4	0.89	1.51
	5	0.49	0.84
cube métallique (12 cm)	2.4	4.92	8.39
	5	6.43	11.12

**Tableau 6.1 :** *Écarts relatifs (%) dûs à la non prise en compte de différents cubes dans la simulation de la propagation*

Trois remarques principales, dépendant des caractéristiques de la simulation et des cubes étudiés, peuvent être faites quant aux erreurs regroupées dans le tableau 6.1 :

- A encombrement égal, la nature du matériau a une influence sur ces écarts : pour les cubes de côté 5 cm, les erreurs sont moins importantes pour la structure en diélectrique parfait car cette dernière diffracte moins l'onde que la structure métallique. A titre d'exemple, l'écart à 2.4 GHz est de 0.63% pour le cube diélectrique contre 1.51% pour le cube métallique,
- L'influence de la fréquence sur ces écarts varie en fonction des dimensions des cubes. En effet, pour les cubes de côté 5 cm, on peut noter que, quelque soit le matériau, les écarts diminuent lorsque la fréquence augmente. A l'inverse, pour le cube métallique de côté 12 cm, l'évolution de l'écart croît avec la fréquence,
- Lorsque l'émetteur est choisi plus proche de l'objet, les écarts obtenus sont plus importants, quels que soient les dimensions et le matériau des objets.

Pour interpréter ces écarts, nous devons les relier au calcul d'un paramètre, le diamètre du premier ellipsoïde de Fresnel défini par :

$$D_F = \sqrt{\lambda \frac{D_1 D_2}{D_1 + D_2}} \quad (6.2)$$

avec  $D_1$  la distance émetteur - objet et  $D_2$  la distance objet - récepteur.

Lorsque, pour une configuration émetteur - objet - récepteur donnée, le diamètre du premier ellipsoïde de Fresnel est supérieur à la dimension maximale de l'objet, l'influence de l'objet sur l'onde incidente est faible car 90% de l'énergie issue de l'émetteur est conservée [63].

Ce paramètre  $d_F$  est minimal quand la distance d'observation  $D_2$  est minimale. Ainsi, en supposant que la distance minimale  $D_2$  entre l'objet et un point de réception est  $d_2 = 0.1 m$ , les valeurs de ce paramètre, en fonction des caractéristiques de la simulation, sont répertoriées dans le tableau 6.2.

$f$ (GHz)	Emetteur 1	Emetteur 2
2.4	0.109	0.104
5	0.075	0.072

**Tableau 6.2 :** Valeurs du diamètre du premier ellipsoïde de Fresnel (en mètres), en fonction des caractéristiques de la simulation

Ainsi, pour les cubes de 5 cm, le diamètre du premier ellipsoïde de Fresnel reste supérieur à la longueur caractéristique de l'objet quelle que soit la fréquence, la distance d'observation et la position de l'émetteur : en effet, dans le cas le plus pénalisant, la valeur de  $d_F$  est égale à 7.2 cm. Par conséquent, la diffraction par ces cubes n'a pas beaucoup d'influence sur la couverture du champ. De plus, dans ce cas, l'erreur diminue lorsque la fréquence augmente car l'onde est atténuée plus fortement. Par exemple, l'écart obtenu, en considérant l'émetteur 2 et le cube métallique de côté 5 cm, est de 1.51% à 2.4 GHz contre 0.84% à 5 GHz.

En revanche, le cube de 12 cm présente une longueur caractéristique supérieure à  $D_F$ , aux fréquences considérées, dans certaines configurations émetteur - objet - récepteur. Cela introduit des perturbations de l'onde ; lorsque la fréquence augmente, ces perturbations augmentent car le diamètre du premier ellipsoïde de Fresnel diminue. En effet, pour l'émetteur 2, on obtient un écart relatif de 8.39% à 2.4 GHz contre 11.12% à 5 GHz.

De plus, l'influence de la position de la source par rapport à l'objet intervient aussi significativement sur la perturbation électromagnétique engendrée par l'interaction onde-structure. En réalité, les écarts sont plus importants lorsque l'émetteur est plus proche de l'objet car, dans ce cas, l'onde incidente arrivant sur l'objet est moins atténuée si bien que la diffraction par l'objet a plus d'influence. Toutefois, on peut noter que quelle que soit la position de l'émetteur, les écarts suivent les mêmes variations en fonction du matériau et des dimensions des cubes étudiés.

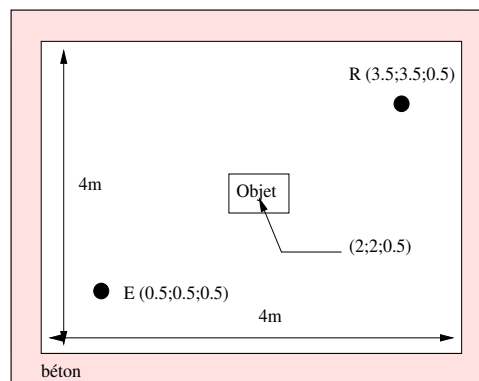
Ainsi, l'influence de cubes sur le comportement du canal radiomobile est liée à divers paramètres, notamment la fréquence, le matériau et les dimensions des objets. Plus précisément, ce sont les caractéristiques de l'environnement de propagation simulé, à savoir position des émetteurs, des récepteurs et des objets, qui vont permettre de connaître quels objets de l'environnement il est nécessaire de prendre en compte pour le calcul de zones de couverture. Dans le cas présenté ici, les cubes de côté  $5\text{ cm}$  ont peu d'influence sur la représentation électromagnétique de l'environnement (écart relatif moyen maximal de  $1.51\%$ ), alors que le cube métallique de côté  $12\text{ cm}$  entraîne des perturbations plus importantes sur l'onde incidente.

Nous allons à présent voir l'influence de la prise en compte d'objets particuliers de l'environnement sur la réponse impulsionnelle du canal de propagation.

## 6.2.2 Modification de la Réponse Impulsionnelle du canal

### 6.2.2.1 Introduction

L'environnement utilisé pour les simulations est présenté figure 6.2 : ses dimensions sont  $4\text{ m} * 4\text{ m} * 1.5\text{ m}$ .



**Figure 6.2 :** Représentation schématique de l'environnement indoor utilisé pour les simulations

Les murs et le sol sont en béton et le plafond est constitué de plâtre. Les caractéristiques électriques du béton et du plâtre sont rappelées dans le tableau 6.3.

Les objets étudiés sont ceux utilisés dans les confrontations entre les simulations et les mesures présentées au chapitre 5, à savoir un ordinateur portable, une chaise et un bureau.

	Béton	Plâtre
$\epsilon_r$	9	4
$\sigma$	0.1	0.038

Tableau 6.3 : Propriétés électriques du béton et du plâtre

### 6.2.2.2 Influence du type d'objet considéré

Nous considérons l'environnement de propagation de la figure 6.2. La figure 6.3 représente l'évolution de la réponse impulsionnelle du canal en fonction de l'objet considéré.

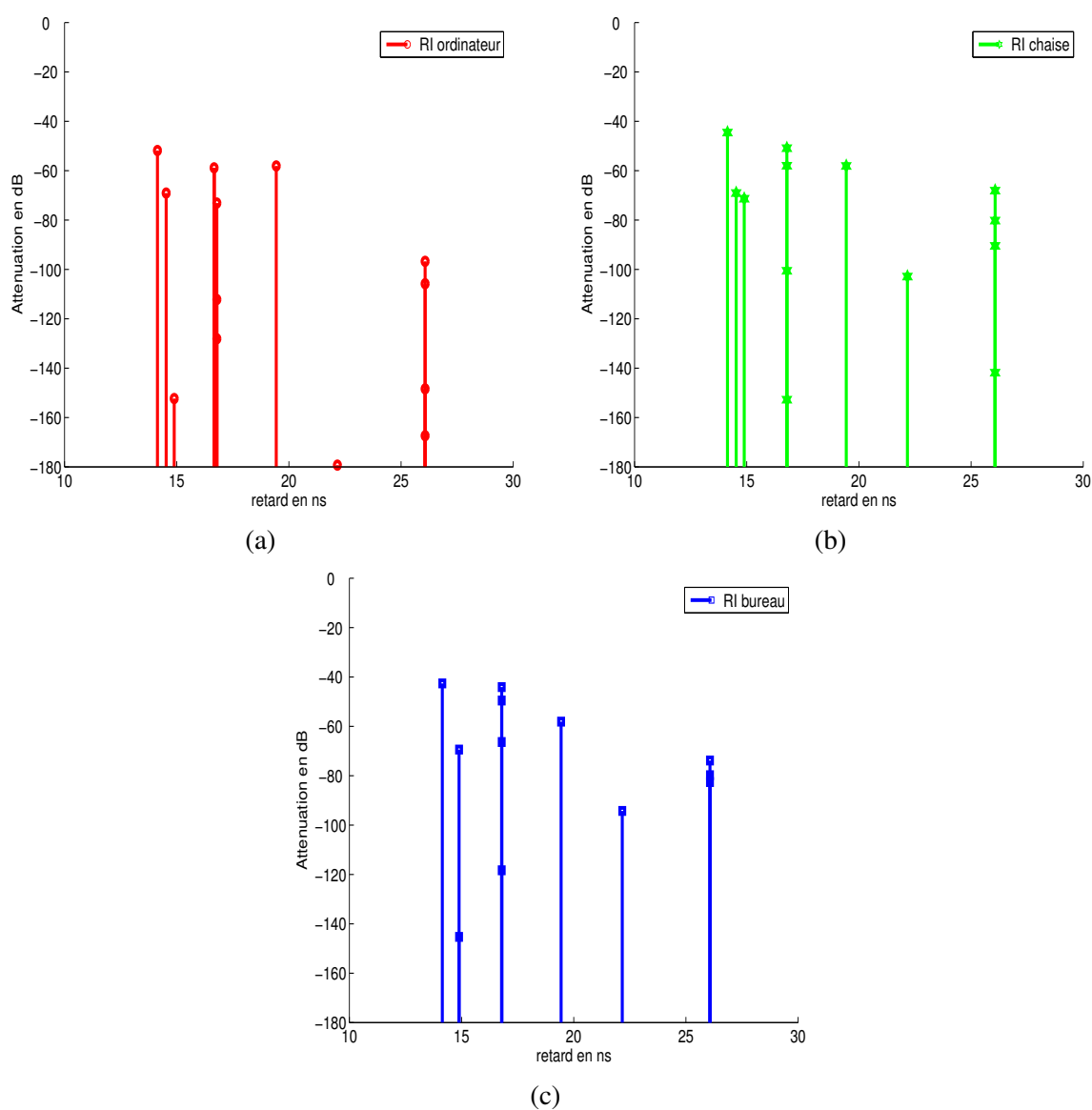


Figure 6.3 : Comparaison des réponses impulsionnelles d'une liaison point à point à la fréquence 2.4 GHz en fonction de l'objet considéré : (6.3(a)) : ordinateur portable ; (6.3(b)) : chaise ; (6.3(c)) : bureau.



On remarque que certains trajets arrivent au récepteur avec un même retard, quelle que soit la structure considérée. Cela vient du fait que l'on assimile les objets diffractants à un point : le centre de la structure. Ainsi, les trajets géométriques sont les mêmes dans tous les cas et leurs retards sont identiques. En revanche, leurs amplitudes vont varier d'une structure à l'autre : on constate en effet que dans la configuration simulée, le bureau va induire plusieurs trajets énergétiques possibles pour l'onde. Ces trajets énergétiques sont plus nombreux et peuvent modifier la dispersion des retards  $D_s$  de manière significative. Ainsi, dans cette configuration, alors que la dispersion des retards est quasiment inchangée entre l'ordinateur et la chaise (2.5 ns contre 2.49 ns), elle est de 3.55 ns pour le bureau. Or, dans un contexte de communications numériques, c'est ce paramètre qui est important. Pour interpréter ces valeurs, il est bon de rappeler la définition de la dispersion des retards. Elle est donnée par :

$$D_s = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\tau - \tau_m)^2 P_h(t=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_h(t=0, \tau) d\tau}} \quad (6.3)$$

avec  $\tau_m$  l'écart moyen égal à :

$$\tau_m = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \tau P_h(t=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_h(t=0, \tau) d\tau} \quad (6.4)$$

L'augmentation de la dispersion des retards pour le cas du bureau est principalement due à l'augmentation du nombre de trajets et de leurs atténuations. Plus précisément, on se rend compte, d'après la relation 6.3, que si des trajets énergétiques arrivent au récepteur avec un retard important, ils vont modifier la dispersion des retards. Par exemple, si on regarde les trajets les plus retardés (autour de 26 ns), les trajets créés en présence du bureau sont plus énergétiques que ceux créés par la chaise ou l'ordinateur : en effet, pour le cas du bureau, 3 trajets ont une atténuation autour de 80 dB alors que les trajets arrivant au récepteur autour de 26 ns pour le cas de la chaise et de l'ordinateur portable sont plus atténués.

### 6.2.3 Conclusion

Dans le paragraphe 6.2.1, nous avons pu constater l'influence de la prise en compte de cubes de tailles et de matériaux différents sur le comportement du canal de propagation. Nous avons plus particulièrement mis en évidence que l'influence de ces objets dépend de leur taille, de leur matériau et de la fréquence. Nous avons aussi constaté que la nécessité d'une description

fine de l'environnement pour avoir une bonne représentation de la couverture de champ d'un environnement donné est liée aux caractéristiques de ce dernier, et notamment à la position des émetteurs, des objets et des points de réception.

Pour caractériser cette influence, nous avons étudié, dans le cas d'une liaison point à point, la modification des réponses impulsionnelles du canal de propagation en fonction du type d'objet considéré (paragraphe 6.2.2). Le paramètre large bande, extrait de ces réponses impulsionnelles, dont nous avons étudié l'évolution est la dispersion de retards  $D_s$ , paramètre clé dans le fonctionnement des systèmes de transmission numérique. Nous avons constaté que ce paramètre augmente lorsque les structures étudiées sont de grande dimension. Par ailleurs, ce paramètre traduit le risque d'apparition d'interférences entre symboles et donc l'augmentation probable des erreurs de transmission.

Il convient à présent de tester si la modification des réponses impulsionnelles a une influence significative sur la qualité d'une transmission numérique. En d'autres termes, nous devons définir l'influence de la dispersion des retards  $D_s$  sur le Taux d'Erreur Binaire (TEB) de la liaison. Nous allons pour cela simuler une transmission numérique de type Wifi dans un environnement de propagation tel que celui que nous avons utilisé dans ce paragraphe.

### 6.3 Influence d'objets sur le Taux d'Erreur Binaire

Le paramètre large bande  $D_s$  intervient directement dans la modélisation du canal radiomobile. En communications numériques, le canal de propagation est généralement modélisé par un filtre TDL (Tapped Delay Line) [64] dont les coefficients sont liés aux caractéristiques des trajets de la réponse impulsionnelle du canal. Plus particulièrement, la dispersion des retards  $D_s$ , associée à la connaissance du débit sur la liaison, va définir le nombre de coefficients du filtre. Ce nombre de coefficients est égal à :

$$E\left(\frac{D_s}{T_s}\right) + 1 \quad (6.5)$$

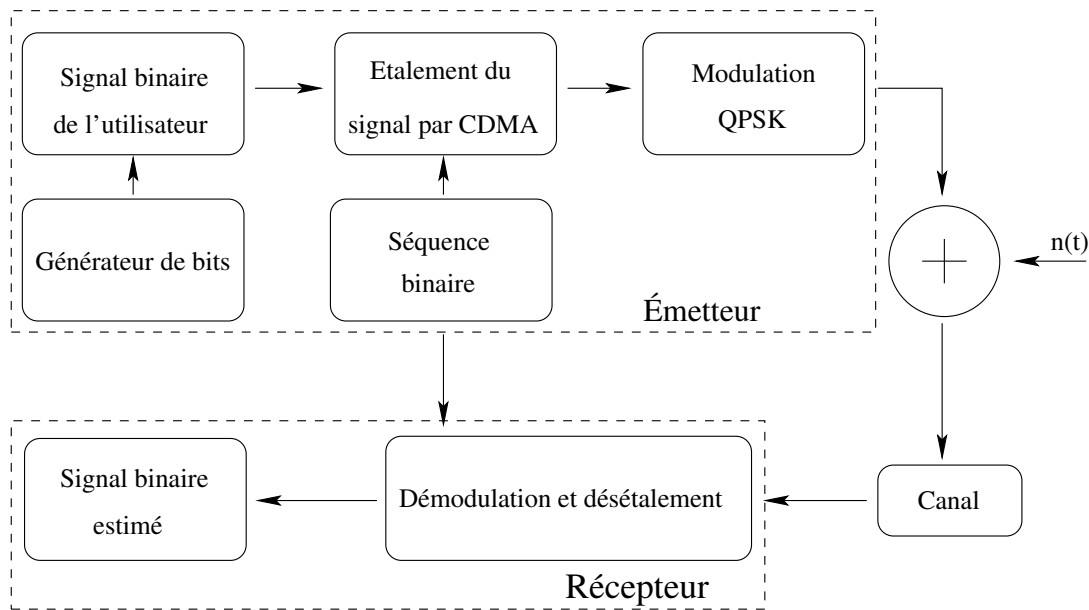
où  $E(x)$  désigne la partie entière de  $x$  et  $T_s$  le temps symbole du système, égal à  $T_s = \frac{1}{D}$ .

Pour le cas d'une transmission sans fil type Wifi, on a un débit maximal  $D = 54 \text{ Mb.s}^{-1}$  (norme IEEE 802.11g) soit un temps symbole minimal  $T_s = 1.85 \text{ ns}$ .

Ainsi, nous avons testé l'influence de ce paramètre  $D_s$  en simulant une transmission numérique Wifi à l'aide de la chaîne de transmission présentée dans le paragraphe 6.3.1.

### 6.3.1 La chaîne de transmission utilisée

La chaîne de transmission simulée est basée sur la technique d'accès CDMA (Code Division Multiple Access) et est décrite sur la figure 6.4.



**Figure 6.4 :** Synoptique de la transmission implémentée dans une configuration mono-utilisateur

A l'émission, le signal binaire de l'utilisateur est généré par un simple générateur aléatoire de bits. Lorsque ce signal est calculé, on réalise un étalement spectral CDMA à l'aide d'une séquence binaire particulière. Cette dernière peut être de trois types : une séquence PN (Pseudo-Noise), celle de Gold et celle de Walsh [65][66][67]. Elles sont toutes les trois caractérisées par leurs fonctions d'intercorrélacion et d'autocorrélacion. En particulier, les séquences de Walsh ont l'atout d'être parfaitement orthogonales.

Le signal étalé est ensuite modulé en QPSK (Quadrature Phase Shift Keying) [66] et transmis en bande de base sur le canal considéré. Le bruit de liaison est caractérisé par un bruit blanc additif gaussien qui est toujours présent dans la chaîne, noté  $n(t)$  sur la figure 6.4.

Le canal multi-trajet est modélisé par un filtre Tapped Delay Line (TDL) [64]. Ce filtre est échantillonné au temps "chip"  $T_c$ , et permet donc de prendre en compte les différents trajets

selon un pas multiple de  $T_c$ . Le nombre de coefficients de ce filtre est directement lié à la dispersion des retards  $D_s$  de la réponse impulsionnelle du canal.

Le désétalement est réalisé en multipliant le signal reçu à la sortie du canal par la séquence utilisée à l'émission. Ceci permet de retrouver uniquement le signal émis, et d'étaler tous les bruits large bande présents sur la liaison (autrement dit les signaux des autres utilisateurs).

En fin de chaîne, un récepteur Rake [68] a été implémenté. Il est constitué d'un ensemble de filtres adaptés qui vont permettre de "resynchroniser" les différents signaux reçus. En effet, nous avons vu que le canal multi-trajets a pour conséquence de décaler dans le temps le signal émis en le déformant, ceci de façon différente pour chacun des trajets. Ainsi, à la réception, on reçoit autant de signaux différents qu'il y a de trajets. Le récepteur Rake identifie ces signaux comme correspondant à des trajets particuliers. De plus, il les resynchronise dans le temps en les décalant selon le retard du trajet leur correspondant, et les multiplie par le coefficient conjugué de ce même trajet afin d'annuler les déformations que ces signaux subissent lors de la propagation. Cette opération appliquée pour chaque trajet est effectuée par un "doigt" du récepteur Rake. Il contient alors autant de doigts que de trajets à traiter. On retrouve le signal transmis en démodulant la somme des signaux reçus à la sortie de chacun de ses doigts.

Nous allons à présent étudier l'influence de notre modélisation déterministe du canal dans un tel système de transmission numérique.

### 6.3.2 Influence d'une modélisation déterministe sur la qualité des transmissions numériques

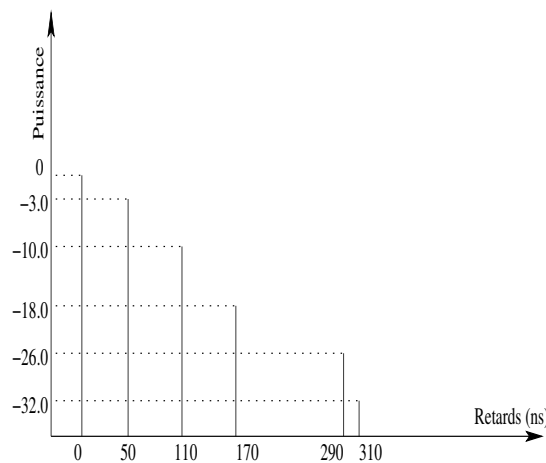
Pour la simulation des systèmes numériques sans fil, la modélisation du canal de propagation est réalisée généralement à l'aide de réponses impulsionnelles prédéfinies [66]. Leurs principales caractéristiques sont le nombre de trajets ainsi que leurs retards et amplitudes respectifs. Notre objectif consiste à déterminer si une modélisation plus précise du canal a une conséquence sur l'évaluation des performances de ces systèmes en environnement réel.

