



Modélisation électromagnétique in virtuo. Application aux problèmes de propagation en milieux complexes pour les systèmes de télécommunication

Sylvain Chenu

► To cite this version:

Sylvain Chenu. Modélisation électromagnétique in virtuo. Application aux problèmes de propagation en milieux complexes pour les systèmes de télécommunication. Modélisation et simulation. Télécom Bretagne, Université de Bretagne Occidentale, 2011. Français. NNT: . tel-00646992

HAL Id: tel-00646992

<https://theses.hal.science/tel-00646992>

Submitted on 1 Dec 2011

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

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

Sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

Télécom Bretagne

En habilitation conjointe avec l'Université de Bretagne Occidentale

École Doctorale – SICMA

**Modélisation électromagnétique *in virtuo*.
Application aux problèmes de propagation en milieux complexes
pour les systèmes de télécommunication.**

Thèse de Doctorat

Mention : Sciences et Physiques pour l'Ingénieur

Présentée par **Sylvain CHENU**

Département : Micro-Ondes

Laboratoire : Laboratoire en Sciences et Technologies de l'Information, de la Communication et
de la Connaissance (Lab-STICC), Pôle Micro-Ondes et Matériaux (MOM)
à Télécom Bretagne

Soutenue le 11 janvier 2011

devant le jury composé de :

M. Jacques Tisseau	Professeur à l'ENIB, CERV	Président
M. Fabien Ndagijimana	Professeur à l'Université Joseph Fourier	Rapporteur
M. Raphaël Gillard	Professeur à l'IETR, INSA Rennes	Rapporteur
M. Jean-Hugues Barthélémy	Docteur en épistémologie et directeur des Cahiers Simondon – MSH Paris-Nord	Examineur
M. Marc Parenthoën	Maître de Conférences à l'ENIB, CERV	Examineur
M. Michel Ney	Professeur à Télécom Bretagne	Directeur de thèse

À mes parents

Remerciements

Une thèse est une aventure à laquelle de nombreuses personnes participent et sans qui il serait vain d'avancer. En ce sens, c'est une aventure à la fois personnelle, collective et humaine. De par leur présence, leur écoute et leurs questionnements, ces personnes permettent et rendent possible un travail scientifique cohérent.

Aussi, une thèse est le fruit d'un effort et d'une volonté collective pour rechercher et développer toujours de nouvelles solutions à de nouveaux problèmes.

Ce travail s'est déroulé dans un premier temps au Pôle Micro-Ondes et Matériaux (MOM) du Laboratoire en Sciences et Technologie de l'Information, de la Communication et de la Connaissance (Lab-STICC) sur le site de Télécom Bretagne. À ce titre, je souhaite remercier le département Micro-Ondes (MO), son responsable passé Michel Résibois et son responsable actuel Patrice Pajusco pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Aussi, je remercie le Centre Européen de Réalité Virtuelle (CERV) de m'avoir ouvert ses portes et accueilli pendant une bonne partie de cette thèse. À ce titre, je tiens à remercier particulièrement Jacques Tisseau, professeur, directeur de l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB) et fondateur du CERV ainsi que Pierre Chevaillier, maître de conférences HDR et directeur du CERV, pour leur accueil chaleureux.

Je remercie également le Pôle de Recherche Avancée en Communication (Pracom) et son responsable du développement, Patrick Adde, pour m'avoir accordé un financement sur ces trois années passées (déjà!).

Je suis sensible à l'honneur que m'a fait Jacques Tisseau d'accepter de présider le jury de cette thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Fabien Ndagijimana, professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble, et à Raphaël Gillard, professeur à l'IETR – INSA Rennes, pour avoir été rapporteurs de cette thèse. Ils constituent une garantie importante de la qualité de ce travail dans la mesure où ce sont des spécialistes reconnus du domaine des hyperfréquences et des méthodes de modélisation électromagnétique. Aussi, leurs remarques ont contribué à la qualité de ce document.

Je remercie vivement Jean-Hugues Barthélémy, docteur en épistémologie et histoire des sciences et techniques, directeur des Cahiers Simondon et directeur de séminaire à la MSH Paris-Nord pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse ; et nous avoir apporté ses réflexions sur la pensée et la place de l'énaction en tant que méthodologie pour la modélisation des systèmes complexes.

Remerciements

Je remercie Michel Ney, professeur à Télécom Bretagne et directeur de cette thèse. Il a su me faire confiance et me laisser jouir d'une grande indépendance tout en étant présent pour clarifier certains points délicats et où ses explications se sont toujours avérées d'une grande clarté et d'un grand intérêt.

Je souhaite remercier Sandrick Le Maguer, maître de conférences HDR, pour sa perspicacité et la clairvoyance de ses idées sur le sujet de cette thèse. Pour la petite histoire, ce sujet est issu de travaux réalisés par Marc Parenthoën sur l'animation phénoménologique d'un modèle de mer virtuelle, IPAS, et développé au CERV. Sandrick a su initier cette aventure, trouver des partisans et fédérer une équipe autour de cette thématique. Je regrette simplement son départ « anticipé » vers de nouvelles aventures ; littéraires et philosophiques, *in terra cognita*.

Je tiens à remercier tout particulièrement Marc Parenthoën, maître de conférences à l'ENIB, pour qui j'ai beaucoup d'estime ; d'une part pour avoir pris la relève de l'encadrement de cette thèse, ce qui n'était pas chose aisée, mais aussi et surtout pour ses qualités d'encadrement. Aussi, cela m'a permis de découvrir et d'intégrer le CERV. Je le remercie vivement pour son investissement personnel et l'intérêt qu'il a porté sur ce travail ; tant du point de vue scientifique que des relations humaines et notamment sur la qualité pédagogique de son enseignement, la patience dont il fait preuve et sa curiosité insatiable pour de nouveaux domaines. Il a su être présent sur les points épineux en trouvant les mots justes et pertinents pour passer du « complexe au simple » : *Pourquoi faire simple quand on peut faire compliqué ?*

Je souhaite également remercier les personnes qui ont participé au développement du « code générique » basé sur ARéVi et sur lequel je me suis appuyé pour développer mon propre code ; ceci m'a considérablement « simplifié » le travail si je puis m'exprimer ainsi. À ce titre, je tiens à remercier tout particulièrement Benjamin Buin alors élève à l'ENIB. Ces travaux et notamment le code qui a été développé ont nécessité un gros travail informatique tant sur l'apprentissage du langage que sur l'utilisation et la maîtrise de la bibliothèque ARéVi, ainsi que sur le code générique en lui-même. Les résultats des travaux présentés dans ce mémoire ne sont, d'une certaine manière, que la partie visible d'un « iceberg de codage » : *Au labeur passé à coder et à debugger !*

J'adresse mes remerciements à l'ensemble du personnel du département MO et du CERV ; et particulièrement à leur secrétaire respective Marie-Christine Botorel et Nicole Bouteiller pour leur gentillesse et aussi pour m'avoir facilité la vie administrative.

Je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble des doctorants et ami(e)s de Télécom Bretagne, de l'UBO et du CERV pour les moments agréables passés en leur compagnie et leurs contributions au fait que ce travail fut également une belle aventure humaine.

Enfin, je souhaite remercier l'ensemble des personnes qui ont pu et su contribuer de près ou de loin à la bonne entreprise de ces travaux ; mais aussi à cette aventure de tous les jours en apportant chacun et chacune à leur façon, que ce soit par leur soutien, leur amitié, leur attachement, à m'avoir apporté de la joie et de la bonne humeur ; et pour d'autres de m'avoir tout simplement supporté. Je vous laisse le soin cher lecteur, chère lectrice, de vous reconnaître dans ces quelques lignes.

À cette aventure brestoise, à terre comme en mer.

Veillez trouver dans ces remerciements le témoignage de ma sincère reconnaissance. Il ne me reste plus qu'à vous souhaiter bonne lecture en espérant que ce mémoire trouve un écho auprès de vous.

Bonne lecture

Table des matières

Liste des figures	3
Liste des tableaux	5
Introduction générale	7
Contexte	7
Organisation du mémoire	10
I État de l’art des méthodes de modélisation électromagnétiques	13
Introduction	15
1 Analyse d’un problème	17
1.1 Formulation	18
1.2 Domaine d’analyse	18
1.2.1 Les méthodes fréquentielles	19
1.2.2 Les méthodes temporelles	19
1.3 Les équations de l’électromagnétisme	19
1.3.1 Les équations de Maxwell sous forme <i>locale</i> ou <i>différentielle</i>	20
1.3.2 Les équations de Maxwell sous forme <i>globale</i> ou <i>intégrale</i>	20
1.4 Méthodes de résolution	21
2 Méthodes rigoureuses	23
2.1 Les équations intégrales – la méthode des moments (MoM)	24
2.2 La forme variationnelle – la méthode des éléments finis (FEM)	26
2.3 Les équations différentielles – la méthode des différences finies (FD)	27
2.4 La décomposition en ondes locales – la méthode des lignes de transmission (TLM)	29
2.5 Les méthodes pseudo-analytiques	30
3 Méthodes asymptotiques	31
3.1 Méthodes basées sur les champs – Théories et approches géométriques	32
3.1.1 Optique géométrique (GO)	32
3.1.2 Théorie géométrique de la diffraction (GTD)	34

3.1.3	Théorie uniforme de la diffraction (UTD)	36
3.1.4	Théorie incrémentale de la diffraction (ITD)	37
3.2	Méthodes basées sur les courants – Théories et approches physiques . . .	38
3.2.1	Optique physique (PO)	38
3.2.2	Théorie physique de la diffraction (PTD)	39
3.2.3	Méthode des courants équivalents (ECM)	40
3.2.4	Théorie spectrale de la diffraction (STD)	41
3.3	Les méthodes de lancer de <i>rayons</i>	42
3.3.1	Le lancer de rayons	42
3.3.2	Le lancer de faisceaux gaussiens	44
3.3.3	Le lancer hybride	45
4	Méthodes Hybrides	47
4.1	Couplages des méthodes rigoureuses	48
4.2	Couplages des méthodes asymptotiques	49
4.3	Couplages des méthodes rigoureuses/asymptotiques	49
	Conclusion	53
	Références	55
II	Modélisation physique de phénomènes électromagnétiques par une approche multi-agents	63
	Introduction	65
5	La méthode de modelisation énaactive	67
5.1	Les systèmes multi-agents	67
5.2	La méthode énaactive	69
5.3	Application aux systèmes électromagnétiques	71
5.3.1	Les entités	72
5.3.2	Les interactions	73
5.3.3	Les instruments de « mesure »	74
5.4	Exemples de scénarios	74
6	Les entités	75
6.1	Les ondes électromagnétiques	75
6.1.1	L'onde monochromatique	76
6.1.2	Le paquet d'ondes	76
6.1.3	Dualité temps-fréquence, le principe d'incertitude	77
6.1.4	Le modèle du paquet d'onde(s) en tant qu'entité <i>onde électroma- gnétique</i>	79
6.2	Modèles géométriques des ondes électromagnétiques	81
6.2.1	La propagation des ondes	81
6.2.2	Les équations de propagation des ondes	81
6.2.3	Solutions des équations de propagation des ondes	82

6.2.4	Modèle 1D	83
6.2.5	Modèle 2D	84
6.2.6	Modèle 3D	85
6.2.7	Perception et autonomie des ondes électromagnétiques	86
6.3	Les milieux électromagnétiques	87
6.3.1	Les milieux sans pertes	88
6.3.2	Les milieux à pertes	88
6.3.3	Relation de dispersion	89
6.3.4	Vitesse de phase	90
6.3.5	Impédance complexe du milieu	91
6.3.6	Indice complexe du milieu	91
6.4	Modèles géométriques des milieux électromagnétiques	92
6.4.1	Les boîtes et les lames	92
6.4.2	Les cavités	92
6.4.3	L'environnement	93
6.5	Les instruments de « mesure »	94
7	Les interactions	95
7.1	La propagation des champs électromagnétiques	95
7.2	La réflexion des champs électromagnétiques	97
7.3	La réfraction des champs électromagnétiques	98
7.4	La diffraction des champs électromagnétiques	99
7.4.1	Le coefficient de diffraction	101
7.4.2	La fonction de transition	103
7.5	La polarisation	104
7.5.1	Propriétés et paramètres de polarisation	105
7.5.2	La polarisation linéaire	105
7.5.3	La polarisation circulaire	106
7.5.4	La polarisation elliptique	107
7.6	Interactions avec les instruments de « mesure »	107
8	Organisation du modèle éactif d'un environnement électromagnétique	109
8.1	Le temps de la simulation	109
8.2	L'ordonnancement des activités	109
8.3	Le gestionnaire des entités	111
8.4	Déroulement de la simulation	111
	Conclusion	115
	Références	117
III	Expérimentations électromagnétiques <i>in virtuo</i>	119
	Introduction	121

9	Modèle unidimensionnel (1D)	123
9.1	Adéquation du modèle 1D	123
9.2	Validation du modèle électromagnétique par la simulation	125
9.2.1	Coefficients de réflexion et de transmission d'une lame diélectrique	125
9.2.2	Coefficients de réflexion et de transmission d'une couche de diélectriques	128
9.2.3	Coefficient de réflexion d'une lame métallique à pertes	129
9.2.4	Résonance des modes d'une cavité	134
9.3	En avant vers la complexité	136
10	Modèle bidimensionnel (2D)	137
10.1	Adéquation du modèle 2D	137
10.2	Adéquation de la polarisation d'une onde	139
10.3	Carte de champ électromagnétique	141
10.3.1	Formulation des différences notables entre notre modèle et <i>WinpropTM</i>	141
10.3.2	Champ électromagnétique rayonné par une source	141
10.3.3	Paramétrage des modèles de type urbain	143
10.4	Validation du modèle électromagnétique par la simulation	144
10.4.1	Environnement constitué d'un objet métallique parfait	144
10.4.2	Environnement constitué de deux objets métalliques parfaits . . .	145
10.4.3	Environnement constitué d'une multitude d'objets métalliques parfaits	146
10.4.4	Environnement constitué d'un objet diélectrique	147
10.4.5	Résonance des modes d'une cavité	148
	Conclusion	153
	Conclusion générale	155
	Bilan	155
	Perspectives	156
	Annexes	160
	Annexe A – Définition des entités électromagnétiques	161
	A-1 : Le modèle de l'entité 1D	161
	A-2 : Relation entre les paramètres de l'impulsion et ceux de son spectre . . .	162
	A-3 : Le modèle de l'entité 2D	167
	Annexe B – Spectre d'un sinus modulé par une gaussienne	169
	B-1 : Expression d'un sinus modulé par une gaussienne.	169
	B-2 : Transformée de Fourier d'un sinus modulé par une gaussienne.	170
	Annexe C – Décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes	173
	C-1 : Le paquet d'onde	173
	C-2 : Le paquet d'ondes	174

C-2 : Méthode de décomposition spectrale	174
Annexe D – Coefficients de réflexion et transmission théoriques d’une simple lame diélectrique	185
D-1 : Coefficient de réflexion	186
D-2 : Coefficient de transmission	187
Annexe E – Plan du modèle d’environnement urbain constitué d’une multitude d’objets métalliques	189
Références	193
Index	204
Resumé	209
Abstract	210

Liste des figures

1.1	Définition des surfaces, volumes et contours d'intégration des équations de Maxwell sous forme intégrale.	21
2.1	Exemple de fonctions de base de type sous-domaine (définies sur $\Delta\Omega$) et approximation de la solution correspondante sur le domaine Ω	25
2.2	Exemple d'éléments finis nodaux 2D (triangle) et 3D (tétraèdre).	27
2.3	Cellule de Yee FDTD (3D).	28
2.4	Exemple de cellule TLM, le nœud symétrique condensé (SCN) 3D.	29
3.1	Propagation d'un front d'onde selon le principe d'Huygens.	32
3.2	Surfaces d'onde et rayons de différents fronts d'onde.	33
3.3	Frontières ombre-lumière.	35
3.4	Rayons supplémentaires de la GTD par rapport à la GO.	35
3.5	Diffraction par une arête : Cône de Keller.	36
3.6	Contributions incrémentales d'un ensemble de points le long d'un contour.	37
3.7	Calcul du champ rayonné par la PO.	39
3.8	Illustration des méthodes de lancer et de tracé de rayons.	43
3.9	Illustration de la décomposition en faisceaux d'un champ électromagnétique sur une surface courbe.	44
3.10	Exemple d'échantillonnage de l'espace autour de la source.	45
3.11	Exemple de subdivision homogène d'un faisceaux.	46
5.1	Exemple de modèles (non-énactifs) basés sur ARéVi.	71
5.2	Exemple de modèles énactifs basés sur ARéVi.	71
6.1	Représentation du principe d'incertitude temps-fréquence.	78
6.2	Représentation d'un paquet d'onde (monoporteuse) gaussien dans les domaines temporel et fréquentiel.	79
6.3	Illustration du principe de la décomposition spectrale d'un paquet d'onde gaussien en un paquet d'ondes gaussien.	80
6.4	Type de front d'onde en fonction de la dimension spatiale du modèle.	82
6.5	Modèle géométrique 1D d'un paquet d'onde plane.	83
6.6	Modèle géométrique d'un paquet d'onde cylindrique.	84
6.7	Modèle géométrique d'un paquet d'onde plane 2D.	85
6.8	Représentation d'un paquet d'onde sphérique.	86
6.9	Accès des activités et méthodes d'une entité à ses paramètres.	86
6.10	Modèle géométrique d'une boîte (ou d'une lame).	92

Liste des figures

6.11	Modèle géométrique d'une cavité.	93
6.12	Modèle géométrique de l'environnement.	93
6.13	Illustration d'un environnement multi-agents.	94
6.14	Cellules de lecture et carte de champ.	94
7.1	Fronts d'onde (surfaces eikonaes) et caustiques d'un tube de rayons. . . .	96
7.2	Réflexion d'une caustique (du type front d'onde cylindrique) sur une surface courbe.	98
7.3	Transmission d'une caustique (du type front d'onde cylindrique) à travers une surface courbe.	99
7.4	Diffraction par une arête.	100
7.5	Diffraction par une arête (vue de dessus).	100
7.6	Types de polarisation.	104
7.7	Polarisations TE et TM d'une onde par rapport au plan d'incidence. . . .	105
7.8	Polarisation générale d'une onde.	106
7.9	Illustration de l'affichage d'une cellule de lecture dans un environnement 1D où se propage une entité <i>onde électromagnétique</i>	108
7.10	Illustration de l'affichage d'une carte de champ électromagnétique dans un environnement 2D.	108
8.1	Illustration du principe des interactions du modèle 1D.	112
8.2	Illustration du principe des interactions du modèle 2D.	113
9.1	Environnement du modèle 1D.	124
9.2	Modèle de propagation dans un milieu unidimensionnel.	125
9.3	Environnement 1D constitué d'une simple lame diélectrique.	126
9.4	Caractérisation d'une lame diélectrique par ses coefficients de réflexion et transmission.	127
9.5	Environnement 1D constitué d'une couche de diélectriques.	128
9.6	Caractérisation d'une structure diélectrique multi-couche par ses coefficients de réflexion et transmission.	130
9.7	Environnement 1D constitué d'une lame métallique à pertes.	130
9.8	Caractérisation très large bande d'une paroi métallique à pertes.	132
9.9	Caractérisation ultra large bande d'une paroi métallique à pertes.	133
9.10	Environnement 1D constitué d'une cavité métallique.	134
9.11	Modes de résonance d'une cavité 1D.	135
10.1	Environnement du modèle 2D.	138
10.2	Modèle de propagation dans un milieu bidimensionnel.	138
10.3	Coefficient de diffraction d'un coin à angle droit — d'un objet parfaitement conducteur — pour un angle d'incidence de 50° : polarisations <i>soft</i> et <i>hard</i>	140
10.4	Coefficient de diffraction d'un coin à angle droit — d'un objet parfaitement conducteur — pour un angle d'incidence de 90° : polarisations <i>soft</i> et <i>hard</i>	140
10.5	Carte de champ d'un environnement constitué d'un seul objet métallique parfait.	144
10.6	Carte de champ d'un environnement constitué deux objets métalliques parfaits.	145

10.7	Carte de champ d'un environnement constitué d'une multitude d'objets métalliques parfaits.	146
10.8	Carte de champ d'un environnement constitué d'un objet « diélectrique ».	148
10.9	Cavité métallique rectangulaire 2D.	149
10.10	Réponses temporelles d'une cavité métallique rectangulaire remplie d'air.	150
10.11	Modes de résonance d'une cavité 2D.	151
A.1	Description d'un paquet d'onde dans les domaines temporel et fréquentiel.	163
A.2	Durée temporelle Δt d'une impulsion gaussienne $f(t)$ en fonction du taux de conservation τ de l'impulsion.	166
A.3	Bande passante du spectre d'une impulsion gaussienne.	167
A.4	Coupe d'un front d'onde cylindrique.	167
B.1	Sinus modulé par une gaussienne.	169
B.2	Transformée de Fourier d'une gaussienne modulée.	172
B.3	Partie supérieure de la transformée de Fourier d'une gaussienne modulée.	172
C.1	Description d'un paquet d'onde dans les domaines temporel et fréquentiel.	176
C.2	Fonctions de base issues de la décomposition spectrale.	179
C.3	Recomposition spectrale d'un paquet d'onde.	181
C.4	Résumé illustré de la méthode de décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes.	183
D.1	Coefficients de réflexion et transmission d'une simple lame diélectrique (modèle de lancer de rayons).	185
E.1	Plan du modèle d'environnement urbain constitué d'une multitude d'objets métalliques.	189

Liste des tableaux

1.1	Forme différentielle des équations de Maxwell.	20
1.2	Forme intégrale des équations de Maxwell.	21
2.1	Approximation des opérateurs différentiels par des différences finies centrées.	27
7.1	Réduction du facteur d'atténuation spatiale en fonction du type de front d'onde incident considéré.	96
7.2	Réduction du paramètre de distance relative L en fonction de la nature du front d'onde incident considéré.	103
A.1	Fonction erreur inverse $\text{erf}^{-1}(\tau)$ pour quelques valeurs de τ	165

Introduction générale

Contexte

L'augmentation croissante de demande de débit, la diversification des services, les exigences des utilisateurs en termes de mobilité, imposent pour les systèmes de communications un paramétrage de plus en plus complexe. De plus, il faut tenir compte de l'influence de ces dispositifs sur leur environnement et notamment de leurs interactions avec la matière. Ces différentes contraintes doivent être modélisées très précisément de façon à parvenir à une mise au point rapide des systèmes et dispositifs hyperfréquences qui mettent en jeu des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes :

- antennes embarquées sur porteurs (véhicules, avions, bateaux par exemple).
- télécommunications terrestres, maritime ou par satellite.
- prise en compte de l'environnement de propagation (milieu urbain / *indoor*, ...).
- maîtrise des effets parasites, CEM¹ entre équipements.
- circuits et composants RF².
- « bio-électromagnétique », interactions ondes-matière.

Actuellement, la plupart des simulateurs électromagnétiques se basent sur une résolution des équations aux dérivées partielles. Ces simulateurs ont jusqu'à présent bénéficié d'une augmentation de la puissance informatique disponible compensant les exigences de calcul nécessitées par la croissance de la complexité des objets à modéliser. Cependant la taille des problèmes cruciaux augmente beaucoup plus rapidement que la puissance informatique.

Différentes techniques et méthodes de modélisation permettent de résoudre des problèmes électromagnétiques, dans le domaine temporel ou fréquentiel.

Les méthodes rigoureuses telles que la MoM³, la FEM⁴, la FDTD⁵, la TLM⁶, *etc.* fournissent une solution approchée en résolvant numériquement les équations de Maxwell, sous forme différentielle ou intégrale. Ces méthodes nécessitent un échantillonnage spatial complet de l'espace de calcul (surface ou volume) auquel s'ajoute un échantillonnage

-
1. Compatibilité ÉlectroMagnétique, en anglais *ElectroMagnetic Compatibility (EMC)*.
 2. Radio-Fréquence.
 3. Méthode des Moments, en anglais *Method of Moment*.
 4. Méthode des Éléments Finis, en anglais *Finite Element Method*.
 5. Méthode des Différences Finies Temporelles, en anglais *Finite Difference Time Domain*.
 6. Méthode des Lignes de Transmission, en anglais *Transmission Line Matrix*.

temporel dans le cas des méthodes temporelles. Ceci limite considérablement l'espace d'analyse des dispositifs à modéliser. En effet la dimension Δl d'une cellule (du maillage) est inversement proportionnelle à la fréquence maximale d'observation f_{max} , respectivement proportionnelle à la longueur d'onde minimale d'observation λ_{min} ⁷. Typiquement, la dimension minimale d'une cellule peut être définie par la relation suivante : $\Delta l \simeq \frac{\lambda_{min}}{10}$. La gamme hyperfréquence du domaine micro-ondes est comprise entre 1 GHz et 100 GHz, ce qui correspond à des longueurs d'onde respectives de 30 cm et 3 mm et donc à une dimension de cellule $\Delta l \lesssim 3$ cm. On comprend bien la difficulté à modéliser de vastes espaces d'analyse. Aussi, ces méthodes permettent de modéliser des objets complexes mais dont les dimensions sont de l'ordre, voire de quelques dizaines de longueurs d'onde, c'est-à-dire des objets électriquement petits.

D'autres méthodes dites asymptotiques, basées sur les champs telles que la GO⁸, la GTD⁹, l'UTD¹⁰ ou bien sur les courants telles que la PO¹¹, la PTD¹², la STD¹³, fournissent une solution approchée des équations de Maxwell qui tend vers la solution exacte à très haute fréquence. Ces méthodes permettent de modéliser des objets de très grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde — objets électriquement grands — mais avec peu de détails, c'est à dire sans complexité. Ce sont typiquement des méthodes fréquentielles bien qu'il en existe des temporelles. Cependant, ces méthodes ne sont pas adaptées à la modélisation de structures rayonnantes de petite dimension (hypothèse haute fréquence). Parmi ces méthodes, on distingue notamment les méthodes basées sur les champs, qui sont utilisées en lancer et tracé de rayons (tube de rayons ou faisceaux gaussiens) et dont la principale limitation est qu'elles nécessitent de lancer un nombre important de rayons pour couvrir au mieux l'espace d'analyse.

Nous avons donc à notre disposition un ensemble de méthodes pour la modélisation de problèmes électromagnétiques d'objets électriquement petits ou grands, c'est-à-dire des objets dont les dimensions sont petites ou grandes par rapport à la longueur d'onde d'analyse. Toutefois, aucune de ces méthodes ne peut couvrir l'ensemble du problème électromagnétique du rayonnement d'une antenne dans un espace de grande dimension. Une solution consiste alors à coupler différentes méthodes entre-elles, notamment entre les méthodes numériques et asymptotiques dans le but d'élargir le domaine d'analyse électromagnétique, ceci en exploitant les avantages de chacune. Ce sont des méthodes dites hybrides. Cependant, leur limitations propres et la complexité des algorithmes sont également une contrainte à leur développement.

Malgré les apports faits pour simplifier les calculs électromagnétiques, la dimension et la complexité des problèmes à traiter nécessitent un saut méthodologique important. Ceci dans le but de répondre au mieux à ces exigences, en développant une méthode et un outil capable de tenir compte d'une part de la complexité des systèmes à modéliser et d'autre part de leur intégration dans un environnement réel de grande dimension.

7. $\lambda_{min} = \frac{c}{f_{max}}$.

8. Optique Géométrique, en anglais *Geometrical Optic*.

9. Théorie Géométrique de la Diffraction, en anglais *Geometrical Theory of Diffraction*.

10. Théorie Uniforme de la Diffraction, en anglais *Uniform Theory of Diffraction*.

11. Optique Physique, en anglais *Physical Optic*.

12. Théorie Physique de la Diffraction, en anglais *Physical Theory of Diffraction*.

13. Théorie Spectrale de la Diffraction, en anglais *Spectral Theory of Diffraction*.

La méthode dite « éactive », proposée dans ces travaux, constitue une approche atypique pour la modélisation dynamique d'un environnement naturel et sa simulation en un système de réalité virtuelle. Elle propose une méthode spécifique pour la modélisation de tels systèmes complexes où de nombreux phénomènes interagissent de nombreuses façons, à des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

Cette méthode rompt radicalement avec les concepts des méthodes de modélisation courantes et s'inscrit dans le cadre de la modélisation phénoménologique de phénomènes naturels *via* un système multi-agents. Elle est basée sur le principe d'éaction, principe qui vise à étudier par ses interactions, un individu (une entité) et son environnement. « L'organisation éactive résultante de la modélisation est alors composée d'entités autonomes en interaction *via* le milieu qu'elles créent et façonnent elles-mêmes » [Par04]. L'organisation d'un tel système ne requiert plus *a priori* d'échantillonner l'espace de calcul pour construire le milieu topologique spatio-temporel. Chaque entité, par ses interactions participe à la création et à la représentation des phénomènes physiques au sein d'un monde virtuel.

Dans ce contexte, cette thèse s'inscrit dans le cadre de la modélisation de phénomènes naturels par une approche multi-agents et son instrumentation en un système de réalité virtuelle.

Ces travaux et ce mémoire proposent une nouvelle approche quant à la façon de se représenter et de modéliser un ensemble de phénomènes électromagnétiques et contribuent en ce sens au développement de nouvelles techniques de modélisation. Ceci dans le but d'élargir le domaine d'analyse et d'offrir de nouvelles perspectives quant à l'acte et à la manière de modéliser des phénomènes électromagnétiques.

Cette approche éactive propose un nouvel outil basé sur un ensemble de concepts qui, associés à ceux des systèmes multi-agents permet de formaliser et d'offrir une méthodologie pour la modélisation d'environnements complexes, et instrumentée *via* un système de réalité virtuelle. Ce dernier permet la construction et le développement d'univers de modèles de manière relativement intuitive et pédagogique. Si les concepts de cette approche ne paraissent pas évidents en premier abord, cela tient certainement plus à la façon dont nous avons l'habitude de nous représenter et de modéliser des phénomènes électromagnétiques que d'une réelle complexité de la méthode. En tout et pour tout, c'est une question de point de vue. Ceci fait l'objet de nos travaux.

L'objectif de ces travaux est de développer un nouvel outil et un simulateur électromagnétique basé sur les approches des systèmes multi-agents et la méthode de modélisation éactive ; et instrumenté *via* un système de réalité virtuelle. Pour cela, la démarche conceptuelle du modèle doit répondre à un certain nombre de questions lors de la formalisation du modèle et notamment celles des phénomènes à modéliser, dans quels milieux et par quelles entités les modéliser afin de reconstituer un système électromagnétique cohérent.

Aussi, nous n'avons pas de moyens nous permettant de vérifier ni de valider autrement que par l'expérimentation et la simulation notre modèle électromagnétique. En ce sens, nous faisons l'enjeu et le pari de parvenir à la mise au point d'un tel système éactif électromagnétique.

Organisation du mémoire

Ce mémoire vise à présenter une nouvelle méthode de modélisation des phénomènes électromagnétiques. Nous allons chercher à entraîner progressivement le lecteur à s'interroger sur les concepts des méthodes de modélisation électromagnétiques les plus courantes, d'en identifier les limites et les contraintes, et ainsi à mieux comprendre l'ensemble des raisons et des aspects qui nous amènent à rechercher et à développer de nouvelles méthodes et plus particulièrement notre approche de la modélisation à travers un système multi-agents. Dans ce sens, ce mémoire est organisé autour de trois grandes parties :

État de l'art des méthodes de modélisation électromagnétique

La première partie de ce mémoire est consacrée à un état de l'art des méthodes de modélisation couramment utilisées pour modéliser des problèmes électromagnétiques. Il serait ambitieux de vouloir fournir un état de l'art complet de l'ensemble des méthodes de modélisation tant il en existe un très grand nombre, des plus diverses et variées. Cependant, ces méthodes reposent sur un certain nombre de concepts, de principes, d'hypothèses, *etc.* qui permettent de les classer en plusieurs familles, elles-mêmes décomposées et constituées en sous-classes.

La mise au point d'une technique ou d'une méthode de modélisation répond à un certain nombre de questions lors de l'analyse d'un problème. Cette analyse permet de formuler le problème « mathématiquement » en identifiant les inconnues et en proposant une méthodologie pour la résolution du problème qui par la suite devra être implémentée d'un point de vue informatique.

Parmi l'ensemble des méthodes de modélisation de problèmes électromagnétiques, nous distinguons trois grandes familles : les méthodes numériques, les méthodes asymptotiques et les méthodes hybrides. Ces dernières sont issues d'un, voire de plusieurs couplages « *intra* et *inter* familiale » des deux autres familles.

Modélisation physique de phénomènes électromagnétiques par une approche multi-agents

La seconde partie présente notre nouvelle méthode de modélisation des phénomènes électromagnétiques, basée sur la méthode dite « énaactive ». Issue de la modélisation des systèmes multi-agents, la méthode énaactive offre un outil et une solution innovante pour la modélisation de phénomènes naturels dans des environnements complexes où de nombreux phénomènes interagissent à des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

Cette méthode rompt radicalement avec les concepts des méthodes « conventionnelles » en se basant sur les concepts des systèmes multi-agents. Les phénomènes sont modélisés en tant qu'entités autonomes et chacune d'entre-elles participe par ses interactions à la construction de son environnement.

Cette méthode repose donc sur une description rigoureuse des entités et des interactions qui peuvent avoir lieu, et par conséquent des phénomènes électromagnétiques à modéliser.

Expérimentations électromagnétiques *in virtuo*

Enfin, la troisième et dernière partie de ce mémoire concerne l'expérimentation et la simulation *in virtuo*, c'est-à-dire à travers un laboratoire virtuel (virtuoscope), d'un ensemble de scénarios d'environnements électromagnétiques suite au développement de deux modèles, l'un unidimensionnel (1D) et l'autre bidimensionnel (2D).

La validation totale de notre modèle énantif d'un système complexe électromagnétique est forcément expérimentale et repose sur la simulation. Seule la simulation peut nous permettre de valider (ou non) l'ensemble des concepts de cette méthode de modélisation. Les résultats de simulation devront bien entendu être comparés à des méthodes plus classiques appropriées et à la théorie lorsque c'est possible.

Le modèle 1D permet de valider dans un premier temps la méthode et ses concepts par l'étude des phénomènes de réflexion et transmission sur des parois diélectriques et métalliques avec ou sans pertes.

Le modèle 2D est un modèle plus réaliste puisqu'il permet de tenir compte en plus de la réflexion et de la transmission, des phénomènes de diffraction aux coins des objets et aussi de la polarisation de l'onde. Il permettra de modéliser des environnements électromagnétiques dans des scénarios de type milieu urbain, et même pour la modélisation de cavités résonantes.

Enfin, la conclusion générale dresse un bilan du travail effectué et ouvre des voies de recherche en guise de perspectives.

Aussi, des annexes sont situées à la suite de la conclusion générale. Elles permettent de clarifier et détailler avec force et détails certains points délicats qui ne trouvent pas leur place au sein même du mémoire comme certains développements mathématiques pour justifier des paramètres d'une entité *onde électromagnétique* ou bien encore une description de la méthode de décomposition spectrale par exemple.

En plus d'une référence bibliographique d'ensemble située vers la fin de ce mémoire, chaque partie se termine par sa propre liste de références, les labels étant compatibles entre les bibliographies partielles et la bibliographie générale.

Nous achèverons ce mémoire par un index, situé en toute fin, reprenant l'ensemble des termes importants afin de faciliter la recherche dans ce document.

Enfin, la dernière page de ce mémoire comprend un résumé d'une page en anglais (**abstract**) et un **résumé** en quatrième de couverture.

En vous souhaitant bonne lecture.

Première partie

État de l'art des méthodes de modélisation électromagnétiques

Introduction à la partie I

La modélisation de phénomènes naturels et plus particulièrement la modélisation de phénomènes électromagnétiques constitue un enjeu dans de nombreux domaines d'application. En vue de traiter les problèmes les plus divers, de nombreux modèles ont été développés.

Un modèle n'est qu'une certaine représentation, pour se rapprocher au mieux et ce dans une certaine limite, de la réalité. Il repose sur un ensemble d'hypothèses qui vont permettre de reformuler plus simplement un problème initial. Un modèle se base donc sur des approximations et possède par conséquent un certain domaine de validité. L'ensemble des différents modèles permet d'appréhender et de mieux comprendre les différents aspects d'un problème.

Les dispositifs hyperfréquences et leurs applications couvrent une vaste zone du domaine électromagnétique, et ont des fonctions et des dimensions très diverses en fonction de leur plage de fréquence d'utilisation. Pour modéliser de tels dispositifs et leurs interactions, nous disposons d'un ensemble de méthodes qui permettent de résoudre un certain nombre de problèmes, et ce dans un certain domaine de validité.

Les équations de Maxwell ne peuvent pas être résolues analytiquement dans la plupart des cas. De nombreuses méthodes ont été développées pour l'électromagnétisme. Elles peuvent être classées en différentes catégories en fonction de leur formulation et de leur domaine d'analyse. Certaines dites « rigoureuses » basées sur une résolution numérique permettent l'analyse d'objets électriquement petits tandis que d'autres dites « asymptotiques » basées sur des approximations hautes fréquences permettent l'analyse d'objets électriquement grands. Enfin d'autres méthodes dites « hybrides » sont basées sur un, voire plusieurs couplages entre les deux familles de méthodes mentionnées précédemment et permettent ainsi d'élargir le domaine d'analyse et le champ d'application de ces méthodes.

Toutes ces méthodes sont basées sur des concepts, des hypothèses qui leur sont propres et conviennent par conséquent à un certain type de problème donné. C'est donc l'analyse d'un problème électromagnétique qui va permettre d'identifier et de définir clairement un type de formulation appropriée et les processus à mettre en œuvre pour la résolution du problème.

Chapitre 1

Analyse d'un problème

Le domaine électromagnétique des hyperfréquences est un vaste domaine qui recouvre une large bande de fréquence — typiquement de 1 GHz à 100 GHz — et qui trouve de nombreux types d'applications.

Aussi, il est important d'être capable de modéliser avec précision les dispositifs hyperfréquences et leurs interactions dans l'environnement de façon à parvenir à une mise au point rapide de ces systèmes.

Il existe une grande variété de méthodes car il n'existe pas de méthode universelle capable de résoudre l'ensemble des problèmes électromagnétiques. Dans ce contexte, il est essentiel de considérer attentivement le problème à résoudre avant d'envisager un quelconque processus de résolution : *un problème bien posé est un problème à moitié résolu*. Le choix d'une méthode plus qu'une autre nécessite donc une bonne connaissance des différents choix possibles et une bonne analyse du problème afin d'en définir clairement les contours. De plus, ce choix est intimement lié à la géométrie de la structure étudiée.

De nombreuses méthodes ont été développées pour résoudre des problèmes électromagnétiques. Elles se justifient par un certain nombre de critères qui doivent permettre d'identifier et de formuler clairement le problème posé :

- type de structure $\Rightarrow$ antenne, circuit, cavité, guide d'onde, ...
- type de régime $\Rightarrow$ statique, quasi-statique, dynamique
- structure ouverte ou fermée
- géométrie de la structure :
 - simple $\Rightarrow$ formes parallélépipédiques, polygonales (arêtes, coins)
 - complexe $\Rightarrow$ formes polygonales, courbes
- rayonnement en zone de champ proche / lointain, CEM, ...
- type de milieu $\Rightarrow$ linéaire, dispersif, à pertes, anisotrope, ...
- domaine d'analyse $\Rightarrow$ temporel ou fréquentiel

Toutes ces questions doivent permettre de choisir une voire plusieurs méthodes, c'est-à-dire celle(s) la (les) mieux adaptée(s) pour résoudre le problème à traiter.

Une méthode repose sur deux notions fondamentales, la formulation d'une part et le domaine d'analyse d'autre part. La formulation est une étape incontournable dans l'application de la méthode de résolution tandis que le domaine d'analyse constitue le domaine de résolution du problème. L'ensemble de la démarche doit reposer sur une

définition rigoureuse des concepts et fournir une méthodologie pour construire un modèle de phénomènes naturels, et en ce qui nous concerne, la modélisation de phénomènes électromagnétiques.