A cette fin, nous proposons une étude comparative basée sur la chaîne de transmission présentée précédemment. Cette étude, effectuée en liaison point à point, repose sur des courbes de

TEB calculées avec un modèle statistique d'une part, et avec notre modèle déterministe présenté au chapitre 3 d'autre part.

### 6.3.2.1 Modélisation statistique du canal

Il existe plusieurs types de réponses impulsionnelles standardisées utilisées en communication numérique. En particulier, il existe 2 profils de canaux indoor normalisés, notés *Indoor A* et *Indoor B* [69]. Au même titre que le profil de canal AWGN (Canal à Bruit Blanc Additif Gaussien), ces profils normalisés vont nous servir de référence puisqu'ils représentent un comportement moyen des canaux indoor que l'on peut rencontrer. Pour nos simulations, nous avons utilisé le profil *Indoor A* puisqu'il correspond mieux aux retards de propagation créés par nos scènes indoor. La réponse impulsionnelle standardisée du canal *Indoor A* est représentée sur la figure 6.5.



**Figure 6.5 :** Réponse impulsionnelle normalisée du canal *Indoor A*

Elle est composée de cinq trajets dont les retards et les amplitudes respectifs sont normés ; elle est destinée à représenter le canal multi-trajets en environnement indoor. Afin de modéliser la variabilité spatiale du canal radiomobile, une fluctuation suivant une loi statistique de Rayleigh est en général utilisée sur les amplitudes de chacun des trajets ; pour les cas de visibilité, une loi de Rice est utilisée. Cette modélisation du canal présente l'avantage d'être très simple à implémenter, puisqu'elle ne demande aucun calcul de propagation. Les coefficients des trajets (amplitude, retard) du modèle choisi sont injectés dans le filtre TDL.

### 6.3.2.2 Notre modélisation du canal

Nous avons vu que notre modèle de propagation déterministe permet de calculer l'ensemble des trajets suivis par les ondes. Ainsi, il est possible de calculer les réponses impulsionnelles du canal sur un ensemble de récepteurs en tenant compte de l'environnement.

Nous allons tester le cas de transmissions mono-utilisateur dans l'environnement de la figure 6.2, en mode point à point.

### 6.3.2.3 Evaluation de la qualité d'une liaison

Nous avons testé l'influence de la prise en compte d'un objet sur la qualité de la transmission. Les paramètres suivants ont été utilisés pour la transmission numérique :

- fréquence : 2.4 GHz,
- modulation : QPSK,
- message émis : 100000 bits générés aléatoirement,
- rapport signal sur bruit (SNR) variant de 0 dB à 10 dB par pas de 1 dB,
- facteur d'étalement = 11,
- débit = 54 Mbit/s.

La figure 6.6 montre les courbes de TEB obtenues pour le cas d'une liaison point à point.

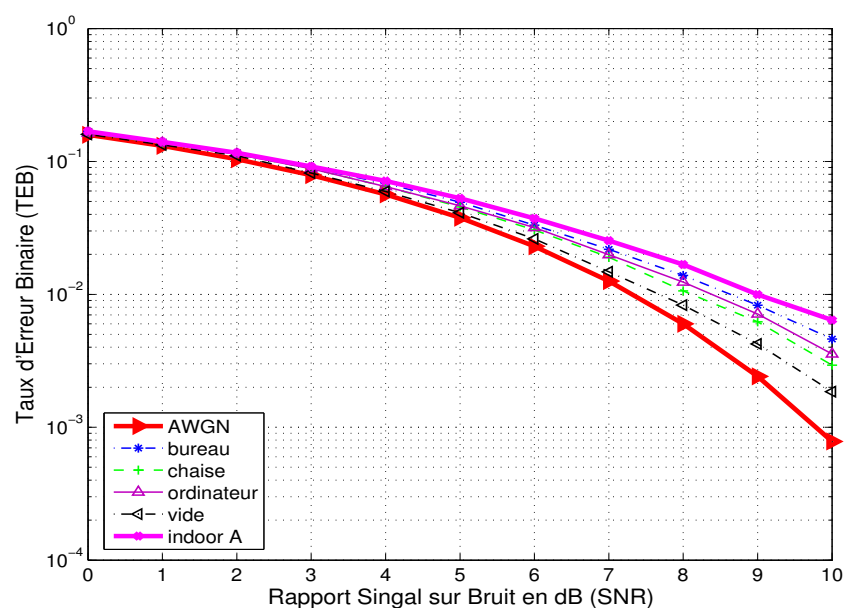


Figure 6.6 : Influence de la prise en compte d'un objet particulier sur l'évolution du TEB

On remarque que le TEB obtenu varie en fonction de l'objet considéré. On constate que le bureau, dont les dimensions sont plus grandes que les autres structures, et dont le matériau est essentiellement du métal, introduit plus de perturbations. Ceci s'explique car la réponse impulsionnelle du canal est largement modifiée, avec notamment plus de trajets énergétiques (figure 6.3). Par conséquent, la dispersion des retards  $D_s$  augmente.

On note aussi que les courbes de TEB obtenues sont inférieures à la courbe de TEB fournie par l'ITU. En réalité, les profils normalisés fournis par l'ITU représentent des comportements moyens du canal de propagation dans une configuration type. Ainsi, la courbe de TEB fournie par ce profil consiste en une valeur moyenne du TEB que l'on obtiendrait dans des environnements indoor dont la dispersion des retards est proche de celle du profil normalisé *Indoor A*, quelles que soient les structures (mobilier) présentes dans cet environnement. Par conséquent, il se peut que les courbes de TEB obtenues par la modélisation déterministe (méthode hybride) dans un autre environnement soient au dessus de la courbe de TEB fournie par l'ITU.

Ainsi, contrairement à l'influence d'une description fine de l'environnement sur l'estimation de la puissance reçue, il n'y a pas de critère fixe permettant de déterminer quels sont les objets qui ont une influence sur qualité d'un lien radio. En fait, l'évaluation de l'influence d'objets de l'environnement de propagation sera liée à l'application que l'on souhaite effectuer.

Par exemple, la figure 6.7, qui est un zoom de la figure 6.6, illustre cette remarque : Si, pour un rapport signal sur bruit égal à 8 dB, on souhaite obtenir un TEB maximal de  $2 * 10^{-2}$  sur la liaison, alors il n'est pas nécessaire d'utiliser une modélisation déterministe du canal de propagation ; le modèle normalisé est suffisant. En revanche, si on veut un TEB maximal inférieur à  $1.8 * 10^{-2}$ , seule une modélisation déterministe du canal de propagation permettra d'obtenir un tel TEB.

Des remarques supplémentaires peuvent être faites, concernant le type d'objet à prendre en compte. Ces remarques dépendent de nouveau du TEB maximal que l'on désire sur la liaison, pour un rapport signal sur bruit de 8 dB. Ainsi, si on souhaite un TEB maximal de  $1.3 * 10^{-2}$ , il est nécessaire que l'environnement de propagation ne contienne pas un bureau ; s'il contient un bureau, le TEB introduit sur la liaison sera de  $1.5 * 10^{-2}$ . Enfin, dans le cas de l'environnement simulé, un TEB maximal de  $10^{-2}$  sera garanti uniquement si l'environnement ne contient pas d'objets tels qu'une chaise, un ordinateur portable ou bien un bureau.

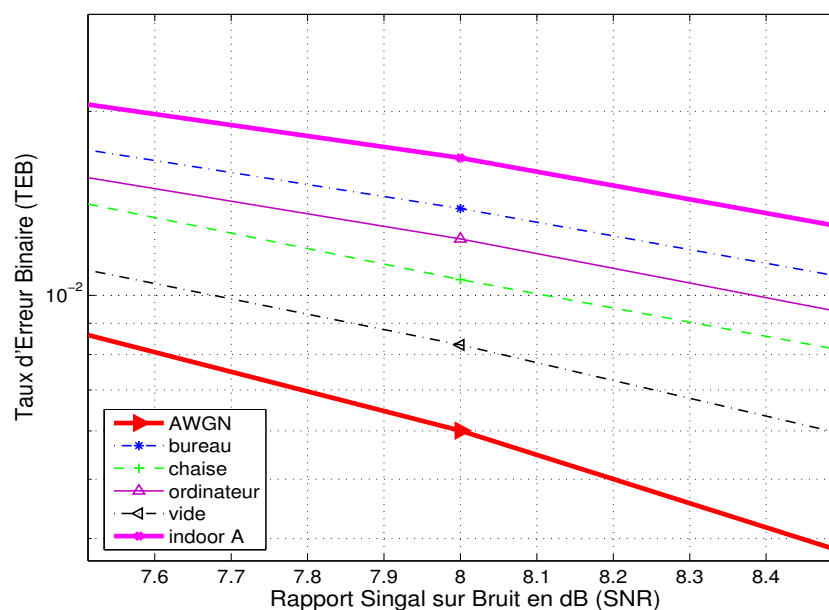


Figure 6.7 : Influence de la prise en compte d'un objet particulier sur le TEB à un SBR=8 dB

Il est évident que ces premiers résultats sont à compléter par une étude statistique complète, portant aussi bien sur l'environnement de propagation, la qualité de transmission souhaitée (TEB maximal pour un rapport signal sur bruit donné) et les paramètres du système de transmission étudié (débit, facteur d'étalement, modulation ...).

### 6.3.3 Conclusion

Les conclusions que l'on peut apporter concernant l'influence d'une modélisation déterministe du canal de propagation sur les systèmes de communication numérique sont les suivantes :

- De façon générale, la prise en compte d'une réponse impulsionnelle déterministe implique une représentation plus réelle du comportement du canal ; ainsi, l'évolution du TEB est différente de la courbe obtenue pour le profil normalisé *indoor A*,
- Certains objets de l'environnement sont plus perturbants que d'autres en terme de TEB : c'est le cas par exemple d'un bureau ou d'une chaise comparés à un ordinateur portable. En effet, on constate que la prise en compte d'un ordinateur portable ne modifie pas considérablement l'allure de la courbe de TEB obtenue dans le cas où on ne prend pas en compte d'objets,
- Les résultats présentés dans le paragraphe 6.3.2 sont à compléter par des statistiques sur un ensemble d'environnements de propagation indoor,



- D'un point de vue de la qualité d'un lien radio, l'influence d'un objet donné est liée aux critères de qualité que nous souhaitons obtenir sur la liaison (TEB maximal à une valeur de SNR donnée. Ainsi, concernant les transmissions numériques, l'intérêt d'une modélisation déterministe du canal de propagation dépendra de l'application.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évalué l'intérêt d'une modélisation hybride du canal de propagation indoor pour des applications réalistes, notamment des transmissions numériques sans fil.

Nous avons tout d'abord testé l'influence de notre modélisation sur la représentation électromagnétique d'une scène donnée. Dans un premier temps, des calculs de zones de couvertures ont été effectués dans une pièce parallélépipédique fermée avec des conditions absorbantes autour, pour ne prendre en compte que l'influence de l'objet. Les zones de couverture avec et sans objet ont été respectivement calculées par méthode hybride et par tracé de rayons standard. Ainsi, cette étude a mis en évidence l'influence de la fréquence, du type d'objet et de la configuration émetteur-objet-récepteur sur l'écart lié à la non prise en compte d'objets de l'environnement sur la représentation électromagnétique d'une scène.

Par conséquent, la prise en compte d'objets modélisés par leur matrice de diffraction (méthode hybride) modifie les réponses impulsionnelles du canal de propagation. C'est ce que nous avons montré dans la deuxième partie du chapitre en fournissant des réponses impulsionnelles de canal variant avec le type d'objet considéré, le type d'environnement et la fréquence d'étude. Ainsi, nous avons constaté que la dispersion des retards  $D_s$ , paramètre large bande extrait de la réponse impulsionnelle du canal, dépend de la fréquence, mais surtout du type d'objet et de l'environnement considérés.

Ce paramètre  $D_s$ , paramètre clé dans les systèmes de communication numérique, nous a servi à évaluer le TEB d'une liaison sans fil de type Wifi. Contrairement aux profils de canaux normalisés fournis par l'ITU qui représentent un comportement moyen du canal de propagation dans un environnement donné, notre modélisation hybride implique une variation de la réponse impulsionnelle du canal en fonction des objets de l'environnement considéré. Nous avons en particulier pu constater qu'une liaison sans fil Wifi à 2.4 GHz est plus perturbée lorsque l'on

---

considère des structures complexes et grandes devant la longueur d'onde (bureau, chaise). Cependant, l'influence de ces objets est à mettre en relation avec la qualité de transmission que l'on souhaite sur une liaison donnée : en effet, nous avons vu que la prise en compte d'un objet donné de l'environnement n'est pas toujours nécessaire. Ainsi, l'intérêt d'une modélisation déterministe du canal de propagation doit être évaluée statistiquement, en fonction de l'application voulue.



---

---

## Conclusion générale et perspectives

---

Lors de la présentation du contexte de cette étude, nous évoquons le fait que la soif de liberté imposée par nos sociétés modernes a provoqué une véritable révolution dans le domaine des communications. La dernière en date est l'explosion des systèmes de téléphonie sans fil (GSM, UMTS, Wifi ...). Les possibilités offertes par ces systèmes ont dû rapidement s'élargir pour répondre à la forte demande des utilisateurs en termes de débit et de qualité. De nouveaux services tels que l'envoi de messages écrits (SMS) et récemment de données multimédia (MMS, WAP ...) se sont donc largement développés.

Véhiculer de telles informations, toujours plus volumineuses, via un canal aussi complexe que le canal radiomobile, nécessite donc une connaissance accrue des mécanismes de propagation des ondes radioélectriques. Cet impératif a favorisé le développement de modèles de propagation.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons vu que les premiers modèles développés, assez grossiers et basés sur de nombreuses campagnes de mesures, ont régulièrement évolué. Ainsi des modèles de plus en plus précis et spécifiques à l'environnement, tels que les modèles à base de rayons, ont été élaborés en s'appuyant sur l'Optique Géométrique et la Théorie Uniforme de la Diffraction. Ces modèles présentent l'avantage de ne pas être limités en fréquence. En revanche, ils permettent de modéliser uniquement des objets canoniques et grands devant la longueur d'onde. Ainsi, nous avons vu que pour des applications *indoor*, les

méthodes asymptotiques ne sont pas adaptées à la prise en compte d'objets de petite taille devant la longueur d'onde, de formes complexes et de matériaux anisotropes. Pour modéliser le comportement électromagnétique de tels objets, nous avons recours à des méthodes numériques telles que la FDTD. Basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel, la FDTD est une méthode exacte qui permet de calculer parfaitement les champs rayonnés par des objets de tailles et de formes quelconques. Cependant, c'est une méthode qui devient vite coûteuse en temps de calcul lorsque la fréquence augmente car alors les volumes de calcul deviennent trop importants.

Ainsi, dans un souci de prédiction de zones de couverture de façon précise et de caractérisation de canal sur une large bande de fréquence, nous avons proposé une hybridation des techniques de tracé de rayons avec la FDTD. Le tracé de rayons est utilisé pour modéliser la propagation des ondes dans les bâtiments, pièces ... qui sont des structures grandes devant la longueur d'onde ; la FDTD est utilisée pour déterminer des matrices de diffraction des objets de petite taille devant la longueur d'onde et/ou de forme complexe.

A cette fin, le second chapitre de ce mémoire a porté sur l'élaboration d'une technique de caractérisation précise du comportement électromagnétique de structures complexes tout en limitant au maximum les temps de calcul. Ainsi, nous avons montré que la méthode d'illumination par onde plane avec une impulsion temporelle de type sino-gaussienne permet, par un seul passage temporel, d'obtenir la matrice de diffraction en champ lointain d'une structure donnée sur une large bande de fréquences, pour une direction d'incidence donnée. Pour obtenir la matrice de diffraction complète d'une structure illuminée par une onde électromagnétique à polarisation quelconque, nous avons vu qu'il suffit d'éclairer la structure successivement en polarisation verticale et horizontale pour chaque angle d'incidence et de faire une combinaison linéaire des matrices résultantes. Nous avons aussi mis en avant les corrections à apporter au calcul de cette matrice en zone d'ombre, corrections liées à la position du couple émetteur-récepteur.

Ces matrices de diffraction 3D étant très volumineuses, une technique de compression par ondelettes sphériques discrètes a été utilisée pour réduire l'encombrement et l'espace mémoire. Cette technique repose sur la compression destructive des zones de la matrice de diffraction

contenant le moins d'informations nécessaires à la reconstruction du signal. Elle a été présentée dans le chapitre 3 en mettant en avant les critères optimums de compression des matrices de diffraction.

Dans ce chapitre, nous avons aussi montré comment prendre en compte la matrice de diffraction d'une structure donnée dans un code de tracé de rayons 3D. En particulier, nous avons présenté une méthode originale d'implémentation logicielle de la prise en compte de telles structures en abordant le concept de plugin. Ainsi, nous nous sommes attachés à montrer que, finalement, une structure modélisée par sa matrice de diffraction est vue comme un coefficient de diffraction généralisé qui vient modifier l'onde électromagnétique arrivant sur la structure.

Cette méthode hybride a son domaine de validité. En effet, la technique d'illumination de structures par onde plane repose sur des conditions de champ lointain ; ainsi, il est nécessaire d'avoir des conditions de propagation en champ lointain dans le modèle hybride de façon à utiliser correctement les données des matrices de diffraction.

Dans ce cadre, nous avons réalisé une étude paramétrique 2D et 3D visant à établir des règles concernant le domaine de validité de la méthode et dont les principaux résultats ont été présentés dans le chapitre 4. Préalablement à cette étude, une détermination analytique des distances de champ lointain a été effectuée en étudiant le rayonnement électromagnétique en fréquence de sources dipolaires. Ainsi, il a été montré que la distance théorique de champ lointain, établie pour la diffraction des ouvertures rayonnantes et connue sous le critère de Fraunhofer ( $d_{cl} = \frac{2D^2}{\lambda}$  où  $D$  représente la plus grande dimension de l'ouverture et  $\lambda$  la longueur d'onde), n'est pas toujours le critère à prendre en compte. Ainsi, nous avons montré que pour des structures de dimensions inférieures ou égales à  $\lambda$ , cette distance de champ lointain est inférieure à  $\frac{2D^2}{\lambda}$ . Les résultats de l'étude paramétrique 2D et 3D viennent corroborer ces conclusions sur le domaine de validité de la méthode hybride : de façon générale, la distance théorique  $d_{cl}$  de champ lointain donne une limite supérieure de la zone de champ lointain. Toutefois, cette limite reste variable en fonction de l'encombrement global des structures étudiées, mais n'est pas trop modifiée par leurs formes à encombrement égal.

De façon à tester la validité de notre modèle de propagation, deux types de mesures ont été effectuées, dont les résultats ont été présentés dans le chapitre 5. Dans un premier temps,

des mesures en chambre anéchoïde ont permis de valider la méthode de détermination de la matrice de diffraction d'un objet donné. Dans un second temps, des mesures ont été effectuées dans un environnement dont nous connaissions la géométrie et les matériaux et donc facilement modélisable dans le code de tracé de rayons 3D pour les simulations. Ces mesures ont permis de mettre en évidence les avantages et inconvénients des deux techniques de simulation, à savoir le tracé de rayons et la méthode hybride. Ainsi, nous avons montré que les techniques de tracé de rayons s'avèrent vite inefficaces lorsque la complexité de la structure étudiée augmente. Nous avons aussi mis en avant l'influence du domaine de validité de la méthode hybride puisque, lorsque les conditions de propagation en champ lointain ne sont pas respectées, la méthode hybride fournit une mauvaise estimation du champ reçu. Par ailleurs, le choix d'un unique centre de phase dans le calcul de la matrice de diffraction s'avère correct lorsque la forme de la structure étudiée est simple, mais il apparaît insuffisant pour le cas d'une structure de forme complexe et grande devant la longueur d'onde.

Enfin, le sixième chapitre de ce document consiste en une application du modèle de propagation déterministe présenté au chapitre 3 à l'évaluation de la qualité de liaisons sans fil. En particulier, nous avons testé si son utilisation présente un intérêt pour mieux évaluer la qualité de transmissions numériques sans fil en environnements réels. Le support de cette étude a été une transmission de type CDMA. Dans ce chapitre, nous avons testé l'influence de notre modélisation sur la représentation électromagnétique d'une scène donnée. Par l'intermédiaire de calculs de zones de couverture, nous avons pu voir l'influence de l'environnement, des objets considérés et de la fréquence sur l'estimation du champ reçu et donc sur la réponse impulsionnelle du canal. Ensuite, nous avons testé l'impact de notre modélisation sur les transmissions numériques par l'intermédiaire de courbes de TEB et confronté ces résultats à ceux fournis en prenant le profil normalisé *indoor A*. Nous avons pu constater que l'évolution du TEB dépend du type d'objet considéré. Nous avons aussi montré qu'une modélisation déterministe fine du canal de propagation n'est pas toujours utile dans un contexte de simulation système. Plus précisément, cette nécessité sera liée à la qualité de transmission que l'on souhaite sur une liaison donnée.

Les perspectives de ce travail sont multiples et s'orientent dans deux directions : simulation 3D du canal et simulation de systèmes sans fil.

En ce qui concerne la simulation du canal de propagation, deux approfondissements sont à envisager. Dans un premier temps, il sera intéressant de regarder l'influence du choix d'un ou de plusieurs centres de phase pour la détermination de la matrice de diffraction d'un objet donné. Dans un second temps, on pourra étudier l'impact d'une prise en compte globale de plusieurs objets complexes, c'est à dire un "chaînage d'objets" lorsque deux ou plusieurs objets sont situés en champ proche les uns vis à vis des autres. En effet, les conditions de champ lointain inhérentes à la méthode de détermination des matrices de diffraction ne sont pas toujours respectées en environnement indoor réel, de sorte qu'il peut s'avérer nécessaire de calculer une matrice de diffraction globale pour les objets considérés. C'est le cas par exemple pour un ordinateur posé sur un bureau, d'une chaise et d'un bureau proches l'un de l'autre ... Par ailleurs, il sera nécessaire de confronter le modèle hybride développé à plusieurs campagnes de mesures réalisées dans des environnements indoor variables, de façon à déterminer quelle finesse de description de l'environnement est nécessaire pour avoir une bonne représentation électromagnétique de la couverture en champ d'un environnement donné.

Concernant l'application de notre simulation du canal à l'étude des systèmes numériques, plusieurs perspectives sont à envisager. Il s'agit notamment de déterminer, par une étude statistique plus complète, quels sont les objets que l'on peut rencontrer en environnement indoor susceptibles de dégrader de façon considérable la qualité de transmission des systèmes sans fil de type Wifi. Plus précisément, une étude paramétrique, d'un point de vue système, doit être réalisée en fonction de paramètres tels que la fréquence, le débit, ou encore le codage (CDMA, OFDM ...), variant selon l'application, pour évaluer dans quels cas utiliser un modèle de propagation déterministe de type hybride.





---

---

# **Annexes**

---



**Résolution des équations de Maxwell par  
Différences Finies dans le Domaine  
Temporel (DFDT)**

---

**Sommaire**

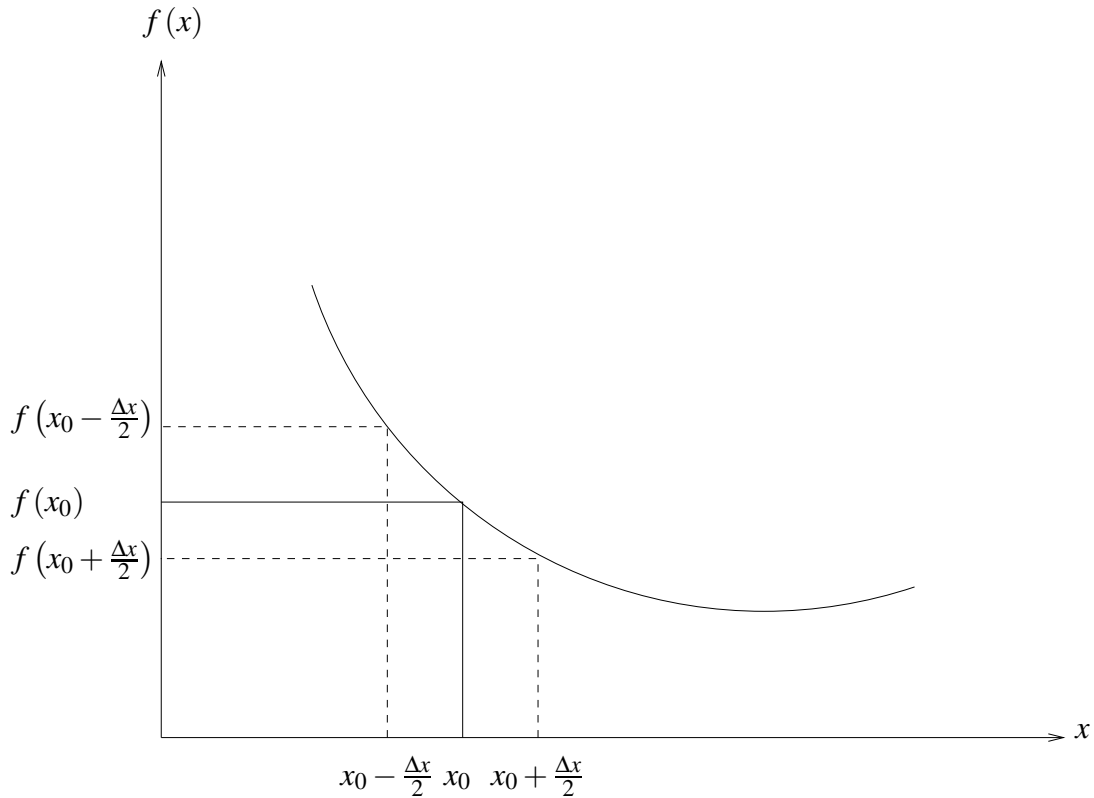
---

A.1 Différences centrées . . . . .	218
A.2 Mise à jour des composantes de E et H dans une cellule élémentaire . . .	219

---

## A.1 Différences centrées

Il s'agit de résoudre directement les équations de Maxwell dans le domaine temporel. Ces équations font apparaître des dérivées du premier ordre. Celles-ci seront exprimées avec une erreur d'ordre 2 en utilisant des dérivées centrées (figure A.1).



**Figure A.1 :** Calcul de la dérivée en  $x_0$

Si nous considérons une fonction  $f(x)$ , la dérivée en  $x_0$  est calculée à partir d'un développement de Taylor de  $f(x)$  aux points d'abscisse  $x_1 = x_0 - \frac{\Delta x}{2}$  et  $x_2 = x_0 + \frac{\Delta x}{2}$  :

$$f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) = f(x_0) + \frac{\Delta x}{2}f'(x_0) + \frac{\Delta x^2}{8}f''(x_0) + o(\Delta x^3) \quad (\text{A.1})$$

$$f(x_0 - \frac{\Delta x}{2}) = f(x_0) - \frac{\Delta x}{2}f'(x_0) + \frac{\Delta x^2}{8}f''(x_0) - o(\Delta x^3) \quad (\text{A.2})$$

ce qui conduit à l'expression de la dérivée de  $f(x)$  au point  $x_0$  sans connaître la valeur de  $f(x_0)$ , en négligeant les termes en  $o(\Delta x^3)$  :

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} \quad (\text{A.3})$$

## A.2 Mise à jour des composantes de E et H dans une cellule élémentaire

La discrétisation des équations de Maxwell au sens des différences centrées a été proposée pour la première fois par Yee en 1966 [21]. Les champs magnétiques sont calculés à des instants multiples impairs du pas temporel alors que les champs électriques sont calculés à des instants multiples pairs du pas temporel. L'espace est divisé en cubes appelés cellules élémentaires. Les points de calcul des composantes des champs électromagnétiques sont indiqués figure A.2.

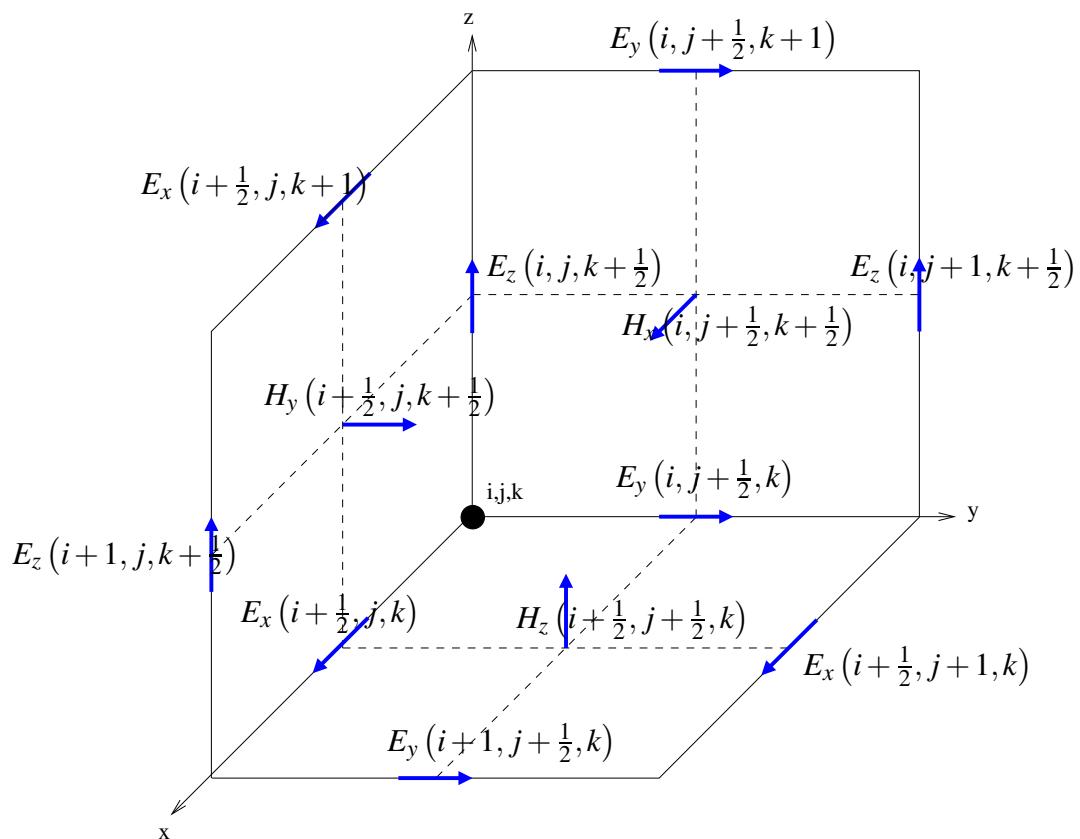


Figure A.2 : Schéma numérique 3D de Yee

Pour alléger les notations des équations discrètes, la convention suivante est utilisée :

$$F(n\Delta t, i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, ) = F|_{i,j,k}^n \quad (\text{A.4})$$

où  $(i, j, k, n) \in \mathbb{N}$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  sont les pas spatiaux et  $\Delta t$  le pas temporel.

Les composantes de champ électrique sont calculées au point  $i\Delta x, j\Delta y, (k + \frac{1}{2})\Delta z$  à l'instant  $(n + 1)\Delta t$  en fonction des autres composantes de champ évaluées aux instants précédents

$n\Delta t$  et  $(n + \frac{1}{2})\Delta t$ . Les composantes de champ magnétique sont quant à elle calculées au point  $(i + \frac{1}{2})\Delta x, (j + \frac{1}{2})\Delta y, k\Delta z$  à l'instant  $(n + \frac{1}{2})\Delta t$  en fonction des autres composantes de champ évaluées aux instants précédents  $n\Delta t$  et  $(n - \frac{1}{2})\Delta t$ .

Cela donne pour les composantes de champ électrique :

$$E_x|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = C_1 E_x|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + C_2 \left( \frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_z|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right) \quad (\text{A.5})$$

$$E_y|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = C_1 E_y|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + C_2 \left( \frac{H_x|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \frac{H_z|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = C_1 E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + C_2 \left( \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right) \quad (\text{A.7})$$

avec  $C_1 = \frac{1 - \frac{\sigma_u \Delta t}{2\varepsilon_u}}{1 + \frac{\sigma_u \Delta t}{2\varepsilon_u}}$  et  $C_2 = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_u}}{1 + \frac{\sigma_u \Delta t}{2\varepsilon_u}}$  où  $u$  correspond à la variable  $x, y$  ou  $z$  selon la composante de champ calculée.

Les composantes de champ magnétique s'expriment par :

$$H_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} = H_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_x} \left( \frac{E_z|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_z|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_y|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta z} \right) \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned}
H_y|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_y|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} \\
&- \frac{\Delta t}{\mu_y} \left( \frac{E_x|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_x|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_z|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta x} \right) \quad (\text{A.9})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} \\
&- \frac{\Delta t}{\mu_z} \left( \frac{E_y|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (\text{A.10})
\end{aligned}$$





# Techniques d'illumination de structures utilisées en FDTD

---

## Sommaire

---

<b>B.1</b>	<b>La source ponctuelle de courant</b>	<b>224</b>
<b>B.2</b>	<b>Les ondes planes</b>	<b>225</b>
B.2.1	Utilisation des distributions pour interpréter la discontinuité des champs générée par l'introduction des surfaces de Huygens	225
B.2.2	Connexion pour une solution uniforme entre zones	228
B.2.3	L'injecteur d'ondes planes	229
B.2.3.1	Calcul numérique du champ incident	229
B.2.3.2	Origine du champ incident	230

---

## B.1 La source ponctuelle de courant

La source de courant utilisée dans nos simulations de référence est considérée parfaite de façon à ce que les ondes retour ne perturbent pas le champ total reçu. La source de courant est introduite sur l'arête de la cellule élémentaire comme indiqué sur la figure B.1. En fait, elle est positionnée exactement à l'endroit d'une composante du champ électrique.

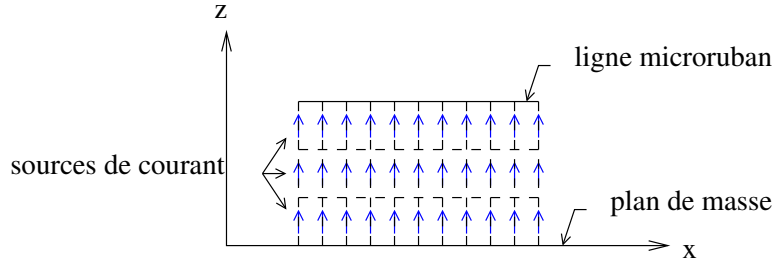


Figure B.1 : Représentation de la source de courant

Les sources de courant sont injectées dans l'équation de Maxwell-Ampère par l'intermédiaire de la densité de courant  $\vec{J}_{exc}$  :

$$\nabla_{\wedge} \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} + \vec{J}_{exc} \quad (\text{B.1})$$

Le courant  $I_z$  est relié à la densité de courant d'excitation de la cellule par la relation :

$$J_{zexc} = \frac{I_{zexc}}{\Delta x \Delta y} \quad (\text{B.2})$$

Projetée sur l'axe des z et discrétisée, l'équation de Maxwell-Ampère s'écrit :

$$\begin{aligned} \nabla_{\wedge} \vec{H} \cdot \vec{z} &= \epsilon_z \frac{\partial \vec{E} \cdot \vec{z}}{\partial t} + \sigma_z \vec{E} \cdot \vec{z} + \vec{J}_{exc} \cdot \vec{z} \\ \nabla_{\wedge} \vec{H} \cdot \vec{z} &= \epsilon_z \frac{E_z^{n+1} - E_z^n}{\Delta t} + \sigma_z \frac{E_z^n + E_z^{n+1}}{2} + \frac{I_{zexc}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta y} \\ E_z^{n+1} \left( \frac{\epsilon_z}{\Delta t} + \frac{\sigma_z}{2} \right) &= E_z^n \left( \frac{\epsilon_z}{\Delta t} - \frac{\sigma_z}{2} \right) + \nabla_{\wedge} \vec{H} \cdot \vec{z} - \frac{I_{zexc}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta y} \\ E_z^{n+1} \left( 1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{2 \epsilon_z} \right) &= E_z^n \left( 1 - \frac{\sigma_z \Delta t}{2 \epsilon_z} \right) + \frac{\Delta t}{\epsilon_z} \left( \nabla_{\wedge} \vec{H} \cdot \vec{z} - \frac{I_{zexc}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta y} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

La conductivité  $\sigma_z$  de la cellule est liée à la charge  $R_0$  du générateur de Thévenin équivalent :

$$\sigma_z = \frac{\Delta z}{R_0 \Delta x \Delta y} \quad (\text{B.4})$$

D'où l'expression discrète du champ  $E_z$  dans la cellule :

$$E_z^{n+1} = \frac{1 - \frac{\Delta z \Delta t}{2\varepsilon_z R_0 \Delta x \Delta y}}{1 + \frac{\Delta z \Delta t}{2\varepsilon_z R_0 \Delta x \Delta y}} E_z^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_z}}{1 + \frac{\Delta z \Delta t}{2\varepsilon_z R_0 \Delta x \Delta y}} \left( \nabla_{\wedge} \vec{H} \cdot \vec{z} - \frac{I_{zexc}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta y} \right) \quad (\text{B.5})$$

La source de courant est parfaite (résistance parallèle nulle) donc  $R_0 \rightarrow \infty$ . D'où l'expression simplifiée de  $E_z$  :

$$E_z^{n+1} = E_z^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_z} \left( \nabla_{\wedge} \vec{H} \cdot \vec{z} - \frac{I_{zexc}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta y} \right) \quad (\text{B.6})$$

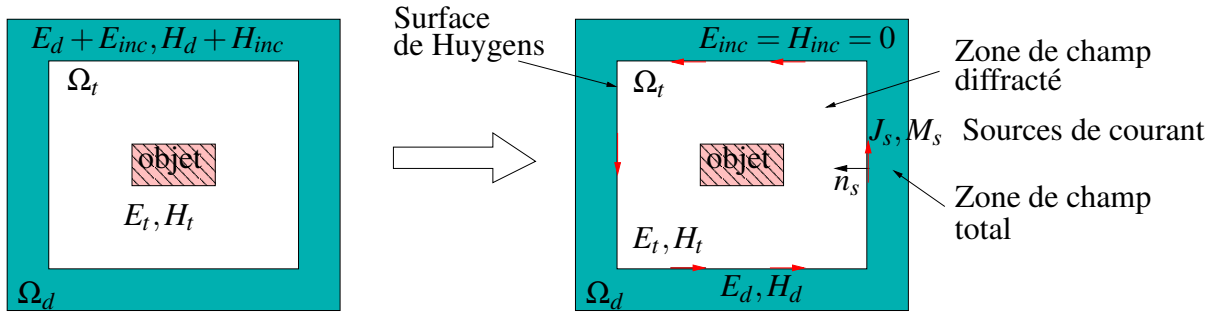
## B.2 Les ondes planes

Supposons un volume fini  $\Omega_t$  dépourvu de sources mais illuminé par un champ électromagnétique  $(E_t, H_t)$  et contenant une structure diffractante (figure B.2). Ce volume est entouré par un espace infini  $\Omega_d$  qui est dépourvu d'obstacles et contenant un champ électromagnétique se décomposant en un champ incident  $(E_{inc}, H_{inc})$  et un champ diffracté  $(E_d, H_d)$  provenant de la structure à l'étude. On peut définir une surface de Huygens entourant le volume interne  $\Omega_t$ , sur laquelle on introduit des sources de courant électriques  $J_s$  et magnétiques  $M_s$  qui vont illuminer le volume interne de manière équivalente au champ électromagnétique incident venant de  $\Omega_d$ . Ainsi, le champ incident se trouve confiné dans le volume fini  $\Omega_t$  et nul au dehors. Dès lors, deux zones distinctes apparaissent :

- La zone de champ diffracté externe à la surface de Huygens fermée
- La zone de champ total interne à la surface de Huygens fermée

### B.2.1 Utilisation des distributions pour interpréter la discontinuité des champs générée par l'introduction des surfaces de Huygens

La discontinuité des champs, générée par l'introduction de la surface de Huygens, peut être interprétée au sens des distributions.



**Figure B.2 :** Principe d'équivalence avec une surface fermée de Huygens

Soient  $E(P)$  et  $H(P)$  les vecteurs champ électrique et magnétique respectivement, en tout point  $P$  du volume  $\Omega_d \cup S_h \cup \Omega_t$  où  $S_h$  désigne la surface de Huygens. A l'aide de la fonction de Heavyside  $U(P)$ , nous pouvons décrire la discontinuité entre les deux zones. On relie alors les champs  $E(P)$  et  $H(P)$  aux champs  $E^d(P)$  et  $H^d(P)$  appartenant à la zone de champ diffracté et  $E^t(P)$  et  $H^t(P)$  appartenant à la zone de champ total par les relations :

$$\begin{aligned} E(P) &= U^d(P)E^d(P) + U^t(P)E^t(P) \\ H(P) &= U^d(P)H^d(P) + U^t(P)H^t(P) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

avec

$$\begin{aligned} U^d(P) &= 1 \quad \text{et} \quad U^t(P) = 0 \quad \text{si} \quad M \in \Omega_d \\ U^d(P) &= 0 \quad \text{et} \quad U^t(P) = 1 \quad \text{si} \quad M \in \Omega_t \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Si on exprime le rotationnel de  $E(P)$  et de  $H(P)$  au sens des distributions, les équations de Maxwell en espace libre deviennent :

$$\nabla \wedge E(P) = -\mu \partial_t H(P) - M_s \quad (\text{B.9})$$

$$\nabla \wedge H(P) = \varepsilon \partial_t E(P) + J_s \quad (\text{B.10})$$

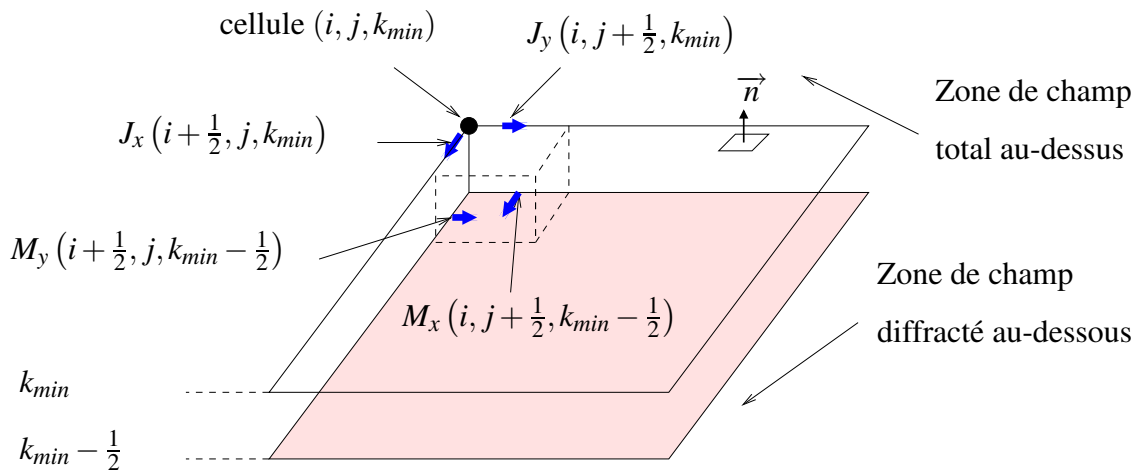
Les densités superficielles de courant électrique et magnétique sur les surfaces de Huygens s'expriment quant à elles, toujours au sens des distributions par :

$$J_s = n_s \wedge H^{inc} \delta_s \quad (\text{B.11})$$

$$M_s = -n_s \wedge E^{inc} \delta_s \quad (\text{B.12})$$

avec  $n_s$  le vecteur normal à la surface de Huygens orienté vers la zone de champ total et  $\delta_s$  la distribution superficielle de Dirac (figure 2.4).