1.1 Formulation

La formulation d'un problème permet de déterminer les caractéristiques d'une méthode, à savoir ses avantages, ses inconvénients, ses limitations et la procédure qui devra ensuite être appliquée pour résoudre le problème posé. En électromagnétisme, nous cherchons principalement à déterminer les champs électromagnétiques dans un milieu ou les courants circulant à la surface d'un objet. La géométrie va donc avoir un rôle quant au choix et au type de formulation.

Cette formulation est issue d'un ensemble d'hypothèses et d'une manipulation des équations de Maxwell menant à une forme, généralement simplifiée, et appropriée à certains types de problèmes. Elle peut également porter sur un certain nombre de concepts tels que celui des *rayons* et non plus sur une résolution numérique des équations de Maxwell.

Les formulations les plus courantes sont :

- les approches numériques basées sur
 - . les équations de Maxwell sous forme intégrale (fonction de Green)
 - . les équations de Maxwell sous forme différentielle
- les approches asymptotiques basées sur
 - . la théorie géométrique
 - . la théorie physique
- les approches hybrides et le couplage de méthodes

Aussi, la formulation d'un problème est définie dans un certain domaine d'analyse, domaine dans lequel le problème va être résolu.

1.2 Domaine d'analyse

Le domaine d'analyse est le domaine de résolution du problème. Il peut être classé en deux domaines, temporel ou fréquentiel, chacun ayant ses « propres » caractéristiques.

Il existe un lien étroit entre ces deux domaines, le passage de l'un à l'autre s'effectuant par une transformation de Fourier ; ils possèdent donc des caractéristiques communes. Cependant, ces deux domaines temps-fréquence sont à la fois distincts et duals, les avantages de l'un sont souvent les inconvénients de l'autre. Ceci a pour conséquence de conditionner les phénomènes électromagnétiques observables.

L'analyse fréquentielle fut la première à se développer pour une raison simple, il est très difficile d'interpréter et d'exploiter les informations provenant d'un signal temporel avant d'en avoir effectué une transformée de Fourier.

Aussi, l'analyse dans l'un ou l'autre des domaines permet de recouvrir l'ensemble des phénomènes électromagnétiques et ainsi d'en cerner les différents aspects ce qui en fait une parfaite complémentarité pour l'analyse électromagnétique de dispositifs hyperfréquences. C'est pour cette raison que généralement la plupart des méthodes développées possèdent une formulation dans ces deux domaines bien que certaines soit mieux adaptées à l'un ou à l'autre.

La dualité temps-fréquence est une des raisons principales pour lesquelles il n'y a pas de méthode universelle capable de modéliser l'ensemble des phénomènes électromagnétiques.

1.2.1 Les méthodes fréquentielles

Les méthodes basées sur l'analyse fréquentielle sont plus efficaces pour analyser des milieux dispersifs ou à pertes, c'est-à-dire des milieux dont les paramètres dépendent de la fréquence. Elles sont aussi mieux adaptées à la caractérisation sur une bande étroite. Cependant elles sont peu efficaces pour la caractérisation sur une large bande de fréquences, ce qui nécessiterait plusieurs exécutions pour compléter le domaine spectral. De plus, elles ne sont pas adaptées aux problèmes non-linéaires et non-stationnaires.

1.2.2 Les méthodes temporelles

Contrairement aux méthodes fréquentielles, les méthodes temporelles sont particulièrement bien adaptées à la caractérisation sur une large bande de fréquences, et aussi pour les problèmes non-linéaires et non-stationnaires. Cependant, il devient plus compliqué de tenir compte de milieux dont les paramètres dépendent de la fréquence. En effet, ceci nécessite l'application de convolutions ou de techniques de filtrage qui peuvent s'avérer assez complexes à mettre en œuvre et coûteuses en terme de ressources informatiques. De plus ces méthodes peuvent nécessiter un nombre d'itérations prohibitif si le maillage est très fin (dans le cas de méthodes numériques). Il faut ajouter également que les résultats obtenus par ce type de méthodes ne sont pas interprétables avant d'en avoir effectué une transformée de Fourier, opération peu coûteuse.

Les différents avantages et inconvénients propres à chacun de ces deux domaines d'analyse mettent bien en évidence leurs spécificités et leur complémentarité pour traiter de problèmes électromagnétiques.

Il est temps maintenant de rappeler quelques équations de l'électromagnétisme, à savoir les équations de Maxwell, sur lesquelles reposent les différentes formulations des méthodes de modélisation que nous verrons dans les chapitres suivants.

1.3 Les équations de l'électromagnétisme

Les phénomènes électromagnétiques et leur nature ondulatoire sont décrits par les équations de Maxwell [Max73]. Ces équations relient les champs électrique $\vec{E}$ et magné-

tique $\vec{B}$ aux sources de champs, à la densité de charge ρ et à la densité de courant $\vec{J}$. Par la suite nous omettrons les termes de sources et considérerons des milieux linéaires, homogènes et isotropes (hypothèse de milieux LHI).

La dualité de ces équations permet de déterminer le champ électromagnétique, caractérisé par le couple $(\vec{E}, \vec{H})$, à partir de l'un ou l'autre de ces champs vectoriels. Connaissant le champ électrique $\vec{E}$ (respectivement magnétique $\vec{H}$), on peut en déduire le champ magnétique $\vec{H}$ (respectivement électrique $\vec{E}$).

Dans les équations de Maxwell qui vont être établies dans les Tab. 1.1 et 1.2, ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide.

1.3.1 Les équations de Maxwell sous forme *locale* ou *différentielle*

Sous la forme différentielle (Tab. 1.1), ces équations expriment des relations entre des variations spatiales et temporelles de champ électromagnétique. En tout point de l'espace qui n'est pas situé sur une surface de séparation entre deux milieux, ces équations s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.3.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.3.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.3.4)$$

TABLE 1.1 – Forme différentielle des équations de Maxwell.

1.3.2 Les équations de Maxwell sous forme *globale* ou *intégrale*

Sous la forme intégrale (1.2), elles expriment les champs électromagnétiques dans des volumes, sur des surfaces et le long de contours, *cf.* Fig. 1.1, et décrivent les relations entre les champs vectoriels et les densités de courant et de charge dans une région de l'espace [Gar96]. Ces équations s'obtiennent à partir de leur forme différentielle en utilisant les théorèmes de Stokes¹ et d'Ostrogradski².

1. La circulation d'un champ vectoriel $\vec{A}$ le long d'un contour fermé C est égale au flux de son rotationnel à travers la surface S s'appuyant sur le contour C , si $\vec{A}$ est continu sur S :

$$\oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \iint_S (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot d\vec{S}$$

2. Le flux d'un champ vectoriel $\vec{A}$ à travers une surface fermée S est égal à l'intégrale sur le volume V délimité par S de sa divergence, si $\vec{A}$ est continu sur V :

$$\oiint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} = \iiint_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \cdot dV$$

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (1.3.5)$$

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \iint_S \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (1.3.6)$$

$$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \iiint_V \rho \cdot dV \quad (1.3.7)$$

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (1.3.8)$$

TABLE 1.2 – Forme intégrale des équations de Maxwell.

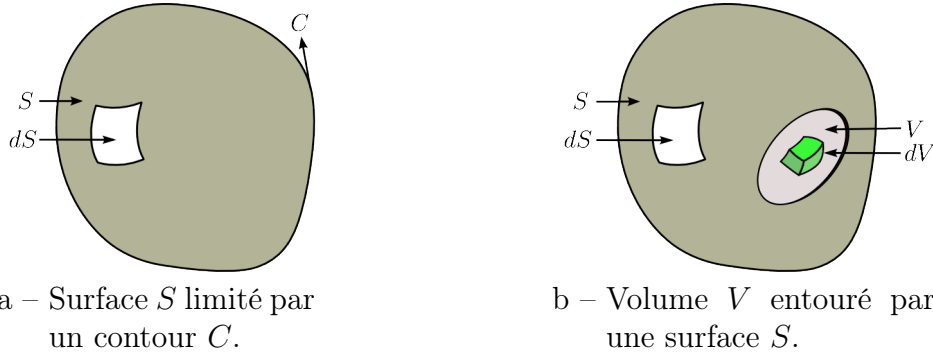


FIGURE 1.1 – Définition des surfaces, volumes et contours d'intégration des équations de Maxwell sous forme intégrale.

1.4 Méthodes de résolution

Les équations de Maxwell sont définies sur une partie de l'espace, appelé domaine d'étude, fini et donc limité par des frontières. Il convient donc de préciser ce domaine d'étude et de définir des conditions aux limites que les champs doivent satisfaire sur ses frontières.

Ces équations associées aux conditions aux limites étant posées, il est nécessaire d'ajouter, pour que le modèle soit complet, une relation qui permet de tenir compte du comportement des matériaux composant le système étudié.

La résolution analytique du modèle mathématique ainsi défini est souvent impossible. La solution analytique n'est accessible que dans des cas très simples. On a alors recours à une méthode de discrétisation de ces équations qui consiste à rechercher une solution dans un espace de dimension finie. Ce dernier doit être choisi de manière à limiter les erreurs de discrétisation. On aboutit alors à un modèle numérique qui génère un système matriciel souvent de grande taille que l'on construit et résout à l'aide d'un ordinateur. On appelle ces méthodes, les méthodes rigoureuses, *cf.* Chap. 2. Cependant, ces méthodes par échantillonnage sont limitées à l'analyse de structures électriquement petites.

D'autres méthodes basées sur un développement asymptotique de ces équations permettent l'analyse de structures électriquement grandes, ce sont les méthodes asymptotiques, *cf.* Chap. 3.

Enfin, il existe un autre type de méthodes basées sur des couplages de méthodes et qui permettent l'analyse « multi-échelle » de problèmes électromagnétiques. On les appelle les méthodes hybrides, *cf.* Chap. 4.

Chapitre 2

Méthodes rigoureuses

Les méthodes basées sur la théorie rigoureuse de l'électromagnétisme reposent sur les équations de Maxwell [JH03]. Elles sont qualifiées de rigoureuses car elles résolvent les équations de Maxwell — sous forme intégrale ou différentielle — sans introduire d'approximation sur celles-ci. Elles sont destinées à l'analyse de dispositifs hyperfréquences ayant pour dimensions quelque fois voire quelques dizaines de fois la longueur d'onde de travail.

La complexité de ces équations ne permet pas, en général de fournir une solution analytique pour un problème donné. On a alors recours à des méthodes numériques [Pol07] permettant de résoudre les formulations intégrales, ou différentielles par un échantillonnage de l'espace, et du temps dans le cas des méthodes temporelles. Pour atteindre un niveau de convergence suffisant, cet échantillonnage doit s'effectuer avec un pas spatial et temporel suffisamment fin (dans le cas des méthodes temporelles), ce qui limite rapidement la dimension spatiale des structures pouvant être analysées de cette manière, car le volume de calcul augmente de manière exponentielle. La résolution numérique doit donc s'effectuer dans un domaine borné qui nécessite de définir des conditions aux limites (aux frontières). Par conséquent, ces méthodes sont bien adaptées à la résolution de problèmes en zone de champ proche et à des structures électriquement petites. Lorsque l'on doit traiter de structures électriquement grandes, on est alors obligé de se tourner vers des solutions alternatives, et en particulier vers des méthodes dites asymptotiques ce qui fera l'objet du chapitre suivant.

Deux approches fondamentales peuvent être utilisées pour résoudre les équations de Maxwell.

D'une part, si l'opérateur est différentiel, la procédure numérique s'applique alors aux champs qui existent dans tout l'espace de calcul ; on parle alors de méthode volumique. On voit ici poindre la difficulté avec ce type de formulation lorsqu'elle s'appliquera aux problèmes ouverts sur l'espace libre dans lequel les champs s'étendent théoriquement jusqu'à l'infini. En effet, le domaine de validité des méthodes basées sur un échantillonnage, ne peut être considéré que pour une région finie de l'espace. On aborde les structures ouvertes en introduisant des conditions aux limites absorbantes qui simulent l'espace libre. D'autres part, si l'opérateur est intégral, la procédure numérique s'applique aux champs qui existent à la surface de la structure étudiée ; on parle ici de méthode surfacique. Le champ en tout point de l'espace pourra être déduit à partir de la connaissance des champs de surface.

La première approche et la plus utilisée consiste à partir des équations de Maxwell sous forme différentielle. La seconde consiste à utiliser la forme intégrale de ces équations.

Ces deux approches trouvent leurs équivalents dans les domaines temporel et fréquentiel. Le choix des inconnues impose le type d'échantillonnage. Si ce sont les champs électromagnétiques $\vec{E}$ et $\vec{H}$ respectivement les courants $\vec{J}$, l'échantillonnage sera volumique respectivement surfacique. La procédure numérique s'applique uniquement sur le domaine de calcul.

Ces méthodes fournissent un système d'équations linéaires qu'il s'agit de résoudre et dont le nombre d'équations augmente lorsque la structure est de grande dimension. De plus les méthodes temporelles nécessitent de diminuer le pas temporel pour satisfaire leur condition de stabilité, ce qui a pour conséquence d'augmenter le temps de calcul¹.

2.1 Les équations intégrales – la méthode des moments (MoM)

La méthode des équations intégrales est basée sur la résolution des équations de Maxwell — dans les domaines temporel ou fréquentiel — sous forme intégrale, dont l'inconnue est la densité de courant [Wei77], et échantillonnée par des éléments finis de frontières. C'est une formulation surfacique. Il s'agit de déterminer les champs à partir des charges et des courants. Dans la formulation intégrale, le champ électrique produit par les courants de surface est remplacé par son expression en termes de fonctions de Green, celles-ci n'étant autre que les solutions de la densité de courant.

Cette méthode consiste à déterminer les distributions de courant induit à la surface d'une structure illuminée par une source connue, en mettant sous la forme d'une équation intégrale, la relation entre les courants induits, la fonction de Green et la source. Elle implique donc de connaître la (ou les) source(s) de champ pour déterminer les distributions de courants à la surface de l'objet. Une procédure numérique, basée généralement sur la méthode des moments (MoM²) doit ensuite être appliquée pour déterminer la solution des équations intégrales.

Une des caractéristiques principales de cette méthode est de réduire d'un degré la dimension (spatiale) d'un problème. L'étude d'une structure volumique se résout par une approche surfacique ce qui rend cette méthode particulièrement bien adaptée aux domaines finis en milieu infini. Déterminer le champ électromagnétique rayonné par un objet dans un certain volume de calcul revient à échantillonner la surface de cet objet et à déterminer les courants circulant sur cette surface, ce qui permet ensuite de trouver le champ électromagnétique rayonné par la structure dans tout l'espace [Zho93]. Une formulation portant non plus sur les surfaces mais sur les interfaces de la structure peut être établie, c'est la méthode des éléments de frontière (BEM³) [Bon95].

Par rapport aux méthodes volumiques, ce type de formulation ne rencontre pas de problème de troncature du domaine ni de conditions aux limites d'espace ouvert. Ces méthodes sont donc mieux adaptées aux problèmes de propagation en milieu infini. Cepen-

1. Plus le pas temporel diminue et plus la dimension des cellules diminue. Il faut donc plus de cellules pour échantillonner le domaine d'analyse d'où un coût de calcul plus important.

2. Method of Moments.

3. Boundary Element Method.

dant elles nécessitent un traitement de résolution plus lourd que les méthodes volumiques car elles génèrent des systèmes d'équations linéaires complexes et pleins *a contrario* des méthodes volumiques dont les systèmes sont relativement creux.

La méthode des moments

La MoM est une méthode générale qui transforme une fonctionnelle⁴ — équation différentielle ou intégrale — en un système d'équations linéaires que l'on peut résoudre par des techniques matricielles [Har93]. La fonction inconnue f est exprimée sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions de base (ou test) connues f_n , pondérées par des coefficients inconnus α_n , cf. Eq. (2.1.1). La procédure de la MoM consiste à minimiser l'erreur résiduelle sur les fonctions de base. C'est une procédure générale, relativement facile à mettre en œuvre.

$$f = \sum \alpha_n f_n \quad (2.1.1)$$

Un des inconvénients majeurs de cette méthode est le choix des fonctions bases f_n qui doivent être appropriées pour exprimer la solution et approcher au mieux la fonction inconnue f à déterminer. Le choix de ces fonctions de base doit satisfaire certains critères ; elles doivent se trouver dans le domaine des opérateurs et sont généralement définies sur des sous-domaines de la solution [CS00]. Ceci augmente la taille des matrices contre une simplification des calculs. Un choix judicieux des fonctions de base peut rapidement donner une solution tandis qu'un mauvais choix peut considérablement compliquer le problème voire ne pas le résoudre. On peut donner ici quelques fonctions de base de type sous-domaine, cf. Fig. 2.1.

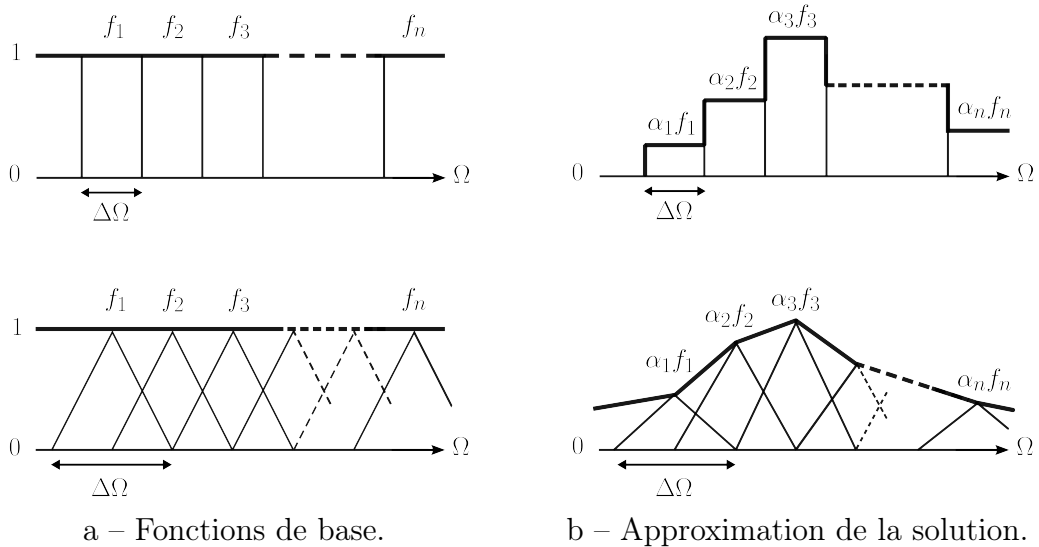


FIGURE 2.1 – Exemple de fonctions de base de type sous-domaine (définies sur $\Delta\Omega$) et approximation de la solution correspondante sur le domaine Ω .

4. Équation dont les inconnues sont des fonctions.

2.2 La forme variationnelle – la méthode des éléments finis (FEM)

Un problème physique peut être formulé de façon équivalente en un système d'équations différentielles ou sous une formulation variationnelle. Le principe de cette méthode consiste à rendre stationnaire une fonctionnelle associée à l'équation du problème original. Cette fonctionnelle est souvent assez compliquée à déterminer. Cependant, les formes variationnelles des équations des problèmes les plus connus peuvent se trouver dans de nombreux ouvrages [SF96], [GF63]. Notons que la fonctionnelle associée dépend des conditions aux limites imposées par l'opérateur.

Si le problème est simple, c'est-à-dire si on peut décomposer la solution en fonctions de base définies sur la totalité du domaine de calcul, on applique la méthode de Rayleigh-Ritz [Gar96]. Cependant, dans la plupart des cas, il n'est pas possible de définir des fonctions de base sur l'ensemble du domaine de calcul. On décompose alors le domaine de calcul en sous-domaines, appelés éléments finis. À l'intérieur de chaque sous-domaine, l'inconnue est approchée généralement par une fonction de type polynomiale, dont les coefficients sont les inconnues à déterminer. Le choix des fonctions polynomiales tient dans leur facilité d'intégration lorsqu'elles sont introduites dans les fonctionnelles [VCK98]. La différence fondamentale avec la méthode de Rayleigh-Ritz se situe donc dans le choix des fonctions de base.

Afin d'assurer la continuité d'un élément à un autre, on préfère utiliser la valeur de la fonction interpolatrice en certains points seulement, appelés éléments nodaux, comme paramètres variationnels.

La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM⁵) est une approche variationnelle des équations de Maxwell dont la solution est trouvée numériquement par la décomposition en éléments finis sur des sous-domaines du volume de calcul.

Dans la plupart des applications, il n'est pas possible d'utiliser des fonctions définies sur le domaine entier. Une solution consiste alors à approcher le domaine de calcul par morceaux, ces morceaux pouvant prendre des formes variées. Les triangles (2D) ou tétraèdres (3D) sont des éléments simples qui optimisent l'approximation d'éléments complexes (courbes), *cf.* Fig. 2.2. Elle permet d'étudier le comportement d'objets à géométrie complexe et de tenir compte de lois de comportement de matériaux complexes (matériaux inhomogènes, anisotropes), notamment pour une modélisation fine des interactions proches et des phénomènes locaux statiques et dynamiques.

Il existe de nombreux ouvrages sur cette méthode, tant sur les aspects mathématiques que du calcul [Ste87] et des techniques variationnelles [Mik64].

Comme toute méthode numérique, le volume de calcul doit être limité par des conditions aux limites absorbantes (CLA⁶, PML⁷) pour tenir compte du domaine extérieur et

5. Finite Element Method.

6. Couches aux Limites Absorbantes.

7. Perfect Match Layer.

simuler l'espace libre dans le cas de problèmes ouverts.

Tout comme la méthode des moments, il n'existe pas de critère sur la dimension maximale des cellules du maillage. Cette dimension conditionne simplement la précision sur les résultats obtenus. Typiquement, on choisira $\Delta l < \lambda$. De plus c'est une méthode dédiée à l'analyse fréquentielle bien qu'elle ait aussi été développée dans le domaine temporel [PJ06].

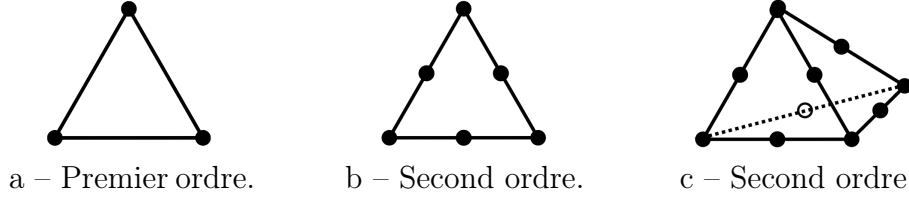


FIGURE 2.2 – Exemple d'éléments finis nodaux 2D (triangle) et 3D (tétraèdre).

D'autres approches se basent sur une résolution des équations de Maxwell sous forme différentielle et dont les inconnues ne sont plus les courants circulant à la surface d'un objet mais les champs électromagnétiques du milieu. Ce sont donc des méthodes typiquement volumiques.

2.3 Les équations différentielles – la méthode des différences finies (FD)

La méthode des différences finies (FD⁸) [Rao99] est une méthode classique de résolution des équations aux dérivées partielles. Son succès est principalement dû à sa simplicité d'implémentation qui consiste à remplacer une équation aux dérivées partielles par son approximation aux différences finies, échantillonnée dans un espace cartésien. Les opérateurs différentiels sont remplacés et approchés par des différences finies centrées, c'est-à-dire dire un développement de Taylor à l'ordre 1 voire à des ordres supérieurs, cf. Eqs. (2.3.1) et (2.3.2). Seulement plus l'ordre du développement augmente et plus le nombre de termes aussi.

$$\text{ordre 1 : } \frac{df}{dx} \approx \frac{f(x + \frac{\Delta x}{2}) - f(x - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} \quad (2.3.1)$$

$$\text{ordre 2 : } \frac{d^2f}{dx^2} \approx \frac{f(x + \Delta x) - 2f(x) + f(x - \Delta x)}{\Delta x^2} \quad (2.3.2)$$

TABLE 2.1 – Approximation des opérateurs différentiels par des différences finies centrées.

En électromagnétisme, cette méthode repose sur la mise en forme discrète des équations de Maxwell et nécessite un échantillonnage spatial de l'espace d'analyse auquel s'ajoute un échantillonnage temporel dans le cas des méthodes temporelles. C'est donc

8. Finite Difference.

une méthode volumique dont les inconnues sont les composantes de champ électromagnétique $\vec{E}$ et $\vec{H}$.

Cette méthode s'applique aussi bien dans le domaine temporel FDTD⁹ [Gar96] que dans le domaine fréquentiel FDFD¹⁰ [Zho93]. La solution de la première se trouve en utilisant une procédure itérative tandis que pour la seconde, la solution se trouve par inversion de matrice.

L'analyse dans le domaine temporel s'appuie sur un schéma du second ordre — dans le temps et dans l'espace — de la cellule de Yee [Yee66], cf. Fig. 2.3. Elle permet d'étudier des régimes transitoires, des systèmes non-linéaires, voire même des structures qui varient dans le temps et l'espace. Notons que les différentes composantes de champs sont déterminées en des endroits différents et à des temps décalés. Ceci peut poser certaines difficultés pour la définition des conditions aux limites.

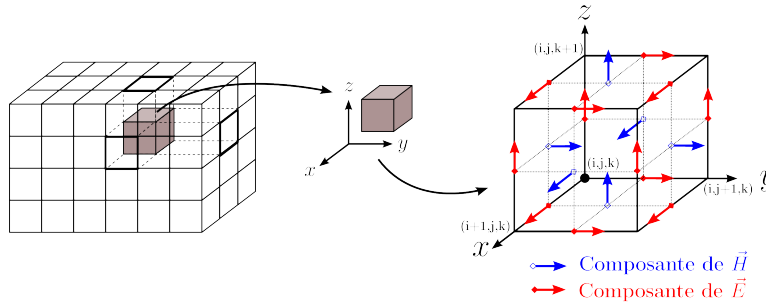


FIGURE 2.3 – Cellule de Yee FDTD (3D).

Aussi, l'échantillonnage de l'équation de propagation des ondes introduit de la dispersion numérique, c'est-à-dire que la vitesse de propagation d'une onde dépend de l'échantillonnage spatial et temporel, d'où des erreurs numériques sur la vitesse de propagation. Ceci a pour conséquence de limiter en bande de fréquence le domaine de validité du modèle. De plus, le pas temporel doit être choisi de façon à assurer la stabilité numérique du modèle. Typiquement, l'ordre de grandeur de ce pas temporel est :

$$\Delta t \lesssim \frac{\Delta l}{c} \quad (2.3.3)$$

où

- . Δt est le pas temporel.
- . Δl est la dimension d'une cellule de type cubique.
- . c est la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu.

La FDTD a connu de nombreux développements [TB75], [Wei77]. C'est une méthode qui nécessite un échantillonnage de toute la structure et s'applique donc naturellement à des structures fermées (guides d'ondes, cavités). Pour pouvoir étudier des structures ouvertes, on introduit des frontières absorbantes qui simulent un milieu infini (adaptation sans réflexion).

Un autre schéma de la FDTD, nommée la FIT¹¹ [SSW05] utilise la forme intégrale des équations de Maxwell.

9. Finite Difference Time Domain.

10. Finite Difference Frequency Domain.

11. Finite Integral Technique.

2.4 La décomposition en ondes locales – la méthode des lignes de transmission (TLM)

La méthode TLM¹² [JB85], [Hoe87], [Sag89] est basée sur l'analogie entre la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et la propagation des tensions et courants dans un réseau de lignes de transmission. Elle peut être considérée comme un modèle numérisé du principe d'Huygens, c'est à dire une superposition d'ondes locales matérialisée par un réseau de lignes de transmission.

Cette méthode présente une grande similitude avec la méthode FDTD, bien que les principes de base soient fondamentalement différents. Ces deux méthodes échantillonnent l'espace et le temps de façon similaire. Tout comme la méthode FDTD, la méthode TLM repose sur un échantillonnage spatial et temporel du volume d'analyse. La résolution dans le domaine temporel permet une caractérisation de la structure étudiée sur une large bande de fréquence en une seule simulation. Le domaine d'analyse doit aussi être borné par des conditions aux limites telles que des PML [Bér94], [Tra97], [MN01] pour limiter le domaine de calcul.

De nombreux nœuds ont été développés en TLM que l'on retrouvera dans [Mag98], et dont la topologie est similaire à celle de la cellule de Yee FDTD, *cf.* Section 2.3. Cependant, en TLM les composantes des champs électromagnétiques $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont déterminés aux mêmes instants contrairement à la FDTD où elles sont déterminées à des endroits et des temps décalés.

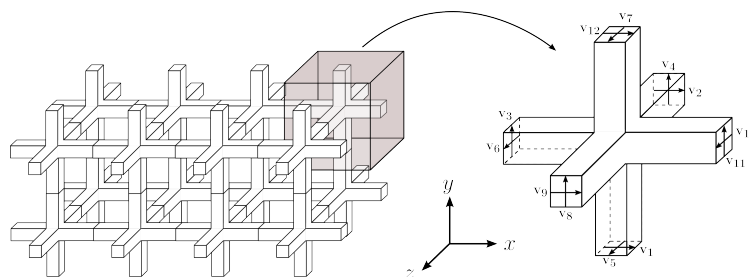


FIGURE 2.4 – Exemple de cellule TLM, le nœud symétrique condensé (SCN) 3D.

Un des inconvénients majeurs des méthodes temporelles concerne la fenêtre temporelle d'observation qui se doit d'être relativement grande. En effet, la durée temporelle T de la simulation engendre une erreur de troncature du signal qui se répercute dans le domaine fréquentiel par une résolution plus ou moins fine du spectre. Typiquement, la relation — issue de la transformée de Fourier — entre cette durée temporelle T et la fréquence d'échantillonnage f_e du spectre est définie telle que : $f_e = \frac{1}{T}$.

De plus, ces méthodes par échantillonnage du domaine d'analyse nécessitent un raffinement local coûteux¹³ au voisinage de singularités telles que les arêtes.

12. Transmission Line Matrix.

13. En temps de calcul et place mémoire.

2.5 Les méthodes pseudo-analytiques

Les méthodes pseudo-analytique (ou semi-analytique) sont des méthodes qui allient une solution partielle analytique complétée par une approche purement numérique. On peut citer quelques-unes des méthodes basées sur ce concept telles que le raccordement modal (MM¹⁴) [Wex67], la SDA¹⁵ [Han85], ou bien encore la méthode des lignes (ML¹⁶) [WP84].

Ces techniques utilisent généralement une décomposition modale, somme de modes pondérés par des coefficients à calculer, pour approcher les champs ou les potentiels à déterminer. L'application des conditions aux limites permet ensuite d'exprimer un système d'équations linéaires qui une fois résolu fournit les coefficients de pondération des modes. Le domaine de résolution de ces méthodes est typiquement fréquentiel.

Aussi, ces méthodes ne sont pas adaptées à des structures à géométrie quelconque ce qui limite leur utilisation. Elles sont mieux adaptées à l'analyse de structures stratifiées (structures planaires multicouches, lignes microruban par exemple) que les méthodes volumiques¹⁷ et présentent l'avantage de converger relativement rapidement, et aussi d'avoir un coût de calcul assez faible.

Ces méthodes dites « rigoureuses » ne sont en principe pas limitées par les dimensions du domaine. Ce sont les capacités de calcul informatique — et la dispersion numérique de certaines méthodes telles que la FDTD ou TLM par exemple — qui limitent en pratique leurs applications. En effet, pour atteindre un niveau de convergence suffisant, l'échantillonnage spatial et temporel doit être suffisamment fin. Malgré les apports fait à ces méthodes en termes d'optimisation (parallélisation notamment), celles-ci sont limitées à des objets de l'ordre voire de quelques ordres de grandeurs de la longueur d'onde d'analyse (structures électriquement petites) ce qui limite considérablement leur domaine d'analyse.

Outre les contraintes numériques de convergence, les méthodes temporelles sont également soumises à un critère de stabilité qui fixe le pas temporel maximal de la simulation. Il dépend généralement de la dimension des cellules du maillage et de la vitesse de propagation dans le milieu considéré. Sans ce critère de stabilité, on peut observer une divergence des calculs qui entraîne des solutions numériques non-physiques. De plus, ces méthodes produisent de la dispersion numérique.

On a alors recours à d'autres types de méthodes pour décrire les interactions des ondes électromagnétiques avec des objets de grande dimension (objets électriquement grands), ce sont les méthodes dites « asymptotiques ».

14. Mode Matching.

15. Spectral Domain Approach.

16. Method of Line.

17. Le nombre d'inconnues n'est pas proportionnel au volume de calcul mais à la surface et au nombre d'interface.

Chapitre 3

Méthodes asymptotiques

Les méthodes dites « asymptotiques » sont basées sur une analyse haute fréquence des équations de Maxwell en espace libre et pour un milieu supposé LHI¹ [BM94]. Ces méthodes fournissent une solution approchée des équations de Maxwell qui tend vers la solution exacte lorsque la fréquence tend vers l'infini, ou de manière équivalente, lorsque la longueur d'onde tend vers 0.

Contrairement aux méthodes rigoureuses, les méthodes asymptotiques permettent d'obtenir, non pas la solution, mais son développement asymptotique. Ce développement est souvent limité au premier terme du nombre d'onde k .

Deux théories permettent de construire des solutions asymptotiques. La première consiste à résoudre de façon rigoureuse les équations de Maxwell et de faire une étude limite de la solution lorsque la fréquence tend vers l'infini. La seconde consiste à injecter dans les équations de Maxwell des développements des champs électromagnétiques $\vec{E}$ et $\vec{H}$, asymptotiquement valides lorsque la fréquence tend vers l'infini.

Parmi elles, deux approches se distinguent pour construire des solutions asymptotiques :

- Les méthodes basées sur les champs, ce sont les approches géométriques telles que la GO², la GTD³, l'UTD⁴ ou bien encore l'ITD⁵.
- Les méthodes basées sur les courants, ce sont les approches physiques telles que la PO⁶, la PTD⁷, l'ECM⁸ ou bien encore la STD⁹.

Les approches géométriques sont issues du concept de « rayons » de l'optique géométrique tandis que les approches physiques sont basées sur les courants surfaciques créés à la surface d'une structure illuminée par une onde électromagnétique.

Ces méthodes sont dédiées à l'étude de structures électriquement grandes, c'est-à-dire dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde de travail. Typiquement, cela correspond à des problèmes électromagnétiques de rayonnement d'antennes placées à proximité de grands réflecteurs ou du rayonnement en milieu urbain par exemple.

1. Linéaire, Homogène et Isotrope.
2. Geometrical Optic.
3. Geometrical Theory of Diffraction.
4. Uniform Theory of Diffraction.
5. Incremental Theory of Diffraction.
6. Physical Optic.
7. Physical Theory of Diffraction.
8. Equivalent Current Method.
9. Spectral Theory of Diffraction.

3.1 Méthodes basées sur les champs – Théories et approches géométriques

Le domaine de validité des méthodes asymptotiques basées sur les champs électromagnétiques est associé à celui des approches géométriques et des champs de rayons. Un champ électromagnétique est qualifié de champ de rayons lorsque l'onde qui y est associée peut être assimilée à une onde plane le long d'un rayon : son amplitude et sa phase varient perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde et donc du rayon. Dans cette hypothèse, l'étude du champ électromagnétique consiste à déterminer les rayons et à en calculer les champs électromagnétiques qui lui sont associés. Cette approche repose donc sur une approche assez intuitive des phénomènes électromagnétiques.

Parmi ces techniques basées sur des approches géométriques, on distingue différentes méthodes plus ou moins complètes capables de rendre compte des aspects et des phénomènes électromagnétiques.

3.1.1 Optique géométrique (GO)

L'optique géométrique est la première méthode asymptotique développée pour décrire les interactions des ondes électromagnétiques avec des objets. Elle a été établie bien avant les équations de Maxwell et est fondée sur la notion et le concept, très intuitif physiquement, de front d'onde¹⁰ et de rayons. Ce concept est utilisé pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques. Le principe d'Huygens permet de comprendre la propagation d'un tel front d'onde.

Le principe d'Huygens (1818)

Ce principe, très intuitif, permet de retrouver facilement les lois de l'optique géométrique et permet aussi de décrire les phénomènes de diffraction et d'interférence. Chaque point du front d'onde se comporte comme une source secondaire et émet une onde sphérique. Le nouveau front d'onde est l'enveloppe de ces ondes sphériques, cf. Fig.3.1.

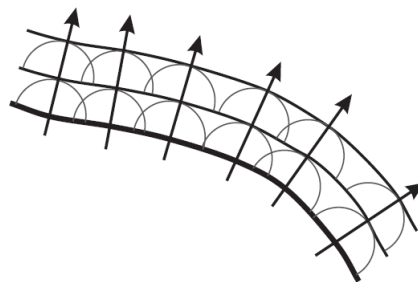


FIGURE 3.1 – Propagation d'un front d'onde selon le principe d'Huygens.

Un rayon représente physiquement la direction de propagation de l'énergie. Sa direction et son sens sont portés par le vecteur de Poynting. La notion de rayon est indissociable de celle de front d'onde comme l'énonce le théorème de Malus (cf. Fig. 3.2) :

Les chemins lumineux sont orthogonaux aux surfaces équi-phases (surfaces d'onde).

10. Un front d'onde est une surface sur laquelle l'onde a une phase constante (surface équi-phase).

Tout rayon peut être défini par un front d'onde, la surface orthogonale au rayon ; et réciproquement, tout front d'onde détermine localement un rayon, le « trait » orthogonal à la surface.

On considère en général un faisceau ou un tube de rayons — constitué d'un rayon axial et d'un ensemble de rayons paraxiaux — afin de décrire le transport de l'énergie.

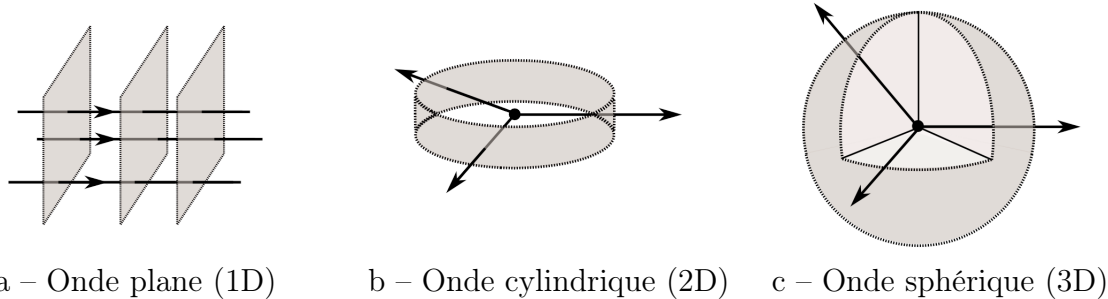


FIGURE 3.2 – Surfaces d'onde et rayons de différents fronts d'onde.

L'optique géométrique repose sur trois principes fondamentaux :

- la variation linéaire de la phase le long d'un rayon.
- la conservation de la puissance dans un tube de rayons.
- la conservation de la polarisation.

Ces rayons sont déterminés suivant les lois de Snell-Descartes¹¹, qui découlent du principe de Fermat.

Le principe de Fermat (1657)

Le principe de Fermat — valable dans les milieux isotropes — sert de fondement à l'optique géométrique. Il permet de décrire la forme du chemin optique d'un rayon lumineux et peut s'énoncer de deux façons :

- du point de vue du temps de parcours
« La lumière se propage d'un point à un autre sur une trajectoire telle que la durée du parcours soit stationnaire¹². »
- du point de vue du chemin optique
« La lumière se propage d'un point à un autre sur une trajectoire telle que le chemin optique suivi le long du trajet soit stationnaire¹². »

Cette théorie permet de décrire de manière satisfaisante la propagation de rayons en espace libre mais prévoit des champs nuls dans les zones d'ombre géométrique (en présence d'un obstacle), où ne pénètre aucun rayon, ce qui contredit l'expérience. Par ailleurs, elle ne s'applique qu'à des champs de rayons. De plus, dans certaines zones,

11. Lois de bases de l'optique géométrique à savoir les lois de propagation (rectiligne), réflexion et réfraction dans un milieu isotrope.