De façon analogue au calcul des composantes de champ  $E$  et  $H$ , les composantes de  $J_s$ , localisées aux mêmes points que celles de  $E$ , sont décalées d'une demi-cellule par rapport aux composantes de  $M_s$ , localisées quant à elles aux mêmes endroits que celles de  $H$ . Finalement, une surface de Huygens plan  $xOy$  va être décomposée en deux surfaces, l'une contenant les courants électriques et l'autre les courants magnétiques. Les deux surfaces sont décalées d'une demi-cellule : l'une est située en zone de champ total et l'autre en zone de champ diffracté (figure B.3). Les composantes de courant électrique sont localisées sur la surface de Huygens en zone de champ total alors que les composantes de champ magnétique sont situées sur la surface de Huygens en zone de champ diffracté.



**Figure B.3 :** Position des courants circulant sur les surfaces de Huygens

Le calcul des champs électromagnétiques sur les surfaces de Huygens (par exemple la surface plan  $xOy$ ) est obtenu par projection des équations de Maxwell sur les axes ( $Ox$ ) et ( $Oy$ ). Il est à noter que l'introduction du champ incident dans la FDTD se fait par l'intermédiaire de deux surfaces de Huygens duales et des densités de courant volumique (et non surfacique car elles n'existent pas dans l'espace discret 3D). Ainsi, il est nécessaire d'établir une correspondance entre les densités surfaciques et les densités volumiques de courant.

Ainsi, pour une surface de Huygens plan  $xOy$ , les densités volumiques de courant sont liées aux composantes des champs incidents par :

$$\begin{aligned}
 M_x|_{i,j+\frac{1}{2},kmin-\frac{1}{2}}^n &= \frac{E_y^{inc}|_{i,j+\frac{1}{2},kmin}^n}{\Delta z} \\
 M_y|_{i+\frac{1}{2},j,kmin-\frac{1}{2}}^n &= -\frac{E_x^{inc}|_{i,j+\frac{1}{2},kmin}^n}{\Delta z} \\
 J_x|_{i+\frac{1}{2},j,kmin}^n &= -\frac{H_y^{inc}|_{i+\frac{1}{2},j,kmin-\frac{1}{2}}^n}{\Delta z} \\
 J_y|_{i,j+\frac{1}{2},kmin}^n &= \frac{H_x^{inc}|_{i,j+\frac{1}{2},kmin-\frac{1}{2}}^n}{\Delta z}
 \end{aligned} \tag{B.13}$$

## B.2.2 Connexion pour une solution uniforme entre zones

Si on remplace dans l'équation (B.10) les densités de courant par les composantes de champ incident données par (B.13), on obtient par exemple pour la mise à jour de la composante  $H_x$  dans la zone de champ diffracté :

$$\begin{aligned}
 H_x^d|_{i,j+\frac{1}{2},kmin-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= H_x^d|_{i,j+\frac{1}{2},kmin-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left( \frac{E_z^d|_{i,j+1,kmin-\frac{1}{2}}^n - E_z^d|_{i,j,kmin-\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right) \\
 &\quad - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left( \frac{E_y^t|_{i,j+\frac{1}{2},kmin}^n - E_y^{inc}|_{i,j+\frac{1}{2},kmin}^n - E_y^d|_{i,j+\frac{1}{2},kmin-1}^n}{\Delta z} \right)
 \end{aligned} \tag{B.14}$$

La composante  $E_y^{inc}$  vient compenser  $E_y^t$  pour obtenir une composante  $E_y^d$ . Finalement, sans introduire les densités de courant  $J_s$  et  $M_s$  mais en considérant une décomposition  $F^{total} = F^{diff} + F^{incident}$  (F correspondant à une des six composantes du champ électromagnétique), on arrive à résoudre le problème de connexion entre la zone de champ diffracté et la zone de champ total.

Ainsi, l'introduction du champ incident peut se faire en deux étapes. Premièrement, on considère la composante  $E_x$  située dans la zone de champ total. Elle est calculée avec l'algorithme conventionnel de la FDTD (en supposant qu'il n'y a pas de sources) par :

$$\begin{aligned}
E_x^t|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}}^n &= E_x^t|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \left( \frac{H_z^t|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k_{min}}^{n+\frac{1}{2}} - H_z^t|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k_{min}}^{n+\frac{1}{2}}}{\delta y} \right) \\
&- \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \left( \frac{H_y^t|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y^t|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\delta z} \right)
\end{aligned} \tag{B.15}$$

Ensuite, elle est complétée par l'ajout de la composante  $H_y$  du champ incident qui compense  $H_y$  du champ diffracté dans l'équation B.15, pour obtenir la composante du champ magnétique  $H_y$  total :

$$E_x^t|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}}^n = E_x^t|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z} H_y^{inc}|_{i+\frac{1}{2},j,k_{min}-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \tag{B.16}$$

La détermination complète des champs tangentiels pour chacune des six surfaces de Huygens a été décrite par C.Guiffaut [70].

## B.2.3 L'injecteur d'ondes planes

### B.2.3.1 Calcul numérique du champ incident

Le champ incident est calculé numériquement par une règle 1D, au sens des différences centrées dans un espace à une dimension (figure B.4). Les composantes de champ sur la règle 1D au sens des différences centrées s'expriment par :

$$H^{inc}|_{r+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H^{inc}|_{r+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta r} (E^{inc}|_{r+1}^n - E^{inc}|_r^n) \tag{B.17}$$

$$E^{inc}|_r^{n+1} = E^{inc}|_r^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta r} \left( H^{inc}|_{r+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H^{inc}|_{r-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \tag{B.18}$$

où le pas  $\Delta t$  est le même que celui appliqué dans le volume de calcul 3D, et  $\Delta r$  le pas spatial selon l'axe de l'injection, dépendant des pas spatiaux 3D et de l'incidence de l'onde injectée. Sur la figure B.4, nous voyons que pour obtenir le champ incident au point  $M'$ , projection du point  $M$  qui correspond à une composante de champ incident sur les surfaces de Huygens, une interpolation est nécessaire. L'interpolation choisie est une interpolation de Lagrange d'ordre 4,



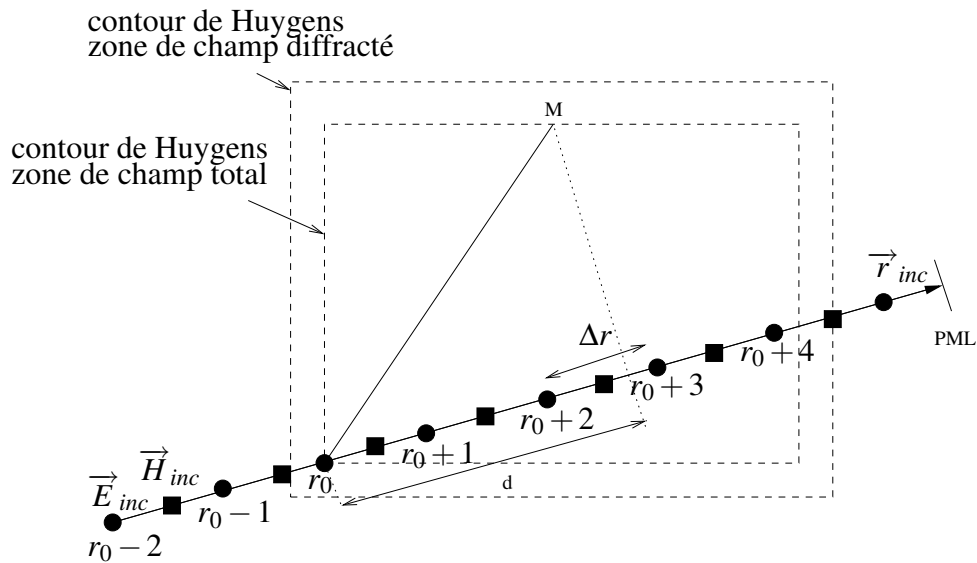


Figure B.4 : règle 1D pour le calcul du champ incident

proposée par Oguz et Gürel [71] qui permet de réduire notamment le champ résiduel diffracté par les surfaces de Huygens.

L'évaluation du champ incident dans un volume 3D par une règle 1D est certes simple à mettre en oeuvre mais entraîne des conflits de dispersion numérique. En effet, l'équation de dispersion numérique 3D couplée avec une règle de calcul 1D provoque des erreurs notamment à cause des différences de vitesse de phase de l'onde, puisque la vitesse de phase pour une propagation axiale est plus lente que pour une incidence 3D quelconque.

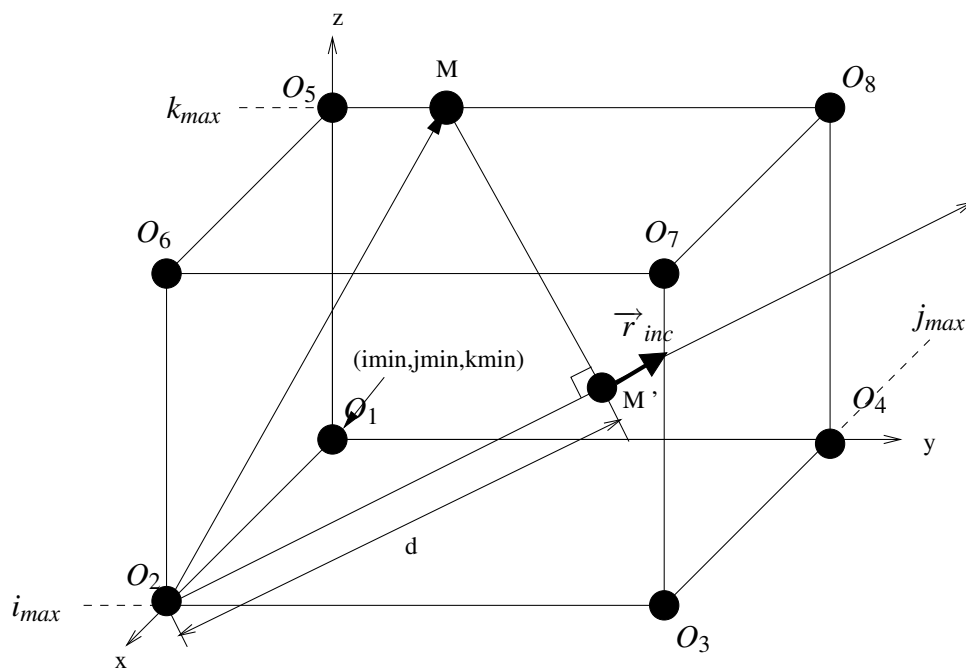
Plusieurs solutions ont été proposées pour atténuer ce conflit de dispersion numérique. Taflove [22] a par exemple proposé d'accélérer la vitesse de phase 1D ; cette solution dépend malheureusement de la fréquence et n'est donc pas applicable sur une large bande de fréquence. Finalement, la solution retenue et développée par C.Guiffaut [72], basée sur un procédé itératif de Newton [73], permet d'adapter parfaitement la dispersion numérique des règles 1D et 3D sur une large bande de fréquence et quels que soient les angles d'incidence et l'anisotropie du maillage.

### B.2.3.2 Origine du champ incident

L'origine est le premier point de contact de l'onde plane incidente avec le volume de calcul. Elle dépend de l'incidence de l'onde plane, définie en coordonnées sphériques à partir du couple d'angles  $(\theta_i, \phi_i)$ . Il existe donc huit origines comme le montre la figure B.5 :

- si  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  et  $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$  alors origine  $O_1(i_{min}, j_{min}, k_{min})$ .
- si  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  et  $90^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$  alors origine  $O_2(i_{max}, j_{min}, k_{min})$ .
- si  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  et  $180^\circ \leq \phi \leq 270^\circ$  alors origine  $O_3(i_{max}, j_{max}, k_{min})$ .
- si  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  et  $270^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$  alors origine  $O_4(i_{min}, j_{max}, k_{min})$ .
- si  $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  et  $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$  alors origine  $O_5(i_{min}, j_{min}, k_{max})$ .
- si  $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  et  $90^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$  alors origine  $O_6(i_{max}, j_{min}, k_{max})$ .
- si  $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  et  $180^\circ \leq \phi \leq 270^\circ$  alors origine  $O_7(i_{max}, j_{max}, k_{max})$ .
- si  $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  et  $270^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$  alors origine  $O_8(i_{min}, j_{max}, k_{max})$ .

Si on considère un point  $M(i, j, k)$  appartenant à l'une des six surfaces de Huygens (figure B.5) et un point  $O(i_o, j_o, k_o)$  correspondant à l'une des huit origines définies au paragraphe précédent, le retard de l'onde au point M est :



**Figure B.5 :** Injection du champ incident en un point M de la boîte de Huygens

$$\tau_M = \frac{d}{V_p(\theta_i, \phi_i)} \quad (\text{B.19})$$

avec  $d$  la distance  $OM$  projetée sur l'axe d'injection défini par le couple d'angles  $(\theta_i, \phi_i)$  et le point origine et  $V_p(\theta_i, \phi_i)$  la vitesse de phase numérique de l'onde dans l'espace tridimensionnel discret.



# Exemple de compression d'un signal numérique par la DWT

---

## Sommaire

---

C.1	Analyse multirésolution sur la sphère . . . . .	234
C.2	Analyse d'un signal sphérique échantillonné . . . . .	235
C.3	Synthèse du signal sphérique projeté . . . . .	236

---

## C.1 Analyse multirésolution sur la sphère

Schröder [53] définit une analyse multirésolution dans l'espace fonctionnel  $L^2(S^2, d)$  et construit la base d'ondelettes de Bio-Haar, qui n'est rien d'autre qu'une extension de la base standard de Haar, grâce au Lifting Scheme [74]. Les fonctions d'échelle et d'ondelettes à un niveau  $j+1$  sont localement définies dans l'espace du triangle père situé au niveau  $j$ . Considérons l'ensemble des triangles résultant de la construction de la sphère géodésique  $\{T_j^k, k \in K(j)\}$ . Il possède les propriétés suivantes :

- les triangles couvrent bien tout le domaine sphérique à un niveau donné ;
- chaque triangle est l'union de 4 triangles fils au niveau inférieur.

On notera  $S_7^2$  l'ensemble des triangles sphériques issus de la subdivision géodésique (à tous les niveaux).

A partir de deux fonctions (l'une calculant l'aire sphérique d'un triangle et l'autre testant l'appartenance à un triangle), Schröder construit des fonctions d'échelles biorthogonales sur la sphère, servant à la construction des fonctions d'ondelettes et de leurs duales. Claustres détaille la construction de cette base d'ondelettes (la base de Bio-Haar) et des filtres associés utiles pour la transformée [55].

Au niveau de décomposition  $j$ , les filtres passe-haut duaux  $h_j^{k,l}$  et  $\tilde{h}_j^{k,l}$  et passe-bas duaux  $g_j^{m,l}$  et  $\tilde{g}_j^{m,l}$  utiles pour la transformée en ondelettes de Bio-Haar sont les suivants :

$$\begin{aligned}
 h_j^{k,l} &= 1 \\
 \tilde{h}_j^{k,l} &= \frac{1}{4} \\
 g_j^{m,l} &= \begin{cases} -2 & \text{si } l=0 \\ 2 & \text{si } l=m \\ 0 & \text{si } l \neq m \end{cases} \\
 \tilde{g}_j^{m,l} &= \begin{cases} -\frac{1}{2} \frac{1}{4} & \text{si } m \neq l \\ \frac{1}{2} (1 - \frac{1}{4}) & \text{si } m = l \end{cases}
 \end{aligned}$$

## C.2 Analyse d'un signal sphérique échantillonné

Détaillons à présent le processus d'analyse au niveau  $j + 1$  en prenant l'exemple du signal sphérique échantillonné sur un triangle  $T_{j+1}$  donné figure C.1. Bien sûr, la transformée et son inverse consistent à itérer ce processus pour chaque triangle et ce du niveau le plus fin au niveau le plus grossier.

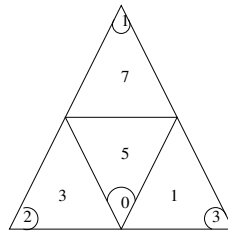


Figure C.1 : Signal sphérique original

Dans la phase d'analyse, le signal moyen correspondant au père (niveau  $j$ ) est construit en premier lieu grâce au filtre passe-haut  $\tilde{h}$  ce qui consiste à calculer la moyenne des fils :

$$a_j^* = \sum_l \tilde{h}_j^{*,l} a_{j+1}^l = \frac{1}{4} \cdot 5 + \frac{1}{4} \cdot 3 + \frac{1}{4} \cdot 1 + \frac{1}{4} \cdot 7 = 4$$

Ensuite, on calcule les trois coefficients d'ondelettes en utilisant le filtre passe-bas  $\tilde{g}$  :

$$d_j^m = \sum_l \tilde{g}_j^{m,l} a_{j+1}^l$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} m = 1 \quad d_j^1 &= -\frac{11}{24} \cdot 5 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{4}\right) \cdot 7 - \frac{11}{24} \cdot 3 - \frac{11}{24} \cdot 1 = \frac{3}{2} \\ m = 1 \quad d_j^1 &= -\frac{11}{24} \cdot 5 - \frac{11}{24} \cdot 7 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{4}\right) \cdot 3 - \frac{11}{24} \cdot 1 = -\frac{1}{2} \\ m = 1 \quad d_j^1 &= -\frac{11}{24} \cdot 5 - \frac{11}{24} \cdot 7 - \frac{11}{24} \cdot 3 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{4}\right) \cdot 1 = -\frac{3}{2} \end{aligned}$$

Finalement, dans le signal transformé, la valeur du père est stockée en lieu et place de celle du fils central devenue inutile (figure C.2).

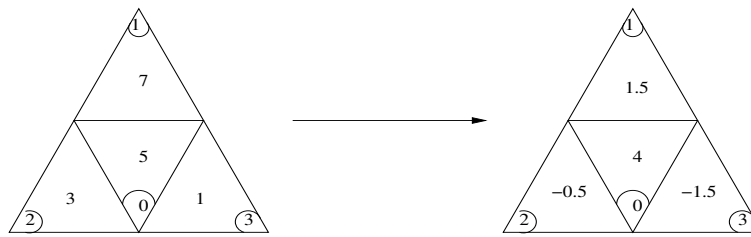


Figure C.2 : Analyse du signal sphérique

### C.3 Synthèse du signal sphérique projeté

Dans la phase de synthèse, l'utilisation conjointe du filtre passe-haut  $h$  et passe-bas  $g$  permet de reconstruire le signal original au niveau  $j + 1$  en appliquant la transformée inverse sur les coefficients du niveau  $j$  :

$$a_{j+1}^m = \sum_k h_j^{k,l} a_j^k + \sum_l g_j^{m,l} a_j^m$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} l=0 \quad a_{j+1}^0 &= 1 \cdot 4 - 2 \cdot \frac{3}{2} - 2 \cdot -\frac{1}{2} - 2 \cdot -\frac{3}{2} = 5 \\ l=1 \quad a_{j+1}^0 &= 1 \cdot 4 + 2 \cdot \frac{3}{2} + 0 \cdot -\frac{1}{2} + 0 \cdot -\frac{3}{2} = 7 \\ l=2 \quad a_{j+1}^0 &= 1 \cdot 4 + 0 \cdot \frac{3}{2} + 2 \cdot -\frac{1}{2} + 0 \cdot -\frac{3}{2} = 3 \\ l=3 \quad a_{j+1}^0 &= 1 \cdot 4 + 0 \cdot \frac{3}{2} + 0 \cdot -\frac{1}{2} + 2 \cdot -\frac{3}{2} = 1 \end{aligned}$$

pour obtenir finalement le signal reconstruit figure C.3.

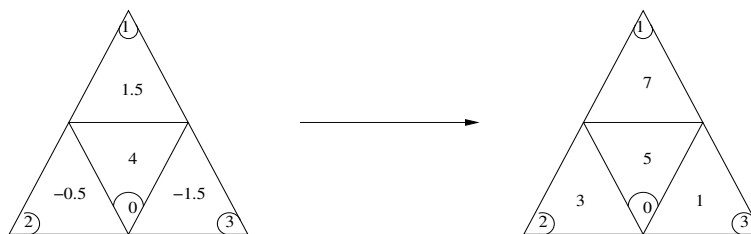


Figure C.3 : Synthèse du signal sphérique

---

# Rayonnement électromagnétique en fréquence d'un dipôle

---

## Sommaire

---

<b>D.1 Formulation fréquentielle générale du rayonnement d'un dipôle élémentaire . . . . .</b>	<b>238</b>
D.1.1 Potentiel vecteur retardé . . . . .	238
D.1.2 Expression générale du champ magnétique $\vec{H}$ . . . . .	239
D.1.3 Expression générale du champ électrique $\vec{E}$ . . . . .	240
<b>D.2 Expression du champ électromagnétique rayonné en 3D . . . . .</b>	<b>241</b>
D.2.1 Fonction de Green 3D . . . . .	241
D.2.2 Champ électromagnétique rayonné en 3D . . . . .	242
D.2.3 Expressions en champ lointain . . . . .	242
<b>D.3 Expression du champ électromagnétique rayonné en 2D . . . . .</b>	<b>242</b>
D.3.1 Fonction de Green 2D . . . . .	242
D.3.2 Champ électromagnétique rayonné en 2D . . . . .	243
D.3.3 Expressions en champ lointain . . . . .	244
<b>D.4 Validation par FDTD du rayonnement électromagnétique en fréquence .</b>	<b>245</b>
D.4.1 Validation 3D . . . . .	246
D.4.2 Validation 2D . . . . .	247

---



## D.1 Formulation fréquentielle générale du rayonnement d'un dipôle élémentaire

### D.1.1 Potentiel vecteur retardé

Considérons un dipôle élémentaire de longueur  $dl$  orienté selon un vecteur  $\vec{v}$  (figure D.1).

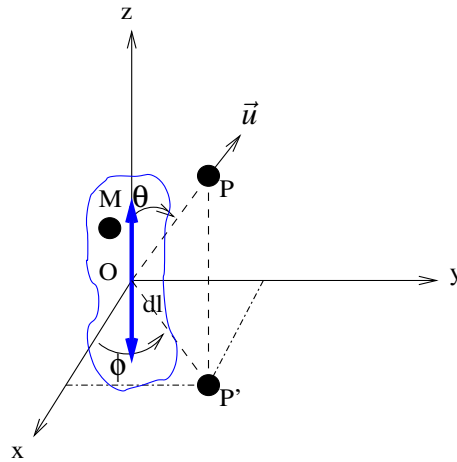


Figure D.1 : Représentation d'un dipôle élémentaire de longueur  $dl$

Le potentiel vecteur  $\vec{A}(P, f_0)$  généré par le dipôle dans la direction  $\vec{u}$  au point P de coordonnées  $(x, y, z)$  et à la fréquence  $f_0$  s'écrit :

$$\vec{A}(P, f_0) = \mu_0 I_0 dl g(r, f_0) \vec{v} \quad (\text{D.1})$$

où :

- $I_0$  est l'amplitude du courant généré à la fréquence  $f_0$ ,
- $r$  est la distance d'observation :  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ ,
- $g(r, f_0)$  est la fonction de Green, différente selon le type de propagation considéré (2D ou 3D).

Nous allons à présent établir une formulation générale en fréquence du rayonnement électromagnétique d'un dipôle élémentaire. Pour alléger les notations, nous noterons abusivement  $\vec{A}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}$  et  $g$  les grandeurs  $\vec{A}(r, f_0)$ ,  $\vec{H}(r, f_0)$ ,  $\vec{E}(r, f_0)$  et  $g(r, f_0)$  calculées au point P et à la fréquence  $f_0$ .

Le repère servant pour les calculs est centré sur l'origine du dipôle. Le vecteur de direction de la propagation sera noté  $\vec{u}$  et s'exprime en coordonnées cartésiennes :

$$\vec{u} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Par ailleurs, quelques relations vectorielles seront utilisées dans les calculs :

$$\vec{\nabla} \wedge (g\vec{v}) = g(\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) + (\vec{\nabla}g) \wedge \vec{v} \quad (\text{D.2})$$

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) = (\vec{\nabla}\vec{u}) \wedge \vec{v} - (\vec{\nabla}\vec{v}) \wedge \vec{u} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \quad (\text{D.3})$$

Dans le système de coordonnées cartésiennes, on aura :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{v} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (\text{D.4})$$

$$\vec{\nabla}g = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} g \quad (\text{D.5})$$

$$\vec{\nabla}\vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (\text{D.6})$$

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} = v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{D.7})$$

### D.1.2 Expression générale du champ magnétique $\vec{H}$

Le champ magnétique  $\vec{H}$  est lié au potentiel vecteur  $\vec{A}$  par la relation :

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = dl I_0 \vec{\nabla} \wedge (g\vec{v}) \quad (\text{D.8})$$

En utilisant la relation D.2, il vient :

$$\vec{H} = dl I_0 \left\{ g(\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) + (\vec{\nabla}g) \wedge \vec{v} \right\} \quad (\text{D.9})$$

Le repère servant pour les calculs est centré sur l'origine du dipôle si bien que le vecteur unitaire d'orientation du dipôle est un vecteur constant ne dépendant pas de  $(x, y, z)$ . Ainsi, le premier terme de l'équation D.9 est nul car  $\vec{\nabla} \wedge \vec{v} = \vec{0}$ . Dans le second terme, la formule D.5 est appliquée en utilisant la règle de dérivation en chaîne des fonctions ( $\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{\partial g}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x}$ ). En remarquant que  $\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r} = u_x$ , on obtient finalement l'expression générale du champ magnétique  $\vec{H}$  suivante :

$$\vec{H} = -dI_0 \frac{\partial g}{\partial r} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (\text{D.10})$$

### D.1.3 Expression générale du champ électrique $\vec{E}$

Le champ électrique  $\vec{E}$  est lié au champ magnétique  $\vec{H}$  par la relation :

$$\vec{E} = \frac{1}{j2\pi f_0 \epsilon_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -\frac{dI_0}{j2\pi f_0 \epsilon_0} \vec{\nabla} \wedge \left( \frac{\partial g}{\partial r} \vec{v} \wedge \vec{u} \right) \quad (\text{D.11})$$

En appliquant la relation D.2 le champ  $\vec{E}$  se réécrit :

$$\vec{E} = -\frac{dI_0}{j2\pi f_0 \epsilon_0} \left\{ \frac{\partial g}{\partial r} (\vec{\nabla} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u})) + \left( \vec{\nabla} \frac{\partial g}{\partial r} \right) \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) \right\} \quad (\text{D.12})$$

Le premier terme fait appel à la relation D.3 dans laquelle les termes  $(\vec{\nabla} \vec{v}) \vec{u}$  et  $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$  sont nuls pour des raisons analogues à celles vues pour le calcul de  $\vec{H}$ . Il ne reste plus qu'à exprimer  $(\vec{\nabla} \vec{u}) \vec{v}$  et  $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}$ .

Après quelques calculs, il vient :

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} \vec{u}) \vec{v} &= \frac{2}{r} \vec{v} \\ (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} &= \frac{1}{r} (\vec{v} - (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u}) \end{aligned}$$

Finalement le premier terme s'écrit :

$$\frac{\partial g}{\partial r} (\vec{\nabla} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u})) = \frac{\partial g}{\partial r} \left\{ \frac{2}{r} \vec{v} - \frac{1}{r} (\vec{v} - (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u}) \right\} = \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial r} (\vec{v} + (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u})$$

Le second terme, pour les mêmes raisons que celles évoquées pour le calcul de  $\vec{H}$  s'écrit :

$$\left(\vec{\nabla} \frac{\partial g}{\partial r}\right) \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) = \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial g}{\partial r}\right) \vec{u}\right) \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) = \frac{\partial^2 g}{\partial r^2} \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u})$$

avec  $\vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) = \vec{v} - (\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}$ . Ainsi, le champ électrique  $\vec{E}$  s'écrit :

$$\vec{E} = -\frac{dI_0}{j2\pi f_0 \epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial r} (\vec{v} + (\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}) + \frac{\partial^2 g}{\partial r^2} (\vec{v} - (\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}) \right\}$$

ou encore

$$\vec{E} = -\frac{dI_0}{j2\pi f_0 \epsilon_0} \{A_1(r)\vec{v} - A_2(r)(\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}\} \quad (\text{D.13})$$

avec

$$A_1(r) = \frac{\partial^2 g}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial r} \quad (\text{D.14})$$

$$A_2(r) = \frac{\partial^2 g}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial r} \quad (\text{D.15})$$

## D.2 Expression du champ électromagnétique rayonné en 3D

### D.2.1 Fonction de Green 3D

La fonction de Green 3D s'écrit :

$$g = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (\text{D.16})$$

où  $k$  est le vecteur d'onde et  $r$  la distance d'observation.

Les dérivées première et seconde par rapport à  $r$  s'expriment en fonction de  $g$  par :

$$\frac{\partial g}{\partial r} = -\frac{1}{r} (1 + jkr) g \quad (\text{D.17})$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial r^2} = \frac{1}{r^2} (2 + 2jkr + (jkr)^2) g \quad (\text{D.18})$$

## D.2.2 Champ électromagnétique rayonné en 3D

Les termes  $A_1(r)$  et  $A_2(r)$  de l'expression générale du champ  $\vec{E}$  deviennent :

$$\begin{aligned} A_1(r) &= \frac{1}{r^2} (1 + jkr + (jkr)^2) g \\ A_2(r) &= \frac{1}{r^2} (3 + 3jkr + (jkr)^2) g \end{aligned}$$

Ainsi, on obtient les expressions des champ  $\vec{H}_{3D}$  et  $\vec{E}_{3D}$  suivantes :

$$\vec{H}_{3D} = \frac{jkdII_0}{4\pi r} e^{-jkr} \left\{ 1 + \frac{1}{jkr} \right\} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (\text{D.19})$$

$$\vec{E}_{3D} = -\frac{jk\eta_0 dII_0}{4\pi r} e^{-jkr} \left\{ \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) + \left[ \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] (\vec{v} - 3(\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}) \right\} \quad (\text{D.20})$$

## D.2.3 Expressions en champ lointain

En champ lointain ( $kr \gg 1$ ), les termes décroissant en  $\frac{1}{r^2}$  et  $\frac{1}{r^3}$  sont éliminés (négligeables) et on obtient les expressions :

$$\vec{H}_{3D_{\text{loin}}} = \frac{jkdII_0}{4\pi r} e^{-jkr} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (\text{D.21})$$

$$\vec{E}_{3D_{\text{loin}}} = -\frac{jk\eta_0 dII_0}{4\pi r} e^{-jkr} \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) \quad (\text{D.22})$$

## D.3 Expression du champ électromagnétique rayonné en 2D

### D.3.1 Fonction de Green 2D

La fonction de Green 2D s'écrit :

$$g = \frac{1}{4j} H_0^2(kr) \quad (\text{D.23})$$

où  $H_0^2(kr)$  est la fonction de Hankel de deuxième espèce d'ordre 0. Cette fonction est liée aux fonctions de Bessel d'ordre 0 de première et deuxième espèce (respectivement  $J_0(kr)$  et  $Y_0(kr)$ ) par la relation :

$$H_0^2(kr) = J_0(kr) - jY_0(kr) \quad (\text{D.24})$$

La fonction  $H_0^2(kr)$  est de la forme  $Z_m(x) = AJ_m(x) + BY_m(x)$  et vérifie les relations de récurrence suivantes :

$$Z_{m+1}(x) = \frac{2m}{x}Z_m(x) - Z_{m-1}(x) \quad (\text{D.25})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z_m(x)}{\partial x} &= -\frac{m}{x}Z_m(x) + Z_{m-1}(x) \\ &= \frac{m}{x}Z_m(x) - Z_{m+1}(x) \end{aligned} \quad (\text{D.26})$$

Ainsi, en utilisant ces relations de récurrence et la règle de dérivation en chaîne des fonctions composées ( $\frac{\partial f}{\partial r} = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial r}$ ), les dérivées première et seconde par rapport à  $r$  s'expriment par :

$$\frac{\partial g}{\partial r} = \frac{jk}{4}H_1^2(kr) \quad (\text{D.27})$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial r^2} = -\frac{jk}{4r}H_1^2(kr) + \frac{jk^2}{4}H_0^2(kr) \quad (\text{D.28})$$

### D.3.2 Champ électromagnétique rayonné en 2D

Les termes  $A_1(r)$  et  $A_2(r)$  de l'expression générale du champ  $\vec{E}$  deviennent :

$$\begin{aligned} A_1(r) &= \frac{jk^2}{4}H_0^2(kr) \\ A_2(r) &= -\frac{jk}{2r}H_1^2(kr) + \frac{jk^2}{4}H_0^2(kr) \end{aligned}$$

En 2D, la dimension selon  $z$  est considérée infinie. Le courant généré par le dipôle ne dépend plus de la longueur du dipôle  $dl$  et les expressions des champs  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$  doivent alors être dénormalisées par  $dl$ .

Ainsi, on obtient les expressions des champ  $\vec{H}_{2D}$  et  $\vec{E}_{2D}$  suivantes :

$$\vec{H}_{2D} = \frac{jkI_0}{4} H_1^2(kr) \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (\text{D.29})$$

$$\vec{E}_{2D} = -\frac{jk\eta_0 I_0}{4} \left\{ -jH_0^2(kr) \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) + \frac{2}{jkr} H_1^2(kr) (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u} \right\} \quad (\text{D.30})$$

### D.3.3 Expressions en champ lointain

En champ lointain, le comportement asymptotique des fonctions de Bessel est le suivant :

$$J_m(x) \xrightarrow{kr \gg 1} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}(2m+1)\right)$$

$$Y_m(x) \xrightarrow{kr \gg 1} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{\pi}{4}(2m+1)\right)$$

Ainsi, le comportement asymptotique de  $H_0^2(kr)$  et  $H_1^2(kr)$  est le suivant :

$$H_0^2(kr) \xrightarrow{kr \gg 1} j \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \frac{e^{-jkr}}{\pi r} \quad (\text{D.31})$$

$$H_1^2(kr) \xrightarrow{kr \gg 1} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \frac{e^{-jkr}}{\pi r} \quad (\text{D.32})$$

En négligeant les termes en  $\frac{1}{r\sqrt{r}}$  dans l'expression du champ  $\vec{E}_{2D}$ , on obtient les expressions du champ lointain 2D :

$$\vec{H}_{2D_{loin}} = \frac{jkI_0}{4} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \frac{e^{-jkr}}{\pi r} \vec{v} \wedge \vec{u} \quad (\text{D.33})$$

$$\vec{E}_{2D_{loin}} = -\frac{jk\eta_0 I_0}{4} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \frac{e^{-jkr}}{\pi r} \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) \quad (\text{D.34})$$

On retrouve bien les relations entre le champ électromagnétique 3D et 2D en zone de champ lointain :

$$\vec{H}_{2D_{loin}} = \frac{1}{dl} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \vec{H}_{3D_{loin}} \quad (D.35)$$

$$\vec{E}_{2D_{loin}} = \frac{1}{dl} \sqrt{\frac{2\pi r}{jk}} \vec{E}_{3D_{loin}} \quad (D.36)$$

## D.4 Validation par FDTD du rayonnement électromagnétique en fréquence

De façon à valider la formulation générale du rayonnement électromagnétique du dipôle élémentaire, des simulations FDTD ont été effectuées en utilisant une source de courant parfaite assimilable à un dipôle de longueur  $dl = \Delta z$  où  $\Delta z$  est le pas spatial en  $z$ . Il s'agit du cas classique de l'étude du rayonnement d'un dipôle orienté selon  $z$ .

Dans ce cas, les expressions des champs électromagnétiques 3D et 2D se simplifient. En effet, si on exprime les vecteurs  $\vec{v}$  et  $\vec{u}$  en coordonnées sphériques, ainsi que le produit scalaire  $\vec{u} \cdot \vec{v}$  et les vecteurs  $\vec{v} \wedge \vec{u}$  et  $\vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u})$ , on a :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{u} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{u} \cdot \vec{v} = \cos \theta \quad \vec{v} \wedge \vec{u} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad \vec{u} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{u}) = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \\ 0 \end{pmatrix}$$

Les expressions des champs électromagnétiques rayonnés deviennent alors, en coordonnées sphériques :

$$\begin{aligned} H_{r_{3D}} &= 0 & E_{r_{3D}} &= \frac{jk\eta_0 dI_0}{2\pi r} e^{-jkr} \cos \theta \left\{ \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right\} \\ H_{\theta_{3D}} &= 0 & E_{\theta_{3D}} &= \frac{jk\eta_0 dI_0}{4\pi r} e^{-jkr} \sin \theta \left\{ 1 + \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right\} \\ H_{\phi_{3D}} &= \frac{jk dI_0}{4\pi r} e^{-jkr} \sin \theta \left\{ 1 + \frac{1}{jkr} \right\} & E_{\phi_{3D}} &= 0 \end{aligned}$$

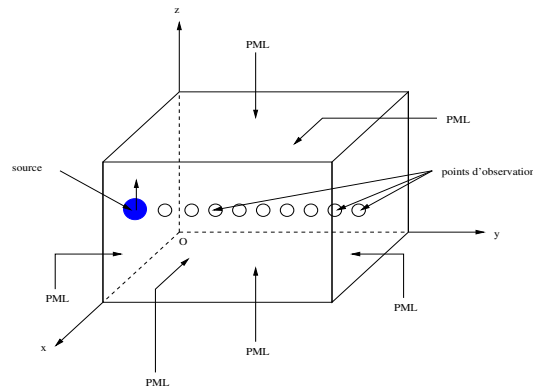


$$\begin{aligned}
 H_{r_{2D}} &= 0 & E_{r_{2D}} &= -\frac{jk\eta_0 I_0}{2} \cos\theta \frac{1}{jkr} H_1^2(kr) \\
 H_{\theta_{2D}} &= 0 & E_{\theta_{2D}} &= \frac{k\eta_0 I_0}{4} \sin\theta H_0^2(kr) \\
 H_{\phi_{2D}} &= \frac{jkI_0}{4} \sin\theta H_1^2(kr) & E_{\phi_{2D}} &= 0
 \end{aligned}$$

De plus, dans l'espace 2D, la propagation se fait dans un plan  $xOy$ , alors  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Ainsi, le terme  $E_{r_{2D}}$  disparaît.

### D.4.1 Validation 3D

Pour simuler la propagation d'un champ rayonné par un dipôle orienté selon  $z$ , une source de courant a été utilisée en FDTD. Le volume de calcul est entouré de PML (couches absorbantes retranscrivant des conditions de propagation en espace libre) et on considère une propagation selon l'axe  $Oy$ , comme le montre la figure D.2.



**Figure D.2 :** Schéma de la simulation FDTD du champ émis par un dipôle élémentaire de longueur  $dl$  dans un volume 3D et dans la direction  $Oy$

Les résultats sont récupérés à la fréquence de 2 GHz et normalisés par le courant généré à la source. Ainsi, tout se passe comme si l'amplitude  $I_0$  est constante et égale à 1 sur toute la bande de fréquence.

La figure D.3 représente respectivement le module et la phase du champ rayonné.

On constate que la formulation 3D est exacte (résultat attendu puisque ces formules de rayonnement sont largement présentées dans la littérature). Ce qui nous intéresse, c'est de pouvoir valider la formulation 2D.

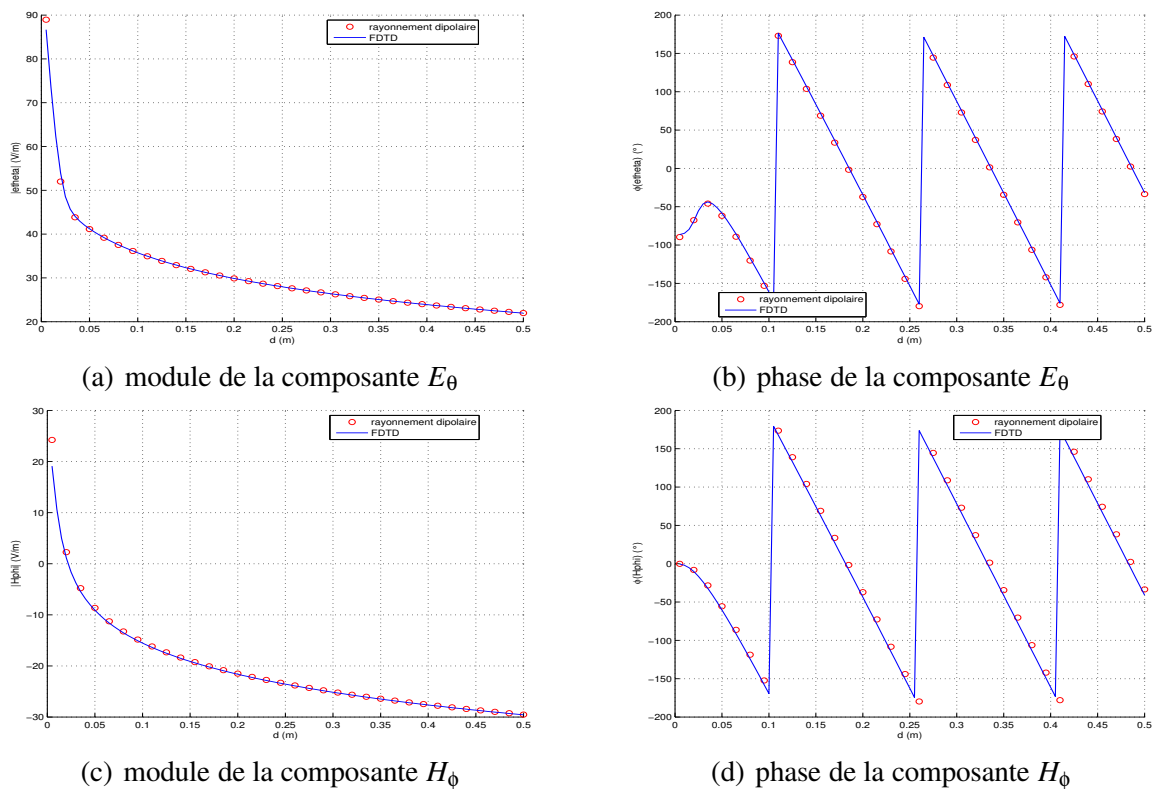


Figure D.3 : Champ électromagnétique rayonné par un dipôle élémentaire : comparaison méthode fréquentielle et FDTD.

### D.4.2 Validation 2D

Pour simuler une propagation 2D dans le plan  $xOy$ , des murs électriques sont disposés selon deux plans  $xOy$  séparés d'une cellule. Ainsi, le champ propagé est confiné dans le plan  $xOy$  (figure D.4). La direction de propagation est choisie, comme pour le cas 3D, selon  $Oy$ .