12. extrême(e) *i.e.* minimal(e) ou maximal(e).

cette hypothèse n'est plus vérifiée et elle prédit des champs infinis, ce qui n'est physiquement pas acceptable. Par analogie avec la mécanique des fluides, ces zones sont appelées « couches limites ». Ces zones se situent au voisinage des surfaces des objets, des limites ombre-lumière ou encore des caustiques¹³.

Aussi, elle ne permet de décrire que deux types d'interaction, la réflexion et la réfraction. Elle néglige *a priori* le phénomène de diffraction.

La théorie géométrique de la diffraction (GTD), que nous allons voir à la section suivante, vient compléter la théorie de l'optique géométrique en introduisant des rayons diffractés qui vont permettre de décrire avec précision (sans être exact pour autant car il s'agit d'une méthode asymptotique et par conséquent valide aux hautes fréquences) les champs électromagnétiques qui sont présents dans les zones d'ombre.

3.1.2 Théorie géométrique de la diffraction (GTD)

La théorie géométrique de la diffraction a été introduite par J.B. Keller dans les années 60 [Kel62] pour pallier le défaut des zones d'ombre (LOI¹⁴ et LOR¹⁵) de l'optique géométrique, cf. Figure 3.3. Elle se place dans la continuité de l'optique géométrique en introduisant deux nouveaux types de rayons, les rayons diffractés et les rayons rampants (cf. Figure 3.4), qui s'ajoutent aux rayons incidents, réfléchis et transmis de l'optique géométrique. La particularité de ces nouveaux rayons est de pénétrer dans les zones d'ombre de l'optique géométrique :

- Les rayons diffractés apparaissent lorsqu'un rayon incident rencontre un coin ou une arête d'un objet.
- les rayons rampants apparaissent à la surface des objets. Ces rayons de surface sont peu propagatifs et s'atténuent très rapidement. Par la suite, nous supposons que les zones d'observation sont suffisamment éloignées des surfaces des objets pour les négliger.

Aussi, l'application du principe de Fermat amène à considérer un faisceau de rayons (ou tube de rayons) diffractés qui forment un cône autour de l'arête, appelé cône de Keller cf. Fig. 3.5.

Lorsque l'obstacle est constitué par une surface régulière (sans arêtes), la théorie montre que la zone d'ombre est atteinte par des rayons dit « rampants » sur la surface diffractante, à partir du point illuminé le plus proche.

Cette théorie a été largement développée depuis [KP74], [Hol00] et étayée dans de nombreux ouvrages [MAB08], [Bal89], [BK94] pour ne faire référence qu'à quelques-uns d'entre-eux. Les rayons diffractés sont déterminés par le principe de Fermat généralisé [BM94] et obéissent aux mêmes lois que celles de l'optique géométrique.

La GTD conserve l'aspect intuitif de la GO. La phase varie linéairement le long d'un

13. En effet, dans le facteur de divergence géométrique A (cf. Eq. (7.4.2), p. 99), si le point P se trouve sur une des caustiques (c'est-à-dire pour $s = -\rho_1$ ou $s = -\rho_2$), le champ prédit par l'optique géométrique devient infini.

14. Limite d'Ombre Incidente, en anglais *ISB* pour *Incident Shadow Boundary*.

15. Limite d'Ombre Réfléchie, en anglais *RSB* pour *Reflected Shadow Boundary*.

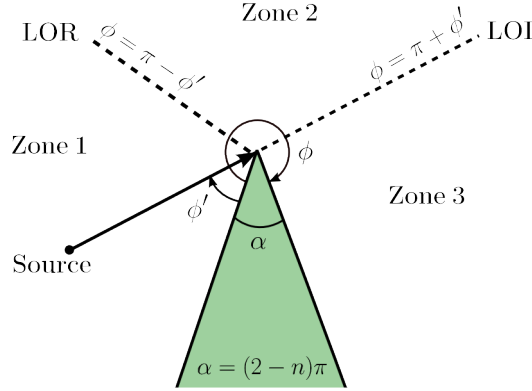
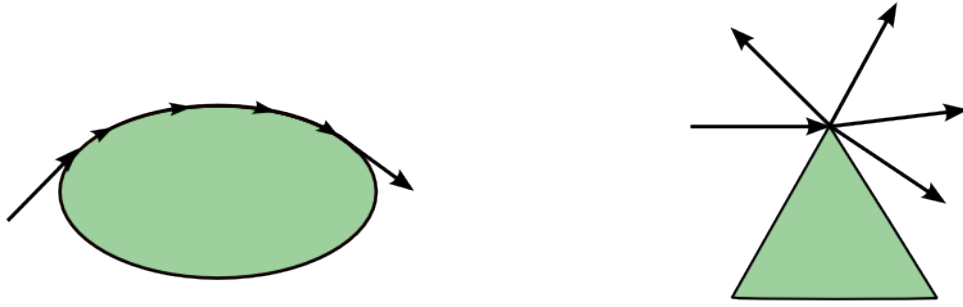


FIGURE 3.3 – Frontières ombre-lumière.

rayon et la puissance se conserve dans un tube de rayon. Le champ diffracté ne dépend que des propriétés locales du champ incident et de la géométrie de l'objet diffractant.



a – Rayon rampant à la surface d'un objet.

b – Rayon diffracté par une pointe.

FIGURE 3.4 – Rayons supplémentaires de la GTD par rapport à la GO.

Keller postule qu'aux hautes fréquences, la diffraction peut être considérée comme un phénomène local, et qu'elle ne dépend que de la forme de l'objet diffractant au voisinage du point de diffraction.

Principe de localité

Aux hautes fréquences, le champ diffracté¹⁶ par un objet ne dépend pas du champ en tout point de l'objet mais uniquement du champ au voisinage de certains points particuliers que l'on appellera points de diffraction. De ce principe de localité découle la notion de rayon qui représente la trajectoire suivie par l'onde [Con05].

D'après ce principe de localité, on détermine le champ diffracté en remplaçant l'objet réel par un objet canonique de forme voisine et dont la solution asymptotique est connue [Jam86]. Ces solutions sont déterminées pour quelques structures élémentaires telles que des pointes, arêtes, cylindres ou cônes par exemple. Cette approche permet de

16. On entend ici par champ diffracté, le champ total rayonné lors l'interaction avec un objet.

calculer le champ diffracté dans la plupart des cas. De plus, elle offre une interprétation physique très utile du résultat en terme de rayons. Cependant, cette méthode ne suffit pas pour déterminer correctement les champs de l'ensemble des régions de l'espace. L'inconvénient de la GTD est de prédire des champs infinis ou discontinus dans certaines zones de l'espace et notamment aux différentes frontières ombre-lumière de ces régions. Ces erreurs proviennent simplement d'un mauvais choix du développement asymptotique. Une autre théorie plus complète a été élaborée pour pallier ce problème, la théorie uniforme de la diffraction *cf.* Section 3.1.3.

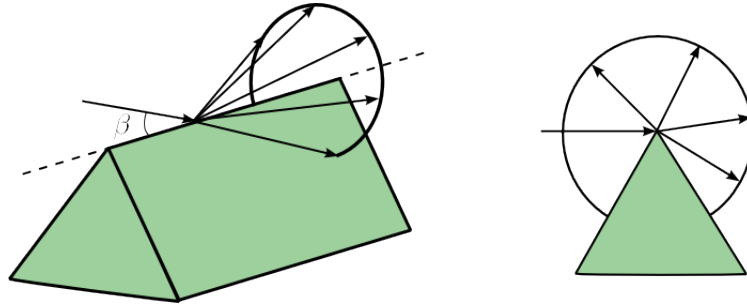


FIGURE 3.5 – Diffraction par une arête : Cône de Keller.

3.1.3 Théorie uniforme de la diffraction (UTD)

La théorie uniforme de la diffraction [MPM90] est une extension de la théorie géométrique de la diffraction dans les zones où celle-ci est mise en défaut. L'UTD est basée sur les mêmes principes que ceux de la GO et de la GTD, et associés à ceux de la méthode de la couche limite [BM94]. En effet, la GO et la GTD ne permettent pas de rendre compte des champs aux frontières ombre-lumière et on peut définir ces frontières comme des couches limites. On appelle généralement une couche limite, une couche mince à l'intérieure de laquelle la solution varie rapidement, ici l'amplitude du champ. Pour compenser la divergence de la GTD sur les frontières des zones d'ombre, l'UTD introduit une fonction de transition de Fresnel (*cf.* Section 7.4.2 du Chap. 7) dans le coefficient de diffraction [Bal89], [Siz05].

Cette méthode permet de déterminer les coefficients de diffraction de structures simples — arêtes, coins — pour des matériaux conducteurs et diélectriques avec ou sans pertes [ESRV02].

La théorie uniforme asymptotique (UAT¹⁷) est une autre technique pour déterminer les coefficients de diffraction [Jam86]. L'UTD et l'UAT diffèrent dans leur approche du développement asymptotique effectué sur la solution canonique. L'UTD utilise l'approche de Pauli-Clemmow tandis que l'UAT utilise la méthode de Van der Waerden pour traiter les singularités dues aux pôles de la solution canonique [VJ95], [RSM78], [BM94]. Ces deux théories uniformes assurent une continuité des champs électromagnétiques aux frontières ombre-lumière.

Ces méthodes fournissent des résultats satisfaisants dans le cas de géométries relativement simples. Cependant, dans le cas de géométries particulières — un réflecteur

17. Uniform Asymptotic Theory.

parabolique par exemple — il existe des points et des directions qui sont atteints par une infinité de rayons, ce sont les caustiques. Malgré les apports des corrections uniformes, le problème du traitement des caustiques est inhérents aux méthodes de rayons. Une autre technique également basée sur les champs et similaire à l'UTD permet de pallier ce défaut, la théorie incrémentale de la diffraction.

3.1.4 Théorie incrémentale de la diffraction (ITD)

La théorie incrémentale de la diffraction [TM94], [TMT95] est une extension de la théorie uniforme de la diffraction. En utilisant simplement un contour d'intégration, cette théorie introduit le concept des « contributions incrémentales » pour calculer les champs diffractés par des points le long du contour de l'obstacle [ECHA08]. Cette technique donne dans la plupart des cas des résultats similaires à ceux de l'UTD. Les seuls cas où les résultats diffèrent sont pour les caustiques où l'ITD donne des résultats corrects contrairement à l'UTD. De plus, elle est facile à mettre en œuvre dans le cas de contours complexes.

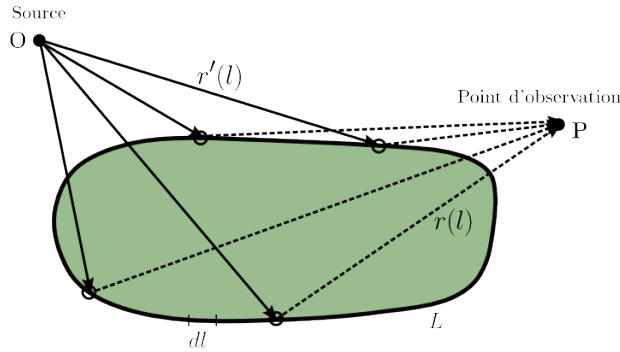


FIGURE 3.6 – Contributions incrémentales d'un ensemble de points le long d'un contour.

Le champ diffracté au point P est la superposition des contributions incrémentales, c'est-à-dire la sommation des contributions de chaque points le long du contour L , cf. Fig. 3.6. Chaque contribution est due à l'illumination de chaque point de diffraction local par la source et ceci grâce au principe de localité. D'après le principe de localité (à haute fréquence), cf. Section 3.1.2, on définit localement la discontinuité par un problème canonique pour chaque point le long du contour L .

Le champ électrique total diffracté s'obtient en distribuant et en intégrant les contributions incrémentales le long du contour L :

$$E^d(P) = \int_L dE^d(l) dl = \int_L \bar{\bar{D}}(l) E_0(l) \frac{e^{-jkr(l)}}{r(l)} dl \quad (3.1.1)$$

où

- . dE^d est la contribution incrémentale du champ.
- . $\bar{\bar{D}}$ est le coefficient de diffraction dyadique au point d'intégration.
- . E_0 est le champ incident au point d'intégration.
- . r est la distance du point d'intégration au point d'observation P .
- . k est la constante de propagation du milieu.

On ajoute aux champs incident et réfléchi de l'optique géométrique, celui du champ diffracté de la théorie incrémentale de la diffraction. Le champ total E_{tot} peut donc s'écrire :

$$E_{tot} = E^i + E^r + E_{ITD}^d$$

L'ITD permet l'intégration sur des contours complexe, cependant le rayon de courbure du contour doit être supérieur à la longueur d'onde utilisée.

Les approches géométriques (basées sur le lancer de rayons) ne sont pas les seules à fournir une solution asymptotique. Ces méthodes donnent directement les champs diffractés¹⁸ le long d'un rayon. Cependant, elles ne permettent pas de prédire et d'évaluer le champ électromagnétique dans les régions des caustiques où elles prédisent des champs infinis (sauf pour l'ITD).

D'autres techniques ont été développées pour traiter des interactions d'une onde électromagnétique avec un objet électriquement grand. Basées sur approche physique, elles utilisent les courants induits circulant à la surface d'un objet éclairé par une onde incidente afin de déterminer les champs électromagnétiques rayonnés par cet objet.

3.2 Méthodes basées sur les courants – Théories et approches physiques

Les approches physiques [Str41] sont des méthodes — basées sur une approximation haute fréquence — qui se situent entre l'optique géométrique et l'optique ondulatoire. En effet, l'approximation consiste à utiliser les rayons de l'optique géométrique pour estimer les champs à la surface de l'objet considéré et d'intégrer ensuite ces champs sur l'ensemble de la surface éclairée pour déterminer les champs diffusés — c'est-à-dire réfléchis et diffractés — par cet objet. Le champ à la surface peut être considéré comme la somme de deux contributions, un champ *uniforme* calculé sur chaque portion de surface régulière et un champ dit *de frange* qui provient des discontinuités.

Cependant comme toute formulation asymptotique basée sur l'hypothèse de l'approximation haute fréquence, ces méthodes ne permettent pas de prédire l'évolution du champ électromagnétique en zone de champ proche.

3.2.1 Optique physique (PO)

L'optique physique est une méthode intermédiaire entre l'optique géométrique et la théorie physique. Le terme d'« optique physique » signifie que cette théorie est plus physique que l'optique géométrique et pas aussi précise que la théorie physique. Elle est basée sur une approximation de la densité de courant électrique circulant à la surface d'un objet parfaitement conducteur.

La méthode consiste généralement à approcher la densité de courant électrique $\vec{J}$ à la surface S d'un objet par la densité de courant $\vec{J}_{PO}$ induite par le champ magnétique incident $\vec{H}_i$, cf. Figure 3.7. Les champs rayonnés par la surface sont ensuite calculés en

18. On entend ici par champs diffractés, l'ensemble des rayons *i.e.* propagation, réflexion, réfraction et diffraction.

intégrant cette densité de courant électrique sur la surface éclairée en utilisant la fonction de Green [Mil05] et les expressions intégrales des équations de Maxwell¹⁹. Il est alors possible de déterminer le champ électromagnétique en tout point de l'espace.

Dans la zone éclairée, le champ électromagnétique est considéré comme un champ uniforme et peut être déterminé par la série de Luneberg-Kline [BM94].

Soit S la surface d'un objet parfaitement conducteur, r' un point de S et $\vec{n}$ le vecteur normal unitaire extérieur à la surface S en r' . La densité surfacique de courant électrique $\vec{J}$ peut s'exprimer en fonction du champ magnétique incident $\vec{H}^i$ sur la surface S grâce au théorème d'équivalence :

$$\vec{J}(r') = \hat{n}(r') \times [\vec{H}^i(r') + \vec{H}^r(r')] = 2 \hat{n}(r') \times \vec{H}^i(r') \quad (3.2.1)$$

car $\vec{H}^i = \vec{H}^r$, où $\vec{H}^r$ est le champ magnétique réfléchi.

Dans les zones d'ombre — surface non-éclairée selon l'hypothèse de l'optique géométrique — la densité de courant est considérée comme nulle. L'approximation de l'optique géométrique consiste à utiliser la densité de courant surfacique $\vec{J}_{PO}$ induite par un plan parfaitement conducteur tangent à la surface S en r' :

$$\vec{J}_{PO}(r') = \begin{cases} 2 \hat{n}(r') \times \vec{H}^i(r') & \text{si la surface } S \text{ est directement éclairée} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.2.2)$$

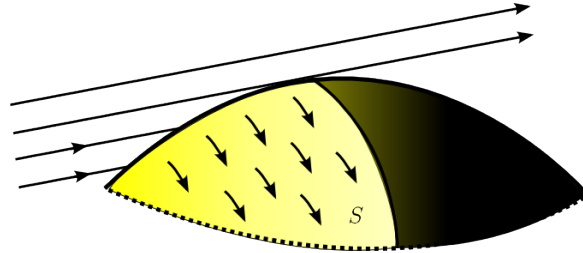


FIGURE 3.7 – Calcul du champ rayonné par la PO.

Cependant, cette approximation ne rend pas compte des ondes rampantes, ondes de discontinuité de la zone de séparation ombre-lumière aussi appelée séparatrice. Par conséquent, l'optique physique ne peut tenir compte que d'un seul type d'interaction, la réflexion. Dans les zones d'ombre, la densité de courant est considérée comme nulle. Le champ électromagnétique total s'obtient en sommant les contributions du champ incident et du champ rayonné par l'objet : $E_{tot} = E^i + E_{PO}^r$.

Pour pallier ce défaut, une autre théorie a donc été développée afin de tenir compte de ces ondes rampantes, la théorie physique de la diffraction.

19. Formulations de Stratton-Chu, Kottler ou Franz.

3.2.2 Théorie physique de la diffraction (PTD)

La théorie physique de la diffraction a été développée par Ufimtsev en 1962. Ces concepts sont similaires à ceux de la théorie géométrique de la diffraction [Ufi91], [Ufi07]. La PTD est à la PO ce que la GTD est à la GO.

La PTD utilise les mêmes principes que ceux de l'optique physique en y ajoutant des courants de frange induits par la présence de discontinuités afin de tenir compte de la diffraction. Le champ électromagnétique total s'exprime :

$$E_{tot} = E^i + E_{PO}^r + E_u^d \quad (3.2.3)$$

où

- . E^i est le champ incident.
- . E_{PO}^r le champ réfléchi dans l'hypothèse de la PO.
- . E_u^d un terme correcteur, approximation asymptotique au premier ordre de l'effet de diffraction induit par les discontinuités.

Plusieurs techniques permettent de formuler ce champ correcteur E_u^d . Généralement, elles consistent à l'exprimer sous la forme d'une intégrale linéique, dont le contour d'intégration correspond à la bordure diffractante. On peut citer parmi ces techniques :

- la méthode des courants équivalents (ECM).
- la théorie incrémentale de la diffraction (ITD) (vue à la Section 3.1.4).

Notons que l'utilisation de la $GO + ITD$ est plus rapide que la $PO + PTD$. Ceci est principalement dû au fait que l'ITD intègre sur un contour tandis que la PO intègre sur une surface.

3.2.3 Méthode des courants équivalents (ECM)

La PTD nécessite une mise en œuvre relativement lourde pour déterminer le champ diffracté par une discontinuité. C'est pourquoi on peut être amené à utiliser d'autres techniques, basées sur l'utilisation de courants équivalents, afin de calculer numériquement les champs diffractés [RP60] et ceci à l'aide d'expressions relativement simples.

Cette méthode consiste à remplacer les sources du champ diffracté par des courants équivalents fictifs, électriques et magnétiques, qui évoluent le long de la discontinuité. Ceci a pour conséquence de considérer une intégrale curviligne le long de la ligne de discontinuité et non plus une intégrale surfacique comme l'exige la PO et la PTD [KST04b], [PB02] ce qui a pour conséquence de réduire d'un degré la dimension du problème.

Elle postule donc l'existence de courants linéiques fictifs, électrique I et magnétique M le long de la discontinuité. Le champ diffracté par cette discontinuité, en zone de Fraunhofer (champ lointain) peut s'exprimer par :

$$\vec{E}_d = jk\psi_0 \int_C \left[Z_0 I \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{l}) + M(\hat{s} \times \hat{l}) \right] dl \quad (3.2.4)$$

où

- . ψ_0 est la fonction de Green en espace libre $\implies \psi_0 = \frac{e^{-jk\hat{r}\hat{s}}}{r}$
- . I est le courant électrique.
- . M est le courant magnétique.
- . $\hat{s}$ est le vecteur unitaire suivant la direction d'observation.
- . $\hat{l}$ est le vecteur unitaire aligné le long du contour d'intégration.

La diffraction de Fraunhofer simplifie l'expression du champ électrique diffracté en une somme d'ondes planes car en zone de champ lointain, le rayon de courbure des ondes peut être approché par des ondes planes ce qui n'est pas le cas de la diffraction de Fresnel (zone de champ proche) qui doit tenir compte de la courbure des fronts d'ondes.

Les courants électrique et magnétique peuvent s'exprimer ainsi [Mic91] :

$$I = \frac{2j (\hat{l} \cdot \vec{E}_i) D_s}{k Z_0 \sin \beta_i} \quad (3.2.5)$$

$$M = \frac{2j Z_0 (\hat{l} \cdot \vec{H}_i) D_h}{k \sin \beta_i} \quad (3.2.6)$$

où

- . D_s et D_h sont les coefficients de diffraction *soft* et *hard* déterminés par la GTD.
- . $\vec{E}_i$ et $\vec{H}_i$ sont les champs électrique et magnétique incidents à la discontinuité.
- . β_i est l'angle formé par le vecteur unitaire de la direction d'incidence et celui porté le long de la discontinuité.

Toutefois, cette méthode est soumise aux mêmes limitations que la GTD et ne permet pas par conséquent de calculer le champ diffracté en zone de champ proche. Aussi les champs sont infinis sur les caustiques. Elle permet néanmoins de supprimer les divergences de la GTD aux frontières ombre-lumière.

Une autre technique permet d'obtenir les champs diffractés aussi bien en zone de champ proche qu'en zone de champ lointain, la théorie spectrale de la diffraction.

3.2.4 Théorie spectrale de la diffraction (STD)

La théorie spectrale de la diffraction a été inventée par Mittra *et al.* [MRSK76], [MKRS79]. Elle consiste à représenter les champs intervenant dans des problèmes de diffraction comme des superpositions d'ondes planes [BM94].

Les ondes planes sont des solutions élémentaires de l'équation d'onde. Puisque cette équation est linéaire, toute superposition d'ondes planes est également solution de l'équation d'onde.

Avec ce formalisme, le champ peut être calculé quel que soit le point d'observation. De plus, cette représentation spectrale du champ permet de passer aisément des phénomènes de diffraction en zone de champ proche (Fresnel) en zone de champ lointain (Fraunhofer) [Gui83].

La méthode du spectre d'onde plane [Cle66] consiste à rechercher les solutions de certains problèmes de diffraction sous forme d'un spectre d'ondes planes [Cle73], [CBRM84] de la forme :

$$U(x, y, z) = \iint A(\alpha, \beta) e^{jk(\alpha x + \beta y + \gamma z)} d\alpha d\beta \quad (3.2.7)$$

où

- . U est l'amplitude complexe du champ électromagnétique incident se propageant suivant z .
- . $A(\alpha, \beta)$ est le spectre angulaire. Il représente l'ensemble des directions de propagation des ondes planes composant U dans le plan z .
- . k est le vecteur d'onde.

L'un des principaux avantages de la STD est qu'elle demeure valide aux frontières ombre-lumière. De plus, elle tient compte des modes rampants introduits par une discontinuité à partir du moment où le champ incident peut être représenté par un spectre d'ondes planes. Si le champ incident ne peut être représenté par un spectre d'ondes planes, on applique alors le principe de localité de manière à pouvoir approcher localement le champ au voisinage de la singularité par une onde plane.

Nous venons d'établir les principales méthodes asymptotiques. Certaines se basent sur les champs électromagnétiques, ce sont les approches géométriques tandis que d'autres se basent sur les courants, ce sont les approches physiques. Cependant, les concepts et la mise en œuvre de ces deux approches sont très différentes l'une de l'autre.

La résolution des approches physique se fait principalement de manière numérique puisque l'on cherche à calculer une intégrale sur un contour ou plus généralement une surface pour déterminer les courants. Toutefois, elles permettent difficilement de tenir compte de la présence de nombreux obstacles dans l'environnement. Ces méthodes sont plutôt adaptées à l'étude du rayonnement d'une antenne avec un réflecteur.

Les approches géométriques quant à elles, utilisent le concept du lancer de rayon afin de déterminer l'ensemble des trajectoires des raies de champ électromagnétique émis depuis une source. Ces dernières sont bien adaptées aux calculs de propagation dans des environnements comportant de nombreux obstacles. Nous allons dans la suite décrire brièvement cette technique.

3.3 Les méthodes de lancer de *rayons*

La mise en œuvre de modèles basés sur des approches géométriques telles que la GO, la GTD ou l'UTD par exemple, requiert la construction des trajectoires des rayons entre la (les) source(s) et le(s) récepteur(s). Ce sont typiquement ces méthodes qui sont le plus utilisées pour étudier le rayonnement et les interactions d'une source électromagnétique dans des environnements comportant de nombreux objets tels que les milieux urbains ou *indoors* [YWK98]. Ces méthodes nécessitent un traitement géométrique pour déterminer l'ensemble des rayons (trajets source-récepteurs) puis électromagnétique pour quantifier le champ porté par ces rayons.

Parmi les méthodes dites de « lancer », on distingue plusieurs techniques : le lancer de rayons (LR²⁰), le lancer de faisceaux gaussien (LFG²¹) et le lancer hybride.

20. en anglais, *Ray Tracing (RT)*.

21. en anglais, *Ray Gaussian Beam (RGB)*.

3.3.1 Le lancer de rayons

Parmi les méthodes de lancer de rayons [Des72], [Rey06] nous pouvons distinguer deux « optiques » différentes. L'une consiste à partir de la source pour aller vers le récepteur, on parlera alors de lancer de rayons ; alors que l'autre fait chemin inverse et consiste à partir du récepteur pour aller vers la source, on parlera alors de tracé de rayons, cf. Fig. 3.8. Tout dépend ce que l'on cherche à modéliser et à simuler [Gla89].

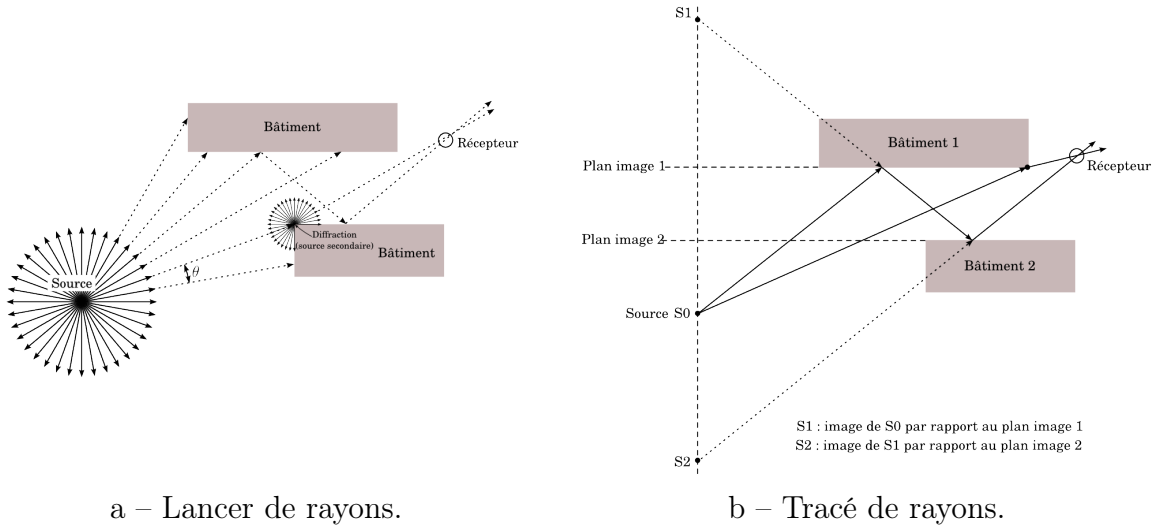


FIGURE 3.8 – Illustration des méthodes de lancer et de tracé de rayons.

Le lancer de rayons : de la source vers le récepteur

Le principe du lancer de rayons, comme nous venons de le voir, consiste à émettre des rayons depuis la source dans « toutes » les directions de l'espace et à suivre l'évolution²² de ces rayons pour ensuite ne conserver que ceux qui atteignent un récepteur « cible ». Bien entendu, il n'est pas possible de lancer une infinité de rayons dans « toutes » les directions de l'espace mais plutôt de lancer un nombre important de rayons, répartis avec un certain pas angulaire de façon à couvrir la zone la plus large, et ce pour une résolution donnée.

Un des inconvénients majeurs de cette technique est d'omettre les interactions avec certains objets. Typiquement si un objet de petite taille se situe entre deux rayons adjacents, celui-ci ne pourra être vu et sera donc invisible. Une solution consiste alors à affiner le pas angulaire du lancer de rayons de façon à tenir compte de la résolution du plus petit objet de la scène. Mais le nombre de rayons sera d'autant plus élevé que les objets de la scène seront de petites dimensions, ce qui peut nécessiter un temps de calcul important voire prohibitif.

Cette technique est plutôt utilisée pour déterminer la carte de champ électromagnétique rayonné par une source dans une zone de l'espace délimitée par une frontière extérieure, limitant ainsi le domaine de calcul.

22. Évolution des rayons suite aux interactions (ou non) de ceux-ci avec les objets de la scène : propagation, réflexion, transmission, diffraction.

Le tracé de rayons : du récepteur vers la source

La technique du tracé de rayon fait le chemin inverse de celle du lancer de rayons. Elle consiste à partir d'un récepteur donné pour aller vers la source en utilisant la méthode des images. On génère ainsi un nombre beaucoup plus faible de rayons puisqu'on ne conserve que les rayons qui partant du récepteur, arrive jusqu'à la source suite aux différentes interactions. En contrepartie, la zone d'observation et de quantification du champ électromagnétique est restreinte à celle du récepteur. Notons que cette méthode est dite exacte car la recherche des trajets se fait rigoureusement en accord avec le nombre d'interactions paramétrées et l'environnement.

Cette technique sera donc plutôt utilisée pour déterminer le champ électromagnétique rayonné par une source en un point particulier de l'environnement.

Pour résoudre l'inconvénient majeur du lancer de rayons, qui est le nombre de rayons, d'autres méthodes ont été développées, utilisant le fait que de nombreux rayons suivent approximativement le même trajet. On distingue parmi ces méthodes, le lancer de faisceaux gaussiens et le lancer hybride.

3.3.2 Le lancer de faisceaux gaussiens

Le lancer de faisceaux gaussiens est une approche volumique du lancer de rayons classique. Elle consiste à échantillonner l'ensemble de l'espace autour de la source en un certain nombre de « faisceaux volumiques » et ce sont les volumes qui propagent les fronts d'ondes, *cf.* Fig. 3.9. Le champ rayonné est donc représenté par une superposition de champs de faisceaux gaussiens. On ne suit plus l'évolution de rayons mais celui de fronts d'ondes.

Un faisceau gaussien est solution de l'équation de propagation dans la cadre de l'approximation paraxiale, ce qui suppose une faible divergence du faisceau par rapport à son axe de propagation. Les seuls trajets à tracer sont les axes des faisceaux. De plus les faisceaux gaussiens ne rencontrent pas de problèmes de caustiques contrairement au méthodes de lancer de rayons ou tubes de rayons.

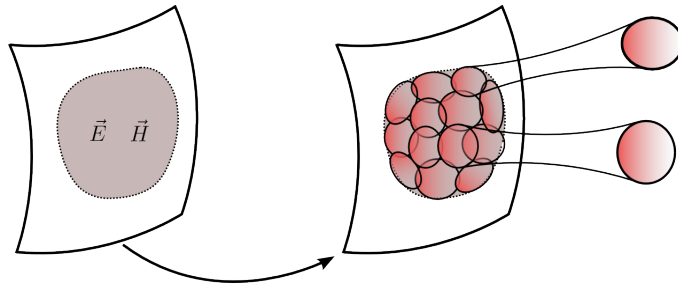


FIGURE 3.9 – Illustration de la décomposition en faisceaux d'un champ électromagnétique sur une surface courbe.

L'ensemble des techniques hautes fréquences développées précédemment s'appuie sur le principe de localité. Localement, la géométrie d'un objet est équivalente à celle d'un objet canonique connu. Aussi le champ incident est assimilable à une onde plane ou sphérique, ce qui n'est plus le cas lorsque le champ incident correspond à un faisceau

gaussien.

Le lancer de faisceaux gaussiens est une adaptation du lancer de rayons [Hey02], [Lea03], [Hil07] pour former un champ de faisceaux. Les faisceaux recouvrant tout l'espace, cette méthode ne risque plus d'omettre certains objets. Par contre la complexité des calculs pour déterminer les intersections entre les faisceaux et les objets augmente par rapport au lancer de rayons ; et le temps de calcul s'avère toujours très important. De plus, il est difficile de tenir compte de parois à forte courbure.

Pour traiter le cas de la diffraction, on a recours à la théorie spectrale de la diffraction. Le champ incident est décrit comme une superposition d'ondes planes et le champ diffracté est la superposition des champs diffractés de chacune de ces ondes planes.

Ces différentes techniques sont donc relativement coûteuses d'un point de vue informatique. D'un côté, le lancer de rayons met en œuvre un traitement relativement simple en contrepartie d'un nombre important de rayons pour limiter le risque d'omettre des interactions avec des objets. De l'autre côté, le lancer de faisceaux gaussiens permet de recouvrir tout l'espace au prix d'une complexité des interactions.

Afin de pallier les principaux défauts de ces méthodes, une autre solution a été développée. Nommée le lancer hybride, elle allie d'une certaine manière le lancer de rayons au lancer de faisceaux.

3.3.3 Le lancer hybride

Le lancer hybride est une méthode de lancer de faisceaux adaptatif. Comme pour le lancer de faisceaux, l'espace autour de la source est échantillonné (décomposé) en faisceaux. Ces faisceaux sont caractérisés par un nombre restreint de rayons « porteurs »²³. Typiquement, ces faisceaux (ou tube de rayons) sont délimités par des parallèles, des cônes ou des pyramides par exemple [SR94], [SM97]. Ainsi l'évolution du faisceau ne dépend que de l'évolution de ses rayons porteurs ce qui simplifie considérablement le calcul des interactions faisceaux-objets.

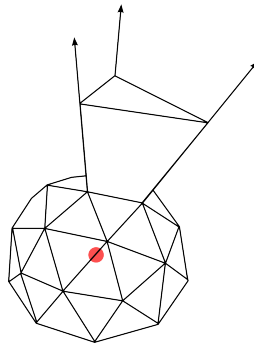


FIGURE 3.10 – Exemple d'échantillonnage de l'espace autour de la source.

23. Trois rayons pour un faisceau triangulaire, quatre pour un faisceau quadrangulaire, etc.

La source est décomposée en faisceaux homogènes, *cf.* Fig. 3.10, lesquels au cours de leur propagation²⁴ et de leurs interactions vont s'adapter et se subdiviser à leur tour en d'autres faisceaux (homogènes ou inhomogènes). On parle alors de subdivision adaptative *cf.* Fig. 3.11. La subdivision d'un faisceau se fait successivement tant que persiste des faisceaux inhomogènes ou que ces derniers n'ont pas atteint un critère limitant²⁵.

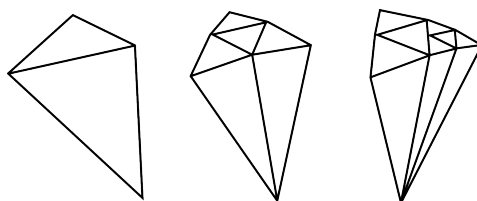


FIGURE 3.11 – Exemple de subdivision homogène d'un faisceaux.

24. Ces faisceaux s'élargissent au cours de la propagation.

25. Nombre maximal de subdivision ou angle solide minimal autorisé par exemple.

Chapitre 4

Méthodes Hybrides

Chacunes des méthodes mentionnées précédemment est adaptée à la modélisation d'un type de problème. Certaines sont plutôt dédiées à l'étude de dispositifs électriquement petits (méthodes rigoureuses) tandis que d'autres sont plutôt dédiées à l'étude de dispositifs électriquement grands (méthodes asymptotiques). Il serait intéressant d'élargir le domaine d'application de ces méthodes afin de modéliser l'ensemble du canal de propagation, d'une source vers un récepteur, dans un environnement réel constitué de nombreux objets de dimensions variées.

De nombreuses techniques d'optimisation et d'accélération ont été développées pour réduire l'espace mémoire et le coût de calcul des méthodes de modélisation [SC95]. Malgré ces efforts, aucune méthode ne peut prétendre modéliser l'ensemble du canal de propagation. Une solution consiste alors à coupler certaines d'entre-elles, chacune travaillant sur son domaine de prédilection. On appelle ces méthodes, des méthodes hybrides.

La modélisation de problèmes multi-échelles — objets de petites et grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde — nécessite de coupler différentes méthodes entre-elles. Le principe du couplage consiste à réduire le problème initial en le décomposant en plusieurs sous-domaines, sur chacun desquels on applique une méthode de résolution appropriée. On parle aussi de calcul collaboratif, chaque méthode de résolution traite son domaine particulier. Ceci nécessite la création d'interfaces entre les méthodes ainsi couplées pour assurer la continuité entre les sous-domaines.

Il existe principalement trois types de couplage :

- des couplages entre méthodes rigoureuses.
- des couplages entre méthodes asymptotiques.
- des couplages entre méthodes rigoureuses et asymptotiques.

Notons que la plupart des méthodes utilisées possèdent une formulation dans les domaines temporel et fréquentiel. Ceci n'empêche en rien le couplage de méthodes dont les domaines d'analyse sont différents. Une transformée de Fourier permettra de passer d'un domaine à l'autre afin que chacune des méthodes ainsi couplées travaille sur son domaine. La difficulté de coupler des méthodes temporelles réside dans la stabilité de celles-ci.

Il existe une multitude de méthodes hybrides. Nous n'en donnerons ici que quelques exemples, la liste étant loin d'être exhaustive.

4.1 Couplages des méthodes rigoureuses

De nombreux couplages ont été développés à partir des méthodes rigoureuses pour l'analyse de la CEM entre dispositifs hyperfréquences ou l'étude du rayonnement d'une antenne en espace libre.

Parmi les méthodes rigoureuses, certaines sont basées sur les champs électromagnétiques (méthodes volumiques) tandis que d'autres sont basées sur les courants (équations intégrales). Le couplage entre ces différentes méthodes permet l'analyse de problèmes multi-échelles. En effet, à partir des courants on peut obtenir l'expression du champ rayonné dans tout l'espace, ce qui n'est pas envisageable avec les méthodes volumiques basées sur les champs, et qui nécessitent d'échantillonner tout l'espace d'analyse. De plus, leurs capacités à modéliser des objets complexes — de forme géométrique quelconque — en font des méthodes privilégiées pour l'analyse de dispositifs dont les formes sont complexes. Aussi elles permettent l'analyse du couplage électromagnétique entre des objets proches ou l'analyse du rayonnement d'un dispositif dans un milieu inhomogène.

Une autre solution consiste à définir des surfaces fictives autour d'un objet pour en chercher les courants de surface. Typiquement, chaque objet est placé à l'intérieur d'un volume de calcul (TLM, FDTD par exemple) et entouré d'une surface fictive dont on cherche à déterminer les courants de surface. On utilise souvent la technique *Marching-on-in-Time* pour déterminer ces courants [MMR97], [MW05]. Le champ tangentiel de chaque surface fictive provient du champ électromagnétique du volume de calcul propre de l'objet et du champ rayonné par l'ensemble des objets, y compris lui-même. Ceci permet ainsi de calculer le champ électromagnétique en tout point de l'espace.

Parmi ces couplages, on peut citer celui d'une méthode volumique telle que la méthode TLM avec les équations intégrales (TLM-IE) qui est très bien adapté à la modélisation des interactions électromagnétiques entre des objets complexes séparés par une grande distance (grande région d'espace libre) [LPR99]. Les objets (volumiques) sont modélisés par la TLM tandis que les éléments de surface des sous régions (surfaces des objets) sont couplées avec la méthode des équations intégrales *via* des fonctions de Green dans le domaine temporel.