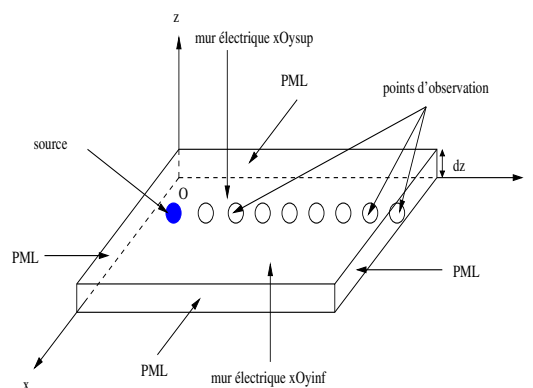
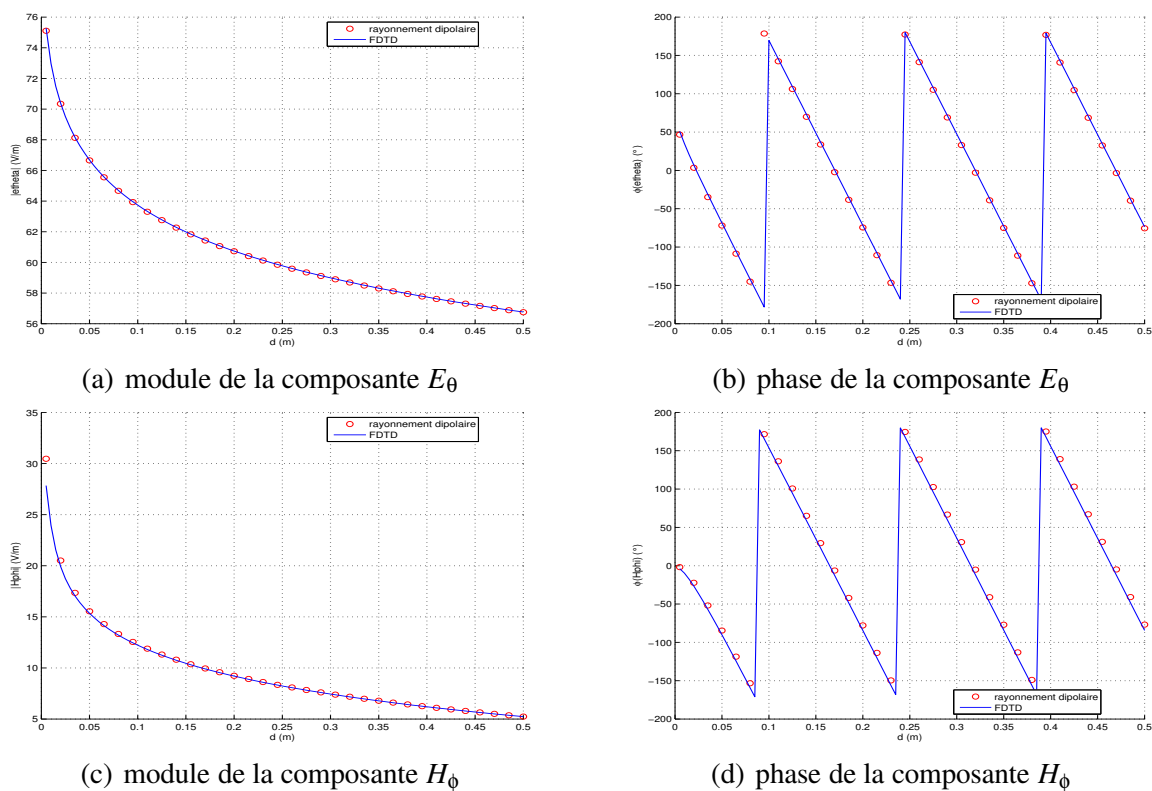


Figure D.4 : Schéma de la simulation FDTD du champ émis par un dipôle élémentaire de longueur  $dl$  dans un volume 2D et dans la direction  $Oy$

La figure D.5 représente respectivement le module et la phase du champ rayonné.



**Figure D.5 :** Champ électromagnétique rayonné par un dipôle élémentaire : comparaison méthode fréquentielle et FDTD.

La formulation fréquentielle 2D est donc elle aussi validée.

# Les antennes

---

## Sommaire

---

<b>E.1</b>	<b>Définition</b> . . . . .	<b>250</b>
<b>E.2</b>	<b>Caractéristiques de rayonnement</b> . . . . .	<b>250</b>
E.2.1	Notions de plan de coupe . . . . .	250
E.2.2	Diagramme de rayonnement . . . . .	252
E.2.3	Gains . . . . .	252
<b>E.3</b>	<b>Les antennes cornets pyramidales</b> . . . . .	<b>254</b>
E.3.1	Les intégrales Cosinus et Sinus de Fresnel . . . . .	254
E.3.2	Calcul de la directivité d'un cornet pyramidal . . . . .	254
E.3.3	Formulation de Schelkunoff . . . . .	256
E.3.3.1	Directivité du cornet sectoral plan E . . . . .	256
E.3.3.2	Directivité du cornet sectoral plan H . . . . .	257
E.3.4	Formulation de Braun . . . . .	257
E.3.4.1	Directivité dans le plan E . . . . .	257
E.3.4.2	Directivité dans le plan H . . . . .	258

---

## E.1 Définition

Une antenne est un dispositif permettant de recevoir et d'émettre les ondes radioélectriques, donc de transformer l'énergie guidée en énergie rayonnée et vice et versa. Ses principaux rôles sont :

- permettre une adaptation correcte entre l'équipement radioélectrique et le milieu de propagation,
- assurer la transmission ou la réception de l'énergie dans des directions privilégiées,
- transmettre le plus fidèlement possible une information.

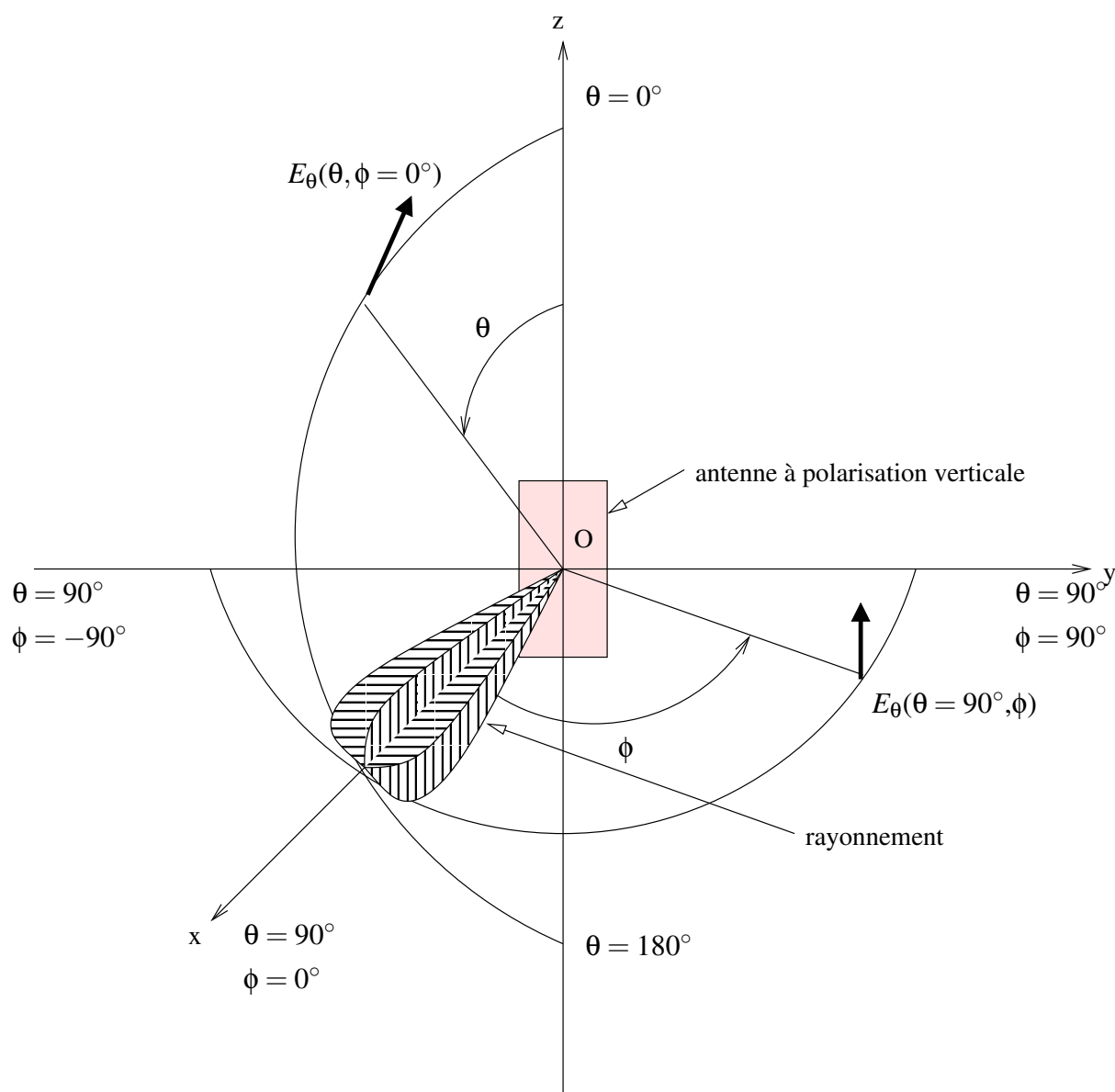
De façon générale, divers paramètres sont utilisés pour décrire les caractéristiques et les performances des antennes. La plupart de ces caractéristiques sont définies à partir de la notion de puissance (absorbée ou rayonnée).

## E.2 Caractéristiques de rayonnement

### E.2.1 Notions de plan de coupe

Pour permettre une caractérisation complète, les caractéristiques de rayonnement devraient être généralement présentées sous la forme d'un graphique en trois dimensions paramétré en fonction de la direction. Toutefois, pour une meilleure visualisation des diagrammes, ceux-ci sont présentés de préférence en série de plans de coupe particuliers fournissant suffisamment d'informations sur le rayonnement. La quantité à représenter étant vectorielle, chacune des intensités des composantes de champ électrique est typiquement montrée en fonction de la direction considérée. A titre d'exemple, supposons qu'une antenne soit polarisée verticalement avec un lobe de rayonnement principal dans la direction  $O_x$ , comme montré sur la figure E.1.

Sur cette figure, le plan  $xOy$  est le plan horizontal. Deux plans de coupe sont suffisants pour caractériser le rayonnement. Dans le plan  $xOy$  ( $\theta = 90^\circ$ ), la composante verticale  $E_\theta$  du champ électrique est tracée en fonction de l'angle d'azimut. Ce diagramme est généralement appelé diagramme du plan  $H$  et peut se désigner par  $E_\theta(\theta = 90^\circ, \phi)$ . Dans le plan  $xOz$  ( $\phi = 0^\circ$ ), la composante  $E_\theta$  de champ électrique est mesurée en fonction de l'angle polaire. Ce diagramme est classiquement appelé diagramme du plan  $E$  et peut se désigner par  $E_\theta(\theta, \phi = 0^\circ)$ . Ces dia-



**Figure E.1 :** Plans de coupe ( $E$  et  $H$ ) caractérisant le rayonnement d'une antenne à polarisation verticale

grammes coupant le lobe principal de rayonnement en deux plans perpendiculaires entre eux, ils fournissent suffisamment d'informations pour caractériser complètement le rayonnement.

Si l'antenne est polarisée horizontalement, avec un lobe principal de rayonnement dans la direction  $Ox$ , les diagrammes sont évalués en fonction des angles  $\theta$  et  $\phi$  dans les mêmes plans que pour l'antenne à polarisation verticale, mais où la composante de champ considérée est désormais la composante selon  $\phi$  (horizontale). Les diagrammes significatifs sont alors identifiés par  $E_\phi(\theta = 90^\circ, \phi)$  et par  $E_\phi(\theta, \phi = 0^\circ)$ .

Dans le cas le plus général, les antennes présentent rarement une seule polarisation de champ.

### E.2.2 Diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement d'une antenne s'obtient à partir du calcul de la densité de puissance rayonnée à grande distance par unité d'angle solide.

A grande distance  $r$  d'une antenne supposée à l'origine du système de référence, l'onde rayonnée est sphérique et présente localement les propriétés d'une onde plane. Dans une direction  $(\theta, \phi)$ , la densité de puissance rayonnée par unité d'angle solide,  $\psi$ , est alors une grandeur indépendante de  $r$ , reliée au champ électrique (en régime harmonique) par la relation :

$$\psi(\theta, \phi) = \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(r, \theta, \phi)|^2 r^2 \quad (\text{E.1})$$

avec  $\eta$  l'impédance d'onde dans le vide.

Ce diagramme, indépendant de la puissance d'alimentation de l'aérien, caractérise donc la répartition dans l'espace de la puissance rayonnée à grande distance.

### E.2.3 Gains

Le gain d'une antenne est une mesure importante de ses performances au sein d'un système. Il se définit comme le rapport de l'intensité maximum de rayonnement obtenue au sommet du lobe principal sur l'intensité de rayonnement dans la même direction qui serait produite pour une source électromagnétique isotrope alimentée par la même puissance d'entrée.

D'une façon générale, la fonction de gain, qui décrit la variation de puissance rayonnée en fonction de l'angle pour une antenne localisée à l'origine du référentiel, est définie par la relation E.2.

$$G(\theta, \phi) = \frac{\psi(\theta, \phi)}{\frac{P}{4\pi}} \quad (\text{E.2})$$

avec  $\psi(\theta, \phi)$  la densité de puissance rayonnée par unité d'angle solide dans la direction  $(\theta, \phi)$  et  $P$  la puissance de référence.

La figure E.2 représente les trois puissances de référence possibles.

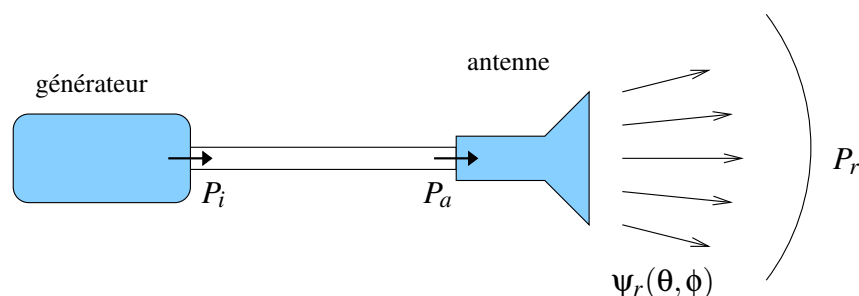


Figure E.2 : Puissance de référence

$P_i$  est la puissance incidente,  $P_a$  la puissance acceptée par l'antenne et  $P_r$  la puissance totale rayonnée.

Selon le choix de la puissance de normalisation  $P$ , trois définitions du gain sont communément utilisées :

- Si  $P = P_r$  (puissance totale rayonnée), on parlera de directivité de l'antenne : cette grandeur mesure la capacité de l'antenne à concentrer l'énergie dans une direction donnée, sans tenir compte d'aucunes pertes ;
- Si  $P = P_a$  (puissance acceptée par l'antenne), on parlera de gain intrinsèque de l'antenne : cette définition de gain ne prend pas en compte les pertes par désadaptation ;
- Si  $P = P_i$  (puissance incidente), on parlera de gain réalisé : sa valeur prend en compte l'ensemble des pertes de l'antenne, désadaptation comprise. C'est cette valeur de gain (gain d'antenne) qui est communément utilisée dans les mesures puisque généralement les mesures sont réalisées en tenant compte des pertes.

Ces trois définitions de gain sont liées entre elles par la relation E.3 :

$$G_r(\theta, \phi) = (1 - |\rho|^2)G_a(\theta, \phi) = e(1 - |\rho|^2)D(\theta, \phi) \quad (\text{E.3})$$

avec  $e$  l'efficacité de rayonnement de l'antenne définie par  $e = \frac{P_r}{P_a}$  et  $|\rho|^2$  le coefficient de réflexion en puissance.

Le graphe de la figure E.3 permet d'obtenir aisément les relations entre ces gains.



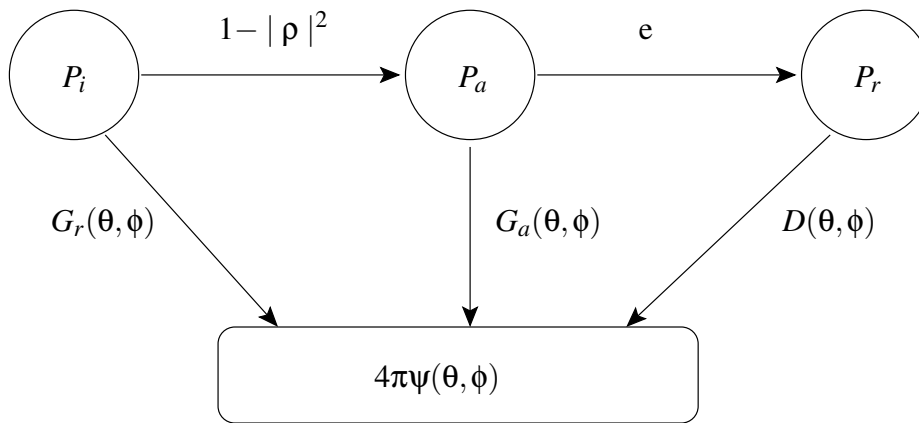


Figure E.3 : Correspondance entre les paramètres de gain

## E.3 Les antennes cornets pyramidales

### E.3.1 Les intégrales Cosinus et Sinus de Fresnel

Les intégrales de Fresnel d'ordre 1, encore appelées Cosinus et Sinus intégrales, sont utilisées dans le calcul de la directivité des antennes cornets pyramidales. Elles s'expriment par :

$$C_1(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) d\tau \quad (\text{E.4})$$

$$S_1(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) d\tau \quad (\text{E.5})$$

Le tableau E.1 regroupe les valeurs de ces intégrales pour  $x \in [0, 5.2]$ .

### E.3.2 Calcul de la directivité d'un cornet pyramidal

L'antenne cornet pyramidale est constituée d'un guide d'onde de section  $a_1 * b_1$  prolongé par un cornet de section plus grande  $a * b$  (figure E.4).

La structure du cornet va imposer une directivité dépendant de ces paramètres ainsi que de l'angle d'ouverture de l'antenne cornet. Cette directivité peut se décomposer en la directivité de cornet sectoriel dans le plan E et celle du cornet sectoriel dans le plan H. Elle s'exprime alors par la relation suivante :

$X$	$C(X)$	$S(X)$	$X$	$C(X)$	$S(X)$
0.0	0.00000	0.00000	2.7	0.39249	0.45292
0.1	0.10000	0.00052	2.8	0.46749	0.39153
0.2	0.19992	0.00419	2.9	0.56237	0.41014
0.3	0.29940	0.01412	3.0	0.60572	0.49631
0.4	0.39748	0.03336	3.1	0.56160	0.58181
0.5	0.49234	0.06473	3.2	0.46632	0.59335
0.6	0.58110	0.11054	3.3	0.40570	0.51929
0.7	0.65965	0.17214	3.4	0.43849	0.42965
0.8	0.72284	0.24934	3.5	0.53257	0.41525
0.9	0.76482	0.33978	3.6	0.58795	0.49231
1.0	0.77989	0.43826	3.7	0.54195	0.57498
1.1	0.76381	0.53650	3.8	0.44810	0.56562
1.2	0.71544	0.62340	3.9	0.42233	0.47521
1.3	0.63855	0.68633	4.0	0.49842	0.42052
1.4	0.54310	0.71353	4.1	0.57369	0.47580
1.5	0.44526	0.69751	4.2	0.54172	0.56320
1.6	0.36546	0.63889	4.3	0.44944	0.55400
1.7	0.32383	0.54920	4.4	0.43833	0.46227
1.8	0.33363	0.45094	4.5	0.52602	0.43427
1.9	0.39447	0.37335	4.6	0.56724	0.51619
2.0	0.48825	0.34342	4.7	0.49143	0.56715
2.1	0.58156	0.37427	4.8	0.43380	0.49675
2.2	0.63629	0.45570	4.9	0.50016	0.43507
2.3	0.62656	0.55315	5.0	0.56363	0.49919
2.4	0.55496	0.61969	5.1	0.49979	0.56239
2.5	0.45742	0.61918	5.2	0.43889	0.49688
2.6	0.38894	0.54999			

Tableau E.1 : Table des intégrales cosinus et sinus de Fresnel

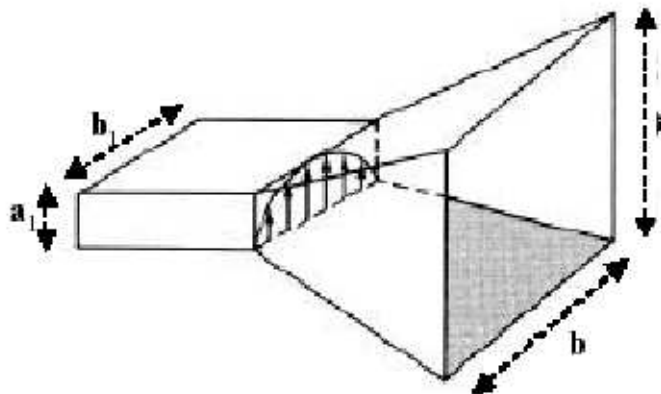


Figure E.4 : Cornet pyramidal

$$D_p = \frac{\pi\lambda^2}{32a_1b_1} D_E D_H \quad (\text{E.6})$$

Schelkunoff et Braun ont proposé des formulations pour calculer les directivités dans les plans E et H, dépendant des différents paramètres des antennes cornets pyramidaux. Elles sont présentées ci-dessous.

### E.3.3 Formulation de Schelkunoff

La formulation de Schelkunoff repose sur l'utilisation des intégrales de Fresnel pour le calcul des directivités dans les plans E et H.

#### E.3.3.1 Directivité du cornet sectoral plan E

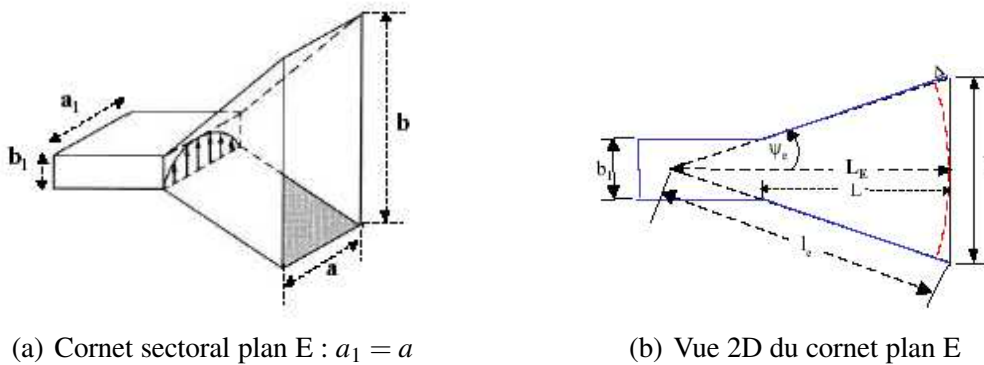
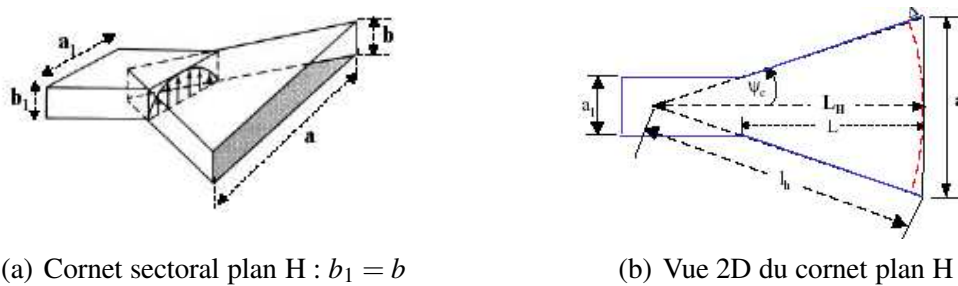


Figure E.5 : Représentation d'un cornet sectoral dans le plan E.

Schelkunoff a montré que la directivité  $D_E$  dans le plan E est liée aux différents paramètres du cornet par la relation E.7 :

$$D_E = \frac{64a_1L_E}{\pi\lambda b} \left[ C^2 \left( \frac{b}{\sqrt{2\lambda L_E}} \right) + S^2 \left( \frac{b}{\sqrt{2\lambda L_E}} \right) \right] \quad (\text{E.7})$$

où  $C$  et  $S$  représentent respectivement le Cosinus Intégral et le Sinus Intégral de Fresnel.

(a) Cornet sectoral plan H :  $b_1 = b$ 

(b) Vue 2D du cornet plan H

**Figure E.6 :** Représentation d'un cornet sectoral dans le plan H.

### E.3.3.2 Directivité du cornet sectoral plan H

De façon analogue à la directivité dans le plan E, Schelkunoff a montré que la directivité  $D_H$  dans le plan H est liée aux différents paramètres du cornet par la relation E.8 :

$$D_H = \frac{4\pi b_1 L_H}{\lambda a} ([C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2) \quad (\text{E.8})$$

$$\text{avec } u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{\sqrt{\lambda L_H}}{a} + \frac{a}{\sqrt{\lambda L_H}} \right) \text{ et } v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{\sqrt{\lambda L_H}}{a} - \frac{a}{\sqrt{\lambda L_H}} \right).$$

## E.3.4 Formulation de Braun

Braun a utilisé des fonctions représentatives de la variation de la directivité en fonction des grandeurs caractéristiques des cornets.

### E.3.4.1 Directivité dans le plan E

La directivité dans le plan E est donnée par :

$$D_E = \frac{a_1}{\lambda} \frac{F_E}{\sqrt{\frac{50\lambda}{l_e}}} \quad (\text{E.9})$$

où le paramètre  $F_E$  est lié à une grandeur  $B = \frac{b}{\lambda} \sqrt{\frac{50\lambda}{l_e}}$  par la courbe donnée figure E.7.

Si  $B < 2$  alors l'approximation suivante est utilisée pour la valeur de  $F_E$  :  $F_E = \frac{32}{\pi} B$ .

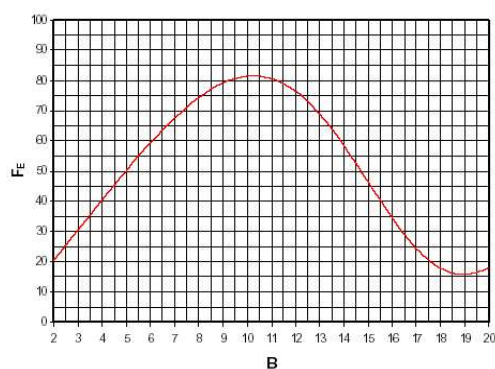


Figure E.7 : Courbe donnant la valeur de  $F_E$  en fonction de  $B$

### E.3.4.2 Directivité dans le plan H

De la même façon, la directivité dans le plan H est donnée par :

$$D_H = \frac{b_1}{\lambda} \frac{F_H}{\sqrt{\frac{50\lambda}{l_h}}} \quad (\text{E.10})$$

où le paramètre  $F_H$  est lié à une grandeur  $A = \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{50\lambda}{l_h}}$  par la courbe donnée figure E.8.

Si  $A < 2$  alors l'approximation suivante est utilisée pour la valeur de  $F_H$  :  $F_H = \frac{32}{\pi} A$ .

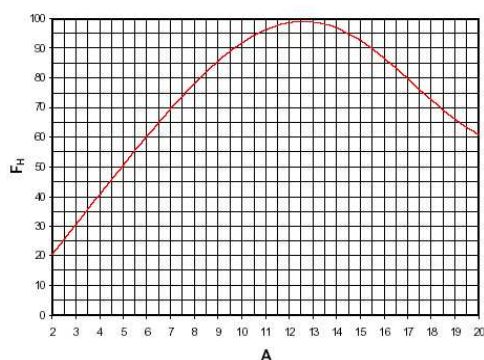


Figure E.8 : Courbe donnant la valeur de  $F_H$  en fonction de  $A$

---

---

## Bibliographie

---

- [1] J. Parsons. *The Mobile Radio Propagation Channel*. Pentech Press, 1992.
- [2] P. A. Bello. Characterization of Randomly Time-Variant Linear Channels. *IEEE Transactions on Communication Systems*, volume 11 :pages 360–393, Décembre 1963.
- [3] W. Y. C. Lee. *Mobile Communications Design Fundamentals*. Wiley Series in telecommunications, New York, 1993.
- [4] M. F. Iskander and Z. Y. Yun. Propagation Prediction Models for Wireless Communication Systems. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, volume 50(3) :pages 662–673, Mars 2002.
- [5] W. Y. C. Lee. *Mobile Cellular Telecommunications Systems*. New York : McGraw-Hill, 1989.
- [6] Y. Okumura, E. Ohmori, T. Kawano, and K. Fukuda. Field Strength Variability in VHF and UHF Land Mobile Service. *Review Electrical Communication Laboratory*, volume 16(9-10) :pages 825–873, Octobre 1968.
- [7] COST 231 Final Report. Digital Mobile Radio Towards Future Generation Systems. Rapport Technique, COST, 1999.
- [8] G. L. Turin, F. F. Clapp, T. L. Johnston, S. B. Fine, and D. Lavry. A Statistical Model of Urban Multipath Propagation. *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, volume 21 :pages 1–9, Février 1972.

- [9] H. Suzuki. A Statistical Model for Urban Radio Propagation. *IEEE Transactions on Communication*, volume 25 :pages 673–680, Juillet 1977.
- [10] A. A. M. Saleh and R. A. Valenzuela. A Statistical Model for Indoor Multipath Propagation. *IEEE Journal on Select Areas Communications*, volume 5 :pages 128–137, Février 1987.
- [11] M. Kline. An Asymptotic Solution of Maxwell's Equations. In *Communications Pure Applicative Mathematics*, volume 4, pages 225–262, 1951.
- [12] J. Vandamme. *Modélisation des Perturbations Engendrées par la Présence d'Obstacles sur la Propagation des Ondes Hyperfréquences en Milieu Urbain*. thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, Mai 1996.
- [13] F. Escarieu, R. Vauzelle, and Y. Pousset. Modélisation d'Obstacles Diffractants de Formes Complexes tels que le Coin et la Pointe. Rapport Technique, Délégation Générale de L'Armement, Centre d'Etude de Gramat, Novembre 2000.
- [14] F. Escarieu. *Etude de la Propagation dans les Milieux Indoor (intérieur des bâtiments) autour de 2 GHz*. thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2002.
- [15] J. B. Keller. Geometrical Theory of Diffraction. *J. Opt. Soc. Amer*, volume 52 :pages 116–130, 1962.
- [16] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak. A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface. *Proceedings of the IEEE*, volume 62(11) :pages 1448–1461, Novembre 1974.
- [17] R. J. Luebbers. A Heuristic UTD Slope Diffraction Coefficient for Rough Lossy Wedges. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 37(2) :pages 206–211, Février 1989.
- [18] R.F. Harrington. *Field Computation by Moment Method*. Krieger Publishing Co., 1982.
- [19] J. M. Song and W. C. Chew. Fast Multipole Method Solution of Combined Field Integral Equation. *11th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics, California*, volume 1 :pages 629–636, Mars 1995.
- [20] C. Guiffaut. *Contribution à la Méthode FDTD pour l'Etude d'Antennes et de la Diffraction d'Objets Enfouis*. thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2000.

- [21] K.S. Yee. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 14 :pages 302–307, 1966.
- [22] A. Taflove. *Computational Electrodynamics, The Finite Difference Time Domain Method*. Artech House, 1995.
- [23] R. Holland and L. Simpson. A Free Field EMP Coupling and Scattering Code. *IEEE Transaction on Nuclear Sciences*, volume 6 :pages 2416–2421, 1977.
- [24] B. Engquist and A. Majda. Absorbing Boundary Conditions for Wave-Like Equations. In *Communications Pure Applicative Mathematics*, volume 23, pages 707–725, 1980.
- [25] R. Higdon. Absorbing Boundary Conditions for Difference Approximation to the Multi-dimensional Wave Equation. *Mathematics of Computation*, volume 47 :pages 437–459, 1986.
- [26] J-P. Bérenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Computational Physics*, volume 114 :pages 185–200, Janvier 1994.
- [27] J-P. Bérenger. A Perfectly Matched Layer for the FDTD Solution of Wave-Structure Interaction Problems. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 44 :pages 1–8, Janvier 1996.
- [28] P. Persson and L. Josefsson. Calculating the Mutual Coupling Between Apertures on a Convex Circular Cylinder Using a Hybrid UTD-MoM Method. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 49(4) :pages 672–677, Avril 2001.
- [29] D.H. Han, A.C. Polycarpou, and C.A. Balanis. FEM-Based Hybrid Methods for the Analysis of Antennas on Electrically Large Structures. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, pages pages 59–62, 2000.
- [30] O. Civi, P.H. Pathak, H.T. Chou, and P. Nepa. Extension to a Hybrid UTD-MoM Approach for the Efficient Analysis of Radiation / Scattering from Tapered Array Distributions. In *IEEE Transactions on Antennas and Propagation Symposium*, volume 3, pages 70–73, 2000.
- [31] O. Civi, V.B. Erturk, P.H. Pathak, and al. A Hybrid UTD-MoM Approach for the Efficient Analysis of Radiation / Scattering from Large, Printed Finite Phased Array. In *IEEE Transactions on Antennas and Propagation Symposium*, volume 2, pages 806–809, 2001.



- [32] Y. Wang, S.K. Chaudhuri, and S. Safavi-Naeini. A Hybrid Technique Based on Combining Ray-Tracing and FDTD Methods for Site-Specific Modeling of Indoor Radio Wave Propagation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 48(5) :pages 743–754, Mai 2000.
- [33] Y. Wang, S.K. Chaudhuri, and S. Safavi-Naeini. An FDTD / Ray-Tracing Analysis Method for Wave Penetration Through Inhomogeneous Walls. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 50(11) :pages 1598–1604, Novembre 2002.
- [34] Z. Zhang, R.K. Sorensen, Z. Yun, and al. A Ray-Tracing Approach for Indoor / Outdoor Propagation Through Window Structures. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 50(5) :pages 742–748, Mai 2002.
- [35] XLIM-OSA. *Guide d'utilisation de TRIDIMO, logiciel de simulation électromagnétique par FDTD*, Mai 2003.
- [36] M. Picket-May, A. Taflove, and J. Baron. FDTD Modeling of Digital Signal Propagation in 3D Circuits with Passive and Active Loads. *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*, volume 42 :pages 1514–1523, 1994.
- [37] R. Luebbers and H. Langdon. A Simple Feed Model that Reduces Time Steps Needed for FDTD Antenna and Microstrip Calculations. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 44(7) :pages 1514–1523, Juillet 1996.
- [38] P. Zhao, A. Räisänen, and R. Cvetkovic. A Fast and Efficient FDTD Algorithm for the Analysis of Planar Microstrip Discontinuities by Using a Simple Source Excitation Scheme. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, volume 5(10) :pages 341–343, Octobre 1998.
- [39] R. Luebbers and K. Kunz. *The Finite Difference Time Domain for Electromagnetics*. CRC press, 1993.
- [40] Umashankar and A. Taflove. A Novel Method to Analyse Electromagnetic Scattering of Complex Objects. *IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility*, volume 24 :pages 397–405, 1982.
- [41] C. Baum. *Toward an Engineering of Electromagnetic Scattering*. Academic press, 1972.

- [42] J.P. Seaux. *Etude de la Susceptibilité aux Parasites Electromagnétiques Transitoires des Antennes Plaquées Utilisées dans le Domaine Spatial*. thèse de doctorat, Université de Limoges, Faculté des Sciences, Octobre 2003.
- [43] C.M. Furse and O.P. Gandhi. Why The DFT is Faster than the FFT for FDTD Time-to-Frequency Domain Conversions. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, volume 5(10) :pages 326–328, Décembre 1995.
- [44] R. Luebbers, K. Kunz, M. Schneider, and F. Hunsberger. A Finite Difference Time Domain Near Zone to Far Zone Transformation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 39(4) :pages 429–433, Avril 1991.
- [45] S. Laybros and P.F. Combes. On Radiating-Zone Boundaries of Short,  $\frac{\lambda}{2}$ , and  $\lambda$  Dipoles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 46(5) :pages 53–64, Octobre 2004.
- [46] B. Cabral, N. Max, and R. Springmeyer. Bidirectional Reflection Functions from Surface Bump Maps. In *Proceedings of Computer Graphics*, volume 21, pages 273–281, 1987.
- [47] R.J. Allard and D.H. Werner. The Model-Based Parameter Estimation of Antenna Radiation Patterns Using Windowed Interpolation and Spherical Harmonics. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 51(8) :pages 1891–1906, Août 2003.
- [48] G. Borzi. Trigonometric Approximations for the Computation of Radar Cross Sections. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, volume 52(6) :pages 1596–1602, Juillet 2004.
- [49] S.H. Westin, J.R. Arvo, and K.E. Torrance. Predicting Reflectance Functions For Complex Surfaces. In *Proceedings of Computer Graphics*, volume 26, pages 255–264, Juillet 1992.
- [50] J.T. Kajiya and B.P. Von Herzen. Ray Tracing Volume Densities. In *Proceedings of Computer Graphics*, volume 18, pages 165–174, Juillet 1984.
- [51] F. Sillion, J.R. Arvo, S.H. Westin, and D.P. Greenberg. A Global Illumination Solution For General Reflectance Distributions. In *Proceedings of Computer Graphics*, volume 25, pages 187–196, Juillet 1991.
- [52] P.R. Wallance. *Mathematical Analysis of Physical Problems*. Dover Publications, 1984.
- [53] P. Schröder and W. Sweldens. Spherical Wavelets : Efficiently Representing Functions on the Sphere. In *Proceedings of Computer Graphics*, volume 29, pages 161–172, 1995.

- [54] J.S. Gondek, G.W. Meyer, and J.G. Newman. Wavelength Dependant Reflectance Functions. In *Proceedings of Computer Graphics*, volume 6, pages 213–220, Juillet 1994.
- [55] L. Claustres. *Modélisation de la Fonction de Distribution de la Réflectance Bidirectionnelle par Ondelettes pour le Rendu Physiquement Réaliste*. thèse de doctorat, Université de Toulouse 3, IRIT - ONERA, 2003.
- [56] I. Daubechies. *Ten Lectures on Wavelets*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 1992.
- [57] Y. Pousset, R. Vauzelle, L. Aveneau, and M. Mériaux. Characterization of The Mobile Channel by a 3D UTD Propagation Model. In *Physics in Signal and Image Processing, Marseille*.
- [58] F. Escarieu, Y. Pousset, R. Vauzelle, and L. Aveneau. Outdoor and Indoor Channel Characterization by A Simulation Software. In *IEEE Symposium on Personal Indoor and Mobile Radio Communication, San Diego*.
- [59] L. Aveneau, Y. Pousset, R. Vauzelle, and M. Mériaux. Development and Evaluations of Physical and Computer Optimizations for the UTD 3D Model. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Avril 2000.
- [60] L. Aveneau and P. Combeau. Path Finding based on Monte Carlo techniques compared with a full ray-tracing approach in narrow and wide bands. In *IEEE Vehicular Technology and Communication, Milan*, Mai 2004.
- [61] L. Pecastaing. *Conception et Réalisation d'un Système de Génération d'Impulsions Haute Tension Ultra Brèves. Application aux Radars Large Bande*. thèse de doctorat, Université de Pau, LGE, 2001.
- [62] UIT. Multipath Propagation and Settings of its Characteristics. Rapport Technique Doc3/BL/2-F, UIT, Mars 1999.
- [63] L. Boithias. *Propagation des Ondes Radioélectriques dans l'Environnement Terrestre*. Dunod, 1983.
- [64] C. L. Hong, I. J. Wassel, G. E. Athanasiadou, and S. Greaves. Wideband Tapped Delay Line Channel Model at 3.5 GHz for Broadband Fixed Wireless Access System as a Function of Subscriber Antenna Height in Suburban Environement. In *The fourth International*

- Conference on Information, Communications and Signal Processing (ICICS-PCM 2003)*, pages 15–18, Nanyang technological university, Singapore, Décembre 2003.
- [65] M. Ammar. *Détection Multi-Utilisateurs pour l'UMTS*. thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Juin 2002.
- [66] J. Proakis. *Digital Communications*. MacGraw-Hill, New-York, 3<sup>ième</sup> édition, 1995.
- [67] G. Baudoin and M. Villegas. *Radiocommunications Numériques*, volume Tome 1. Dunod, 2002.
- [68] R. Prasad. *Universal Wireless Personal Communications*. Artech House Publishers, 1998.
- [69] ITU. *Guidelines for Evaluations of Radio Transmission Technologies for IMT-2000*, 1997.
- [70] C. Guiffaut. *Contribution à la Méthode FDTD pour l'Etude d'Antennes et de la Diffraction d'Objets Enfouis, annexe 3*. thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2000.
- [71] U. Oguz and L. Gürel. Interpolation Techniques to Improve the Accuracy of the Plane Wave Excitations in the Finite Difference Time Domain Method. *Radio Science*, volume 32(6) :pages 2189–2199, Décembre 1997.
- [72] C. Guiffaut et K. Mahdjoubi. A Perfectly Matched Plane Wave Injector (PMPWI) for FDTD Method. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Juin 2000.
- [73] F.B. Hildebrand. *Introduction to Numerical Analysis*. Dover Publication, 1974.
- [74] W. Sweldens. The Lifting Scheme : A Construction of Second Generation Wavelets. *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, volume 29(2) :pages 511–546, 1998.