Aussi, ce couplage a permis l'étude par exemple du rayonnement d'une ligne micro-ruban en zone de champ proche et en zone de champ lointain [PLR98].

On peut également citer le couplage entre la TLM-IE et la TD-MoM¹ pour l'analyse de structures rayonnantes dans des environnements de propagation en présence d'obstacles et plus particulièrement pour étudier le couplage en zone de champ proche d'une antenne patch avec des objets métalliques [KR07].

On trouve d'autres types de couplage entre la TLM et la FDTD ou entre la FDTD et la MoM pour la résolution de problèmes de CEM [EH96], [PLR99]. Ou bien encore entre la TLM et la MoM pour étudier les interférences entre antennes [NMBS08].

On peut aussi utiliser la MoM pour modéliser la condition d'espace ouvert d'une structure rayonnante (pas d'échantillonnage nécessaire du volume) et la FEM pour modéliser un

1. Time Domain - Method of Moments.

milieu inhomogène (corps/objets diélectriques) en termes de distribution des champs à l'intérieur d'un volume.

Citons également un couplage entre la méthode spectrale et la FDTD pour l'analyse de milieux anisotropes, inhomogènes et périodiques [CGS93].

Ce type de couplage permet aussi le traitement de problèmes multi-physique en choisissant par exemple une méthode pour traiter des aspects électromagnétiques et une autre pour les aspects thermiques [Tri08].

4.2 Couplages des méthodes asymptotiques

Nous avons vu au chapitre précédent une technique de lancer hybride : le lancer de faisceaux adaptatifs *cf.* Section 3.3.3 p. 45. Ce n'est pas à proprement parler un couplage entre méthodes mais bien une méthode particulière. On la nomme hybride car elle allie certaines caractéristiques des méthodes de lancer de rayons et de lancer de faisceaux.

Des techniques de couplages entre méthodes asymptotiques existent et notamment entre les méthodes basées sur les champs électromagnétiques et celles basées sur les courants.

Une d'elle utilise le lancer de rayons avec la PO/PTD pour déterminer la SER² d'une cible [Wei06]. L'idée est de combiner l'algorithme du lancer de rayons avec les principes de la PO et de la PTD. La technique consiste à décomposer la surface de l'objet « cible » par un grand nombre de rayons et d'utiliser la PO/PTD pour calculer le courant à la surface de l'objet ainsi échantillonné. L'intégrale de surface de la PO/PTD se réduit alors comme la somme des contributions des rayons sur chaque élément de surface.

Une autre méthode utilisant les principes de la diffraction optique et physique, c'est-à-dire UTD et PO, a été développée pour tenir compte des diffractions multiples d'une onde sphérique sur une série d'obstacles parfaitement conducteurs [RMGPJL09]. Ces obstacles peuvent avoir différentes formes canoniques tels que des coins, des arêtes ou des cylindres. Cette formulation n'a pas besoin de tenir compte des termes de diffraction de plus haut degré (*slope-diffraction*) qui assurent la continuité et améliore la précision entre les zones d'ombre de l'UTD. En effet, l'utilisation de l'UTD est limitée dans les zones de transition. On évalue seulement la diffraction simple à laquelle s'ajoute la formulation de la PO pour les multiples diffractions.

On peut également citer un couplage entre la GO et la PO/PTD pour déterminer la SER d'une cible radar [VW09].

Cependant, ces approches sont limitées à l'étude en champ lointain (hypothèse haute fréquence) d'objets relativement simples.

4.3 Couplages des méthodes rigoureuses/asymptotiques

L'hybridation des méthodes numériques et asymptotiques suscite un grand intérêt dans un compromis entre précision et temps de calcul.

2. Surface Équivalente Radar, en anglais *RCS* pour *Radar Cross Section*.

Les méthodes rigoureuses étant plutôt dédiées à l'étude d'objets électriquement petits et les méthodes asymptotiques aux objets électriquement grands, il semble donc très intéressant de coupler ces méthodes entre-elles afin d'étudier des problèmes multi-échelles de rayonnement, de diffraction et de couplage d'antennes sur des structures de grandes dimensions.

Deux types de problèmes électromagnétiques se posent dans ce genre de couplage. On cherche généralement à étudier les interactions d'une source avec un objet de grande ou de petite dimension.

Dans le premier cas, le problème consiste à modéliser la source par une méthode rigoureuse appropriée et à étudier l'interaction avec un objet de grande dimension par une méthode asymptotique. D'une manière générale, l'utilisation de méthodes rigoureuses dans ce cas consiste à déterminer les courants pour appliquer ensuite une méthode physique telle que la PO ou la PTD par exemple.

A contrario, dans le second cas, la source est modélisée à l'aide d'une méthode asymptotique (typiquement lancer de rayons) et l'objet de petite dimension avec une méthode rigoureuse.

Dans ces deux cas, la source et l'objet doivent être placés relativement loin l'un de l'autre, ce qui exclut ou du moins rend difficile l'étude du couplage entre eux. Ceci nécessite que l'objet considéré doive être de dimension comparable à la longueur d'onde, auquel cas, le volume de calcul deviendrait beaucoup trop important. De plus, la source doit se trouver en zone de Fraunhofer (zone de champ lointain). En effet, plus la source est éloignée et plus l'effet de couplage diminue.

La FDTD est une des méthodes le plus souvent utilisée pour réaliser des couplages de méthodes électromagnétiques, comme la FDTD et l'UTD [BEJ96], [Bea02a] par exemple. Un problème typique est l'analyse en zone de champ lointain du champ électromagnétique rayonné par une antenne placée à proximité d'un réflecteur (plan fini).

On peut citer également le couplage entre la méthode TLM et la TD-PO³ pour obtenir le diagramme de rayonnement d'une antenne proche d'un réflecteur [Lan08]. La TLM respectivement la TD-PO sont utilisées pour modéliser les objets complexes de petites dimensions respectivement les structures électriquement grandes.

Ce type de problème du couplage entre des antennes et de larges structures métalliques peut aussi être étudié par le couplage entre la FEM et l'UTD [HPB00].

Ou bien encore la MoM-GTD pour étudier le couplage d'une antenne proche d'un objet conducteur de grande dimension tel que les antennes sur des porteurs par exemple [TN75], [DT84]. La MoM est utilisée pour modéliser l'antenne tandis que la GTD est utilisée pour analyser le rayonnement électromagnétique de l'objet dans l'espace.

La MoM-UTD peut être utilisée pour l'étude du couplage entre les ouvertures d'antennes cylindriques [PJ01]. Le calcul des champs à l'intérieur de l'ouverture est effectué par la MoM et l'UTD est utilisée pour déterminer les champs rayonnés d'une ouverture à l'autre.

On trouve aussi un couplage entre la FDTD et la PO [Boz98] pour l'étude du champ électromagnétique rayonné par des structures de dimensions différentes. Ce couplage donne des résultats d'autant plus corrects que l'on se situe loin de l'objet réflecteur,

3. Time Domain - Physical Optic.

et où le phénomène de réflexion devient prépondérant devant le phénomène de diffraction car l'optique physique ne tient pas compte de la diffraction.

Aussi, on peut citer la FDTD couplée au lancer de rayons [Bea02b] [WSNC00]. Le lancer de rayons est utilisé pour les zones d'espace libre et la FDTD pour analyser les objets complexes (comportant des discontinuités) où les solutions basées sur le lancer de rayons ne sont pas suffisamment précises. Ce sont typiquement des situations de propagation *in-door* ou de rayonnement d'une antenne en espace libre. Dans le même type de problème, on trouve aussi du couplage entre la FEM et la PO-PTD [Din04].

D'autres méthodes encore telles que la MoM-PO [JL95] pour tenir compte d'un coin parfaitement conducteur ou l'UTD-FDTD [RMP99] pour étudier le rayonnement d'une structure cylindrique.

Le simulateur FekoTM utilise aussi la MoM-UTD, la MoM-GO ou la MoM-PO pour traiter de problèmes électromagnétiques divers.

Généralement les méthodes hybrides couplent deux méthodes. D'autres, dites « multi-hybrides » mettent en œuvre un couplage entre trois voire quatre méthodes pour certaines. Ceci dit la mise au point de tels couplages de méthodes peut devenir relativement complexe, c'est pourquoi souvent les couplages se limitent à deux méthodes.

Parmi ces méthodes multi-hybrides, on peut mentionner un couplage entre la FDTD, la TD-MoM⁴ et la TD-FEM⁵ [Mea04]. Aussi entre la FDTD, la TD-MoM et la GTD [BH05] ou bien encore entre la FEM, la PO/PTD et l'UTD [FRGCGRSP07].

L'ensemble de ces méthodes n'est qu'un aperçu des techniques de couplage existantes, la liste étant loin d'être exhaustive. La plupart des méthodes mentionnées ont été développées dans les domaines temporel et fréquentiel et on trouve des couplages entre la plupart d'entre-elles. En effet elles permettent chacune de couvrir avec une certaine précision (fonction des hypothèses de départ) un certain domaine d'analyse.

4. Time Domain - Method of Moment.

5. Time Domain - Finite Element Method.

Conclusion de la partie I

Actuellement, la plupart des simulateurs électromagnétiques se basent sur une résolution des équations de Maxwell sous forme intégrale, différentielle ou par des approximations hautes fréquences de ces équations.

Un grand nombre de méthodes a été développé pour résoudre des problèmes électromagnétiques, certaines dites « rigoureuses » sont plutôt dédiées à l'analyse de dispositifs électriquement petits, et d'autres dites « asymptotiques » sont plutôt dédiées à l'analyse de dispositifs électriquement grands.

Les limitations des ces méthodes de modélisation des phénomènes électromagnétiques — en termes de complexité et de dimension des systèmes à modéliser — incitent à chercher et à développer de nouvelles techniques. Une solution consiste à coupler certaines de ces méthodes entre-elles afin de bénéficier des performances de chacune dans leur domaine de prédilection, ce sont les méthodes hybrides. Le problème initial est décomposé sur des sous-domaines sur lesquels on applique une méthode de résolution appropriée. Cependant, leurs limitations propres sont également une contrainte à leur développement. Malgré les apports faits à ces différentes méthodes pour simplifier les calculs électromagnétiques, la dimension et la complexité des problèmes à traiter nécessitent un saut méthodologique important. Ceci dans le but de répondre au mieux à ces exigences, en développant une méthode et un outil capables de tenir compte à la fois de la complexité des systèmes à modéliser et d'autre part de leur intégration dans un environnement réel de grande dimension.

Les méthodes de modélisation des systèmes complexes et leur approche multi-agents peuvent répondre à cette problématique.

Nous allons voir dans la seconde partie comment ces méthodes peuvent répondre à notre problématique et sur quels concepts elles se basent pour construire un modèle d'un environnement électromagnétique.

Références de la partie I

- [Bal89] C. A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. Wiley, 1989.
- [Bea02a] P. Bernardi and et al. A UTD / FDTD Investigation on Procedures to Assess Compliance of Cellular Base-Station Antennas with Human-Exposure Limits in a Realistic Urban Environment. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 51 , 2002.
- [Bea02b] P. Bernardi and et al. Ray-Tracing / FDTD : A Comparison on their Applicability for Human Exposure Evaluation. *International Journal of Numerical Modelling*, vol. 5 , 2002.
- [BEJ96] B. Beillard, K. Etrieu, and B. Jecko. Coupling of Methods : Finite Difference Time Domain and Asymptotic Methods. *Electronics Letters*, vol. 35 (4) : pp. 308–309, February 1996.
- [Bér94] J. P. Bérenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *J. Comp. Phys.*, vol. 114 (2) : pp. 110–117, October 1994.
- [BH05] A. Becker and V. Hansen. Hybrid : Combining the Time-Domain Method of Moments, the Time-Domain Geometrical Theory of Diffraction and the FDTD. *Journal IEE*, vol. 2A : pp. 94–97, July 2005.
- [BK94] V. A. Borovikov and B. Ye. Kinber. *Geometrical Theory of Diffraction*, volume 37 of *Electromagnetic Waves Series*. IEE, 1994.
- [BM94] D. Bouche and F. Molinet. *Méthodes Asymptotiques en Électromagnétisme*, volume 16 of *Mathématiques & Applications*. Springer-Verlag, 1994.
- [Bon95] M. Bonnet. *Équations Intégrales et Éléments de Frontières : Applications en Mécaniques des Solides et des Fluides*. CNRS Editions, 1995.
- [Boz98] F. Le Bozer. *Hybridation de la Technique des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD) et de l'Optique Physique dans le Domaine Temporel (TDPO). Applications aux Antennes Microruban en Cavité*. PhD thesis, Université de Rennes, Février 1998.
- [CBRM84] A. Clarkowski, J. Boersma, and R. R. Mittra. *Plane-Wave Diffraction by a Wedge – A Spectral Domain Approach*. Ibid, 1984.
- [CGS93] A. C. Cangellaris, M. Gribbons, and G. Sohos. A Hybrid Spectral / FDTD Method for the Electromagnetic Analysis of Guided Waves in Periodic Structures. *IEEE Microwaves and Guided Wave Letters*, vol. 3 (10) : pp. 375–177, October 1993.

- [Cle66] P. C. Clemmow. *The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields*. Pergamon Press, 1966.
- [Cle73] P. C. Clemmow. *A Introduction to Electromagnetic Theory*. Cambridge University Press, 1973.
- [Con05] E. Conil. *Propagation Électromagnétique en Milieu Complexe – du Champ Proche au Champ Lointain*. PhD thesis, INP Grenoble, 2005.
- [CS00] M. V. K. Chari and S. J. Salon. *Numerical Methods in Electromagnetism*. Academic Press, 2000.
- [Des72] G. A. Deschamps. Ray Techniques in Electromagnetics. *Proceedings of the IEEE*, vol. 60 : pp. 1022–1035, September 1972.
- [Din04] W. P. Ding. FEM / PO-PTD for Evaluation of Scattering by Complex Objects. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1 : pp. 363–366, June 2004.
- [DT84] S. A. Davidson and G. A. Thiele. A Hybrid Method of Moment – GTD Techniques for Computing Electromagnetic Coupling Between Two Monopole Antennas on a Large Cylindrical Surface. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. EMC-26 (2) : pp. 90–97, May 1984.
- [ECHA08] D. Erricolo, S. M. Canta, H. T. Hayvacı, and M. Albani. Experimental and Theoretical Validation for the Incremental Theory of Diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 56 (8), August 2008.
- [EH96] C. Eswarappa and W. J. R. Hoefer. A Hybrid 3D TLM-FDTD Model of Microwave Fields. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 2 : pp. 1063–1066, 1996.
- [ESRV02] H. M. El-Sallabi, I. T. Rekanos, and P. Vainikainen. A New Heuristic Diffraction Coefficient for Lossy Dielectric Wedges at Normal Incidence. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 1 , 2002.
- [FRGCGRSP07] R. Fernández-Recio, L. E. García-Castillo, I. Gómez-Revuelto, and M. Salazar-Palma. Fully Coupled Multi-Hybrid FEM-PO / PTD-UTD Method for the Analysis of Radiation Problems. *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 43 (4) : pp. 1341–1344, April 2007.
- [Gar96] F. Gardiol. *Traité d'Électricité – Électromagnétisme*, volume 3. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1996.
- [GF63] I. M. Gelfand and S. V. Formin. *Calculus of Variations*. Prentice Hall, 1963.
- [Gla89] A. S. Glassner. *An Introduction to Ray Tracing*. Academic Press, 1989.
- [Gui83] J. L. Guiraud. *Annals of Telecommunications*, volume 38. Springer, 1983.
- [Han85] R. H. Hansen. The Spectral-Domain Approach for Microwave Integrated Circuits. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-33 (10) : pp. 1043–1056, October 1985.
- [Har93] R. F. Harrington. *Field Computation by Moment Methods*. IEEE Press Series on Electromagnetic Waves, 1993.

- [Hey02] E. Heyman. *Scaterring : Scaterring and Inverse Scaterring in Pure and Applied Science*, volume vol. 1 , chapter 1.5.4 Pulsed beam solution for propagation and scattering problems, pages pp. 295–315. Academic Press, R. Pike and P. Sabatier, 2002.
- [Hil07] J. Hillairet. *Application du Formalisme des Faisceaux Gaussiens à la Modélisation de l'Interaction d'une Onde Électromagnétique avec un Objet 3D Complexe*. PhD thesis, Université de Toulouse III, 2007.
- [Hoe87] W. J. R. Hoefer. The Transmission Line Matrix Method – Theory and Applications. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-33 (4) : pp. 370–377, April 1987.
- [Hol00] P. D. Holm. A New Heuristic UTD Diffraction Coefficient for Nonperfectly Conducting Wedges. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 48 (8), August 2000.
- [HPB00] D. H. Han, A. C. Polycarpou, and C. A. Balanis. FEM-Based Hybrid Methods for the Analysis of Antennas on Electrically Large Structures. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 2000.
- [Jam86] G. L. James. *Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves*, volume 1 of *Electromagnetic Waves Series*. Peter Peregrinus – IEE, third edition, 1986.
- [JB85] P. B. Johns and R. L. Beurle. Numerical Solution of 2-Dimensional Scattering Problems Using Transmission-Line Matrix. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-33 (10) : pp. 882–893, October 1985.
- [JH03] D. G. Swanson Jr. and W. J. R. Hoefer. *Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation*. Artech House, 2003.
- [JL95] U. Jakobus and F. M. Landstorfer. Improvement of the PO-MoM Hybrid Method by Accounting for Effects of Perfectly Conducting Wedges. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 43 (10) : pp. 1123–1129, October 1995.
- [Kel62] J. B. Keller. Geometrical Theory of Diffraction. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 52 (2), February 1962.
- [KP74] 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*, vol. 65 : pp. 1448–1461, November 1974.
- [KR07] R. Khelifi and P. Russer. Analysis of Transient Radiated Interferences by the Hybrid TLM-IE MoM Algorithm. *Microwave Integrated Circuit Conference*, pages pp. 591–594, 2007.
- [KST04] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M T. Tuley. *Radar Cross Section*, chapter 5, High-Frequency RCS Prediction Techniques, pages pp. 206–209. SciTech, 2004.
- [Lan08] J. Lanoë. *Contributions au Couplage entre la Méthode TLM et la Théorie Physique de la Diffraction pour l'Analyse Électromagnétique d'Antennes dans leur Environnement*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2008.

- [Lea03] D. Luga and et al. Frame-Based Gaussian Beam Summation Method : Theory and Applications. *Radio Science*, vol. 38 (2), 2003.
- [LPR99] S. Lindenmeier, L. Pierantoni, and P. Russer. Hybrid Space Discretizing – Integral Equation Methods for Numerical Modeling of Transient Interference. *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 41 (4) : pp. 425–430, November 1999.
- [MAB08] F. Molinet, I. Andronov, and D. Bouche. *Asymptotic and Hybrid Methods in Electromagnetics*, volume 51 of *Electromagnetic Waves Series*. IET, second edition, 2008.
- [Mag98] S. Le Maguer. *Développement de Nouvelles Procédures Numériques pour la Modélisation TLM : Applications à la Caractérisation de Circuits Plaqués et de Structures à Symétrie de Révolution en Bande Millimétrique*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 1998.
- [Max73] J.C. Maxwell. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press – Oxford, 1873.
- [Mea04] A. Monorchio and et al. A Hybrid Time-Domain Technique that Combines the Finite Element, Finite Difference and Method of Moment Techniques to Solve Complex Electromagnetic Problems. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 52 (10) : pp. 2666–2674, October 2004.
- [Mic91] A. Michaeli. Equivalent Edge Currents for Arbitrary Aspects of Observation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-39 : pp. 719–731, 1991.
- [Mik64] S. G. Mikhlin. *Variational Methods in Mathematical Physics*. MacMillan – New-York, 1964.
- [Mil05] T. A. Milligan. *Modern Antenna Design*. John Wiley & Sons, second edition, 2005.
- [MKRS79] R. Mittra, W. L. Ko, and Y. Rahmat-Samii. Transform Approach to Electromagnetic Scattering. *Proceedings of the IEEE*, vol. 67 (11) : pp. 1486–1503, November 1979.
- [MMR97] G. Manara, A. Monorchio, and R. Reggiannini. A Space-Time Discretization Criterion for a Stable Time-Marching Solution of the Electric Field Integral Equation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 45 (3) : pp. 1237–1242, March 1997.
- [MN01] S. Le Maguer and M. Ney. PML-TLM Node : An Efficient Approach for Full-Wave Analysis of Open Structures. *Int. Journal of Numerical Modelling*, vol. 14 : pp. 129–144, 2001.
- [MPM90] D. A. McNamara, C. W. I. Pistorius, and J. A. G. Malherbe. *Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. Artech House, 1990.
- [MRSK76] R. Mittra, Y. Rahmat-Samii, and W. L. Ko. Spectral Theory of Diffraction. *Applied Physics*, vol. 10 (1) : pp. 1–13, 1976.

- [MW05] A. Mohan and D. S. Weile. A Hybrid Method of Moments - Marching on in Time Method for the Solution of Electromagnetic Scattering Problems. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 53 (3) : pp. 1237–1242, March 2005.
 - [NMBS08] M. Naser-Moghadasi, M. Bahadorzadeh, and R. A. Sadeghzadeh. Implementation of a Novel TLM-MoM Hybrid Method for the Analysis of Interference in Antennas. *Information and Communication Technologies : from Theory to Applications*, pages 1–4, 2008.
 - [PB02] P. H. Pathak and R. J. Burkholder. *Scattering : Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science*, volume vol. 1 , chapter 1.5.2 HIGH-Frequency Methods, pages pp. 245–273. Academic Press, R. Pike and P. Sabatier, 2002.
 - [PJ01] P. Persson and L. Josefsson. Calculating the Mutual Coupling Between Apertures on a Convex Circular Cylinder Using a Hybrid UTD-MoM Method. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 49 (4) : pp. 672–677, April 2001.
 - [PJ06] L. E. R. Petersson and Jiang-Ming Jin. A Three-Dimensional Time-Domain Finite-Element Formulation for Periodic Structures. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 54 (1) : pp. 12–19, January 2006.
 - [PLR98] L. Pierantoni, S. Lindenmeier, and P. Russer. Efficient Analysis of Microstrip Radiation by the TLM Integral Equation (TLM-IE) Method. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 3 : pp.267–1270, June 1998.
 - [PLR99] L. Pierantoni, S. Lindenmeier, and P. Russer. Theoretical and Numerical Aspects of the Hybrid MoM-FDTD, TLM-IE and ARB Methods for the Efficient Modelling of EMC Problems. *Microwave Conference*, vol. 2 : pp. 313–316, 1999.
 - [Pol07] D. Poljak. *Advanced Modeling in Computational Electromagnetic Compatibility*. John Wiley & Sons, 2007.
 - [Rao99] S. M. Rao. *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.
 - [Rey06] S. Reynaud. *Modélisation Hybride du Canal Radiomobile en Environnement Indoor Complexe. Application aux Systèmes Sans Fil*. PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
 - [RMGPJL09] J. V. Rofríguez, J. M. Molina-García-Pardo, and L. Juan-Llácer. UTD-PO Formulation for the Multiple-Diffraction of Spherical Waves by an Array of Multimodeled Obstacles. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 8 : pp. 379–382, 2009.
 - [RMP99] B. S. Randhawa, A. C. Marvin, and A. D. Papatsoris. Hybrid Uniform Theory of Diffraction and Finite Difference Time Domain Method for Scattered Waves. *Electronics Letters*, vol. 35 (6) : pp. 459–460, March 1999.
 - [RP60] C. E. Ryan and L. Peters. Evaluation of Edge-Diffracted Fields Including Equivalent Currents for the Caustic Regions. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-18 : pp. 292–299, May 1960.
-

- [RSM78] Y. Rahmat-Samii and R. Mittra. Spectral Analysis of High-Frequency Diffraction of an Arbitrary Incident Field by a Half-Plane – Comparison with Four Asymptotic Techniques. *Radio Science*, vol. 13 : pp. 31–48, 1978.
- [Sag89] P. Saguet. The 3D Transmission Line Matrix Method : Theory and Comparison of the Process. *International Journal Numer. Model. Electron. Networks Devices Fields*, vol. 4 , 1989.
- [SC95] J. M. Song and W. C. Chew. Multilevel Fast Multipole Algorithm for Solving Combined Field Integral Equation of Electromagnetic Scattering. *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 10 (1) : pp. 14–19, September 1995.
- [SF96] P. P. Silvester and R. L. Ferrari. *Finite Elements for Electrical Engineers*. Cambridge University Press – New-York, third edition, 1996.
- [Siz05] H. Sizun. *Radio Wave Propagation*. Springer-Verlag, 2005.
- [SM97] H. Suzuki and A. S. Mohan. Ray Tube Tracing Method for Predicting Indoor Channel Characteristic Map. *Electronics Letters*, vol. 33 (17) : pp. 1495–1496, 1997.
- [SR94] S. Y. Seidel and T. S. Rappaport. Site-Specific Propagation Prediction for Wireless in-Building Personal Communication System Design. *IEEE Trans. Vehicular Technology*, vol. 43 : pp. 879–891, November 1994.
- [SSW05] A. Skarlatos, R. Schuhmann, and T. Weiland. Solution of Radiation and Scattering Problems in Complex Environments Using a Hybrid Finite Integration Techniques – Uniform Theory of Diffraction Approach. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 53 (10) : pp. 3347–3357, October 2005.
- [Ste87] C. W. Steel. *Numerical Computation of Electric and Magnetic Fields*. Van Nostrand Reinhold Company – New-York, 1987.
- [Str41] J. A. Stratton. *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill – New-York, 1941.
- [TB75] A. Taflove and M. E. Brodwin. Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell’s Equations. *IEEE Trans. MTT*, 1975.
- [TM94] R. Tiberio and S. Maci. An Incremental Theory of Diffraction : Scalar Formulation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-42 : pp. 600–612, 1994.
- [TMT95] R. Tiberio, S. Maci, and A. Toccafondi. An Incremental Theory of Diffraction : Electromagnetic Formulation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-43 : pp. 87–96, 1995.
- [TN75] G. A. Thiele and T. H. Newhouse. A Hybrid Technique for Combining Moment Methods with the Geometrical Theory of Diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-23 (1), January 1975.

-
- [Tra97] N. Peña Traslavina. *Contribution au Développement de Conditions aux Limites Absorbantes pour la Méthode TLM avec Applications à l'Analyse de Circuits Hyperfréquences*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 1997.
 - [Tri08] P. Triwong. *Modélisation Numérique 3D des phénomènes Couplés dans les Procédés d'Élaboration par Induction : Couplage Faible et Couplage Fort*. PhD thesis, INP Grenoble, Juillet 2008.
 - [Ufi91] P. Y. Ufimtsev. Elementary Edge Waves and the Physical Theory of Diffraction. *Electromagnetics*, vol. 11 : pp. 125–159, 1991.
 - [Ufi07] P. Y. Ufimtsev. *Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction*. John Wiley & Sons, 2007.
 - [VCK98] J.L. Volakis, A. Chatterjee, and L. C. Kempel. *Finite Element Method for Electromagnetics*. IEEE Press – Wiley Interscience, 1998.
 - [VJ95] P. Vaudon and B. Jecko. A General Formulation for a Asymptotic Expansions with a Pole Near the Saddle Point. *Ann. Télécommun.*, vol. 50 (7-8) : pp. 686–694, 1995.
 - [VW09] T. Vaupel and F. Weinmann. Validation of a 3D Near-Field ISAR Imaging Technique with Far-Field RCS Extraction by Means of a Hybrid GO-PO/PTD Ray Tracing Algorithm. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, pages pp. 691–695, March 2009.
 - [Wei77] T. Weiland. A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields. *Electronics and Communication (AEU)*, 1977.
 - [Wei06] F. Weinmann. Ray Tracing with PO/PTD for RCS Modeling of Large Complex Objects. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 54 (6) : pp. 1797–1806, June 2006.
 - [Wex67] A. Wexler. Waveguide Discontinuities by Modal Analysis. *IEEE Tran. MTT*, vol. MTT-15 (9) : pp. 508–517, September 1967.
 - [WP84] R. S. B. Worm and R. Pregla. Hybrid-Mode Analysis of Arbitrarily Shaped Planar Microwave Structures by the Method of Lines. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-32 (2) : pp. 191–196, February 1984.
 - [WSNC00] Y. Wang, S. Safavi-Naeini, and S. K. Chaudhuri. A Hybrid Technique Based on Combining Ray Tracing and FDTD Methods for Site-Specific Modeling of Indoor Radio Wave Propagation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 48 (5) : pp. 743–754, May 2000.
 - [Yee66] K. Yee. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problem Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 14 (3) : pp. 302–307, May 1966.
 - [YWK98] C.F. Yang, B.C. Wu, and C.J. Ko. Ray Tracing Method for Modeling Indoor Wave Propagation and Penetration. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 46 (8) : pp. 907–919, June 1998.
 - [Zho93] P. B. Zhou. *Numerical Analysis of Electromagnetic Field*. 1993.
-

Deuxième partie

Modélisation physique de
phénomènes électromagnétiques
par une approche multi-agents

Introduction à la partie II

Nous cherchons à modéliser la propagation des ondes électromagnétiques à travers un système complexe éactif dans lequel un système dynamique décrit les phénomènes et les interactions électromagnétiques.

Nous allons donc étudier dans cette partie, les concepts qui guident notre approche de la modélisation d'un environnement électromagnétique par la méthode éactive, en vue de son instrumentation *via* un système de réalité virtuelle.

Nous débuterons cette partie par une description de ce qu'est la méthode éactive, les concepts et la méthodologie qu'elle fournit pour la modélisation de systèmes complexes tels que le nôtre.

Cette méthode est basée sur le principe d'éaction [VTR91], [Tho07], principe qui vise à étudier par ses interactions, un individu (une entité) et son environnement. Dans ce contexte, nous devons identifier explicitement ce que sont nos entités et la manière dont celles-ci interagissent avec leur environnement.

Ainsi, la modélisation éactive de problèmes de propagation électromagnétique doit reposer sur une définition rigoureuse des entités.

Aussi, il nous faudra définir explicitement les interactions qui peuvent avoir lieu au sein de notre système afin de reconstituer des phénomènes électromagnétiques au sein d'un système de réalité virtuelle.

Chapitre 5

La méthode de modelisation énaactive

Nous cherchons à modéliser des phénomènes électromagnétiques à travers un système multi-agents instrumenté *via* un système de réalité virtuelle.

Les systèmes multi-agents mettent en œuvre un ensemble de concepts et de techniques permettant à des agents d’interagir avec leur environnement. Ils reposent donc sur une définition rigoureuse de ce que sont les agents, de la nature des interactions et de l’environnement dans lequel ces agents évoluent et peuvent interagir.

Aussi, la modélisation de phénomènes naturels au sein d’un environnement virtuel ne demande pas de simuler ces phénomènes tels qu’ils nous apparaissent dans la réalité mais plutôt à décrire ces phénomènes d’un point de vue phénoménologique, afin d’en extraire les caractéristiques et paramètres essentiels nécessaires à leur reconstruction au sein d’un monde virtuel.

De plus, il n’existe pas de modèle global d’un environnement naturel [Moi06]. La complexité d’un tel système contraint à une approche locale des phénomènes. Dans ce contexte, les phénomènes sont modélisés en tant qu’entités autonomes en interaction.

La méthode dite « énaactive » proposée dans ces travaux, rompt radicalement avec les concepts des méthodes « classiques » présentées dans la partie précédente et propose une méthode spécifique pour la modélisation de tels systèmes complexes.

5.1 Les systèmes multi-agents

Depuis quelques années, les systèmes multi-agents (SMA) ont pris une place de plus en plus importante dans de nombreux domaines d’application, ceci à travers l’intelligence artificielle, l’informatique [Fer95], [Woo02], et aussi dans les sciences sociales, les sciences naturelles ... [Wei99], [AP06].

La modélisation multi-agents permet de conceptualiser et de simuler un ensemble organisé d’agents en interaction entre eux et avec leur environnement, et permet la formalisation de systèmes complexes comportant des échelles — spatiales, temporelles, organisationnelles — multiples et variées. Le système est alors composé d’un ensemble d’agents, situés dans un environnement et interagissant selon certaines relations.

Un agent est une entité caractérisée par le fait qu’elle est, au moins partiellement, autonome.

Un tel système doit répondre à un certain nombre de problématiques :

- **relations entre l'agent et l'environnement** : un agent doit être capable d'interagir au sein de l'environnement.
⇒ *notions de perception, de décision, d'action.*
- **nature des interactions** : Quels types d'interactions, qui interagit avec qui et de quelle manière ?
⇒ *notions d'adaptation, d'apprentissage ... mais aussi de communication.*
- **temps des interactions** : À quel moment et pendant combien de temps ?
⇒ *notions d'instant, de durée de l'action mais aussi de zone de perception, détection.*

Ces différents éléments ont pour but de répondre à la question fondamentale des systèmes multi-agents qui porte sur la représentation de l'environnement par les agents : *Comment un ensemble d'agents interagit dans un environnement partagé, et comment cet environnement interagit sur ces agents ?*

La notion d'*objet*¹ apporte tout un ensemble de concepts et une méthodologie pour la formalisation et la modélisation de tels systèmes. Elle permet de créer une représentation abstraite, sous forme d'objets, d'entités ayant une existence matérielle ou virtuelle. Un objet est caractérisé par plusieurs propriétés :

- ses attributs : paramètres, données qui caractérisent les propriétés de l'objet.
- ses méthodes : « fonctions » qui caractérisent le comportement de l'objet.
- son identité : chaque objet est caractérisé par un identifiant propre qui le distingue des autres objets.

Ceci permet de conceptualiser ce qu'est un agent. Aussi, l'architecture des systèmes multi-agents repose sur différents éléments : les agents, l'environnement et les interactions.

Les systèmes multi-agents permettent la modélisation de systèmes complexes, là où la formalisation mathématique n'apporte pas de solution analytique. Cependant, la formalisation d'un problème *via* un système multi-agents et la caractérisation de son architecture dépend avant tout de ce que nous cherchons à modéliser. Il est donc important de conceptualiser et de formaliser de manière explicite ce dont nous avons besoin.

Nous cherchons à suivre l'évolution d'une onde électromagnétique (front d'onde) et ses interactions éventuelles avec des objets de dimensions variées² placés dans une scène. Notre modèle doit donc reposer sur une description précise des milieux de propagation, supports des interactions, et des phénomènes électromagnétiques associés tels que :

- la propagation
- la réflexion et la réfraction
- la diffraction

1. Au sens de la *programmation orientée objet*.

2. Objets électriquement petits ou grands.

La modélisation de phénomènes électromagnétiques par une approche multi-agents nécessite de définir un certain nombre de concepts et une certaine méthodologie quant à la formalisation et à l'implémentation informatique d'un tel système.

Bien que cette approche soit particulièrement nouvelle dans le domaine des hyperfréquences, ce n'est pas forcément le cas dans d'autres domaines et notamment en informatique, en science sociale ou bien encore en biologie par exemple où les concepts d'agents semblent plus pertinent que n'importe quel modèle mathématique.

En effet, cette approche permet de faire émerger naturellement, à partir de lois simples, des comportements d'ensemble qui ne sauraient trouver une solution par une « simple » description mathématique comme l'émergence de comportements macroscopiques à partir de lois microscopiques. Aussi, elle permet de définir des niveaux de modélisation à des échelles multiples. De plus, l'ajout de nouveaux phénomènes ne remet pas en cause le système.

Les réponses à ces questions doivent permettre de formaliser le problème de manière pertinente afin de construire une méthodologie suffisamment précise pour être capable d'implémenter un tel système *via* l'ensemble des outils informatiques disponibles.

La méthode de modélisation énaactive constitue une approche originale pour la modélisation d'un tel environnement.

5.2 La méthode énaactive

La méthode de modélisation énaactive [PT05] constitue une approche atypique pour la modélisation dynamique d'un environnement naturel et sa simulation en un système de réalité virtuelle [Tis01]. Elle est basée sur le principe d'énaaction³ [VTR91], [Tho07], principe qui vise à étudier par ses interactions, un individu (une entité) et son environnement : « L'organisation énaactive résultante de la modélisation est alors composée d'entités autonomes en interaction *via* un milieu qu'elles créent et façonnent elles-mêmes » [Par04].

Il n'existe pas de modèle global d'un environnement naturel. La complexité d'un tel système contraint à une approche locale des phénomènes et à en répartir le contrôle au niveau des composants du système. Chaque individu, chaque composant du système ne connaît et n'a accès qu'à une portion de l'ensemble des connaissances ; c'est la cohabitation de chacun d'entre eux, apportant ses connaissances locales qui fait du monde ce qu'il est dans sa globalité.

Dans ce contexte, les phénomènes sont modélisés en tant qu'entités autonomes en interaction. Ceci introduit la notion de modélisation multi-agent qui permet de conceptualiser et de simuler un ensemble organisé d'agents en interaction entre eux et avec leur environnement. Aussi elle permet de formaliser des situations complexes comportant des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

Reconstituer les phénomènes au sein d'un environnement virtuel ne demande pas de considérer ces phénomènes tels qu'ils nous apparaissent dans la réalité. Cela n'a pas de

3. Selon ce principe, le phénomène cognitif est indissociable de l'environnement dans lequel il se produit.

sens pour une onde électromagnétique de percevoir son environnement, pas plus que d'appliquer telle ou telle méthode pour adapter sa propagation et interagir avec les objets de l'environnement ; ceci est une représentation de notre esprit pour comprendre et expliquer les phénomènes qui peuvent avoir lieu.

La modélisation d'un système complexe éactif nécessite d'autonomiser les modèles associés. L'autonomisation d'un modèle consiste à le doter de capacités de perception, d'action et de décision au sein de son environnement. C'est une contrainte nécessaire afin de ne pas avoir à remettre en cause le modèle lors de l'introduction de nouveaux phénomènes dans le système ainsi modélisé. Chaque modèle de phénomène est vu comme une entité autonome.

Autonomiser le modèle d'un phénomène naturel en le dotant de capacités de perception et d'adaptation ne demande pas de considérer le phénomène comme ayant ces capacités. Le phénomène réel est naturellement inscrit dans un monde physique. En revanche, en réalité virtuelle, il faut reconstituer virtuellement ce monde physique. Il est alors plus simple si chaque modèle est capable de construire de façon autonome le milieu nécessaire à la réalisation de son comportement.

Dans ce contexte, la simulation d'un tel modèle tient avant tout à la phénoménologie des phénomènes plutôt que de réaliser la simulation de ces phénomènes, ce qui reviendrait à résoudre un système différentiel. La modélisation d'un tel système ne requiert plus *a priori* d'échantillonner l'espace d'analyse pour construire le milieu topologique spatio-temporel. Chaque entité participe par ses interactions à la construction d'un *monde*.

Le développement de cette nouvelle méthode est basée sur une bibliothèque de simulation d'entités autonomes et de rendu 3D, écrite en C++, nommée ARéVi⁴ et développée au CERV⁵. Cette bibliothèque fournit une collection d'outils pour simplifier l'écriture d'applications de réalité virtuelle. Elle fournit notamment :

- de quoi doter les entités d'activités, de gérer leur ordonnancement et de les faire communiquer entre elles.
- des moyens d'interactions avec l'utilisateur qui permettent à celui-ci de pouvoir participer au sein même de l'environnement virtuel.
- d'un ensemble d'objets 3D.

Pour obtenir une description plus détaillée de cette bibliothèque, on pourra se reporter au lien de la note d'ARéVi (*cf.* bas de page). Cette bibliothèque a permis de développer un ensemble de modèles réalistes et performants pour des applications très diverses, *cf.* Figs. 5.1 et 5.2, telles que :

- l'environnement de formation à la conduite automobile en trafic routier ARéVi-Road⁶ [Her06].
- l'application GASPAR⁷ qui permet de simuler l'activité aérienne sur un porte-avions [MSQB06].

4. Atelier de **R**éalité **V**irtuelle : http://svn.cerv.fr/trac/ARéVi/wiki/home_fr

5. Centre **E**uropéen de **R**éalité **V**irtuelle : <http://www.cerv.fr/fr/activites/ARéVi.php>

6. <http://www.areviroad.com/>

7. **G**estion **A**viation **S**ur **P**orte-**A**vions par la **R**éalité virtuelle.

- le modèle éactif de mer virtuelle IPAS⁸ [Par04], [PJT04].
- le modèle éactif de thermodynamique moléculaire [CBP⁺10].



FIGURE 5.1 – Exemple de modèles (non-éactifs) basés sur ARéVi.

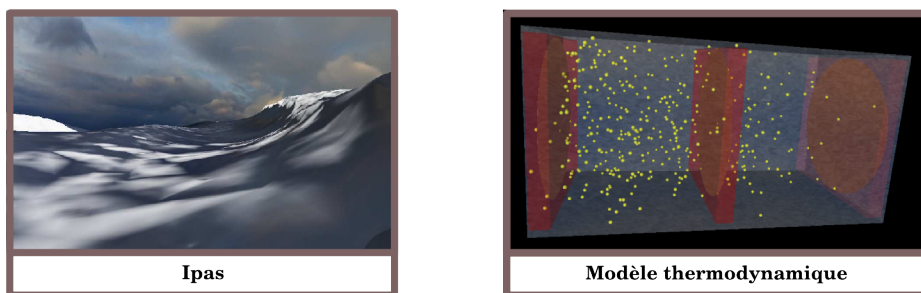


FIGURE 5.2 – Exemple de modèles éactifs basés sur ARéVi.

Notons que le modèle éactif de thermodynamique moléculaire est basé sur le même « code générique » que celui utilisé pour implémenter notre modèle éactif électromagnétique. Pour être plus précis, ce code a été développé à la base pour modéliser des phénomènes de thermodynamique moléculaire et nous nous en sommes servi en l’adaptant à nos phénomènes électromagnétiques.

5.3 Application aux systèmes électromagnétiques

L’objectif de ces travaux est de développer un nouvel outil et un simulateur électromagnétique basé sur les approches des systèmes multi-agents et la méthode de modélisation éactive ; et instrumenté *via* un système de réalité virtuelle. La démarche conceptuelle du modèle doit répondre à un certain nombre de questions lors de la formalisation du modèle et notamment celles des phénomènes à modéliser, dans quels milieux et par quelles entités les modéliser afin de reconstituer un système électromagnétique cohérent.

Nous cherchons à modéliser la propagation des ondes électromagnétiques à travers un système complexe éactif en développant un laboratoire virtuel (virtuoscope⁹), d’où

8. Animation Phénoménologique de la Mer, en anglais *Interactive Phenomenological Animation of the Sea*.

9. cf. glossaire : http://www.cerv.fr/fr/page_pres_manifeste.php

le terme *in virtuo*, dans lequel un système dynamique décrit les phénomènes et les interactions électromagnétiques. La méthode de modélisation énaactive offre un formalisme et une méthodologie pour la modélisation d'un environnement tel que le nôtre. Il s'agit de modéliser un système complexe, c'est-à-dire un système où de nombreux phénomènes interagissent de nombreuses façons à des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

La méthodologie des systèmes multi-agents consiste à identifier et décrire de manière explicite les différents éléments constituant le système à savoir l'environnement, les agents (entités) qui le peuple et les interactions qui peuvent y avoir lieu.

Aussi, un des avantages de ce type d'approche est de pouvoir intégrer des modèles de plusieurs types d'agents au sein d'une même simulation. Cette possibilité très originale permet de rendre compte des incohérences entre modèles décrivant des processus différents et interagissant entre-eux.

L'aspect visualisation dynamique du système est également un des aspects fondamentaux du succès du développement de telles méthodes car il permet au-delà de l'aspect pédagogique voire ludique, de développer et comprendre plus rapidement et ce avec davantage de facilité le système ainsi étudié.

5.3.1 Les entités

D'un point de vue général, un agent est une entité douée de capacités plus ou moins développées pour percevoir, agir et prendre des décisions au sein de son environnement. Une entité est caractérisée par le fait qu'elle est, au moins partiellement, autonome ; elle doit l'être suffisamment pour pouvoir prendre des initiatives dans l'intention d'atteindre son but (si elle en a un) ou bien d'appliquer certains de ses savoir-faire suite à un *stimulus*¹⁰ ou plusieurs *stimuli*.

Pour que l'ensemble des agents constitue un système cohérent, ils doivent pouvoir avoir un certain degré de coopération entre eux, c'est-à-dire avoir la capacité de communiquer et échanger des informations entre-eux mais aussi avec leur environnement afin d'être capables d'y interagir et de s'y adapter de manière cohérente. La communication et l'échange d'information suggèrent d'être capable de percevoir l'environnement et l'ensemble, ou du moins une partie, des éléments qui le constituent. Une entité est donc sensible à son environnement et ce dans une certaine limite ; elle possède par conséquent une certaine zone de perception qui par définition, est souvent restreinte.

La modélisation de phénomènes électromagnétiques consiste à modéliser la propagation d'une onde, ou plutôt d'un front d'onde, électromagnétique et ses interactions avec les différents objets d'une scène de simulation. Dans ce contexte, nous pouvons distinguer les différents éléments constitutifs de notre modèle :

- des ondes électromagnétiques $\implies$ fronts d'ondes.
- des milieux électromagnétiques $\implies$ les milieux de propagation.

10. Un stimulus est un facteur externe ou interne susceptible de provoquer un changement de comportement, une modification de l'état d'un « sujet ». Le « sujet » doit donc être sensible (au sens philosophique du terme), c'est-à-dire susceptible de percevoir par des sens, ou plus largement, par un ensemble d'impressions et de représentations.

Les entités sont les *briques élémentaires* de notre système. Elles sont une représentation du monde physique. Ce sont elles qui vont construire de par leurs interactions le milieu électromagnétique nécessaire à la reconstitution de phénomènes réels au sein d'un environnement virtuel. Parmi ces entités, nous pouvons distinguer les ondes et les milieux électromagnétiques.

Les ondes électromagnétiques et les phénomènes associés sont modélisés en tant qu'entités autonomes; ce sont plus exactement des fronts d'ondes. Les milieux étant supposés linéaires, homogènes et isotropes (hypothèse LHI), ces entités sont transparentes les unes aux autres et on peut donc appliquer le principe de superposition.

Les milieux électromagnétiques sont un autre type d'entité. Ces milieux sont les supports de la propagation des ondes. En effet, une onde est forcément associée à un milieu — sans quoi elle ne pourrait se propager — avec lequel elle peut interagir. Nous supposons dans nos modèles des milieux diélectriques ou conducteurs avec ou sans pertes. Si le milieu n'est pas précisé, c'est qu'il est supposé être constitué d'air (vide). Ces entités ont la particularité d'avoir une représentation physique¹¹ dans le monde réel (excepté l'air). De plus, la vitesse de déplacement relative d'un milieu (assimilé à un objet) est négligeable par rapport à celle d'une onde électromagnétique. De ce fait, nous considérons des milieux (objets) immobiles.

Aussi, chaque entité possède des propriétés, des méthodes (fonctions) et des activités (relation avec le temps) qui lui sont propres et lui permettent de percevoir son environnement et d'y interagir en « temps réel ».

Ces ondes et ces milieux vont pouvoir interagir ensemble. Il nous faut désormais caractériser ces interactions et les phénomènes qui y sont associés.

5.3.2 Les interactions

Les interactions qui peuvent avoir lieu dépendent de la nature des phénomènes électromagnétiques que nous cherchons à modéliser et de la dimension du modèle considéré (1D, 2D, 3D). D'une manière générale, ces phénomènes sont :

- la propagation d'une onde dans un milieu.
- la réflexion d'une onde à l'interface entre deux milieux.
- la réfraction d'une onde d'un milieu vers un autre.
- la diffraction d'une onde sur les coins ou arêtes d'un milieu.

Ce sont principalement des interactions du type ondes/milieux. Cependant, la reconstitution de phénomènes physiques au sein d'un environnement virtuel nécessite de développer des outils (instruments) de « mesure » virtuels afin d'être capable de récupérer certaines informations de l'environnement et notamment le champ électromagnétique. De ce fait, nous devons considérer des interactions supplémentaires du type ondes/instruments.

11. Ce sont des milieux matériels constitués par un matériau et donc palpables (à l'exception de l'air).

5.3.3 Les instruments de « mesure »

Nous désirons connaître à l'issue de la simulation d'un système électromagnétique, le champ électromagnétique en un point ou une région de l'espace. Cela nécessite d'être en mesure de « mesurer » ce champ et par conséquent de développer des outils pour quantifier ou cartographier le champ électromagnétique en un point ou une région de l'espace. Pour cela, nous avons développé plusieurs instruments :

- cellule de lecture $\implies$ lecture locale de l'état du champ électromagnétique.
- carte de champ $\implies$ cartographie par une échelle de couleur de l'état du champ électromagnétique dans une région de l'espace.

Ces instruments sont un autre type d'entité et participent au même titre que les ondes et les milieux électromagnétiques à la simulation et à certaines interactions.

5.4 Exemples de scénarios

La validation totale de notre modèle énaactif d'un système complexe électromagnétique est forcément expérimentale et repose sur la simulation. Seule la simulation peut nous permettre de valider (ou non) l'ensemble des concepts de cette méthode de modélisation. Nous ne possédons pas d'autres moyens pour vérifier d'une quelconque manière (mathématique, ...) notre modèle.

Pour cela, nous avons développé deux modèles électromagnétiques, l'un unidimensionnel (1D) et l'autre bidimensionnel (2D) ; et nous avons imaginé pour chacun de ces modèles un ensemble de scénarios afin de caractériser certaines des propriétés électromagnétiques des ondes et des milieux. Nous allons simuler *in virtuo* un ensemble d'expériences que nous devrons bien entendu être en mesure de comparer avec la théorie (lorsque c'est possible) ou des outils de modélisation plus classiques et appropriés.

Scénarios 1D	Caractérisation
propagation dans l'air	$\implies$ évolution.
réflexion sur une structure	$\implies$ coefficients de réflexion.
réfraction sur une structure	$\implies$ coefficients de transmission.
cavité résonante	$\implies$ résonance des modes.
Scénarios 2D	Caractérisation
propagation dans l'air	$\implies$ évolution.
diffraction sur une structure	$\implies$ coefficients de diffraction.
environnement en espace ouvert	$\implies$ carte de champ.
cavité résonante	$\implies$ résonance des modes.

Chapitre 6

Les entités

Nous venons d'établir dans le chapitre précédent ce qu'est notre système éactif électromagnétique et la manière dont celui-ci doit être formalisé. Un tel système est constitué d'un environnement peuplé d'entités autonomes qui interagissent entre-elles et avec leur environnement. Ce dernier est le « support » des interactions et délimite le domaine de validité, c'est-à-dire le domaine d'existence des entités.

Aussi, nous désirons connaître à l'issue de la simulation, le champ électromagnétique en un point ou une région de l'espace.

Notre système éactif électromagnétique est alors constitué par :

- des ondes électromagnétiques $\implies$ fronts d'ondes.
- des milieux électromagnétiques $\implies$ les milieux de propagation.
- des instruments de mesure $\implies$ cellules de lecture ou cartes de champ électromagnétique.

Ces différents éléments doivent être situés dans l'espace ; ils sont localisés et possèdent par conséquent une certaine forme finie. Il nous faut donc définir quelle représentation géométrique nous leur associons, celle-ci étant conditionnée par la nature de l'entité et la dimension du modèle¹ considéré.

Le développement de nos modèles électromagnétiques est basé sur une bibliothèque de simulation d'entités autonomes et de rendu 3D nommée ARéVi, cf. Section 5.2 p. 69. Cette bibliothèque met à notre disposition un ensemble d'outils et d'objets 3D tels que des boîtes (du type parallélépipèdes rectangles), des sphères, des cylindres et des cônes par exemple. De plus, elle offre un ensemble de méthodes et un ordonnanceur pour la gestion et l'organisation des activités des entités.

La modélisation éactive de problèmes de propagation électromagnétique doit reposer sur une définition d'entités rigoureuse. Pour cela, il nous faut partir de descriptions simplifiées des phénomènes à modéliser de façon à dégager les paramètres essentiels de nos entités.

6.1 Les ondes électromagnétiques

Une entité *onde électromagnétique* est la représentation virtuelle d'une onde physique. Elle doit par conséquent être définie explicitement en tant que telle et posséder une description et un contenu électromagnétique.

1. On entend ici dimension spatiale du modèle : uni-(1D), bi-(2D) voire tri-(3D) dimensionnelle.

6.1.1 L'onde monochromatique

Le modèle d'une onde monochromatique² est souvent utilisé pour décrire et comprendre l'ensemble des phénomènes électromagnétiques. Cependant, ce modèle n'est pas physique. En effet, il n'existe pas naturellement d'ondes monochromatiques car celles-ci ont une énergie infinie puisqu'elles sont définies pour tout temps t ($\forall t$) et dans tout l'espace ($\forall$ la direction de propagation).

Pour pallier ce problème, on a alors recours à une méthode de décomposition spectrale afin de décomposer une onde en plusieurs ondes monochromatiques : le paquet d'ondes. La superposition de ces ondes monochromatiques permet de reconstruire une onde réelle c'est-à-dire à énergie finie, limitée dans le temps et l'espace. En théorie, il faudrait sommer une infinité d'ondes pour reconstituer une onde réelle.

6.1.2 Le paquet d'ondes

Une onde monochromatique n'a ni début ni fin et possède donc une énergie infinie, ce qui physiquement n'est pas acceptable. Une onde physique doit nécessairement avoir une extension spatiale et temporelle limitées pour pouvoir propager de l'énergie. Une telle onde peut alors être décrite comme une combinaison linéaire d'ondes monochromatiques, plus couramment appelée un paquet d'ondes ou train d'ondes.

On considère un paquet d'ondes autour d'une fréquence centrale f_0 (pulsation ω_0). Un paquet d'ondes est une superposition d'ondes de pulsations voisines, situées dans un intervalle restreint $\delta\omega$ autour d'une pulsation centrale ω_0 . Le paquet d'ondes est donc localisé dans une largeur de bande $\Delta\omega = 2 \delta\omega$. Une telle superposition conduit à une onde de la forme :

$$E(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_0 - \delta\omega}^{\omega_0 + \delta\omega} A(\omega) e^{-j(\omega t - k(\omega)r)} d\omega \quad (6.1.1)$$

où

. $A(\omega)$ est la densité spectrale d'amplitude qui est une fonction à valeurs complexes :

$$A(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(0, t) e^{j\omega t} dt \quad (6.1.2)$$

. $k(\omega)$ est le vecteur d'onde :

$$k(\omega) = k(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} \quad (6.1.3)$$

où

$$k(\omega_0) = k_0 \quad v_\varphi = \omega_0/k_0 \quad v_g = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k_0} \quad (6.1.4)$$

2. Onde composée d'une seule fréquence f_0 (pulsation ω_0) du type :

$$U = U_0 \sin(2\pi f_0 t + \varphi_0) = U_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$$

où U_0 et φ_0 sont respectivement l'amplitude et la phase à l'origine.

Plus le paquet d'ondes est composé d'un nombre important d'ondes et plus l'impulsion, c'est-à-dire l'étendue du signal (dans le temps), diminue. Aussi, plus une impulsion est courte et plus sa largeur de bande (distribution en fréquence) est large. *A contrario*, un paquet d'ondes composé de peu d'ondes aura une impulsion plus large et par conséquent une largeur de bande plus étroite. On voit bien ici la dualité « temps-fréquence » qui lie les représentations temporelle et spectrale d'une impulsion, cf. Fig. 6.1.

Nous pouvons alors réécrire l'Eq. (6.1.1), en utilisant les propriétés (6.1.3) et (6.1.4), sous la forme :

$$E(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_0 - \delta\omega}^{\omega_0 + \delta\omega} A(\omega) e^{-j\omega_0 \left(t - \frac{r}{v_\varphi}\right)} e^{-j(\omega - \omega_0) \left(t - \frac{r}{v_g}\right)} d\omega \quad (6.1.5)$$

Nous pouvons remarquer que ce paquet d'ondes s'écrit comme le produit d'un terme de phase, oscillant rapidement avec la pulsation ω_0 à la vitesse de phase v_φ , et d'un terme de groupe représentant l'enveloppe de l'onde qui se propage à la vitesse de groupe v_g . Dans le cas d'un paquet d'ondes gaussien, cela signifie que l'enveloppe est de forme gaussienne.

La vitesse de groupe v_g représente la vitesse de déplacement de l'enveloppe du paquet d'ondes, c'est-à-dire de l'énergie, tandis que la vitesse de phase v_φ représente la vitesse de la phase. Cette dernière peut être supérieure ou inférieure à la vitesse de groupe. Aussi, elle (v_φ) peut être supérieure à la vitesse de la lumière dans le vide c_0 , contrairement à la vitesse de groupe qui ne peut physiquement se déplacer plus vite que celle-ci (c_0).

Si le milieu de propagation est non-dispersif, la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe : $v_\varphi = v_g$.

Si le milieu de propagation est dispersif³, le paquet d'ondes se propage en se déformant ; on observe un étalement du paquet d'ondes et on a alors $v_\varphi \neq v_g$. La déformation du paquet s'interprète en considérant que chaque composante sinusoïdale du paquet d'ondes se propage à une vitesse différente de celles des autres ce qui a pour conséquence de déformer le paquet. Les plus rapides prennent de l'avance (hautes fréquences) tandis que les plus lentes (basses fréquences) prennent du retard. De ce fait, la notion de paquet d'ondes permet de mieux décrire la réalité et de tenir compte de milieux dispersifs.

6.1.3 Dualité temps-fréquence, le principe d'incertitude

Les représentations temporelle et spectrale d'une impulsion sont intimement liées. Il existe un lien très étroit entre ces deux domaines d'analyse, qui contraint d'une certaine manière les phénomènes observables ; ceci peut s'énoncer par le principe d'incertitude : *un signal ne peut être concentré simultanément en temps et en fréquence*.

Plus la durée temporelle d'un signal est courte et plus sa largeur de bande dans le domaine fréquentiel s'élargit. *A contrario*, plus cette durée est longue et plus la largeur de bande se rétrécit. Le principe d'incertitude ne décrit pas une limitation à notre connaissance de la réalité ; il décrit cette réalité [Hub95].

3. Notion limitée au paquet d'ondes.

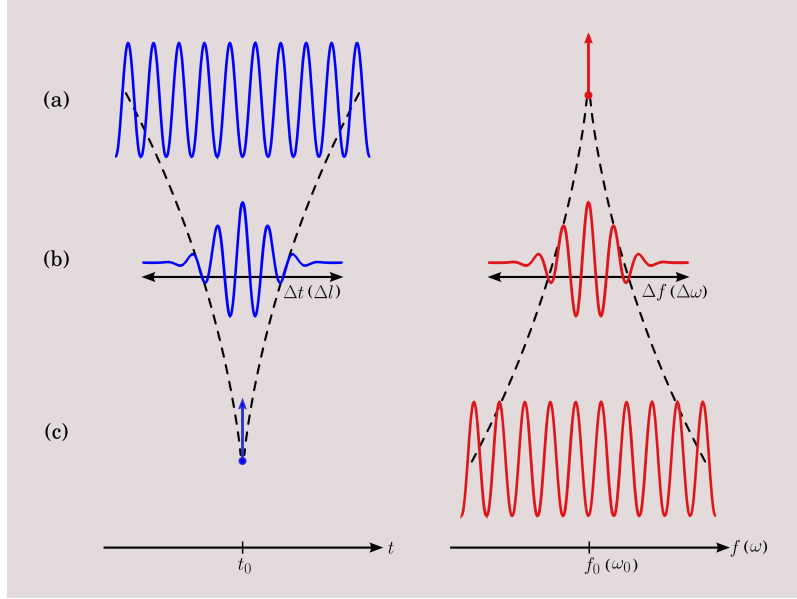


FIGURE 6.1 – Représentation du principe d’incertitude temps-fréquence.

Représentations temporelles d’une onde (a), d’un paquet d’ondes (b) et d’un corpuscule (c). Une onde monochromatique (a) ne peut être localisée précisément dans le temps, ni dans l’espace. En revanche, son spectre est très bien localisé en fréquence. À l’inverse, une impulsion (c) n’a pas de fréquence propre et recouvre entièrement le spectre. Le paquet d’ondes (b) par contre est bien distribué dans le temps et en fréquence.

Pour toute excitation $f(t)$ d’énergie finie, avec Δt et Δf ($\Delta\omega$) finis, le principe d’incertitude temps-fréquence nous donne la relation suivante :

$$\Delta t \cdot \Delta f \geq \frac{1}{4\pi} \iff \Delta t \cdot \Delta\omega \geq \frac{1}{2} \quad (6.1.6)$$

où

- . Δt : durée temporelle $\Rightarrow$ temps s
- . Δf : bande passante $\Rightarrow$ fréquence Hz
- . $\Delta\omega$: bande passante $\Rightarrow$ pulsation rad/s

Cette inégalité devient égalité si $f(t)$ est une gaussienne.

Ce principe d’incertitude temps-fréquence est aussi appelé inégalité d’Heisenberg-Gabor. Elle trouve son fondement dans les relations d’incertitudes fixées par Heisenberg [Hei27], et dont l’analogie avec les travaux d’Heisenberg pour la transformée de Fourier a été faite par Gabor [Gab46].

Cette relation (6.1.6) est une équivalence du principe d’incertitude d’Heisenberg. Ce principe repose sur la dualité *onde-corpuscule* de la lumière, c’est-à-dire sur la nature à la fois ondulatoire (fréquence, vecteur d’onde) et corpusculaire (énergie, impulsion) de la lumière. Elle signifie qu’on ne peut être à la fois précis en temps (ni dans l’espace) et en fréquence, cf. Fig. 6.1. Dans ce contexte, c’est la gaussienne qui a la meilleure localisation temps-fréquence. Aussi, pour posséder une fréquence et un vecteur d’onde, un *objet* doit nécessairement avoir une certaine extension spatiale et temporelle limitées.

6.1.4 Le modèle du paquet d'onde(s) en tant qu'entité *onde électromagnétique*

La modélisation énaactive sous sa forme informatique nous impose, d'une part que la simulation soit temporelle, et d'autre part que les entités doivent être situées dans le milieu. L'entité capable de répondre au mieux à ces exigences est le paquet d'onde(s)⁴. De plus, ce concept est le seul qui soit utilisé en électromagnétisme pour décrire des phénomènes large bande tels que la dispersion. Aussi, nous choisissons un paquet d'onde gaussien au vu du caractère classique de son emploi, cf. Fig. 6.2.

Un tel paquet d'onde électromagnétique est caractérisé par (cf. Annexe A) :

- une amplitude E_0
- une phase φ_0
- une fréquence centrale f_0 (pulsation ω_0)
- une vitesse de phase v_φ
- une vitesse de groupe v_g
- un vecteur d'onde $\vec{k}_0$
- une étendue spatiale Δl
- une étendue temporelle Δt
- une largeur de bande Δf (ou de pulsation $\Delta\omega$)
- un écart-type σ_0 pour l'enveloppe gaussienne

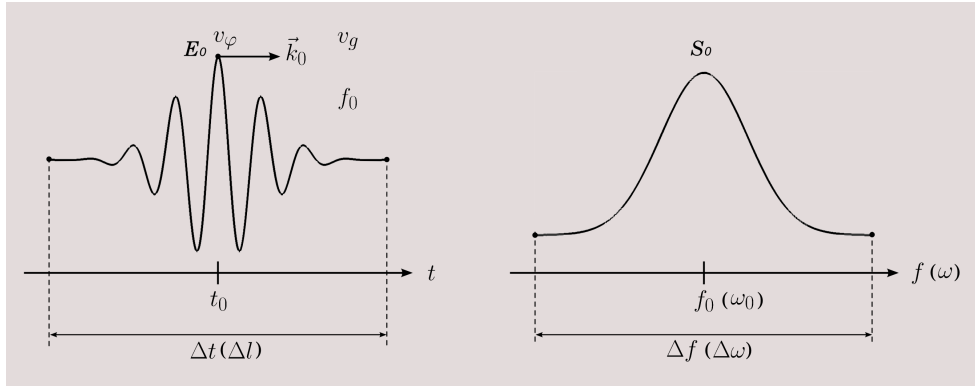


FIGURE 6.2 – Représentation d'un paquet d'onde (monoporteuse) gaussien dans les domaines temporel et fréquentiel.

Un paquet d'ondes est naturellement polychromatique ; il est constitué d'une multitude de fréquences. Cependant dans certains problèmes, et notamment lorsque nous traitons de milieux non-dispersifs⁵, il peut être plus facile de travailler avec un paquet d'onde *monoporteuse*, c'est-à-dire un paquet centré à la fréquence propre de l'impulsion⁶ et possédant une certaine largeur de bande ; celui-ci possède par conséquent une certaine limitation spatio-temporelle, condition nécessaire à la définition d'une entité dans notre modèle énaactif.

4. On parlera de paquet d'**onde**, resp. d'**ondes**, lorsque le paquet est **monoporteuse**, resp. **multi-porteuse**.

5. Notons que dans ce cas, la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe : $v_\varphi = v_g$

6. L'impulsion étant un sinus modulé par une gaussienne.

En effet, dans le cas de milieux non-dispersifs les paramètres et propriétés des milieux ne dépendent pas de la fréquence. Aussi, un paquet d'onde doit suffire à pouvoir caractériser les propriétés de tels milieux. Ceci n'est plus le cas lorsque nous traitons de milieux à pertes ou dispersifs. Il faudra alors être capable de décomposer ce paquet d'onde en un paquet d'ondes par une méthode de décomposition spectrale, *cf.* Fig. 6.3. Cette méthode est décrite avec force et détails dans l'Annexe C. Nous veillerons donc à bien distinguer par la suite un **paquet d'onde** (monoporteuse) d'un **paquet d'ondes** (multiporteuse).

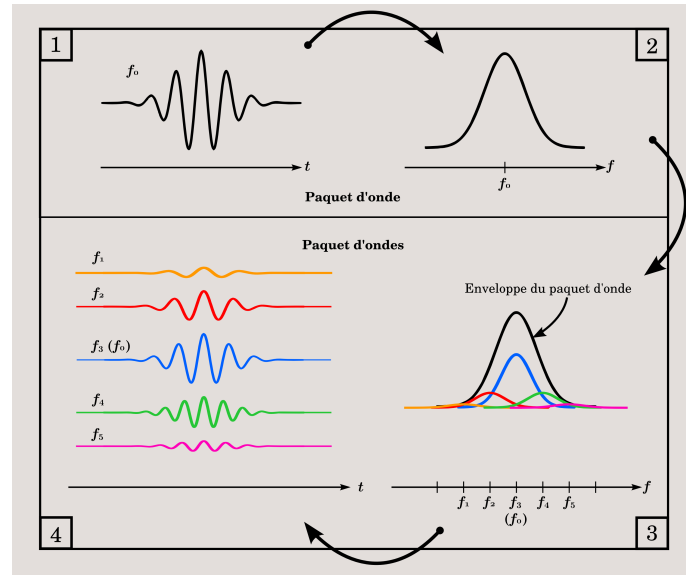


FIGURE 6.3 – Illustration du principe de la décomposition spectrale d'un paquet d'onde gaussien en un paquet d'ondes gaussien.

Un paquet d'onde est défini dans le domaine temporel (étape 1). La méthode de décomposition spectrale consiste à décomposer son spectre (étape 2) en un certain nombre de « sous-paquets d'onde » définis sur des sous-domaines (étape 3) et pondérés par des coefficients adéquats à déterminer. Ceux-ci doivent ensuite être recomposés dans le domaine temporel pour constituer un paquet d'ondes (étape 4).

A priori, les paramètres du paquet d'onde ne sont pas indépendants. En effet, il existe un lien étroit entre l'étendue temporelle Δt du paquet d'onde et sa largeur de bande Δf . De plus, nous devons définir rigoureusement cette largeur de bande Δf ainsi que l'étendue spatiale Δl du paquet d'onde qui se doit d'être finie. D'après les Eqs. (A.19), (A.26) et (A.27) de l'Annexe A, nous obtenons les relations suivantes qui relient σ_0 , Δf , Δt et Δl :

$$\Delta f = \frac{\sqrt{2}}{\pi \sigma_0} \operatorname{erf}^{-1}(\tau_0) \quad (6.1.7)$$

$$\Delta t = 2\sqrt{2} \sigma_0 \operatorname{erf}^{-1}(\tau_0) \quad (6.1.8)$$

$$\Delta l = \frac{\Delta t}{c} \quad (6.1.9)$$

où

- . c est la célérité de l'onde électromagnétique dans le milieu.
- . τ_0 est le taux de conservation (troncature) du signal du paquet d'onde.
- . erf^{-1} est la fonction erreur inverse.

6.2 Modèles géométriques des ondes électromagnétiques

Les ondes électromagnétiques sont modélisées en tant que paquet d'onde(s). Plus exactement, si l'environnement est constitué de milieux sans pertes resp. avec pertes, on utilisera le modèle du paquet d'onde resp. du paquet d'ondes.

Ces entités doivent posséder une certaine forme géométrique, limitée dans l'espace, qui dépend de la nature de l'onde. Nous devons donc trouver une représentation géométrique appropriée de ces paquets d'onde(s) à partir de leur caractéristiques. Pour cela, il nous faut connaître de quelle manière est décrite la propagation d'une onde électromagnétique.

6.2.1 La propagation des ondes

La propagation des ondes est un phénomène qui décrit l'évolution d'une onde en fonction du temps. En électromagnétisme, elle est modélisée par deux équations d'onde, une pour le champ électrique $\vec{E}$ et une pour le champ magnétique $\vec{H}$.

6.2.2 Les équations de propagation des ondes

Les équations de propagation des ondes dans un milieu peuvent s'exprimer sous forme différentielle⁷ ou sous forme harmonique⁸ en remplaçant la dérivée par rapport au temps par $j\omega$. Les grandeurs associées aux équations de propagation sous forme différentielle ou harmonique sont du type :

$$U(r, t) = U(r) e^{j\omega t} \quad \Longleftrightarrow \quad U(r, \omega) = j\omega U(r) \quad (6.2.1)$$

Dans le vide ou dans un milieu diélectrique sans pertes, ces équations s'expriment :

$$\Delta \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{E} - \omega^2 \mu\epsilon \vec{E} = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{E} = \beta^2 \vec{E} \quad (6.2.2)$$

$$\Delta \vec{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{H} - \omega^2 \mu\epsilon \vec{H} = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{H} = \beta^2 \vec{H} \quad (6.2.3)$$

Dans un milieu conducteur ou diélectrique à pertes, ces équations s'expriment :

$$\Delta \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{E} - \omega^2 \mu\epsilon \vec{E} = j\omega\mu\sigma \vec{E} \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{E} = \gamma^2 \vec{E} \quad (6.2.4)$$

$$\Delta \vec{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{H} - \omega^2 \mu\epsilon \vec{H} = j\omega\mu\sigma \vec{H} \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta \vec{H} = \gamma^2 \vec{H} \quad (6.2.5)$$

où

- . ω est la pulsation de l'onde.
- . ϵ est la permittivité du milieu.
- . μ est la perméabilité du milieu.
- . σ est la conductivité électrique du milieu.
- . β et γ sont les constantes de propagation d'un milieu sans pertes, resp. avec pertes.

7. Variation temporelle de la forme $e^{j\omega t}$.

8. $\frac{\partial}{\partial t} \Leftrightarrow j\omega$ et $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Leftrightarrow (j\omega)^2 = -\omega^2$.

Le principal paramètre caractérisant ces équations est la constante de propagation γ ou β si on considère ou non des pertes dans le milieu. Cette constante relie la pulsation d'une onde à la célérité c , c'est-à-dire la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu définie par $c = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$. De plus, elles permettent de déterminer la relation de dispersion qui caractérise la propagation dans un milieu.

6.2.3 Solutions des équations de propagation des ondes

Les solutions des équations de propagation permettent de décrire l'évolution d'une onde (ou d'un front d'onde) en amplitude et en phase au cours du temps, et dépendent de la dimension spatiale du modèle considéré (1D, 2D ou 3D). Il existe donc différents types d'ondes qui permettent de construire des modèles de propagation adaptés aux dimensions du problème à modéliser, *cf.* Fig. 6.4.

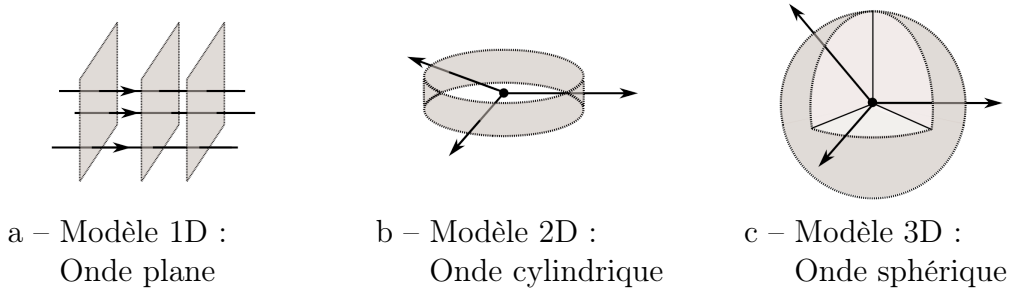


FIGURE 6.4 – Type de front d'onde en fonction de la dimension spatiale du modèle.

L'onde plane

Pour une onde plane, la solution canonique s'exprime :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (6.2.6)$$

Le modèle de l'onde plane est un concept issu de la physique de la propagation des ondes. C'est un modèle relativement simple à utiliser qui donne une bonne approximation d'une onde se trouvant en zone de champ lointain, c'est-à-dire loin de la source. Ce type d'onde a la particularité de ne pas être atténuée au cours de sa propagation et d'avoir des fronts d'onde plans infinis, perpendiculaires à la direction de propagation. Aussi, ce modèle permet de valider assez simplement un certain nombre de propriétés.

L'onde cylindrique

Pour une onde cylindrique, la solution canonique s'exprime :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) \simeq \frac{E_0}{\sqrt{r}} e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (6.2.7)$$

Une onde cylindrique est une onde dont les fronts d'onde sont cylindriques. Ce modèle est assez peu utilisé en électromagnétisme car une onde électromagnétique se propage généralement dans un volume, c'est-à-dire de manière sphérique. On préfère souvent parler

d'onde sphérique. Cependant dans le cas d'un modèle bidimensionnel, on peut être amené à travailler avec ce type d'onde.

A contrario des ondes planes, le champ électromagnétique d'une onde cylindrique s'atténue au fur et à mesure de sa propagation et décroît en fonction de la distance en $\frac{1}{\sqrt{r}}$.

L'onde sphérique

Pour une onde sphérique, la solution canonique s'exprime :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{E_0}{r} e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (6.2.8)$$

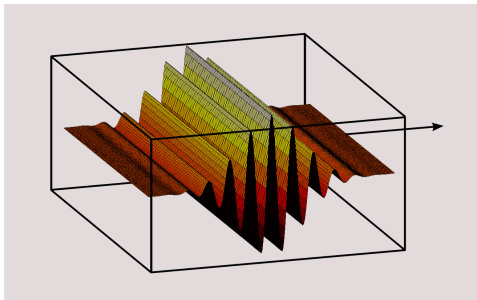
Sur le même principe que les ondes cylindriques, une onde sphérique est une onde dont les fronts d'onde sont sphériques. Le modèle de l'onde sphérique est le modèle le plus général pour modéliser une onde électromagnétique. Cependant, pour simplifier les modèles, on se place souvent loin de la source afin de pouvoir approcher localement cette onde par une onde plane.

Le champ électromagnétique d'une telle onde s'atténue plus rapidement que celle d'une onde cylindrique puisque l'énergie est répartie sur une sphère et décroît en $\frac{1}{r}$.

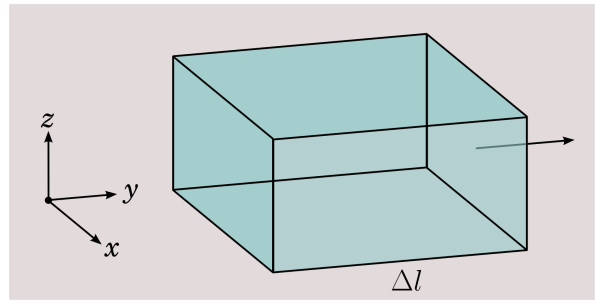
6.2.4 Modèle 1D

La solution de l'équation de propagation 1D est une onde plane. Cette onde se propage suivant une seule direction de propagation et possède des fronts d'onde plans infinis. De plus, elle ne s'atténue pas.

Le modèle du paquet d'onde impose que l'onde soit finie, c'est-à-dire qu'elle ait un début et une fin. Les fronts d'onde peuvent alors être définis par deux plans séparés d'une distance Δl correspondant à l'extension spatiale, ce qui est équivalent⁹ à une certaine durée temporelle Δt , suivant la direction de propagation.



a – Paquet d'onde plane.



b – Représentation géométrique.

FIGURE 6.5 – Modèle géométrique 1D d'un paquet d'onde plane.

Dans ce contexte, l'onde plane est modélisée par un objet de type boîte, caractérisé principalement par sa longueur Δl suivant l'axe de propagation, *cf.* Fig. 6.5. Les dimensions suivant les autres axes sont arbitraires. En effet, les fronts d'onde plans sont par

9. La dimension spatiale est reliée à la durée temporelle par la relation : $\Delta l = c \Delta t$.

nature infinis et il convient de définir une limite à ces plans. On les choisit du même ordre de grandeur que la dimension Δl de l'entité. Dans le modèle 1D, nous nous intéressons uniquement à ce qui se passe suivant l'axe de propagation. Les autres dimensions n'ont pas de raison d'être si ce n'est de pouvoir visualiser les entités dans un environnement virtuel 3D.

Ce modèle permet de tenir compte des phénomènes de réflexion et réfraction sous incidence normale.

6.2.5 Modèle 2D

La solution de l'équation de propagation 2D est une onde cylindrique. Cette onde se propage dans un plan et possède des fronts d'onde cylindriques. Contrairement aux ondes planes, celles-ci s'atténuent au cours de la propagation en $\frac{1}{\sqrt{r}}$, où r est la distance parcourue par l'onde.

Dans ce contexte, les fronts d'onde peuvent alors être modélisés par un anneau ou une portion d'anneau, dont la géométrie est définie par un ensemble de paramètres, cf. Fig. 6.6 :

- . r_1 est le rayon inférieur.
- . r_2 est le rayon supérieur.
- . θ_1 est l'angle inférieur.
- . θ_2 est l'angle supérieur.
- . θ est l'angle d'ouverture.
- . Δl est l'extension spatiale du front d'onde dans la direction radiale.

La hauteur de l'anneau importe peu puisque nous considérons dans le modèle 2D uniquement les champs dans le plan de propagation. Cette hauteur peut être fixée arbitrairement. Par convention, elle est de l'ordre de grandeur de la dimension Δl de l'entité pour faciliter la visualisation dans l'environnement virtuel 3D.

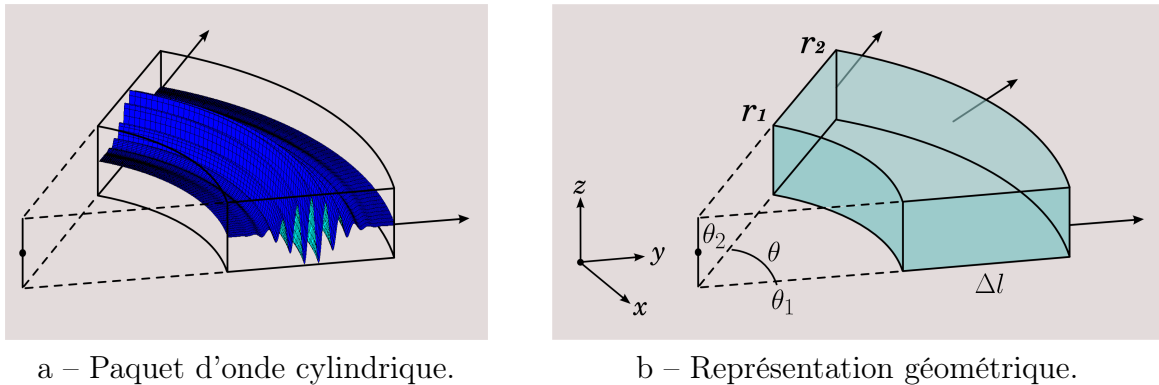


FIGURE 6.6 – Modèle géométrique d'un paquet d'onde cylindrique.