---

---

## *Liste des Figures*

---

1.1	Propagation par trajets multiples . . . . .	19
1.2	Diagramme de Bello . . . . .	20
1.3	Définition des paramètres liés à la propagation d'une onde . . . . .	28
1.4	Orientation positive des différents champs décomposés en composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence . . . . .	30
1.5	Décomposition de l'espace en trois zones : cas de la diffraction par un objet parfaitement conducteur . . . . .	33
1.6	Représentation des angles intervenant dans le calcul du coefficient de diffraction de Keller . . . . .	34
1.7	Technique du Lancer de Rayons . . . . .	36
1.8	Technique du Tracé de Rayons . . . . .	37
1.9	Schéma numérique pour la mise à jour de la composante $E_z$ . . . . .	42
1.10	Schéma numérique 3D de Yee . . . . .	43
2.1	Allures temporelle (2.1(a)) et fréquentielle (2.1(b)) d'une gaussienne ( $Att_0 = 40$ dB, $Att_{Fmax} = 20$ dB, $T = 0.483e^{-10}$ s et $t_0 = 1.04e^{-9}$ s) . . . . .	56
2.2	Réponses temporelle (2.2(a)) et fréquentielle (2.2(b)) de l'impulsion sinogaussienne, pour deux valeurs de bande spectrale $\Delta f$ ( $\Delta f_1 = 2$ GHz, $\Delta f_2 = 4$ GHz, $Att_{Fmax} = 20$ dB, $Att_0 = 40$ dB) . . . . .	58
2.3	Zones de calcul pour la diffraction d'une onde plane sur une structure . . . . .	59

2.4	Principe d'équivalence avec une surface fermée de Huygens . . . . .	60
2.5	Repère en coordonnées sphériques . . . . .	61
2.6	Polarisation des vecteurs champ $E^{inc}$ et $H^{inc}$ . . . . .	61
2.7	Zones de champ . . . . .	63
2.8	Principe de calcul du champ lointain à partir de l'intégration des courants sur une surface de Huygens $Sh$ . . . . .	65
2.9	Décomposition de l'espace en trois zones : cas de la diffraction par un objet parfaitement conducteur . . . . .	69
2.10	Schéma explicatif lié à la zone de correction de la matrice de diffraction . . . . .	69
2.11	Représentation de la matrice de diffraction $D_{  }$ correspondant à un cube métallique de taille $\frac{\lambda}{3}$ illuminé par une onde TM d'incidence $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ . . . . .	70
2.12	Définition des angles d'observation dans le plan $\theta_o = 90^\circ$ . . . . .	71
2.13	principe de la méthode hybride . . . . .	72
2.14	Principe de calcul des champs électromagnétiques en un point P par la méthode hybride . . . . .	73
2.15	Représentation de la source ponctuelle de courant . . . . .	74
2.16	Principe de la simulation de la réflexion d'une onde électromagnétique par un plan de masse . . . . .	78
2.17	Champ total reçu à une distance $d_{obs} = 15 \lambda$ du plan de masse pour le cas d'une onde TM émise à 200 MHz : deux courbes correspondant à la méthode hybride et FDTD . . . . .	79
2.18	Synoptique de la simulation de la diffraction d'une onde électromagnétique par une plaque métallique de longueur $\lambda$ . . . . .	80
2.19	Représentation du champ total reçu sur un cercle de rayon $\lambda$ pour la modélisation de la propagation en espace libre à 2 GHz en présence d'une plaque métallique de dimension $\lambda$ : méthode hybride . . . . .	80
2.20	Représentation du champ total obtenu par les 3 méthodes Tracé de rayons, FDTD, hybride . . . . .	81
2.21	Synoptique de la simulation de la diffraction d'une onde électromagnétique par une plaque métallique de longueur variable . . . . .	82

2.22	Comparaison des champs lointains et exacts pour une plaque métallique de longueur variable . . . . .	83
3.1	matrice de diffraction d'un cube métallique de taille $\frac{\lambda}{3}$ à 2 GHz pour un angle d'incidence $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ . . . . .	90
3.2	Module du champ diffracté normalisé : matrice non compressée (3.2(a)) et reconstruite pour 3 niveaux de décomposition (3.2(b) 3.2(c) 3.2(d)). . . . .	90
3.3	Comparaison des matrices de diffraction non compressées et reconstruites (3 niveaux) dans le plan $\theta_o = 90^\circ$ . . . . .	91
3.4	Comparaison des matrices de diffraction non compressées et reconstruites (3 niveaux) dans le plan $\phi_o = 90^\circ$ . . . . .	91
3.5	Subdivision du demi-octahèdre aux niveaux 0,1,2. . . . .	94
3.6	Décomposition au niveau 3 et 4 du module du champ diffracté normalisé par un cube métallique de taille $\frac{\lambda}{3}$ à 2 GHz pour un angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ). . . . .	96
3.7	comparaison des signaux initiaux et reconstruits dans les plans $\theta_o = 90^\circ$ et $\phi_o = 90^\circ$ , en fonction du niveau de subdivision choisi. . . . .	97
3.8	Synoptique du simulateur de canal . . . . .	102
3.9	Exemple de données pour la définition d'environnements indoor . . . . .	102
3.10	Interface du simulateur de canal . . . . .	104
3.11	Principe de la méthode hybride . . . . .	106
3.12	Synoptique du module de calcul "hybridation" . . . . .	106
3.13	Orientation d'un Hobjet dans le repère fixe de CRT . . . . .	107
3.14	Trajets Emetteur - Récepteur sans objet . . . . .	109
3.15	Trajets Emetteur - Centre objet . . . . .	110
3.16	Trajets Centre objet - Récepteur . . . . .	111
3.17	Ensemble des trajets . . . . .	111
4.1	Représentation d'un dipôle élémentaire de longueur $dl$ . . . . .	118
4.2	Schéma de calcul des distances de champ lointain à l'émission et à la réception	121
4.3	Schéma de calcul de la distance de Fraunhöffer . . . . .	121



4.4	Evolution de la distance de champ lointain à l'émission en fonction de la dimension maximale de l'objet diffractant . . . . .	123
4.5	Schéma de calcul du champ rayonné dans l'axe $Oy$ par un réseau de deux dipôles dans le plan $xOz$ . . . . .	124
4.6	Evolution de la distance de champ lointain à la réception en fonction de la dimension maximale de l'objet diffractant . . . . .	125
4.7	Principe du calcul de la composante de champ $E_\theta$ . . . . .	126
4.8	Module de la composante $E_\theta$ calculé par la formulation exacte et en champ lointain, en fonction de la distance d'observation . . . . .	126
4.9	Schéma de calcul du champ rayonné dans l'axe $Oy$ par un réseau de quatre dipôles dans le plan $xOz$ . . . . .	128
4.10	Module de la composante $E_\theta$ simulé par la formulation exacte (FDTD) et par la méthode hybride (champ lointain), en fonction de la distance d'observation . . .	128
4.11	Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par une structure carrée métallique de taille $5\text{ cm } (\frac{\lambda}{3}) : d_{source} = 2\lambda$ . . . . .	130
4.12	Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par une structure carrée métallique de taille $5\text{ cm } (\frac{\lambda}{3}) : d_{source} = 6\lambda$ . . . . .	131
4.13	Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par une structure carrée métallique de taille $5\text{ cm } (\frac{\lambda}{3}) : d_{source} = 10\lambda$ . . . . .	131
4.14	Schéma de calcul du champ en zone d'ombre pour différentes positions de la source . . . . .	133
4.15	Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par un cube métallique de taille $\frac{\lambda}{3}$ pour un angle d'incidence $(\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ)$ et différentes positions de source. . . . .	133
4.16	Méthodologie des simulations . . . . .	134
4.17	Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par un cube métallique de taille variable : angle d'incidence $(\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ)$ et $d_{source} = 20\lambda$ . . . . .	135
4.18	Diffraction d'une onde EM à 2 GHz par un cube métallique de taille variable : angle d'incidence $(\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ)$ et $d_{source} = 20\lambda$ . . . . .	136

4.19	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure étudiée et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence normale (4.19(a)) et d'incidence oblique (4.19(b)) à la fréquence 2 GHz. . . . .	137
4.20	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure à l'étude et de l'angle d'observation : cas une onde TM d'incidence oblique à la fréquence 2 GHz, à la distance d'observation de $2\lambda$ (4.20(a)) et $10\lambda$ (4.20(b)). . . . .	138
4.21	Structures métalliques de plus grand côté $\lambda$ à 2 GHz . . . . .	139
4.22	Angles d'illumination des structures étudiées . . . . .	139
4.23	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du type de structure à l'étude et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence normale (4.23(a)) et oblique (4.23(b)) à la fréquence 2 GHz. . . . .	140
4.24	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du type de structure à l'étude et de l'angle d'observation pour une onde TM d'incidence oblique ( $315^\circ$ ) à la fréquence 2 GHz et à deux distances d'observation $d_1 = 2\lambda$ (4.24(a)) et $d_2 = 10\lambda$ (4.24(b)). . . . .	141
4.25	Angles d'illumination des structures étudiées . . . . .	143
4.26	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du matériau des structures à l'étude et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence oblique ( $45^\circ$ ) à la fréquence 2 GHz. . . . .	143
4.27	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction du matériau des structures à l'étude et de l'angle d'observation pour une onde TM d'incidence oblique ( $45^\circ$ ) à la fréquence 2 GHz. . . . .	144
4.28	Méthodologie des simulations . . . . .	146
4.29	Diffraction d'une onde EM à 5 GHz par un cube métallique de taille 5 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ), $d_{source} = 20\lambda$ et $d_{obs} = \lambda$ . . . . .	146
4.30	Diffraction d'une onde EM à 5 GHz par un cube métallique de taille 5 cm ( $\sim \lambda$ ) : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ), $d_{source} = 20\lambda$ et $d_{obs} = 5\lambda$ . . . . .	147

4.31	Diffraction d'une onde EM à 5 GHz par un cube métallique de taille $\lambda$ : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et $d_{source} = 20\lambda$ . . . . .	148
4.32	simulation d'une propagation à 5 GHz en présence d'un cube métallique de côté 5 cm ( $\sim \lambda$ ) . . . . .	149
4.33	Diffraction d'une onde EM par un cube métallique de 5 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et $d_{source} = 20\lambda$ . . . . .	150
4.34	Diffraction d'une onde EM par un cube métallique de 12 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et $d_{source} = 20\lambda$ . . . . .	150
4.35	Diffraction d'une onde EM par un cube diélectrique de 5 cm : angle d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 45^\circ$ ) et $d_{source} = 20\lambda$ . . . . .	151
4.36	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure étudiée, du matériau et de la distance d'observation : cas d'une onde TM d'incidence oblique ( $45^\circ$ ). . . . .	152
4.37	Erreur de modélisation liée à la méthode hybride par rapport à la FDTD en fonction de la taille de la structure étudiée et de l'angle d'observation : cas d'une onde TM d'incidence oblique ( $45^\circ$ ). . . . .	153
5.1	Analyseurs de réseaux vectoriels utilisés pour les mesures en chambre anéchoïde (a) et en chambre réverbérante (b) . . . . .	160
5.2	Antenne cornet pyramidale utilisée pour les mesures en réception : (a) photo de l'antenne cornet pyramidale ; (b) dimensions de la section du guide et du cornet . . . . .	160
5.3	Caractéristiques de gain des antennes utilisées pour les mesures en fonction de la fréquence : (a) antenne émettrice ; (b) antenne réceptrice . . . . .	161
5.4	Illustrations des structures utilisées . . . . .	162
5.5	Module du coefficient de diffraction VV pour chaque structure : onde TM d'incidence ( $\theta_i = 90^\circ, \phi_i = 90^\circ$ ) à 2.4 GHz . . . . .	163
5.6	Présentation de la chambre anéchoïde . . . . .	164
5.7	Protocole des mesures effectuées dans la chambre anéchoïde . . . . .	165
5.8	Calcul de la distance entre les antennes en fonction de $\phi$ . . . . .	165
5.9	Protocole des mesures effectuées dans la chambre anéchoïde . . . . .	167
5.10	Module du coefficient de diffraction d'un cube métallique de côté 12 cm mesuré et simulé à 2.4 GHz, en fonction de la polarisation . . . . .	168

5.11	Module du coefficient de diffraction d'un cube métallique de côté 12 cm mesuré et simulé à 5 GHz, en fonction de la polarisation . . . . .	168
5.12	Module du coefficient de diffraction d'un ordinateur portable mesuré et simulé à 2.4 GHz, en fonction de la polarisation . . . . .	170
5.13	Module du coefficient de diffraction d'un ordinateur portable mesuré et simulé à 5 GHz en polarisation VV . . . . .	171
5.14	Photo d'une partie de l'environnement de propagation utilisé pour les mesures : la chambre réverbérante du laboratoire XLIM . . . . .	174
5.15	Configurations des mesures effectuées dans la CRBM . . . . .	174
5.16	Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant un cube métallique de côté 12 cm et pour un émetteur placé selon la configuration 1 . . . . .	176
5.17	Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant un ordinateur portable et pour un émetteur placé selon la configuration 1 . . . . .	179
5.18	Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant une chaise et pour un émetteur placé selon la configuration 1 . . . . .	182
5.19	Zone de couverture, à 2.4 GHz, de la CRBM contenant un bureau et pour un émetteur placé selon la configuration 1 . . . . .	184
5.20	Domaines de validité des méthodes hybride et Tracé de Rayons, en fonction des dimensions des objets étudiés dans l'environnement de propagation choisi (CRBM) . . . . .	188
6.1	Configurations des simulations effectuées . . . . .	193
6.2	Représentation schématique de l'environnement indoor utilisé pour les simulations . . . . .	196
6.3	Comparaison des réponses impulsionnelles d'une liaison point à point à la fréquence 2.4 GHz en fonction de l'objet considéré : (6.3(a)) : ordinateur portable ; (6.3(b)) : chaise ; (6.3(c)) : bureau. . . . .	197
6.4	Synoptique de la transmission implémentée dans une configuration mono-utilisateur . . . . .	200
6.5	Réponse impulsionnelle normalisée du canal <i>Indoor A</i> . . . . .	202
6.6	Influence de la prise en compte d'un objet particulier sur l'évolution du TEB . . . . .	203
6.7	Influence de la prise en compte d'un objet particulier sur le TEB à un SBR=8 dB . . . . .	205

A.1	Calcul de la dérivée en $x_0$ . . . . .	218
A.2	Schéma numérique 3D de Yee . . . . .	219
B.1	Représentation de la source de courant . . . . .	224
B.2	Principe d'équivalence avec une surface fermée de Huygens . . . . .	226
B.3	Position des courants circulant sur les surfaces de Huygens . . . . .	227
B.4	règle 1D pour le calcul du champ incident . . . . .	230
B.5	Injection du champ incident en un point M de la boîte de Huygens . . . . .	231
C.1	Signal sphérique original . . . . .	235
C.2	Analyse du signal sphérique . . . . .	236
C.3	Synthèse du signal sphérique . . . . .	236
D.1	Représentation d'un dipôle élémentaire de longueur $dl$ . . . . .	238
D.2	Schéma de la simulation FDTD du champ émis par un dipôle élémentaire de longueur $dl$ dans un volume 3D et dans la direction $Oy$ . . . . .	246
D.3	Champ électromagnétique rayonné par un dipôle élémentaire : comparaison méthode fréquentielle et FDTD. . . . .	247
D.4	Schéma de la simulation FDTD du champ émis par un dipôle élémentaire de longueur $dl$ dans un volume 2D et dans la direction $Oy$ . . . . .	247
D.5	Champ électromagnétique rayonné par un dipôle élémentaire : comparaison méthode fréquentielle et FDTD. . . . .	248
E.1	Plans de coupe (E et H) caractérisant le rayonnement d'une antenne à polarisation verticale . . . . .	251
E.2	Puissance de référence . . . . .	253
E.3	Correspondance entre les paramètres de gain . . . . .	254
E.4	Cornet pyramidal . . . . .	255
E.5	Représentation d'un cornet sectoral dans le plan E. . . . .	256
E.6	Représentation d'un cornet sectoral dans le plan H. . . . .	257
E.7	Courbe donnant la valeur de $F_E$ en fonction de $B$ . . . . .	258
E.8	Courbe donnant la valeur de $F_H$ en fonction de $A$ . . . . .	258

---

---

## *Liste des Tableaux*

---

1.1	Erreur sur la phase pour une propagation sur une longueur d'onde . . . . .	45
3.1	Taille (en Mo) des fichiers de coefficients représentant une matrice de diffraction en fonction du nombre de coefficients et du pas angulaire choisis. . . . .	92
3.2	Taux (%) de compression en fonction du nombre de coefficients et du pas angulaire choisis. . . . .	92
3.3	choix du niveau de subdivision de la sphère en fonction du pas angulaire . . . . .	95
3.4	Taux (%) de compression et erreur moyenne relative sur les parties réelles et imaginaires en fonction du seuillage des coefficients d'ondelettes. . . . .	99
3.5	Tableau d'erreurs relatives moyennes d'estimation du module et de la phase du signal reconstruit . . . . .	100
4.1	Tableau d'erreurs entre la méthode rigoureuse et la méthode hybride (ondes planes) à la distance de champ lointain déterminée analytiquement . . . . .	127
4.2	Tableau d'erreurs entre la méthode rigoureuse et la méthode hybride (ondes planes) à la distance de champ lointain déterminée analytiquement . . . . .	129
4.3	distance en longueurs d'onde à partir de laquelle la méthode hybride est valide, en fonction de la taille et du type de structure (à la fréquence de 2 GHz) . . . . .	142
4.4	distance en longueurs d'onde à partir de laquelle les conditions de champ lointain sont respectées, en fonction de la taille de la structure . . . . .	154

---

5.1	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1 . . . . .	177
5.2	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2 . . . . .	177
5.3	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3 . . . . .	177
5.4	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1 . . . . .	180
5.5	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2 . . . . .	180
5.6	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3 . . . . .	181
5.7	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1 . . . . .	183
5.8	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2 . . . . .	183
5.9	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3 . . . . .	183
5.10	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 1 . . . . .	185
5.11	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 2 . . . . .	185
5.12	Comparaison des champs électriques simulés par Tracé de Rayons et méthode hybride et mesuré dans la configuration 3 . . . . .	185
6.1	Ecart relatif (%) dûs à la non prise en compte de différents cubes dans la simulation de la propagation . . . . .	194
6.2	Valeurs du diamètre du premier ellipsoïde de Fresnel (en mètres), en fonction des caractéristiques de la simulation . . . . .	195
6.3	Propriétés électriques du béton et du plâtre . . . . .	197
E.1	Table des intégrales cosinus et sinus de Fresnel . . . . .	255

# Publications et communications relatives à ce travail

## Conférences internationales avec actes et comité de lecture

---

1. VTC 2006 "Hybrid FDTD/UTD indoor channel modeling. Application to Wifi transmission systems."  
S. REYNAUD, Y. COCHERIL, R. VAUZELLE, C. GUIFFAUT, A. REINEIX  
64<sup>th</sup> IEEE Vehicular Technology Conference.  
Montréal (Canada), 25-28 Septembre 2006.
2. ECWT 2006 "On the validity domain of a hybrid FDTD/UTD method for indoor channel modeling."  
S. REYNAUD, Y. COCHERIL, A. REINEIX, R. VAUZELLE, C. GUIFFAUT  
9<sup>th</sup> European Conference on Wireless Technology.  
Manchester (Royaume Uni), 10-12 Septembre 2006.
3. ECWT 2005 "Influence of an accurate environment description for the indoor propagation channel modeling."  
S. REYNAUD, Y. COCHERIL, R. VAUZELLE, A. REINEIX, L. AVENEAU, C. GUIFFAUT  
8<sup>th</sup> European Conference on Wireless Technology.  
Paris (France), 3-4 Octobre 2005.
4. ECWT 2004 "Modeling indoor propagation using an indirect hybrid method combining the UTD and the FDTD methods."  
S. REYNAUD, C. GUIFFAUT, A. REINEIX, R. VAUZELLE  
Proceedings des 7<sup>th</sup> European Conference on Wireless Technology.  
Amsterdam (Pays-Bas), 11-12 Octobre 2004.

## Conférences nationales avec actes et comité de lecture

---

5. JNM 2005 "Hybridation TUD / Matrice de diffraction pour la modélisation de la propagation indoor."  
S. REYNAUD, C. GUIFFAUT, R. VAUZELLE, L. AVENEAU, A. REINEIX  
Actes des 14<sup>eme</sup> Journées Nationales Micro-Ondes  
Nantes (France), 11-12-13 Mai 2005.
6. JSCNFRS 2005 "Influence d'une description fine de l'environnement sur le canal de propagation indoor."  
S. REYNAUD, Y. COCHERIL, R. VAUZELLE, A. REINEIX, L. AVENEAU, M. KHOUDEIR, C. GUIFFAUT  
Actes des 2<sup>eme</sup> Journées Scientifiques du Comité Nationale Français de Radioélectricité Scientifique  
Paris (France), 24-25 Février 2005.





## **Résumé**

De nos jours, un intérêt croissant est porté aux applications large bande telles que les réseaux sans fil (WLANs) car les services multimédia actuels nécessitent des débits de plus en plus importants et donc une plus large bande. Ces besoins en bande passante impliquent une montée en fréquence importante. A de telles fréquences et dans un contexte de propagation indoor, certains objets jusqu'alors négligés dans la modélisation du canal de propagation (objets de forme complexes et/ou de l'ordre de la longueur d'onde), peuvent perturber la transmission des signaux. Récemment, les techniques de tracé de rayons, associées à la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD), sont apparues comme étant les techniques les plus utilisées pour prédire le comportement du canal large bande. En effet, ces méthodes asymptotiques sont rapides et non limitées en fréquence. Cependant, dans un environnement de propagation indoor, cette démarche de rayons est insuffisante pour modéliser la diffraction par des objets de forme complexe et de petite taille devant la longueur d'onde. Pour de telles structures, les méthodes rigoureuses telles que la FDTD sont bien adaptées. Cependant, ces méthodes sont limitées en fréquence. Ce sujet de thèse consiste en l'élaboration d'une méthode hybride, combinant les avantages des méthodes TUD et FDTD. Les techniques de tracé de rayons seront utilisées pour modéliser la propagation dans les pièces et bâtiments comportant des objets canoniques grands devant la longueur d'onde. Le mobilier de petite taille et de forme complexe sera modélisé par FDTD. Le but final est de déterminer jusqu'à quel niveau de détail il faut descendre dans la prise en compte de l'environnement pour avoir une bonne représentation électromagnétique de la scène étudiée. De façon globale, ce sujet entre dans la thématique de l'évaluation de l'intérêt d'une modélisation déterministe du canal de propagation dans la simulation système.

**Mots clés : modélisation du canal de propagation indoor, matrice de diffraction, ondes planes, Tracé de Rayons, champ lointain, TUD, FDTD**

## **Abstract**

Nowadays, an increasing interest is devoted to wide-band applications like Wireless Local Area Networks (WLANs), because the present multimedia services require more high bit rate and thus large bandwidth. These needs in bandwidth involve important rise in frequency. At such frequencies and in an indoor propagation context, several objects neglected in the channel modelisation (objects of wavelength size or with complex shapes), can disturb signal transmission. Recently, ray tracing techniques (RT), associated to the Uniform Theory of Diffraction (UTD), have emerged as the dominant techniques to predict the wide-band channel behaviour. Indeed, these asymptotic methods are fast and not limited in frequency. However, dealing with INDOOR propagation, this classical approach is not sufficient to model object of wavelength size or with complex shapes. For these structures, rigorous methods like the FDTD, consisting in solving Maxwell's equations in discrete time domain, are well-suitable. This subject deals with the elaboration of a hybrid method, combining the advantages of the UTD and the FDTD methods. On the one hand, the RT technique is used to model the wave propagation in rooms and buildings including large objects compared to wavelength. On the other hand, the furniture with small size or complex shape will be modeled by FDTD. The final goal is to determine which accuracy level of description of the environment we have to choose to get a good electromagnetic representation of the studied scene. In global terms, this subject deals with the bringing of a deterministic channel modelisation in systems' simulations.

**Key words : indoor radiowave propagation modeling, scattering matrix, plane waves, Ray Tracing, far-field, UTD, FDTD**