Le modèle de l'onde cylindrique suffit à décrire les interactions des phénomènes électromagnétiques avec des objets dont la géométrie est simple (polygones réguliers, parallélépipèdes rectangles). Ce modèle permet de tenir compte des phénomènes de réflexion et réfraction sous incidence quelconque et aussi de la diffraction aux coins des objets.

En revanche tenir compte d'objets plus complexes (objets courbes, cônes, ...) pourrait nécessiter des traitements plus lourds au niveau des interactions et il serait alors plus simple de travailler avec des fronts d'onde plans 2D, *cf.* Fig. 6.7. Cependant la nature de l'environnement 2D impose que ces fronts d'onde plans possèdent certaines particularités des fronts d'onde cylindriques. Ils doivent notamment :

- s'atténuer au cours de la propagation.
- s'élargir dans la direction transverse à la direction de propagation pour compenser et tenir compte de l'élargissement d'une onde cylindrique.
- avoir un profil transverse tronqué mais sans rupture brutale du champ, similaire à celui d'un profil gaussien.

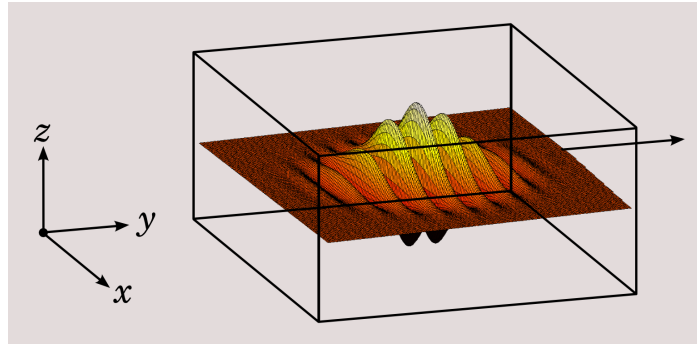


FIGURE 6.7 – Modèle géométrique d'un paquet d'onde plane 2D.

La construction d'un front d'onde plan 2D repose sur certaines hypothèses. En effet, un tel front d'onde est une dégénérescence¹⁰, une simplification, d'un front d'onde cylindrique dont l'angle d'ouverture θ est suffisamment petit et le rayon de courbure moyen¹¹ r est suffisamment grand pour être assimilé « localement » à un front d'onde plan.

De cette manière il est tout à fait possible de faire cohabiter différents types d'ondes électromagnétiques afin d'enrichir le modèle et trouver des solutions à la complexité de certaines interactions.

6.2.6 Modèle 3D

Ce modèle n'a pas été développé dans la suite de ces travaux. Cependant, nous pouvons tout de même faire quelques remarques.

De manière analogue aux modèles précédents et plus particulièrement par généralisation du modèle 2D, on pourrait envisager un modèle électromagnétique 3D. Celui-ci serait basé sur une représentation sphérique (ou portion de sphère) de l'entité, *cf.* Fig. 6.8. De plus, aux phénomènes de diffraction sur les coins des objets il faudrait ajouter les phénomènes de diffraction aux arêtes.

Pour les mêmes considérations que le modèle 2D, on pourrait également envisager la construction d'un front d'onde plan 3D voire d'autres types d'entités plus ou moins

10. Au sens mathématique du terme.

11. On définit le rayon de courbure moyen r tel que $r = \frac{r_1 + r_2}{2}$.

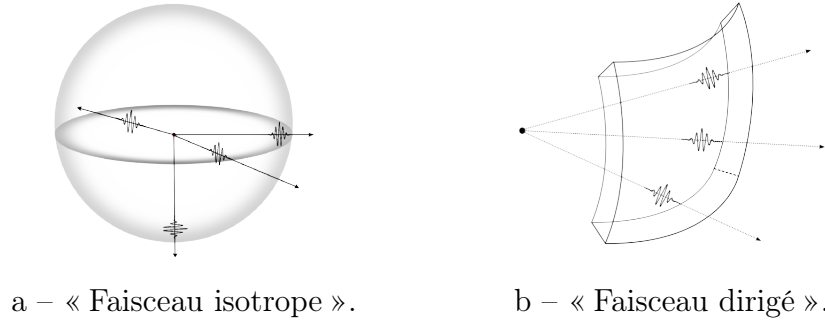


FIGURE 6.8 – Représentation d'un paquet d'onde sphérique.

exotiques. La cohabitation de modèles est un des atouts des systèmes multi-agents et l'ajout d'un phénomène n'a pas à remettre en cause l'ensemble du modèle.

6.2.7 Perception et autonomie des ondes électromagnétiques

La perception d'une entité *onde électromagnétique* est sa capacité à percevoir les différents milieux (objets) de l'environnement. Elle possède par conséquent une zone de perception — que nous appellerons zone de champ actif — plus ou moins limitée qui lui permet de détecter et localiser d'une part la présence ou non d'objets sur sa trajectoire et d'autre part de décider de l'action à mener suite à une interaction avec un objet. Cette zone de champ actif correspond au *champ de vision* (zone de visibilité) d'une entité. Pour le modèle 1D, cette zone est restreinte par le vecteur directeur de l'entité. Dans le cas du modèle 2D, elle est conditionnée par l'ouverture angulaire directrice du front d'onde.

L'ensemble des capacités d'une entité réside dans des méthodes et des activités qui lui sont propres, cf. Fig. 6.9, et lui confèrent son autonomie de perception, d'action et de décision.

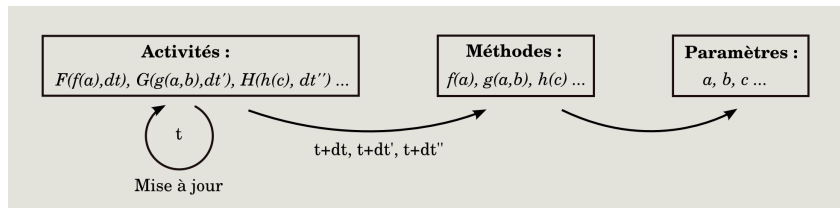


FIGURE 6.9 – Accès des activités et méthodes d'une entité à ses paramètres.

Les paramètres

Les paramètres d'une entité sont les variables qui caractérisent son état et ses propriétés, comme par exemple sa vitesse et sa direction de propagation, ... mais aussi la description de son « contenu électromagnétique ». Une entité est définie par un paquet d'onde et contient un signal caractérisé par un ensemble de paramètres tels que : une amplitude E_0 , une fréquence f_0 , une phase φ_0 , ... cf. Section 6.1.4.

$$\text{paramètres} : x, y, z, \dots \quad (6.2.9)$$

Les méthodes

Une méthode est une fonction qui peut être appelée par l'entité elle-même ou un autre processus pour modifier certains de ses paramètres internes, comme par exemple modifier sa vitesse ou sa direction de propagation, créer/supprimer une entité. Ces méthodes caractérisent les savoir-faire de l'entité.

$$\text{méthodes} : f_1(x), f_2(x, y), f_3(f_1(x), y, z), \dots \quad (6.2.10)$$

Les activités

Une activité est aussi une fonction mais elle possède en plus une relation avec le temps. C'est donc un processus qui a une certaine durée et qui se déclenche à intervalle de temps plus ou moins régulier. De ce fait elle a besoin d'être mise à jour régulièrement.

Une activité peut appeler une méthode pour modifier certaines propriétés de l'entité comme par exemple détecter si il y a une « collision » entre une entité et un objet, auquel cas cette entité devra interagir avec cet objet grâce à ses savoir-faire. L'activité la plus courante est l'activité de déplacement qui fait se propager une entité dans l'environnement.

$$\text{activités} : F_1(\Delta t, f_1(x), y), F_2(\Delta t, f_1(x), f_2(x, y), z), \dots \quad (6.2.11)$$

D'une manière générale, une entité est donc un ensemble structuré caractérisé par : la structure paramétrique, la structure des savoir-faire (les méthodes) et la structure des activités. Ce sont les briques élémentaires permettant de construire un modèle dynamique d'un système complexe.

Nos entités *ondes électromagnétiques* sont capables, outre le fait de se propager, de créer de nouvelles entités lors des interactions ; voire de se supprimer si elles sortent de leur domaine de validité, fixé par une condition du type :

- seuil $\implies$ si le contenu (amplitude) de l'entité est inférieur à un certain seuil.
- interaction $\implies$ si l'entité a subi un certain nombre d'interactions.
- spatiale $\implies$ si l'entité sort de l'environnement (condition obligatoire).

Ceci permet de limiter le nombre d'entités au sein de l'environnement de simulation.

6.3 Les milieux électromagnétiques

Les milieux électromagnétiques sont des entités au même titre que les ondes électromagnétiques. En effet, une entité est par définition un agent susceptible de se mouvoir, de percevoir et d'interagir avec d'autres types d'entités.

Ces entités sont très simples en comparaison des ondes électromagnétiques. En effet, dans notre modèle ces objets sont inertes (inanimés) ; ils n'ont pas de but particulier, ne se déplacent pas et sont dépourvus de perception. Cependant, elles permettent aux entités *ondes électromagnétiques* d'accéder à certains de leurs paramètres tels que la permittivité par exemple afin que celles-ci puissent adapter leur vitesse de propagation dans le milieu.

Ces milieux sont les supports de la propagation des ondes tels que les milieux diélectriques ou conducteurs. Ce sont principalement des objets constitués de matériaux¹² diélectriques ou conducteurs, avec ou sans pertes. Ils sont caractérisés par un ensemble de paramètres et propriétés qui sont très bien définis dans le domaine fréquentiel. Néanmoins, le traitement de matériaux avec ou sans pertes ne s'effectue pas tout à fait de la même façon et la distinction faite entre **paquet d'onde** (monoporteuse) et **paquet d'ondes** (multiporteuse) va prendre toute son importance et tout son sens.

Un milieu diélectrique est caractérisé principalement par sa permittivité relative ε_r et sa perméabilité relative μ_r tandis qu'un milieu conducteur est caractérisé principalement par sa conductivité σ . Dans la suite, les milieux sont considérés non-magnétiques ($\mu_r = 1$). La permittivité d'un matériau s'exprime alors par $\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0$. Aussi, nos milieux ne demandent pas de considérer des conditions aux limites particulières pour simuler l'espace libre. Le modèle est naturellement ouvert.

6.3.1 Les milieux sans pertes

Dans le vide ($\varepsilon_r = 1$) ou dans un milieu matériel diélectrique quelconque ($\varepsilon_r \geq 1$) et sans pertes, la permittivité du milieu est purement réelle et s'écrit :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (6.3.1)$$

où ε_0 est la permittivité du vide et ε_r la permittivité relative du milieu.

Dans un milieu matériel conducteur sans pertes, la conductivité σ est infinie ($\sigma \rightarrow \infty$).

Le traitement de tels milieux est relativement simple. Un matériau de ce type est caractérisé par un ensemble de paramètres qui ne dépendent pas de la fréquence d'excitation. L'utilisation du modèle du paquet d'onde semble donc suffisant pour caractériser ce type de matériau.

6.3.2 Les milieux à pertes

Dans un milieu matériel diélectrique ou conducteur à pertes, la relation précédente (6.3.1) n'est plus valable. Nous devons alors considérer la permittivité comme une grandeur complexe qui dépend de la fréquence (ou de la pulsation) et tenir compte des pertes diélectriques définies par la tangente de pertes ($\tan \delta \in \mathbb{R}^+$) et des pertes conductrices définies par la conductivité ($\sigma \in \mathbb{R}^+$).

D'après les équations de propagation dans un milieu à pertes, cf. Eqs. (6.2.4) et (6.2.5) de la Section 6.2.2, la permittivité peut alors s'exprimer d'une manière générale par la relation suivante :

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon(\omega) = \varepsilon' - j\varepsilon'' - j\frac{\sigma}{\omega} \quad (6.3.2)$$

$$= \varepsilon' - j\frac{\omega\varepsilon'' + \sigma}{\omega} \quad (6.3.3)$$

$$= \varepsilon'(1 - j \tan \delta) \quad (6.3.4)$$

12. À l'exception des milieux d'air (vide).

où

- . ε' est la permittivité du milieu.
- . ε'' est un terme lié aux pertes diélectriques dans le milieu.
- . σ est la conductivité électrique dans le milieu.
- . ω est la pulsation de l'onde dans le milieu.

En considérant des pertes diélectrique et conductrice, on définit la tangente de pertes à une certaine fréquence (pulsation) :

$$\tan \delta = \frac{\omega \varepsilon'' + \sigma}{\omega \varepsilon'} \quad (6.3.5)$$

D'une façon plus générale, on écrira :

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon_{eff}(\omega) = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (6.3.6)$$

avec

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (6.3.7)$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon_0 \varepsilon_r \tan \delta \quad (6.3.8)$$

La partie réelle (ε') de $\underline{\varepsilon}$ rend compte de la propagation dans le milieu tandis que la partie imaginaire (ε'') rend compte des pertes dans le milieu. Pour de très bons isolants ($\sigma \simeq 0$), ce paramètre ε'' varie peu en fonction de la fréquence.

Le traitement de tels milieux est un peu plus complexe. En effet, ce type de matériau est caractérisé par un ensemble de paramètres qui dépendent de la fréquence d'excitation. Il n'est donc plus envisageable d'utiliser le modèle du paquet d'onde mais plutôt celui du paquet d'ondes.

L'utilisation d'un paquet d'onde donnerait une réponse électromagnétique correcte mais uniquement à sa fréquence propre. En revanche l'utilisation d'un paquet d'ondes doit permettre d'obtenir une réponse électromagnétique correcte sur l'ensemble de la bande de fréquences composant son spectre.

6.3.3 Relation de dispersion

D'après les équations de propagation *cf.* Eqs. (6.2.4) et (6.2.5) de la Section 6.2.2, si on considère un milieu général à pertes, avec une tangente de pertes $\tan \delta$ *cf.* Eq. (6.3.5), la relation de dispersion qui caractérise un milieu de propagation s'exprime :

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon'(1 - j\tan\delta)} \quad (6.3.9)$$

où α est la constante d'atténuation et β la constante de propagation¹³ et s'expriment :

$$\alpha = \Re(\gamma) = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Np/m}) \quad (6.3.10)$$

$$\beta = \Im(\gamma) = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \tan^2 \delta} + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{rad/m}) \quad (6.3.11)$$

13. Dans la littérature, la constante de propagation β est souvent remplacée par k .

On rencontre aussi dans la littérature $\gamma = \alpha + j\beta = j\underline{k}$ où $\underline{k} = k' - jk''$. On a alors la correspondance $k' = \beta$ et $k'' = \alpha$.

Dans un milieu non-absorbant, une onde plane se propage sans atténuation avec une vitesse de phase qui dépend de la fréquence. Le fait d'avoir un milieu absorbant se traduit par le fait que la permittivité du milieu devient complexe $\underline{\varepsilon} = \varepsilon(\omega)$ ainsi que l'ensemble des paramètres qui lui sont associés. Le champ électromagnétique d'une onde plane peut alors s'écrire sous la forme :

$$e^{-\gamma z} = e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \quad \text{ou} \quad e^{-j\underline{k}z} = e^{-k'z} e^{-jk''z} \quad (6.3.12)$$

L'onde s'atténue au fur et à mesure de sa propagation dans le milieu.

La constante d'atténuation α s'exprime souvent en décibel par mètre (dB/m). La conversion entre Np/m et dB/m s'obtient de la façon suivante :

$$\text{dB} = 20 \log_{10}(e^{-\alpha z}) = 20 (-\alpha z) \log_{10}(e) \simeq -8.68 (\alpha z) \quad (6.3.13)$$

d'où

$$|\alpha \text{ (Np/m)}| = \frac{1}{20 \log_{10}(e)} |\alpha \text{ (dB/m)}| = \frac{1}{8.68} |\alpha \text{ (dB/m)}| \quad (6.3.14)$$

6.3.4 Vitesse de phase

Les équations de propagation permettent d'introduire une vitesse de phase v_φ :

$$v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}} \quad (6.3.15)$$

qui dans le cas de milieux non-magnétiques ($\mu_r = 1$) s'exprime :

$$v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{c_0}{n} \quad (6.3.16)$$

On appelle $n = \sqrt{\varepsilon_r}$, l'indice de réfraction.

Cette vitesse correspond à la célérité de l'onde dans le milieu. Celle-ci n'est pas toujours constante et peut dépendre de la fréquence (pulsation). Le phénomène de propagation est dit dispersif si la vitesse de phase dépend de la pulsation : $v_\varphi(\omega)$. Dans ce cas, la relation de dispersion n'est plus linéaire :

$$v_\varphi(\omega) = \frac{\omega}{\beta(\omega)} \quad (6.3.17)$$

Une onde réelle n'est pas purement monochromatique mais contient un spectre lié à la finitude — à la fois spatiale et temporelle — du signal et possède donc une certaine représentation spectrale limitée sur une bande de fréquence, cf. Section 6.1.2. On voit bien que dans ce cas, chaque composante spectrale du signal se propage à sa propre vitesse de phase $v_\varphi(\omega)$ et on observe un étalement du signal au fur et à mesure que l'onde se propage.

6.3.5 Impédance complexe du milieu

Une autre caractéristique des propriétés d'un milieu est l'impédance intrinsèque. Lors de l'interaction d'une onde avec un milieu dont les propriétés sont différentes de celui dans lequel elle se propage, il est parfois plus aisé de travailler avec l'impédance d'onde — aussi appelée impédance intrinsèque du milieu — pour définir les échanges d'énergie entre milieux. Cette impédance permet d'exprimer facilement les coefficients de réflexion et transmission à l'interface entre deux milieux. Elle est définie de manière générale par la relation suivante :

$$\underline{Z} = \eta(w) = j \frac{\omega \mu}{\gamma} \quad (6.3.18)$$

où

- . γ est la constante de propagation.
- . μ est la perméabilité du milieu.
- . ω est la pulsation de l'onde dans le milieu.

Notons que la notion d'impédance d'onde est un concept de « localité », valable uniquement dans le cas d'une onde plane, c'est-à-dire en zone de champ lointain.

6.3.6 Indice complexe du milieu

On définit l'indice complexe $\underline{n}$ du milieu de propagation par :

$$\underline{n} = n' + jn'' = \underline{k} \frac{c}{\omega} = \gamma \frac{c}{\omega} \quad (6.3.19)$$

où

- . n' est l'indice de dispersion (également appelé indice de réfraction).
- . n'' est l'indice d'absorption.

Ces indices n' et n'' s'expriment par :

$$n' = k' \frac{c}{\omega} = \beta \frac{c}{\omega} \quad (6.3.20)$$

$$n'' = k'' \frac{c}{\omega} = \alpha \frac{c}{\omega} \quad (6.3.21)$$

On a $n' = c/v_\varphi$. Si $n'' = 0$, on dit que le milieu est transparent (pas de pertes).

On peut aussi définir cet indice complexe à partir de la permittivité relative du milieu :

$$\underline{n} = n(\omega) = \sqrt{\varepsilon_r(\omega)} \quad \text{où} \quad \varepsilon_r(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} \quad (6.3.22)$$

6.4 Modèles géométriques des milieux électromagnétiques

Les milieux (ou objets) de l'environnement sont les milieux avec lesquels une onde électromagnétique peut interagir. Ils sont délimités par des boîtes¹⁴ dont on considère que les faces sont planes c'est-à-dire sans rugosité. Ces objets pourraient être de formes plus exotiques (polygones, polyèdres, cylindres, *etc.*) mais cela nécessiterait un développement plus complexe quant aux possibilités d'interactions entre eux et une onde électromagnétique d'où le choix de se limiter à des formes simples (pour le moment). Ces objets sont constitués de matériaux diélectriques ou conducteurs et sont caractérisés par leur permittivité ε , leur perméabilité μ et leur conductivité σ . De plus, dans le cas de matériaux à pertes, nous devons tenir compte de la tangente de pertes $\tan \delta$ et de la permittivité complexe $\underline{\varepsilon}$ définies précédemment.

Nous distinguons principalement deux types d'objets :

- les boîtes (et les lames)
- les cavités

6.4.1 Les boîtes et les lames

Les boîtes et les lames sont des objets constitués d'un seul matériau, *cf.* Fig. 6.10. Plus précisément, la lame a une de ses dimensions négligeable par rapport à une boîte.

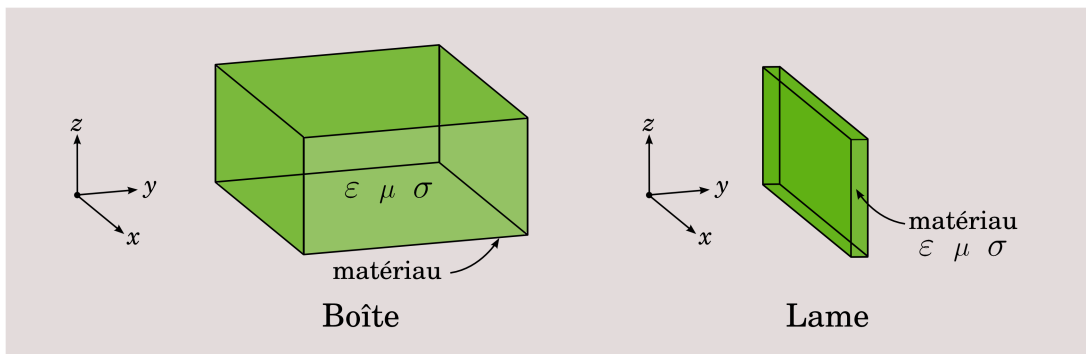


FIGURE 6.10 – Modèle géométrique d'une boîte (ou d'une lame).

6.4.2 Les cavités

Les cavités sont des objets formés d'une paroi extérieure et d'une paroi intérieure qu'il faut dimensionner. Chacune de ces parois est constituée d'un matériau différent, *cf.* Fig. 6.11. Il en existe deux types :

- des cavités métalliques.
- des cavités « diélectriques ».

14. Boîtes de la forme d'un parallélépipède rectangle.

Les cavités métalliques sont des cavités dont les parois extérieures sont faites d'un matériau conducteur et le milieu intérieur est rempli d'air ou d'un matériau diélectrique. Ce sont des cavités résonantes.

Les cavités diélectriques sont constituées de parois extérieures faites d'un matériau diélectrique et le milieu intérieur est rempli d'air.

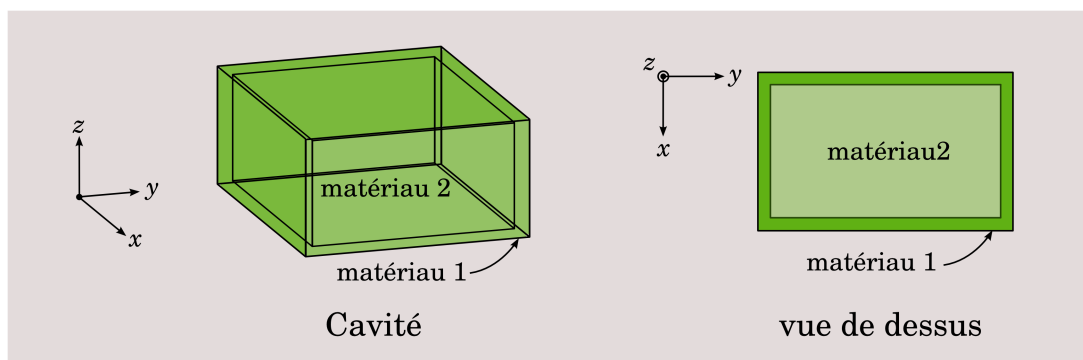


FIGURE 6.11 – Modèle géométrique d'une cavité.

6.4.3 L'environnement

L'environnement est le champ expérimental de la simulation. Il délimite le domaine d'étude des interactions électromagnétiques et fixe les limites d'un monde virtuel, reconstitution (modèle) d'un monde réel. Dans ce cadre, il représente ce qu'on appelle l'espace libre. C'est un milieu d'air (vide) caractérisé par la permittivité du vide ε_0 et la perméabilité du vide μ_0 . Cet environnement est modélisé par une boîte et est constitué par défaut d'un milieu d'air, *cf.* Fig. 6.12.

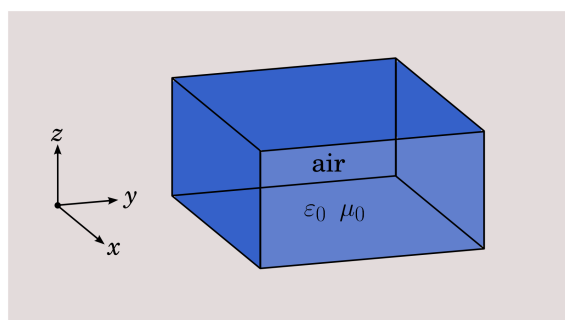


FIGURE 6.12 – Modèle géométrique de l'environnement.

Notre environnement est un milieu borné, peuplé par l'ensemble des entités, *cf.* Fig. 6.13. Il est le « support » des interactions qui peuvent avoir lieu et constitue de ce fait la scène de la simulation. Il délimite par ses frontières le domaine de validité et donc d'existence des entités et des interactions. Tout ce qui se situe en dehors de cet environnement est inexistant à la simulation.

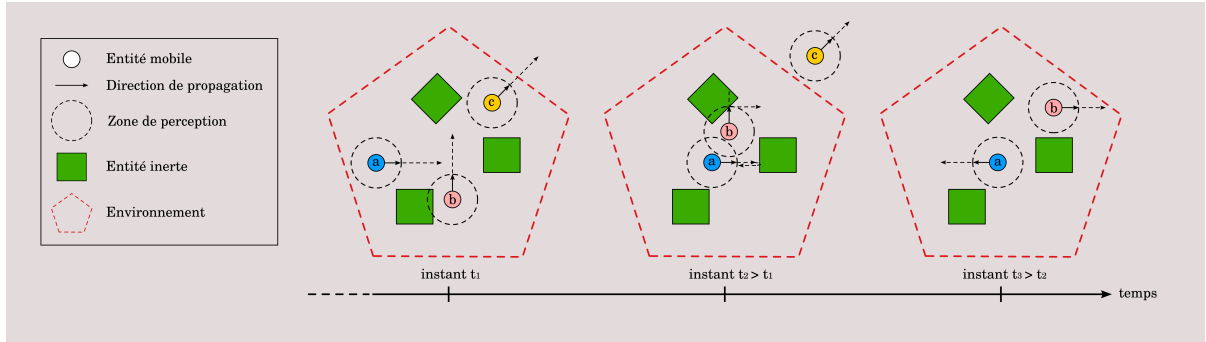


FIGURE 6.13 – Illustration d'un environnement multi-agents.

Un environnement est peuplé par des agents (entités). Ici nous avons deux types d'entités, certaines sont mobiles et d'autres sont inertes.

Celles qui sont inertes n'ont aucune capacité particulière. En revanche, celles qui sont mobiles (a, b, c) peuvent se déplacer suivant une direction et sont capables de se réfléchir sur un obstacle. Pour cela, elles sont dotées d'une zone de perception afin de détecter un éventuel obstacle sur leur trajectoire et pouvoir ainsi interagir avec celui-ci en adaptant leur trajectoire. Elles sont de plus transparentes les unes aux autres et ne peuvent donc pas interagir entre-elles. Si une entité sort de l'environnement c, elle est supprimée et par conséquent n'existe plus.

6.5 Les instruments de « mesure »

Nous avons développé plusieurs instruments de « mesure » pour lire le champ électromagnétique en certains points ou régions de l'espace :

- les cellules de lecture.
- les cartes de champ.

Aussi, il nous faut définir de la même façon que pour les autres entités, la forme d'une cellule de lecture. Celle-ci est définie par un objet de forme cubique, cf. Fig. 6.14. Une carte de champ n'est autre qu'un ensemble de cellules de lecture dont l'affichage diffère.

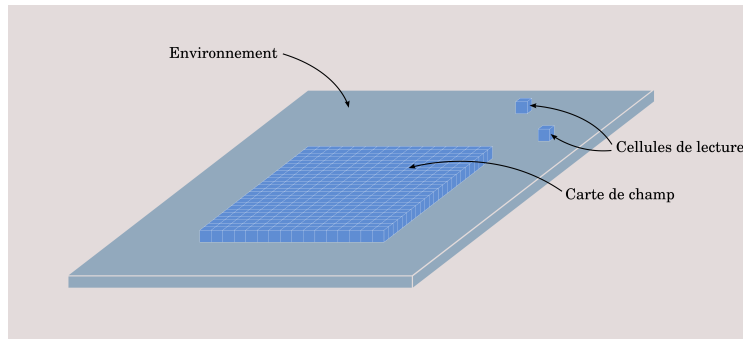


FIGURE 6.14 – Cellules de lecture et carte de champ.

L'ensemble des éléments constitutifs de notre modèle énaactif électromagnétique vient de prendre forme. Il s'agit maintenant de lui donner « vie » par les différentes interactions qui peuvent avoir lieu, principalement entre les ondes et les milieux électromagnétiques.

Chapitre 7

Les interactions

Nous désirons construire un modèle éactif d'un environnement électromagnétique. Ce modèle doit être capable de rendre compte des interactions d'une onde électromagnétique avec différents milieux (objets) d'une scène.

Nous venons d'établir au chapitre précédent de quoi est constitué notre environnement éactif. Celui-ci est peuplé principalement par des ondes et des milieux électromagnétiques.

Aussi, nous avons développé des instruments de « mesure » afin d'être en mesure de récupérer certaines informations de l'environnement et notamment le champ électromagnétique. Nous pouvons alors distinguer principalement deux types d'interactions :

- les interactions électromagnétiques **ondes / milieux**.
- les interactions de mesure **ondes / instruments**.

Notre modèle est basé sur une approche locale des phénomènes. Il semble donc pertinent de s'appuyer sur les approches géométriques des méthodes asymptotiques pour décrire les phénomènes électromagnétiques auxquels nous nous intéressons.

L'ensemble des expressions utilisées pour décrire les phénomènes électromagnétiques de ce chapitre proviennent de la référence [Bal89].

7.1 La propagation des champs électromagnétiques

Une entité *onde* doit pouvoir se propager librement en respectant les lois et principes de l'électromagnétisme.

Les lois de propagation de la phase et de conservation de l'énergie permettent de décrire la propagation du champ électromagnétique d'une caustique¹ entre deux points P_0 et P séparés d'une distance curviligne s , cf. Fig. 7.1 :

$$\vec{E}(P) = \vec{E}(P_0) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.1.1)$$

avec $\vec{E}(P_0)$, le champ de référence au point P_0 :

$$\vec{E}(P_0) = \vec{E}_0 e^{-j\phi_0} \quad (7.1.2)$$

1. Une caustique est un point, une ligne ou une surface à travers laquelle tous les rayons d'une onde passent. Le champ d'une caustique est en principe infini à cause du nombre infini de rayons qui y passent.

où $\vec{E}_0$ et ϕ_0 sont respectivement l'amplitude et la phase du champ au point P_0 .

On pose A le coefficient d'atténuation spatiale, aussi appelé coefficient de divergence géométrique :

$$A = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \quad (7.1.3)$$

Ce facteur d'atténuation spatiale peut se réduire :

- si le front d'onde est sphérique $\implies \rho_1 = \rho_2 = \rho_0$.
- si le front d'onde est cylindrique $\implies \rho_1 = \infty$ et $\rho_2 = \rho_0$ **ou** $\rho_1 = \rho_0$ et $\rho_2 = \infty$.
- si le front d'onde est plan $\implies \rho_1 = \rho_2 = \infty$.

Et nous avons alors, Tab. 7.1 :

Onde plane	Onde cylindrique	Onde sphérique
$A = 1$	$A = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0 + s}}$	$A = \frac{\rho_0}{\rho_0 + s}$

TABLE 7.1 – Réduction du facteur d'atténuation spatiale en fonction du type de front d'onde incident considéré.

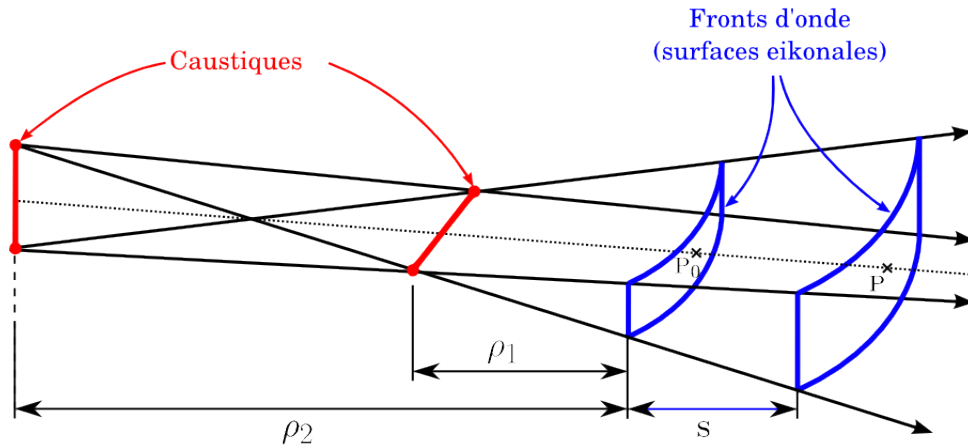


FIGURE 7.1 – Fronts d'onde (surfaces eikonal) et caustiques d'un tube de rayons.

Au cours de sa propagation, une entité *onde* est susceptible d'interagir avec les objets de l'environnement. Les phénomènes de réflexion, réfraction s'observent à l'interface entre deux milieux dont les propriétés électromagnétiques sont différentes ; et le phénomène de diffraction s'observe aux niveaux des coins et des arêtes des objets.

D'une manière générale, une entité *mère* incidente qui rencontre un objet va interagir avec celui-ci et créer de nouvelles entités pour modéliser les phénomènes adéquats. Ainsi, elle va se décomposer en plusieurs entités *filles* qui vont recouvrir chacune une certaine zone de l'espace :

- des entités réfléchies sur les faces des objets.
- des entités transmises à travers les faces des objets (dans le cas de matériaux diélectriques).
- des entités diffractées sur les coins des objets.
- des entités incidentes pour continuer à propager le front d'onde incident.

Bien entendu, toutes ces entités héritent de certaines des caractéristiques et attributs de l'entité *mère* qui les a générées.

Une entité *filles incidente* possède en revanche les mêmes caractéristiques que l'entité *mère*, excepté son angle d'ouverture θ , cf. Section 6.2.5, qui est modifié.

Aussi, cette décomposition dépend de la dimension spatiale du modèle considéré. Dans le cas d'un modèle unidimensionnel par exemple, une entité *mère* ne pourra créer que deux entités *filles* lors de l'interaction avec un objet, une réfléchi et une autre transmise.

7.2 La réflexion des champs électromagnétiques

La réflexion en un point Q_r de la surface d'un objet peut être traitée de la même manière que la propagation en ajoutant un coefficient de réflexion au champ ainsi réfléchi et en déterminant les nouvelles directions des rayons porteurs de l'entité (ou du tube de rayons) à partir des lois de réflexion de Snell-Descartes cf. Fig. 7.2 :

$$\vec{E}^r(s) = \bar{\bar{R}} \cdot \vec{E}^i(Q_r) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.2.1)$$

où $\bar{\bar{R}}$ est le coefficient de réflexion dyadique défini tel que :

$$\bar{\bar{R}} = \begin{bmatrix} \underline{R}_{\parallel} & 0 \\ 0 & \underline{R}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (7.2.2)$$

avec

$$\underline{R}_{\parallel} = \frac{-\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \quad (7.2.3)$$

$$\underline{R}_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \quad (7.2.4)$$

où

- . θ_i est l'angle formé par l'onde incidente et la normale $\vec{n}$ à la surface de l'objet.
- . ε_1 et ε_2 sont les permittivités (pouvant être complexes) des milieux 1 et 2.

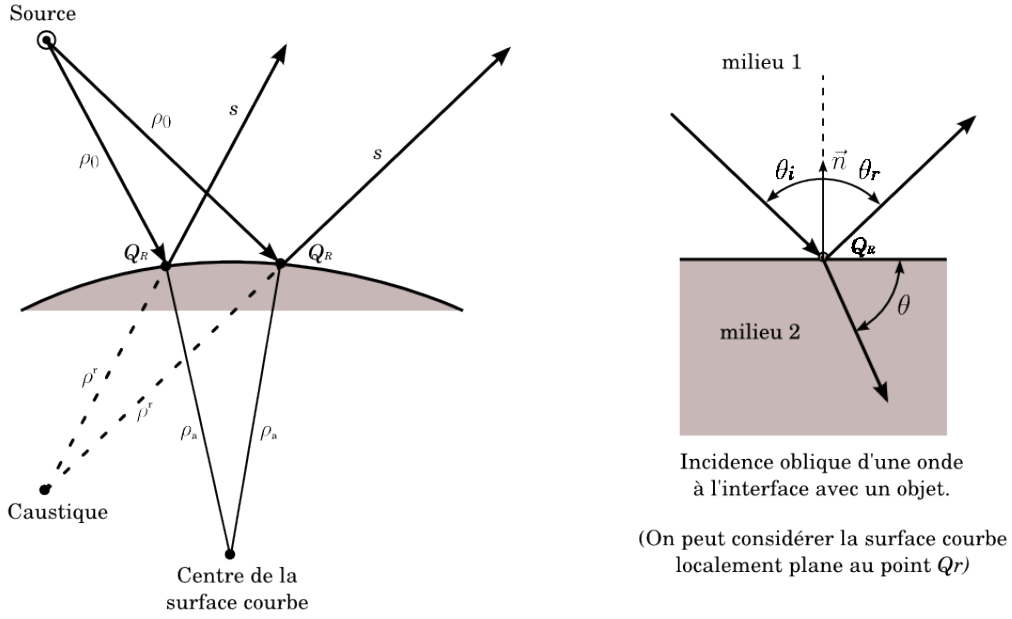


FIGURE 7.2 – Réflexion d'une caustique (du type front d'onde cylindrique) sur une surface courbe.

7.3 La réfraction des champs électromagnétiques

De la même manière que pour la réflexion, la transmission en un point Q_t de la surface d'un objet peut être traitée de la même manière que la propagation en ajoutant un coefficient de transmission et en déterminant les nouvelles directions des rayons porteurs de l'entité (ou du tube de rayons) à partir des lois de réflexion de Snell-Descartes, cf. Fig. 7.3 :

$$\vec{E}^t(s) = \bar{\bar{T}} \cdot \vec{E}^i(Q_t) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.3.1)$$

où $\bar{\bar{T}}$ est le coefficient de transmission dyadique défini tel que :

$$\bar{\bar{T}} = \begin{bmatrix} \underline{T}_{\parallel} & 0 \\ 0 & \underline{T}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (7.3.2)$$

avec

$$\underline{T}_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \quad (7.3.3)$$

$$\underline{T}_{\perp} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \sqrt{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sin^2 \theta_i}} \quad (7.3.4)$$

où

- . θ_i est l'angle formé par l'onde incidente et la normale $\vec{n}$ à la surface de l'objet.
- . ϵ_1 et ϵ_2 sont les permittivités (pouvant être complexes) des milieux 1 et 2.

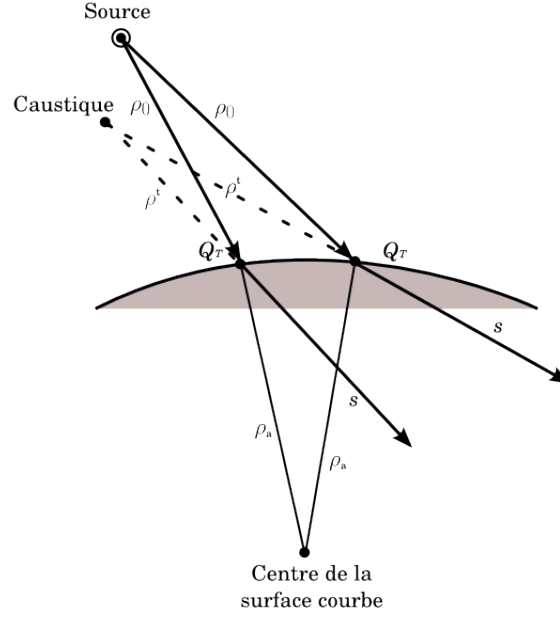


FIGURE 7.3 – Transmission d’une caustique (du type front d’onde cylindrique) à travers une surface courbe.

7.4 La diffraction des champs électromagnétiques

Le phénomène de diffraction apparaît pour combler les lacunes de l’optique géométrique dans les zones d’ombre, *cf.* Fig. 7.4. Il repose sur le principe d’Huygens-Fresnel : *le point de diffraction se comporte comme une source secondaire*. Une entité peut ainsi être diffractée par un coin ou une arête en créant une nouvelle entité.

Ce phénomène de diffraction dépend de différents paramètres et notamment de l’angle d’incidence de l’onde incidente et de la géométrie de l’objet diffractant.

Les rayons de l’optique géométrique ne permettent pas de tenir compte de l’existence de champs dans les zones d’ombre. Pour pallier ce défaut, on introduit des rayons diffractés. Lorsqu’une onde incidente éclaire un objet, une partie de l’énergie est réfléchiée à la surface, transmise à travers l’objet et une autre partie est diffractée aux coins et arêtes de l’objet. Ce champ diffracté peut s’exprimer ainsi [KP74] :

$$\vec{E}^d(s) = \bar{\bar{D}} \cdot \vec{E}^i(Q_d) \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} e^{-jk_0 s} \quad (7.4.1)$$

avec A le coefficient d’atténuation spatiale :

$$A = \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} \quad (7.4.2)$$

et où $\bar{\bar{D}}$ est le coefficient de diffraction dyadique :

$$\bar{\bar{D}} = \begin{bmatrix} \underline{D}_{\parallel} & 0 \\ 0 & \underline{D}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (7.4.3)$$

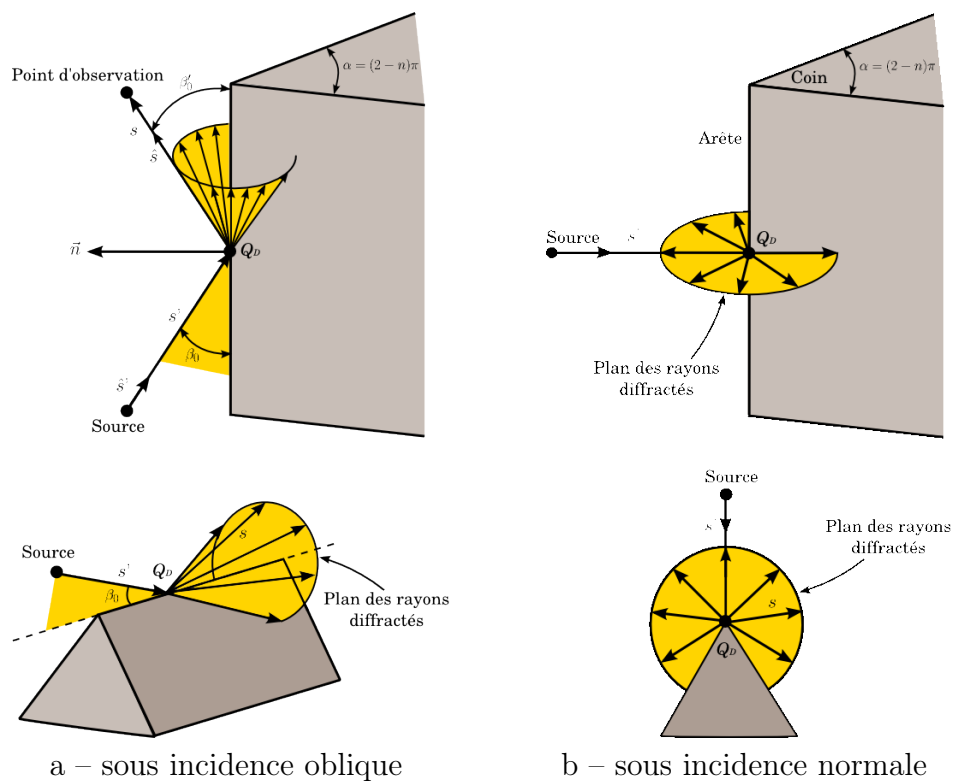


FIGURE 7.4 – Diffraction par une arête.

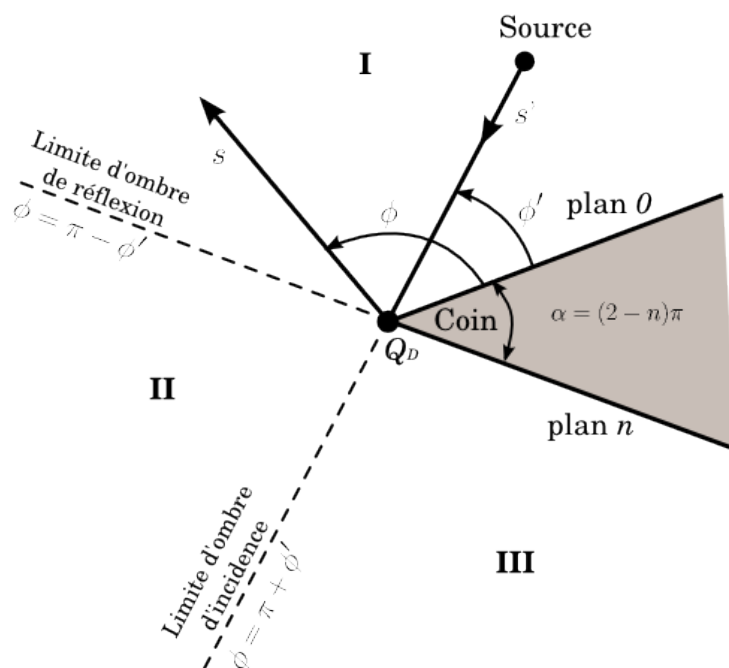


FIGURE 7.5 – Diffraction par une arête (vue de dessus).

7.4.1 Le coefficient de diffraction

Le coefficient de diffraction peut s'exprimer de manière générale par la relation :

$$D_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = \Gamma_{1\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_1 + \Gamma_{2\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_2 + \Gamma_{3\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_3 + \Gamma_{4\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} D_4 \quad (7.4.4)$$

où les $\Gamma_{i\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)}$ pour $i = \{1, \dots, 4\}$ sont des coefficients de pondération. Ces coefficients trouvent de nombreuses formulations [Mal59], [Lue84], [TPMP89], [Hol00].

Dans le cas où nous avons,

$$\Gamma_{1\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{2\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{3\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \Gamma_{4\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (7.4.5)$$

nous obtenons la formulation PC-UTD² du coefficient de diffraction, c'est-à-dire pour un matériau parfaitement conducteur.

Pour traiter de milieux diélectriques, nous allons utiliser l'approche de El-Sallabi *et al.* [ESRV02] et nous posons,

$$\Gamma_{1\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{2\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = 1 \quad \Gamma_{3\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)} \quad \Gamma_{4\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)} \quad (7.4.6)$$

où $R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)}$ et $R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)}$ sont les coefficients de réflexion de Fresnel sur les faces 0 (*i.e.* $\phi = 0$) et n (*i.e.* $\phi = n\pi$) du coin diffractant — *cf.* Fig. 7.5 — pour les polarisations parallèle ($\parallel$) et perpendiculaire ($\perp$).

El-Sallabi *et al.* utilisent des coefficients de réflexion modifiés qui lient l'angle d'incidence au point d'observation. Ils sont donnés, pour les deux polarisations, parallèle et perpendiculaire, par :

$$R_{\perp (0,n)} = \frac{\varepsilon_r \tau - \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}}{\varepsilon_r \tau + \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}} \quad (7.4.7)$$

$$R_{\parallel (0,n)} = \frac{\tau - \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}}{\tau + \sqrt{\varepsilon_r - 1 + \tau^2}} \quad (7.4.8)$$

où

$$\tau = 2 \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(\frac{\phi'}{2}\right) \quad (7.4.9)$$

Ce coefficient de diffraction diffère selon que la source illumine une seule ou deux des faces du coin de l'objet diffractant ; cela a une influence sur ϕ et ϕ' . Dans le cas où la source illumine une seule des faces du coin diffractant, nous utilisons la relation (7.4.9). En revanche, si la source illumine deux des faces du coin diffractant, ϕ et ϕ' sont remplacés respectivement par $n\pi - \phi$ et $n\pi - \phi'$ dans l'Eq. (7.4.9).

Nous avons donc un coefficient de diffraction qui s'exprime par :

$$D_{\left(\begin{smallmatrix} \perp \\ \parallel \end{smallmatrix}\right)} = D_1 + D_2 + R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)} D_3 + R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)} D_4 \quad (7.4.10)$$

2. Perfect Conducting – Uniform Theory of Diffraction.

où

$$R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (7.4.11)$$

si nous avons un objet parfaitement conducteur,

et

$$R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & 0 \\ \parallel & 0 \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} R_{\perp 0} \\ R_{\parallel 0} \end{pmatrix} \quad R_{\left(\begin{smallmatrix} \perp & n \\ \parallel & n \end{smallmatrix}\right)} = \begin{pmatrix} R_{\perp n} \\ R_{\parallel n} \end{pmatrix} \quad (7.4.12)$$

si nous avons un objet diélectrique.

Les coefficients D_1 , D_2 , D_3 et D_4 sont donnés par les expressions suivantes :

$$D_1 = -\kappa \tan^{-1} \left(\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^i a^+(\phi - \phi')) \quad (7.4.13)$$

$$D_2 = -\kappa \tan^{-1} \left(\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^i a^-(\phi - \phi')) \quad (7.4.14)$$

$$D_3 = -\kappa \tan^{-1} \left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^{r_n} a^+(\phi + \phi')) \quad (7.4.15)$$

$$D_4 = -\kappa \tan^{-1} \left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n} \right) F(k_0 L^{r_0} a^-(\phi + \phi')) \quad (7.4.16)$$

où on pose :

$$\kappa = - \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k_0} \sin \beta_0} \quad (7.4.17)$$

et

- $F(x)$ est la fonction de transition.
- ϕ et ϕ' sont les angles des ondes incidente et diffractée par rapport au coin (ou à l'arête).
- n dépend de la géométrie du coin ou de l'arête de l'objet diffractant, et est défini par :
 $\cdot n = \frac{2\pi - \alpha}{\pi}$ où α est l'angle formé par le coin ou l'arête de l'objet diffractant.
- L^{i,r_n,r_0} les paramètres de distance relative respectivement à l'onde incidente et aux ondes réfléchies sur les faces 0 et n de l'objet :

$$L^\gamma = \frac{s(\rho_e^\gamma + s)\rho_1^\gamma \rho_2^\gamma}{\rho_e^\gamma(\rho_1^\gamma + s)(\rho_2^\gamma + s)} \sin^2(\beta_0) \quad (7.4.18)$$

- $\gamma = \{i, r_n, r_0\}$ sont les indices respectifs des ondes incidente et réfléchies sur les faces 0 et n .
- ρ_e^γ est le rayon de courbure du front d'onde dans le plan d'incidence, défini par la tangente au bord diffractant et le rayon incident ou réfléchi.
- ρ_1^γ et ρ_2^γ sont les rayons de courbures principaux des fronts d'onde incident et réfléchi.

- $a^\pm(\phi \pm \phi')$ sont les fonctions d'ajustement pour compenser les divergences du coefficient de diffraction aux frontières ombre-lumière. Elles sont définies par :

$$a^\pm(\phi \pm \phi') = 2 \cos^2 \left(\frac{2n\pi N^\pm - (\phi \pm \phi')}{2} \right) \quad (7.4.19)$$

où N^+ est l'entier le plus proche de la solution de l'équation :

$$2n\pi N^+ - (\phi \pm \phi') = \pi \quad (7.4.20)$$

et N^- est l'entier le plus proche de la solution de l'équation :

$$2n\pi N^- - (\phi \pm \phi') = -\pi \quad (7.4.21)$$

On remarque que ce coefficient de diffraction dépend notamment de la géométrie de l'objet diffractant, de l'angle d'incidence du front d'onde incident et de la direction azimutal, c'est-à-dire de la direction du champ diffracté.

Si on observe les champs en zone de champ lointain ($s \gg s'$ ou $\rho \gg \rho'$), le paramètre de distance relative L peut se réduire :

Onde plane	Onde cylindrique	Onde sphérique
$L = s \sin^2 \beta'_0$	$L = \frac{\rho \rho'}{\rho + \rho'} \stackrel{s \gg s'}{\simeq} \rho'$	$L = \frac{ss' \sin^2 \beta'_0}{s + s'} \stackrel{s \gg s'}{\simeq} s' \sin^2 \beta'_0$

TABLE 7.2 – Réduction du paramètre de distance relative L en fonction de la nature du front d'onde incident considéré.

avec $\rho = s \sin \beta_0$ et $\rho' = s' \sin \beta'_0$. Pour une incidence normale, on a $\beta_0 = \beta'_0 = \pi/2$.

Le coefficient d'atténuation spatiale A se réduit de la même manière, cf. Tab. 7.1 p. 96.

7.4.2 La fonction de transition

Il est d'usage d'introduire une fonction dite de « transition », $F(x)$, qui permet de compenser les divergences du coefficient de diffraction aux frontières ombre-lumière. Cette fonction est définie par :

$$F(x) = 2j\sqrt{x} \int_{\sqrt{x}}^{+\infty} e^{-jt^2} dt \quad (7.4.22)$$

L'intégrale qui intervient dans cette fonction de transition est dérivée d'une intégrale de Fresnel dont on peut calculer la limite :

$$\int_{x \rightarrow 0}^{+\infty} e^{\pm jt^2} dt = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 \pm j) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{\pm j\frac{\pi}{4}} \quad (7.4.23)$$

Cette propriété des intégrales de Fresnel permet de conclure sur la limite de la fonction de transition lorsque son argument tend vers zéro :

$$\lim_{x \rightarrow 0} F(x) = 0 \quad (7.4.24)$$

Cette convergence vers zéro permet de compenser la divergence du coefficient de diffraction.

7.5 La polarisation

Au cours de sa propagation, une onde possède une certaine polarisation, c'est-à-dire que le champ électromagnétique a une certaine orientation par rapport à sa direction de propagation. La polarisation caractérise à la fois la direction et l'amplitude du champ électromagnétique. Il existe trois types de polarisation, *cf.* Fig. 7.6 :

- la polarisation linéaire (ou rectiligne)
- la polarisation circulaire
- la polarisation elliptique

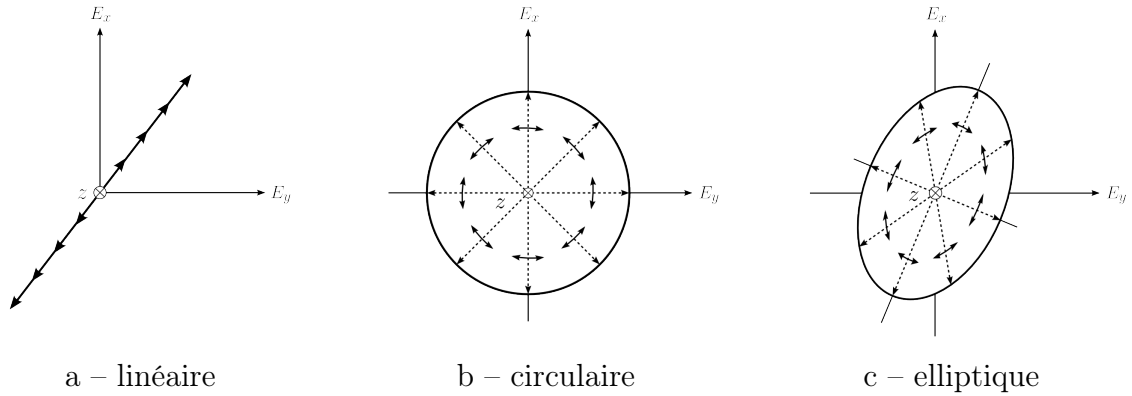


FIGURE 7.6 – Types de polarisation.

La polarisation d'une onde électromagnétique décrit la variation temporelle suivant la direction de propagation et l'amplitude relative du vecteur champ électrique $\vec{E}$. Par convention, on considère le champ électrique $\vec{E}$ lorsqu'on définit la polarisation, le champ magnétique $\vec{H}$ se déduisant de $\vec{E}$.

Une des propriétés de la polarisation d'une onde électromagnétique est qu'elle se conserve au cours de la propagation. Aussi, la polarisation d'une onde peut s'écrire comme la somme d'une composante dite parallèle $E_{\parallel}$ et d'une autre dite perpendiculaire $E_{\perp}$:

$$\vec{E} = E_{\parallel} \vec{e}_{\parallel} + E_{\perp} \vec{e}_{\perp} \quad (7.5.1)$$

Ces dénominations, parallèle et perpendiculaire, sont par conventions définies par rapport au plan d'incidence de l'onde voire à la surface de l'objet considéré lors de l'interaction d'une onde avec celui-ci, *cf.* Fig. 7.7.

La composante du champ électrique normale au plan d'incidence ($\vec{E}_\odot \equiv \vec{E}_\perp$) est appelée composante TE³, pour transverse électrique. La composante du champ électrique tangentielle au plan d'incidence ($\vec{E}_\uparrow \equiv \vec{E}_\parallel$), c'est-à-dire appartenant à ce plan, est appelée composante TM⁴, pour transverse magnétique.

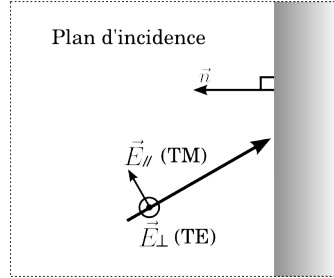


FIGURE 7.7 – Polarisation TE et TM d'une onde par rapport au plan d'incidence.

7.5.1 Propriétés et paramètres de polarisation

La polarisation d'une onde est définie par un ensemble de paramètres $\gamma, \tau, \varepsilon, \delta$ cf. Fig. 7.8 qui permettent de construire une représentation de l'état de polarisation de l'onde. Ces paramètres sont liés à ceux du champ électrique tels que l'amplitude et la phase. D'une manière générale, on peut l'écrire :

$$\vec{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} \quad (7.5.2)$$

$$= E_{x_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_x) \hat{x} + E_{y_0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_y) \hat{y} \quad (7.5.3)$$

où

- . z est la direction de propagation.
- . xOy est le plan de polarisation.
- . ω est la pulsation de l'onde.
- . β est la constante de propagation du milieu.

et

$$\delta = \phi_y - \phi_x \quad (7.5.4)$$

δ est le déphasage entre les deux composantes de la polarisation.

7.5.2 La polarisation linéaire

La polarisation est linéaire (ou rectiligne) lorsque le champ est contenu le long d'une ligne, laquelle est normale à la direction de propagation. Ceci est possible si le champ électrique possède une seule composante⁵ ou deux composantes⁶ orthogonales polarisées

3. On trouve aussi dans la littérature, composante *perpendiculaire* (par rapport au plan d'incidence) ou *horizontal* (par rapport à la surface de l'objet).

4. On trouve aussi dans la littérature, composante *parallèle* (par rapport au plan d'incidence) ou *verticale* (par rapport à la surface de l'objet).

5. E_x suivant x **ou** E_y suivant y.

6. E_x suivant x **et** E_y suivant y.

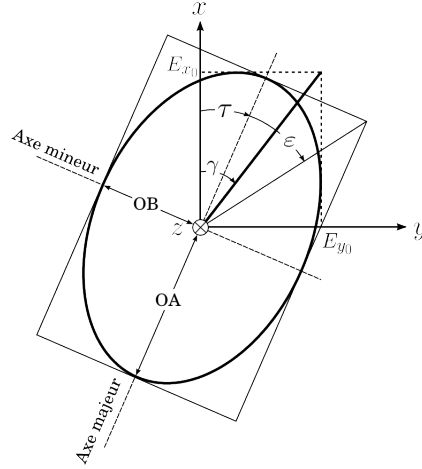


FIGURE 7.8 – Polarisation générale d'une onde.

en phase ou déphasées de 180° (π rad) :

$$Ex = E_{x0} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \quad (7.5.5)$$

$$Ey = E_{y0} \cos(\omega t - \beta z \pm \phi) \quad (7.5.6)$$

$$\delta = \pm \pi \quad (7.5.7)$$

On dit alors que le champ est polarisé linéairement suivant la direction γ :

$$\gamma = \tan^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{E_{y0}}{E_{x0}} \right) \quad (7.5.8)$$

où γ est un rapport d'amplitude entre les deux composantes de champ. Aussi, γ représente l'angle formé par l'axe x et le vecteur champ électrique $\vec{E}$, cf. Fig. 7.8.

7.5.3 La polarisation circulaire

La polarisation est circulaire lorsque le champ tourne autour de l'axe de propagation sans changer d'amplitude pour former un cercle. On distingue deux types de polarisations circulaires en fonction du sens de rotation par rapport à la direction de propagation :

- main-droite ou sens horaire⁷.
- main-gauche ou sens anti-horaire⁸.

Aussi, la polarisation circulaire peut être vue comme la somme de deux composantes orthogonales de même amplitude, polarisées linéairement et déphasées de 90° ($\frac{\pi}{2}$ rad) :

$$Ex = E_{x0} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \quad (7.5.9)$$

$$Ey = E_{y0} \cos(\omega t - \beta z + \phi \pm \frac{\pi}{2}) \quad (7.5.10)$$

$$\delta = \pm \frac{\pi}{2} \quad (7.5.11)$$

7. en anglais, *right-hand* ou *clockwise* (CW).

8. en anglais, *left-hand* ou *counterclockwise* (CCW).

De manière similaire, une polarisation linéaire peut être obtenue en sommant deux polarisations circulaires mais tournant en sens opposé, c'est-à-dire l'une polarisée main-droite et l'autre main-gauche.

On définit la vitesse angulaire c'est-à-dire la vitesse de rotation de la polarisation :

$$\gamma = \tan^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right) = \pm \omega t \quad (7.5.12)$$

Le sens de rotation de la polarisation se déduit du déphasage entre les deux composantes linéaires E_x et E_y . Si $\delta = -\pi/2$, la polarisation est dite circulaire main-droite, sinon si $\delta = \pi/2$, la polarisation est dite circulaire main-gauche.

7.5.4 La polarisation elliptique

Dans le cas le plus général, la figure décrite par le champ électrique est une ellipse. La polarisation est elliptique lorsque le champ tourne autour de l'axe de propagation et change d'amplitude pour former une ellipse.

La construction d'une polarisation elliptique peut s'obtenir en sommant deux composantes linéaires orthogonales et dont les amplitudes sont différentes.

$$Ex = E_{x0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_x) \quad (7.5.13)$$

$$Ey = E_{y0} \cos(\omega t - \beta z + \phi_y) \quad (7.5.14)$$

Le sens de rotation de la polarisation se déduit du déphasage entre les deux composantes linéaires E_x et E_y . Si $\delta < 0$, la polarisation est dite elliptique main-droite, sinon si $\delta > 0$, la polarisation est dite elliptique main-gauche.

Si $\delta = 0$ la polarisation est linéaire. Sinon, si $|\delta| = \pi/2$ et que les deux composantes sont de même amplitude, alors la polarisation est circulaire. On voit bien que les polarisations linéaires et circulaires sont des cas particuliers de la polarisation elliptique.

7.6 Interactions avec les instruments de « mesure »

Outre les interactions électromagnétiques entre les ondes et les milieux, nous avons également des interactions entre les ondes et les instruments de « mesure ».

Le principe d'une cellule de lecture est simple ; elle perçoit les entités *ondes* qui passent à travers elle et peut accéder à certaines de leurs informations comme leur contenu électromagnétique, cf. Fig. 7.9. Cette cellule a la possibilité d'afficher sa lecture dans une fenêtre graphique annexe au cours de la simulation, c'est-à-dire qu'elle affiche en « temps réel » le champ en un point particulier de l'espace.

Une cellule est donc dotée d'une activité tout comme les entités *ondes*. C'est cette activité associée à ses méthodes (propres) qui lui permet de récupérer des informations sur son environnement. Aussi, le pas temporel de « lecture » d'un instrument de mesure doit être suffisamment fin pour pouvoir lire les variations rapides du champ électromagnétique.

Notons que ce pas temporel Δt est uniquement conditionné par la sensibilité de la cellule de lecture et peut être défini tel que :

$$\Delta t \lesssim \frac{1}{10 f_0} \quad (7.6.1)$$

où f_0 est la fréquence propre d'excitation de l'onde ; ceci afin d'être suffisamment sensible aux variations rapides de la modulation du champ.

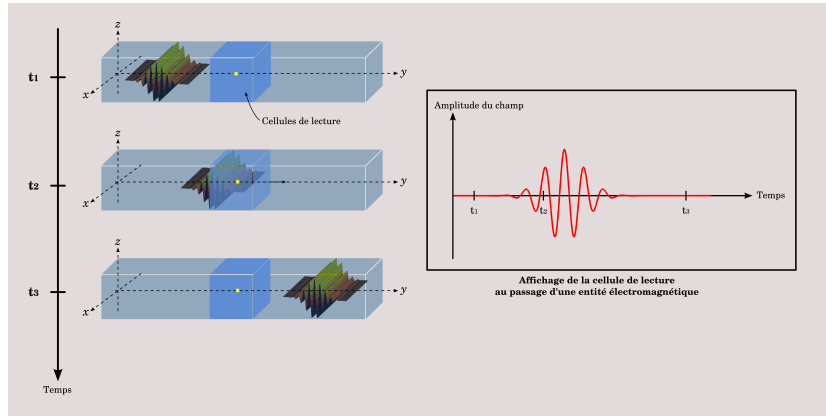


FIGURE 7.9 – Illustration de l’affichage d’une cellule de lecture dans un environnement 1D où se propage une entité *onde électromagnétique*.

La carte de champ est basée sur le même principe que celui des cellules de lecture sans toutefois que celles-ci puissent afficher graphiquement leur lecture. C’est une sorte de pixellisation de l’espace par un ensemble de cellules qui permet de visualiser et de lire l’énergie reçue par chaque pixel grâce à une échelle de couleur, *cf.* Fig. 7.10.

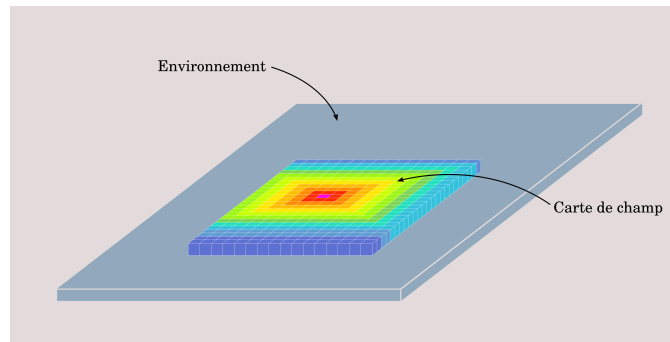


FIGURE 7.10 – Illustration de l’affichage d’une carte de champ électromagnétique dans un environnement 2D.

Organisation du modèle énaactif d'un environnement électromagnétique

Nous venons de constituer notre environnement électromagnétique. L'organisation énaactive résultante de notre système est alors composée d'entités autonomes en interaction, où celles-ci sont une représentation d'un monde physique. Ces entités sont dotées de capacités plus ou moins développées (activités, savoir-faire) qui leur permettent d'interagir au sein de leur environnement afin de reconstituer et de « mesurer » des phénomènes électromagnétiques.

Nous allons maintenant clarifier certains points de notre modèle et notamment la manière dont l'ensemble des activités des entités se réalisent et comment sont gérées ces entités au cours de la simulation.

8.1 Le temps de la simulation

Le temps qui s'écoule au sein de l'environnement virtuel est un « temps virtuel » propre à la simulation et non le « temps réel » qui s'écoule à notre échelle comme une horloge¹. En effet, notre système ne nécessite pas de devoir interagir en temps réel avec un utilisateur, à l'image d'un simulateur de vol par exemple où l'homme est placé dans la boucle de simulation temps réel.

Dans notre système, ce sont les entités qui décident elles-mêmes de la réalisation de leur(s) comportement(s), c'est-à-dire qu'elles décident de quand et comment elles interagissent. Cela permet de ne pas prendre de retard au cours de la simulation. En effet, le temps virtuel tient compte de la surcharge liée aux processus informatiques ce qui permet au système de rester cohérent. Celui-ci peut par conséquent être ralenti ou accéléré.

8.2 L'ordonnancement des activités

ARéVi (*cf.* Section 5.2) met à notre disposition de quoi doter les entités d'activités, de gérer leur ordonnancement et de les faire communiquer entre elles. C'est donc l'ordonnanceur d'ARéVi qui gère le déclenchement des activités de l'ensemble des entités.

1. Oscillant typiquement à la fréquence du quartz.

Nous rencontrons principalement deux types d'activités dans notre modèle :

- une activité de déplacement pour simuler la propagation des ondes électromagnétiques.
- une activité de lecture pour que les instruments de mesure puissent lire le champ électromagnétique.

Déplacement des ondes électromagnétiques

La principale caractéristique d'une onde électromagnétique est de se propager dans l'espace. Pour reproduire ce phénomène de propagation, l'entité associée à cette onde est dotée d'une activité qui lui permet de simuler sa propagation au cours du temps. Cette activité s'exécute avec un pas de temps Δt et met à jour la position (modèle 1D) ou le rayon (modèle 2D) de l'entité en fonction de sa vitesse de propagation dans le milieu.

Aussi, au cours de sa propagation, une onde est susceptible d'interagir avec les différents éléments constitutifs de l'environnement que sont les milieux de propagation ; et doit par conséquent adapter sa propagation pour simuler l'ensemble des phénomènes électromagnétiques auxquels nous nous intéressons. Pour cela, elle est dotée de capacités de perception qui lui permettent de percevoir son environnement et les objets qui le peuplent.

La notion de perception peut être de deux natures : passive et active.

La **perception passive** (statique) intervient lors de l'initialisation d'une entité ; celle-ci ne fait pas encore partie de la scène de simulation et par conséquent ne se propage pas d'où le terme statique. C'est sa capacité à rechercher et à classer dans une base de donnée les objets de l'environnement avec lesquels elle est susceptible d'interagir par la suite. Cela concerne tous les objets qui sont situés dans sa zone de champ actif², cf. Section 6.2.7 p. 86. Ensuite, parmi ces objets, si la liste n'est pas vide elle recherche le plus proche.

La **perception active** (dynamique) intervient lorsque l'entité fait partie de la simulation ; elle se propage et peut interagir avec des objets. C'est sa capacité à détecter si elle va interagir avec un objet. Pour cela, elle contrôle si au cours de sa propagation elle entre en « collision » avec un objet, l'objet le plus proche trouvé lors de son initialisation. Si l'entité détecte la présence d'un objet, elle devra interagir avec celui-ci et adapter sa propagation pour reproduire les phénomènes électromagnétiques adéquats : la réflexion, la transmission et la diffraction. Ce sont ses savoir-faire qui vont lui permettre de créer de nouvelles entités voire de se supprimer pour reproduire les phénomènes électromagnétiques au sein de l'environnement virtuel.

Lecture du champ électromagnétique

Les instruments de mesure possèdent également une activité qui leur permet de lire le champ électromagnétique de l'environnement. Aussi, ces instruments permettent d'enregistrer les résultats de la lecture dans un fichier ce qui permet de les exploiter par la suite.

2. La zone de champ actif correspond au champ de vision (zone de visibilité) d'une entité. Pour le modèle 1D, cette zone est restreinte par le vecteur directeur de l'entité. Dans le cas du modèle 2D, elle est conditionnée par l'ouverture angulaire directrice du front d'onde.

La cellule de lecture doit être plus sensible que la carte de champ aux variations rapides du contenu électromagnétique d'une onde. Cela lui permet d'afficher graphiquement le champ électromagnétique en un point particulier de l'espace.

En revanche, la carte de champ est une pixellisation de l'espace par un ensemble de cellules de lecture. Elle permet de visualiser et de lire l'énergie reçue par chaque pixel grâce à une échelle de couleur. Elle ne nécessite donc pas d'avoir la même résolution que celle des cellules de lecture.

8.3 Le gestionnaire des entités

Une entité *onde* est capable de savoir si elle est sortie ou non de la scène de simulation. Pour cela, elle vérifie au cours de sa propagation si elle est *valide* ou non auquel cas elle peut se supprimer, cf. Section 6.2.7 p. 86.

En réalité, d'un point de vue informatique, l'objet qui définit une entité *onde électromagnétique* n'est jamais complètement détruit. En effet, les allocations/désallocations de mémoire sont des opérations informatiques coûteuses. Nous avons alors recours à l'utilisation d'un gestionnaire d'entités³ qui liste et réinitialise l'ensemble des entités qui ne font plus partie de la simulation afin que celles-ci soient réutilisées lors de la création de nouvelles entités.

Ainsi, plutôt que de supprimer et créer de nouveaux objets, on préfère en construire un certain nombre d'avance, répertoriés dans un gestionnaire d'entités. Si le stock d'entité du gestionnaire est vide, alors on en crée de nouvelles ; assez pour ne pas avoir à le faire régulièrement et ne pas surcharger l'ordinateur.

8.4 Déroulement de la simulation

Les principes des interactions des modèles 1D et 2D sont illustrés respectivement sur les Figs. 8.1 et 8.2.

La source est une entité caractérisée et dimensionnée par les paramètres de son paquet d'onde. Elle se propage librement dans l'espace. Tant qu'elle ne « collisionne » pas avec un objet, elle continue de se propager. Si elle détecte un objet, l'entité doit adapter sa propagation à cet obstacle et interagir avec lui en fonction de ses savoir-faire pour simuler les phénomènes électromagnétiques que l'on cherche à modéliser. Elle va donc pouvoir créer de nouvelles entités ou en supprimer⁴ lors des interactions avec des obstacles de la scène de simulation afin de reconstituer une réponse électromagnétique cohérente. Si de nouvelles entités sont créées, celles-ci doivent hériter d'une partie des attributs de l'entité qui les a générées tout en modifiant certains de leurs paramètres suite à l'atténuation de l'onde dans le milieu ou bien à l'application des coefficients de réflexion, transmission ou diffraction.

3. Couramment appelé ramasse-miettes, en anglais *garbage collector*.

4. Conditions de suppression, cf. Section 6.2.7 p. 86.

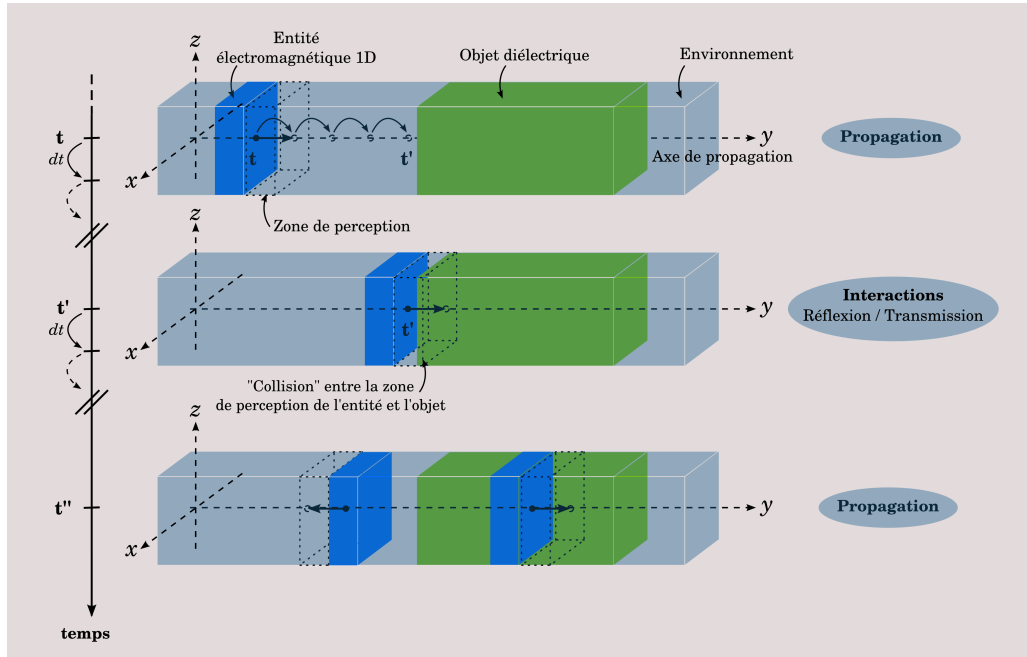


FIGURE 8.1 – Illustration du principe des interactions du modèle 1D :

À un instant t , une entité électromagnétique (paquet d'onde plane) se propage dans l'environnement (air) en mettant à jour sa position, avec un certain pas temporel dt , grâce à son activité de déplacement. Tant que la zone de perception de l'entité ne « collisionne » pas avec un objet de l'environnement, l'entité continue de se propager librement.

À un instant $t' > t$, l'entité détecte un objet diélectrique se trouvant sur sa trajectoire et par conséquent, interagit avec celui-ci. L'entité *mère* incidente se décompose alors en deux entités *filles*, l'une réfléchie à l'interface entre les deux milieux et l'autre transmise à travers le second milieu, et se propagent librement dans leur milieu respectif (instant t'').

Ces deux entités *filles* héritent d'une partie des attributs de l'entité *mère* (autonomie, savoir-faire, propriétés), dont certains sont modifiés par les coefficients de réflexion et transmission à l'interface entre les deux milieux.

Si une entité sort de l'environnement, elle ne fait plus partie de la simulation et est automatiquement *supprimée*. Cela ne nécessite pas de conditions aux frontières particulières ; l'environnement est naturellement ouvert.

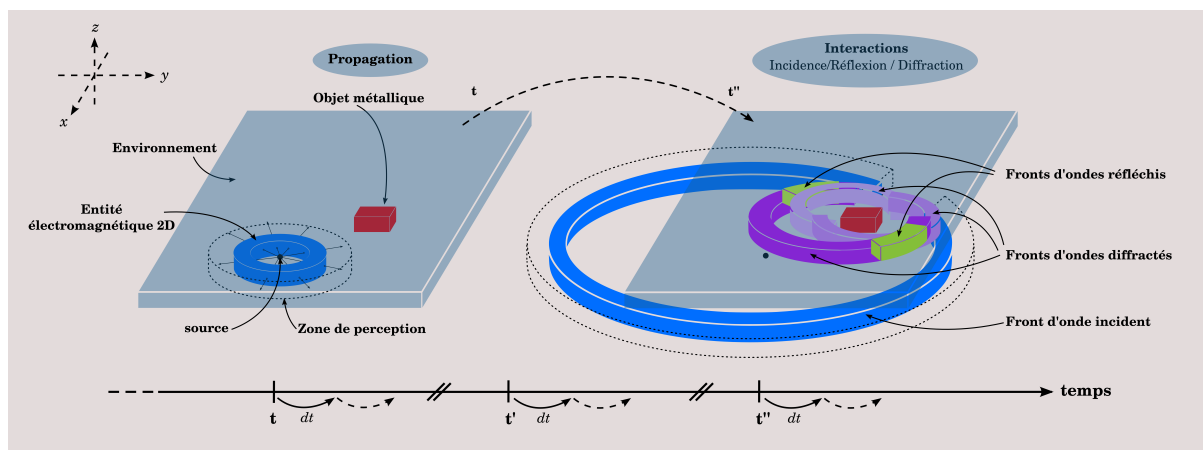


FIGURE 8.2 – Illustration du principe des interactions du modèle 2D :

À un instant t , une entité électromagnétique (paquet d'onde cylindrique) se propage dans l'environnement (air) en mettant à jour son rayon, avec un certain pas temporel dt , grâce à son activité de déplacement. Tant que la zone de perception de l'entité ne « collisionne » pas avec un objet de l'environnement, l'entité continue de se propager librement.

À un instant $t' > t$, l'entité détecte un objet métallique (conducteur parfait) se trouvant sur sa trajectoire et par conséquent, interagit avec celui-ci. L'entité *mère* incidente se décompose alors en plusieurs entités *filles* (instant t'') :

- 1 entité incidente.
- 2 entités sont réfléchies sur les faces de l'objet.
- 3 entités sont diffractées sur les coins de l'objet (diffraction « directe »).

Ces entités *filles* héritent d'une partie des attributs de l'entité *mère* (autonomie, savoir-faire, propriétés), dont certains sont modifiés par l'atténuation de l'onde, les coefficients de réflexion, transmission et diffraction. Notons que les entités diffractées se comportent comme des sources secondaires dont les centres de phase sont situés aux coins de l'objet. Pour les entités réfléchies, on peut appliquer la théorie des images pour déterminer les centres de phases.

Conclusion de la partie II

Nous venons de formaliser notre modèle éactif d'un environnement électromagnétique. Cet environnement est constitué principalement d'ondes et de milieux électromagnétiques en interaction. Dans ce contexte, chaque entité participe par ses interactions à la construction du milieu électromagnétique nécessaire à la reconstitution de phénomènes réels au sein d'un environnement virtuel.

Les entités *ondes électromagnétiques* sont modélisées en tant que paquet d'onde(s). Plus exactement, si l'environnement est constitué de milieux sans pertes resp. avec pertes, on utilisera le modèle du paquet d'onde resp. du paquet d'ondes. Ces entités possèdent une forme géométrique, limitée dans l'espace, qui dépend de la nature de l'onde.

Les milieux électromagnétiques sont les supports de la propagation des ondes. Ils sont constitués de matériaux diélectriques ou conducteurs, avec ou sans pertes, et sont de formes relativement simples : parallélépipèdes rectangles à faces planes (sans rugosité) ; ceci afin de simplifier les interactions électromagnétiques à modéliser.

Aussi, nous avons des instruments de mesure pour quantifier et cartographier le champ électromagnétique en un point ou une région de l'espace : les cellules de lecture et les cartes de champ.

Nous avons maintenant à notre disposition tous les éléments pour construire notre modèle éactif électromagnétique. Il nous faut désormais le valider par l'expérimentation et la simulation *in virtuo* à travers un ensemble de scénarios. Ceci fait l'objet de la prochaine et dernière partie.

Références de la partie II

- [AP06] F. Amblard and D. Phan. *Modélisation et Simulation Multi-agents*. Lavoisier, 2006.
- [Bal89] C. A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. Wiley, 1989.
- [CBP⁺10] M. Combes, B. Buin, M. Parenthoën, P. Redou, and J. Tisseau. Multi-agent Architecture Validation for Virtual Instruments in Molecular Dynamic Experiments. In *Simulation of Multiphysics Multiscale Systems*, 2010.
- [ESRV02] H. M. El-Sallabi, I. T. Rekanos, and P. Vainikainen. A New Heuristic Diffraction Coefficient for Lossy Dielectric Wedges at Normal Incidence. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 1, 2002.
- [Fer95] J. Ferber. *Les Systèmes Multi-agents – vers une Intelligence Collective*. Interéditions, 1995.
- [Gab46] D. Gabor. Theory of Communication. vol. 93 : pp. 429–457, November 1946.
- [Hei27] W. Heisenberg. Unbestimmtheit. *Zeits f Physik*, vol. 43 : pp. 172, 1927.
- [Her06] D. Herviou. *Perception Visuelle des Entités Autonomes en Réalité Virtuelle : Application à la Simulation de Trafic Routier*. PhD thesis, UBO-ENIB, 2006.
- [Hol00] P. D. Holm. A New Heuristic UTD Diffraction Coefficient for Nonperfectly Conducting Wedges. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 48 (8), August 2000.
- [Hub95] B. B. Hubbard. *Ondes et Ondelettes*. Pour la Science, 1995.
- [KP74] 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*, vol. 65 : pp. 1448–1461, November 1974.
- [Lue84] R. J. Luebbers. Finite Conductivity Uniform UTD Versus Knife Diffraction Prediction of Propagation Path Loss. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol AP-32 : pp. 70–76, January 1984.
- [Mal59] G. D. Maliuzhinets. Excitation, Reflection and Emission of Surface Wave from a Wedge with Given Face Impedances. *Soviet Phys. Dokl.*, vol. 3 : pp. 752–755, 1959.
- [Moi06] J. L. Le Moigne. *La Théorie du Système Général – Théorie de la Modélisation*. Classiques du RIC, 2006.
- [MSQB06] N. Marion, C. Septseault, R. Querrec, and A. Boudinot. GASPARD : Gestion Aviation Sur Porte-Avions par la Réalité Virtuelle. In *1ères Journées de l'AFRV*, 2006.

Références II

- [Par04] M. Parenthoën. *Animation Phénoménologique de la Mer : une Approche Énactive*. PhD thesis, UBO – Lysic – CERV, 2004.
- [PJT04] M. Parenthoën, T. Jourdan, and J. Tisseau. IPAS : Interactive Phenomenological Animation of the Sea. In *14e International Offshore and Polar Engineering Conference*, 2004.
- [PT05] M. Parenthoën and J. Tisseau. Tutorial Book of Virtual Concept – Enactive Modelling. *ENSIAME-LAMIH/LIPSI-ESTIA*, 2005.
- [Tho07] E. Thompson. *Mind in Life*. President and Fellows of Harvard College, 2007.
- [Tis01] J. Tisseau. *Réalité Virtuelle : Autonomie in Virtuo*. Université de Rennes 1, HDR – Document de Synthèse, 2001.
- [TPMP89] R. Tiberio, G. Pelosi, G. Manara, and P. H. Pathak. High-Frequency Scattering from a Wedge with Impedance Faces Illuminated by a Line Source – Part I : Diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 37 : pp. 212–218, February 1989.
- [VTR91] F. J. Varela, E. Thompson, and E. Rosch. *The Embodied Mind : Cognitive Science and Human Experience*. MIT, 1991.
- [Wei99] G. Weiss. *Multiagent Systems – A Modern Approach to Distributed Artificial Intelligence*. MIT, 1999.
- [Woo02] M. Wooldridge. *An Introduction to Multiagent Systems*. John Wiley & Sons, 2002.

Troisième partie

Expérimentations électromagnétiques
in virtuo

Introduction à la partie III

Nous venons de présenter dans la partie précédente notre modèle énaactif électromagnétique. Cette troisième et dernière partie de ce mémoire concerne l'expérimentation et la simulation *in virtuo* de modèles de propagation suite à l'implémentation informatique de nos modèles⁵.

Nous avons développé deux modèles de propagation, l'un unidimensionnel (1D) et l'autre bidimensionnel (2D). Le premier modèle, 1D, est basé sur la notion et le concept de l'onde plane tandis que le second modèle, 2D, est basé sur la propagation d'un front d'onde cylindrique.

Le modèle 1D doit permettre de valider l'ensemble des concepts de la modélisation d'un environnement électromagnétique par la méthode énaactive et son instrumentation *via* un système de réalité virtuelle. Ce modèle relativement simple tient compte uniquement des phénomènes de réflexion et transmission à incidence normale.

Le modèle 2D quant à lui offre une approche plus réaliste des phénomènes puisqu'il tient compte de l'atténuation dans le milieu de propagation, de la réflexion et de la transmission à incidence quelconque, et aussi d'un phénomène supplémentaire, la diffraction aux coins des objets.

Aussi, nous n'avons pas de moyens nous permettant de vérifier ni de valider autrement que par l'expérimentation et la simulation notre modèle électromagnétique. Nous allons donc comparer les résultats de simulation de nos modèles avec des simulateurs électromagnétiques appropriés et à la théorie lorsque c'est possible. Pour cela, nous avons développé un ensemble de scénarios d'environnements électromagnétiques :

- scénarios du modèle 1D
 - . propagation d'une onde dans son environnement.
 - . réflexion et réfraction d'une onde sur (et à travers) différentes structures.
 - . résonance des modes d'une cavité métallique.

5. Les caractéristiques de l'ordinateur sur lequel a été développé notre modèle sont mentionnées ci-dessous :

- Modèle : HP XW4600, Intel Core 2 Duo E6550
2,33 Ghz / FSB 1333 Mhz / 4 Mo cache L2
- RAM : 4 Go (4x1Go) DDR2-667Mhz PC2-5200 ECC
- DD : 80 Go SATA-2 (300 Mo / s) 7200 tours
- Graphique : NVIDIA Quadro FX3500 256MB PCIe Card

-
- scénarios du modèle 2D
 - . propagation d'une onde dans son environnement.
 - . carte de champ électromagnétique de différents environnements de type milieu urbain.
 - . résonance des modes d'une cavité métallique.

Nous allons donc débiter cette partie par la présentation de la simulation d'expériences du modèle 1D puis par celle du modèle 2D.

Chapitre 9

Modèle unidimensionnel (1D)

Le modèle unidimensionnel (1D) est basé sur le concept du front d'onde plan et par conséquent ne peut se propager que suivant un seul axe de propagation¹. Les caractéristiques sont donc infinies suivant les deux autres axes du repère. Ce modèle impose les phénomènes à modéliser outre la propagation, qui sont du type réflexion et transmission sur un matériau à incidence normale. La polarisation a donc ici peu d'importance.

Ce modèle 1D n'a pas la prétention ni ne peut modéliser un environnement électromagnétique vraiment complexe. Cependant il permet d'expérimenter et de simuler assez simplement certaines propriétés électromagnétiques tout comme le modèle de l'onde plane en physique. Le but du développement de ce modèle simple et modeste est donc la validation par la simulation de notre modèle électromagnétique.

Pour cela, nous avons mis au point un ensemble de scénarios pour caractériser certaines propriétés de dispositifs telles que les coefficients de réflexion et transmission de matériaux diélectriques ou conducteurs avec ou sans pertes.

Ce modèle 1D devra être comparé avec des outils de modélisation plus classiques voire à la théorie lorsque c'est possible. Les méthodes qui semblent les plus appropriées ici sont les méthodes numériques travaillant dans le domaine temporel, à savoir les méthodes du type FDTD ou TLM.

Dans ce contexte, la comparaison avec ces méthodes devra faire l'objet d'une grande attention. En effet, il peut sembler assez difficile de comparer des méthodes dont les concepts sont radicalement différents. Ceci dit, d'une certaine manière, c'est aussi une bonne occasion pour mettre en avant les atouts d'une méthode par rapport à une autre. Nous devons donc trouver des points de comparaison à ces méthodes.

Aussi, les temps de simulation des dispositifs présentés pour ce modèle 1D étant quasi-instantanés², ceux-ci ne seront pas mentionnés dans la suite.

9.1 Adéquation du modèle 1D

Le modèle de propagation d'une entité (une onde ou plus particulièrement un paquet d'onde) électromagnétique dans son environnement, *cf.* Fig. 9.1 se doit d'être cohérent dans le temps et l'espace. Cela signifie qu'une entité doit se propager dans son environnement sans prendre de retard ni d'avance au cours de sa propagation.

1. Notre base de référence est le repère de coordonnées cartésiennes xyz .

2. Ces temps de simulation sont plus particulièrement de l'ordre de 1 s à 2 s tout au plus.

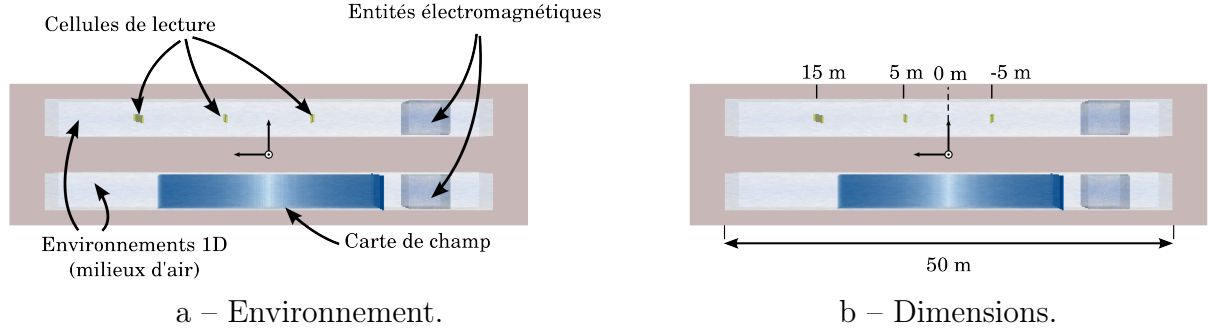


FIGURE 9.1 – Environnement du modèle 1D.

Nous avons ici deux environnements de propagation unidimensionnels « identiques » (même milieu de propagation, même entité source) mais distincts l'un de l'autre. Chacun d'eux est constitué d'une boîte d'air (milieu de propagation) délimitant le domaine de validité (ou domaine d'analyse) et d'une entité source. Leur seule différence est que l'un d'eux possède des cellules de lecture et l'autre possède une carte de champ. Par conséquent, dans le premier cas, le contenu de l'entité sera lu et affiché dans une fenêtre graphique tandis que dans le second cas, celui-ci sera affiché visuellement *via* une échelle de couleur au sein de la simulation. Notons que ces deux environnements peuvent être simulés en parallèle dans la même simulation.

Le principe de la propagation d'une entité *onde* est illustré sur la Fig. 9.2. Une entité source est initialisée en un certain point au temps $t = 0$ par un ensemble de paramètres propres à la caractérisation de son paquet d'onde et définis ici par :

- . son amplitude $E_0 = 1 \text{ V/m}$
- . sa fréquence centrale $f_0 = 1 \text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$
- . son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0} \text{ s}$

Ce sont ces paramètres qui donnent à l'entité sa longueur suivant l'axe de propagation *cf.* Eqs. (A.26) et (A.27) de l'Annexe A. Les dimensions de l'entité suivant les autres axes sont arbitraires. Nous choisissons de les dimensionner de l'ordre de grandeur de la longueur de l'entité afin de la visualiser facilement dans l'environnement de simulation. Cette entité est créée par un générateur d'entités et est placée en un certain point dans son environnement. Il revient à l'utilisateur de déclencher le lancement, c'est-à-dire l'exécution, de la simulation ; à la suite de quoi l'entité « s'active » et commence à se propager (instant $t > 0$).

Notons qu'il est possible de construire plusieurs environnements au sein d'une même simulation comme nous pouvons le voir sur les Figs. 9.1 et 9.2 où nous modélisons simultanément deux environnements de propagation « identiques », l'un constitué de cellules de lecture et l'autre d'une carte de champ.

Aussi, nous définissons le pas temporel de lecture de nos instruments de mesure Δt par :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \implies \Delta t = 0,1 \text{ ns} \quad (9.1.1)$$

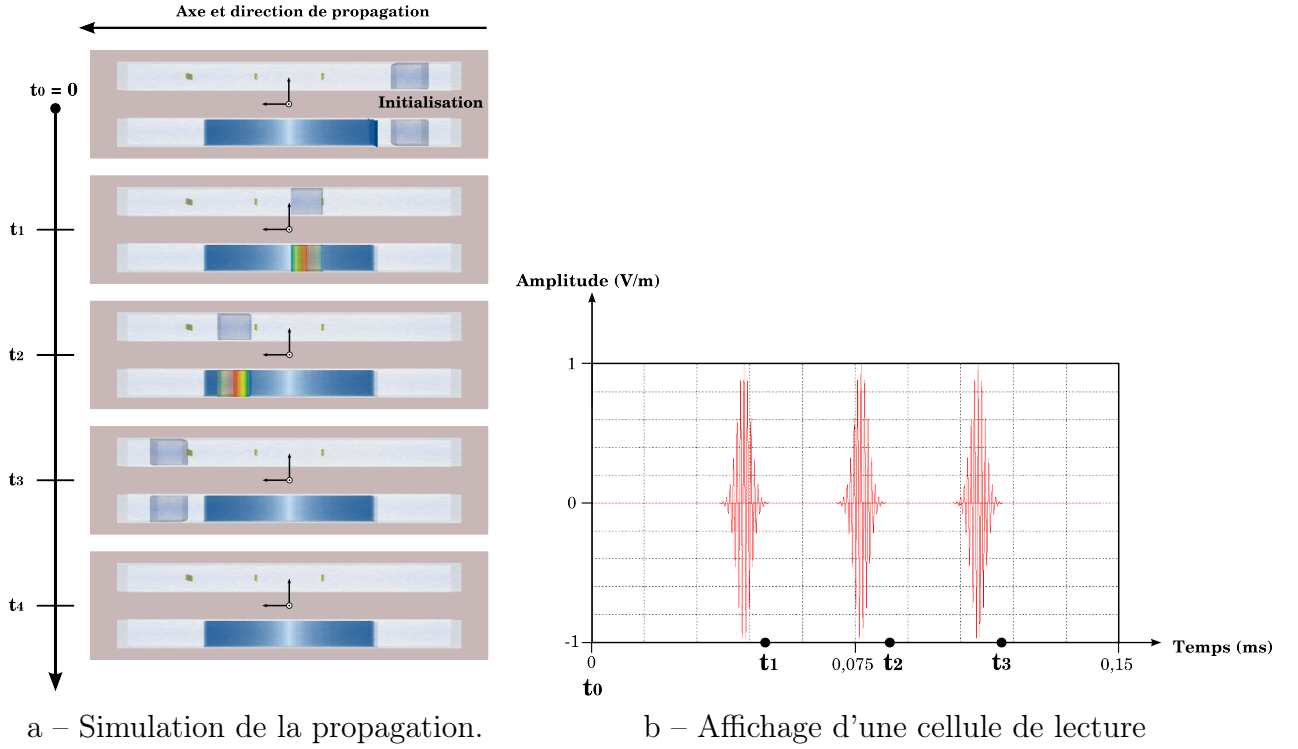


FIGURE 9.2 – Modèle de propagation dans un milieu unidimensionnel.
Nous simulons simultanément les deux environnements de la Fig. 9.1.

9.2 Validation du modèle électromagnétique par la simulation

Nous avons développé plusieurs scénarios pour valider notre modèle électromagnétique. Nous allons, par la simulation, caractériser différentes structures par leurs coefficients de réflexion et transmission ; et ce pour différents types de matériaux diélectriques ou conducteurs, avec ou sans pertes.

9.2.1 Coefficients de réflexion et de transmission d'une lame diélectrique

Ce premier dispositif de la caractérisation d'un matériau est composé d'une lame diélectrique, d'épaisseur $d = 5 \text{ cm}$ et de permittivité $\varepsilon_r = 6$, cf. Fig. 9.3. Ce milieu est supposé sans pertes et non-dispersif. Nous cherchons à déterminer par la simulation les coefficients de réflexion et transmission de cette lame diélectrique.

Notre entité source est caractérisée par les paramètres suivants :

- . son amplitude $E_0 = 1 \text{ V/m}$
- . sa fréquence centrale $f_0 = 30 \text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$
- . son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0} \text{ s}$

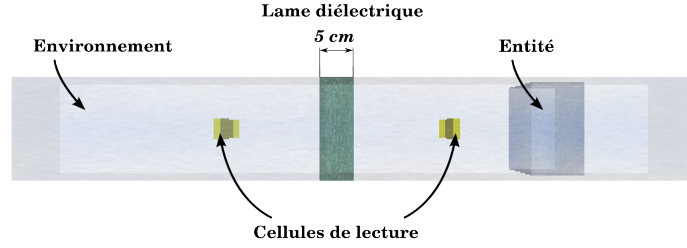


FIGURE 9.3 – Environnement 1D constitué d’une simple lame diélectrique.

Nous avons placé des cellules de lecture de part et d’autre de la structure pour lire les champs incident, réfléchi et transmis sur (et à travers) la structure. Le pas temporel de lecture de nos instruments de mesure est :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \quad \Rightarrow \quad \Delta t = 3,33 \text{ ps} \quad (9.2.1)$$

Nos résultats sont comparés, *cf.* Fig. 9.4, aux expressions théoriques des coefficients de réflexion et transmission d’une simple lame diélectrique (*cf.* Annexe D).

Ces résultats sont donnés sur une large bande de fréquence allant de 0 GHz à 10 GHz . L’erreur relative sur les zéros de réflexion est inférieure à $10^{-2} \%$ sur toute la bande de fréquence. Cela signifie que cette méthode est sans dispersion numérique, ce qui n’est pas étonnant. En effet, contrairement aux méthodes numériques classiques telles que la FDTD ou la TLM, pour prendre typiquement des méthodes numériques temporelles, notre modèle ne requiert pas d’échantillonner l’espace d’analyse.

Ce type de structure pourrait être modélisé facilement à l’aide de la FDTD ou de la TLM. Cependant, ces méthodes ont le désavantage de produire de la dispersion numérique, induite par l’échantillonnage du domaine d’analyse, ce qui limite la bande de fréquence d’observation. Aussi, cette erreur de dispersion augmente avec la fréquence. Cet échantillonnage spatial Δl dépend de la fréquence maximale d’observation f_{max} et dans le cas d’une cellule cubique ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta l$), cela peut s’exprimer typiquement par une relation du type :

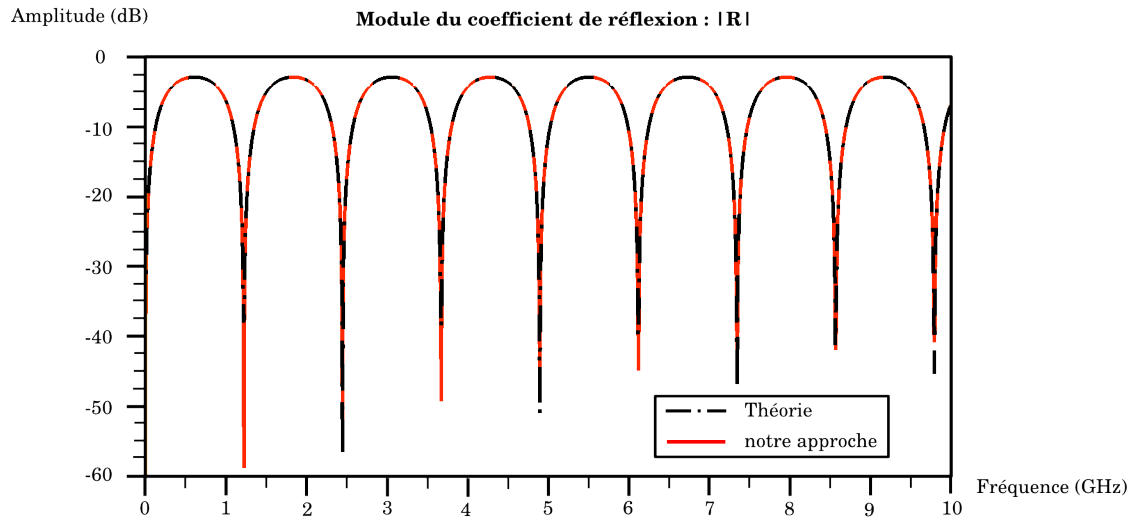
$$\Delta l \lesssim \frac{\lambda_{min}}{10} = \frac{c}{10 f_{max}} \quad (9.2.2)$$

ce qui nous donne, au vu de la largeur de bande de nos résultats pour $f_{max} = 10 \text{ GHz}$, $\Delta l \lesssim 3 \text{ mm}$; et si on voulait obtenir ces résultats pour $f_{max} = 60 \text{ GHz}$ cela donnerait $\Delta l \lesssim 0,5 \text{ mm}$. Pour ce dispositif 1D d’épaisseur $d = 5 \text{ cm}$, cela conduirait à échantillonner le dispositif (diélectrique uniquement) par un nombre de cellules ~ 15 resp. ~ 100 auquel il faudrait bien entendu ajouter des cellules pour la propagation dans l’air. Il faut ajouter à ceci la condition sur le pas temporel pour garantir la stabilité de l’algorithme, et donnée par une relation du type :

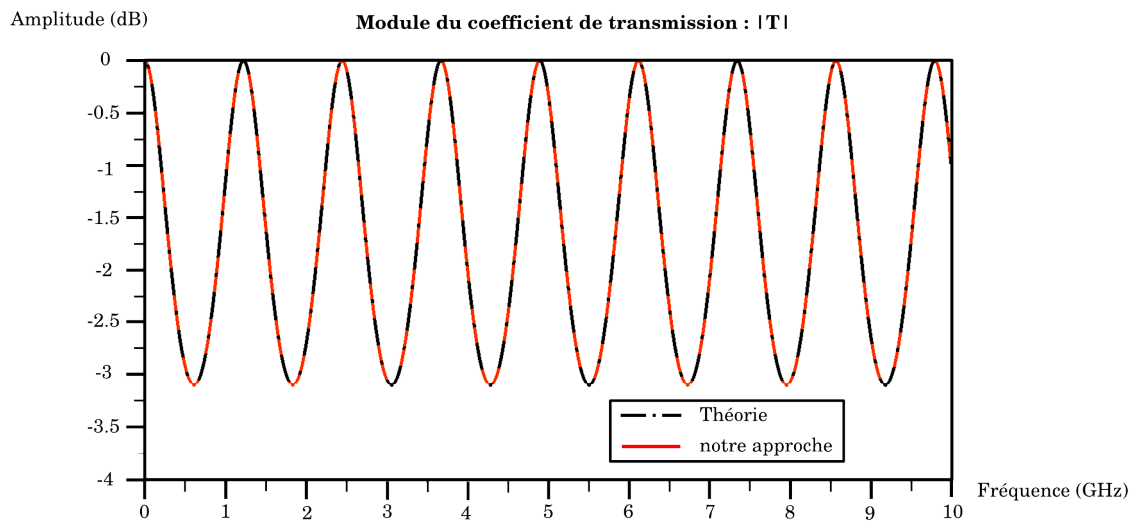
$$\Delta t \lesssim \frac{\Delta l}{c} \quad (9.2.3)$$

ce qui nous donne respectivement $\Delta t \lesssim 10 \text{ ps}$ et $\Delta t \lesssim 1,67 \text{ ps}$.

De plus, ces méthodes nécessitent de définir des conditions aux limites adéquates pour simuler l’espace libre; on pense notamment aux PML.



a – Réflexion



b – Transmission

FIGURE 9.4 – Caractérisation d'une lame diélectrique par ses coefficients de réflexion et transmission.

Notre modèle permet la caractérisation de ce type de structure sur une très large bande de fréquence sans difficultés. Nous avons simplement limité la fenêtre d'observation entre 0 GHz et 10 GHz pour pouvoir comparer et observer aisément les résultats. Notre modèle rend possible la caractérisation des coefficients de réflexion et de transmission sur l'ensemble du spectre électromagnétique allant de 0 GHz à 300 GHz , pour ce type de milieu sans pertes et non-dispersif.

Aussi, nous n'avons pas mis en défaut la stabilité de notre modèle. Nous n'utilisons pas à proprement parler un pas temporel de simulation mais plusieurs pas temporels. Ainsi le pas temporel de l'activité de déplacement d'une entité électromagnétique n'est pas le même que celui de l'activité de lecture d'une cellule (de lecture) qui peut être différent

de celui de l'activité de mise à jour d'une carte de champ. Chaque entité, chaque activité possède son propre pas temporel de mise à jour.

De plus, notre modèle ne nécessite pas de définir de conditions aux limites particulières pour simuler l'espace libre. L'environnement est naturellement ouvert et ce sont les entités qui décident d'elles-mêmes du moment où elles vont être supprimées.

Par principe, ce dispositif constitué d'une lame diélectrique n'a pas de limitations quant aux dimensions des entités qui peuvent être plus grandes que celles de la lame. Ceci dit, nous choisissons de définir un critère à respecter pour s'assurer du bon déroulement des interactions et notamment pour le traitement de dispositifs multi-couches que nous allons voir par la suite. Ce critère peut s'énoncer ainsi :

Critère de dimensionnement des entités

La dimension spatiale d'une entité doit être au maximum de l'ordre de grandeur des dimensions de la plus petite structure.

9.2.2 Coefficients de réflexion et de transmission d'une couche de diélectriques

Nous allons maintenant complexifier le dispositif précédent en ajoutant plusieurs lames diélectriques de façon à obtenir une structure multi-couche. Les milieux diélectriques sont toujours supposés sans pertes et non-dispersifs. Cette structure, *cf.* Fig. 9.5, est constituée de trois lames successives caractérisées chacune par :

- . lame 1 : épaisseur $d_1 = 5\text{ cm}$, permittivité $\varepsilon_{r1} = 4$.
- . lame 2 : épaisseur $d_2 = 5\text{ cm}$, permittivité $\varepsilon_{r2} = 6$.
- . lame 3 : épaisseur $d_3 = 5\text{ cm}$, permittivité $\varepsilon_{r3} = 8$.

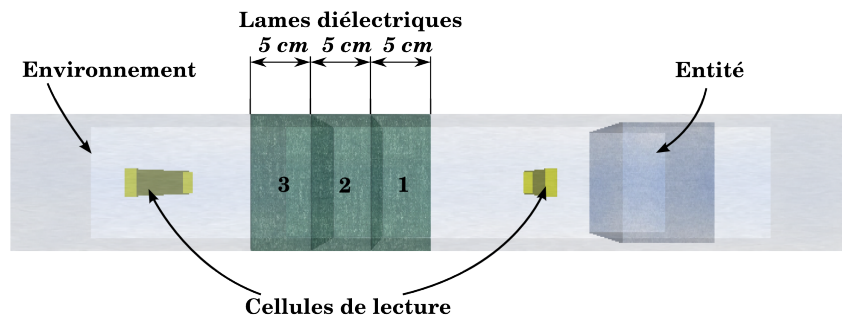


FIGURE 9.5 – Environnement 1D constitué d'une couche de diélectriques.

Notre entité source est caractérisée par les paramètres suivants :

- . son amplitude $E_0 = 1\text{ V/m}$
- . sa fréquence centrale $f_0 = 30\text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}\text{ rad}$
- . son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0}\text{ s}$

Nous avons placé des cellules de lecture de part et d'autre de la structure pour lire les champs incident, réfléchi et transmis sur (et à travers) la structure. Le pas temporel

de lecture de nos instruments de mesure est :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \quad \Longrightarrow \quad \Delta t = 3,33 \text{ ps} \quad (9.2.4)$$

La théorie étant plus fastidieuse à mettre en œuvre pour ce type de dispositif, nous choisissons de comparer nos résultats, *cf.* Fig. 9.6, avec le logiciel *MEFiSTo-2D ClassicTM*³ qui est un logiciel — performant et libre — de simulation électromagnétique pour l’analyse de structures bidimensionnelles (2D). Notons qu’il existe également une version tridimensionnelle (3D) de ce logiciel. Celui-ci est basé sur la méthode TLM et est donc à ce titre un simulateur temporel de phénomènes de propagation électromagnétique.

De la même manière que précédemment, nous cherchons à caractériser ce dispositif par ces coefficients de réflexion et transmission.

Les simulations avec *MEFiSTo-2D ClassicTM* ont été effectuées pour un échantillonnage de l’espace d’analyse avec des cellules de dimension $\Delta l = 10 \text{ mm}$ (maillage grossier) et $\Delta l = 1 \text{ mm}$ (maillage affiné), ce dernier étant suffisamment fin pour nous servir de référence. Nous pouvons observer très nettement la convergence des résultats du logiciel de simulation suite à l’affinage du maillage, *cf.* Fig. 9.6.

Nos résultats concordent très bien avec ceux du maillage de référence (à $\Delta l = 1 \text{ mm}$) du logiciel de simulation et ce sans avoir à paramétrer différemment notre modèle. C’est la dispersion numérique de la méthode TLM qui entraîne une erreur de convergence. Cette erreur dépend de l’échantillonnage et augmente avec la fréquence, ce qui s’observe très bien sur la Fig. 9.6 par rapport aux deux maillages à $\Delta l = 10 \text{ mm}$ et à $\Delta l = 1 \text{ mm}$, entre les basses fréquences pour $f < 1 \text{ GHz}$ et les hautes fréquences pour $f > 1 \text{ GHz}$.

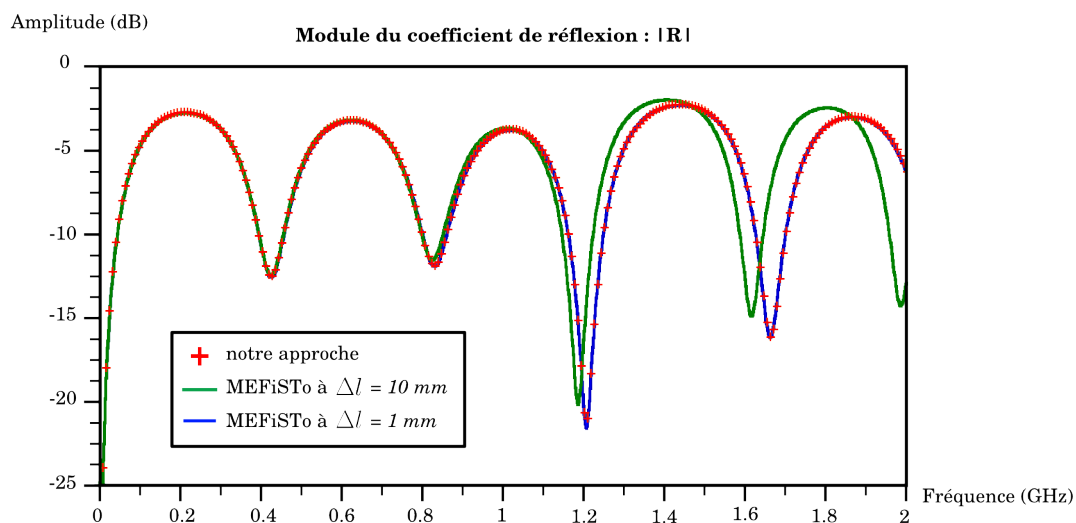
Notons qu’ici aussi, nous avons simplement limité la fenêtre d’observation entre 0 GHz et 2 GHz pour pouvoir comparer et observer aisément les résultats. Notre modèle rend possible la caractérisation des coefficients de réflexion et de transmission sur l’ensemble du spectre électromagnétique allant de 0 GHz à 300 GHz , et ce de manière « exacte » au vu de nos résultats.

9.2.3 Coefficient de réflexion d’une lame métallique à pertes

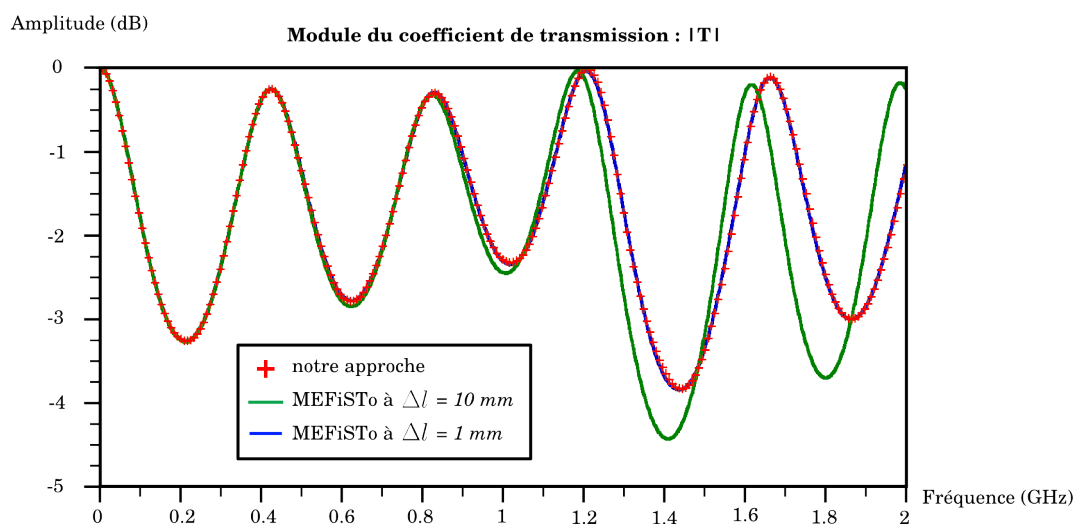
Les dispositifs précédents étaient illuminés par un paquet d’onde plane (monoporteuse). Cependant, ce modèle ne permet pas de tenir compte de milieux à pertes et dispersifs. Pour cela, il est nécessaire de décomposer ce paquet d’onde plane (monoporteuse) en un paquet d’ondes planes (multiporteuses), *cf.* Annexe C.

Notre dispositif d’étude est une paroi métallique à pertes constituée de cuivre et dont la conductivité est $\sigma = 58.10^6 \text{ S/m}$, *cf.* Fig. 9.7. La dimension (l’épaisseur) de la paroi n’a pas d’importance ici dans notre modèle puisque aucune onde ne sera transmise à travers ce type de matériau. Nous nous intéressons uniquement à la réflexion sur cette structure.

3. *MEFiSTo-2D ClassicTM* : <http://www.faustcorp.com/>



a – Réflexion



b – Transmission

FIGURE 9.6 – Caractérisation d'une structure diélectrique multi-couche par ses coefficients de réflexion et transmission.

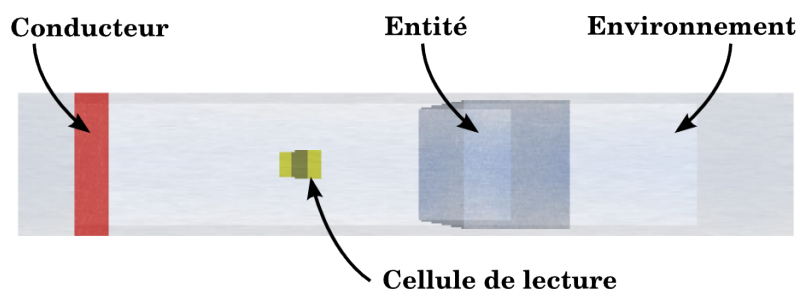


FIGURE 9.7 – Environnement 1D constitué d'une lame métallique à pertes.

Notre entité source est caractérisée par les paramètres suivants :

- . son amplitude $E_0 = 1 \text{ V/m}$
- . sa fréquence centrale $f_0 = 20 \text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$
- . son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0} \text{ s}$

Nous avons placé un point de lecture pour lire le champ incident et le champ réfléchi sur la structure. Le pas temporel de lecture de notre instrument de mesure est :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \quad \implies \quad \Delta t = 5 \text{ ps} \quad (9.2.5)$$

Nos résultats sont comparés à la théorie (Eq. (9.2.7)), *cf.* Fig. 9.8. L'impédance intrinsèque d'un très bon conducteur est définie par la relation :

$$Z_c = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \sigma}} \quad (9.2.6)$$

avec

- . σ est la conductivité du matériau.
- . ω est la pulsation.
- . $\mu = \mu_0 \mu_r$ est la perméabilité du milieu où :
 - . μ_0 est la perméabilité du vide.
 - . μ_r est la perméabilité relative du milieu définie telle que $\mu_r = 1$ car nous travaillons dans l'hypothèse de milieux non-magnétiques.

Le coefficient de réflexion s'exprime par la relation suivante :

$$\underline{R}(\omega) = \frac{Z_c - Z_0}{Z_c + Z_0} \quad (9.2.7)$$

où Z_0 est l'impédance intrinsèque du vide. Ceci nous permet de tracer le module et la phase du coefficient de réflexion théorique d'une paroi métallique à pertes.

La prise en compte de matériaux à pertes dans notre modèle est basée sur une décomposition spectrale à un ordre N d'un paquet d'onde en un paquet d'ondes. L'entité source initiale est donc décomposée en N^4 entités sources pondérées par des coefficients que nous déterminons *via* une procédure numérique du type MoM, décrite avec force et détails dans l'Annexe C.

Plus ce paquet est composé d'un nombre important d'ondes, ce qui augmente également le nombre d'entités, et plus son contenu spectral global sera « riche ». Aussi, le contenu spectral de chaque onde est défini sur un sous-domaine de la largeur de bande du paquet d'onde initial, ce qui a pour conséquence d'élargir l'impulsion dans le domaine temporel. Ceci signifie que les entités associées au paquet d'ondes seront spatialement plus larges que l'entité initiale.

4. Nombre de sous-bandes de fréquences pour lesquelles la détermination de $\underline{R}(\omega)$ est exacte au centre.

Les résultats sont présentés sur une très large bande de fréquence allant de 7 GHz à 33 GHz , pour un paquet d'onde⁵ (ordre 1) et pour différents paquets d'ondes décomposés aux ordres 11, 19 et 35, *cf.* Fig. 9.8.

Aussi, nous pouvons caractériser ce coefficient de réflexion (module et phase) sur une largeur de bande beaucoup plus importante et cela sans difficulté supplémentaire. En modifiant simplement l'écart-type de l'impulsion de la source ($\sigma_0 = \frac{1}{10} f_0$), nous obtenons ces résultats sur une très très large bande de fréquence allant de 0 GHz à 150 GHz , *cf.* Fig. 9.9.

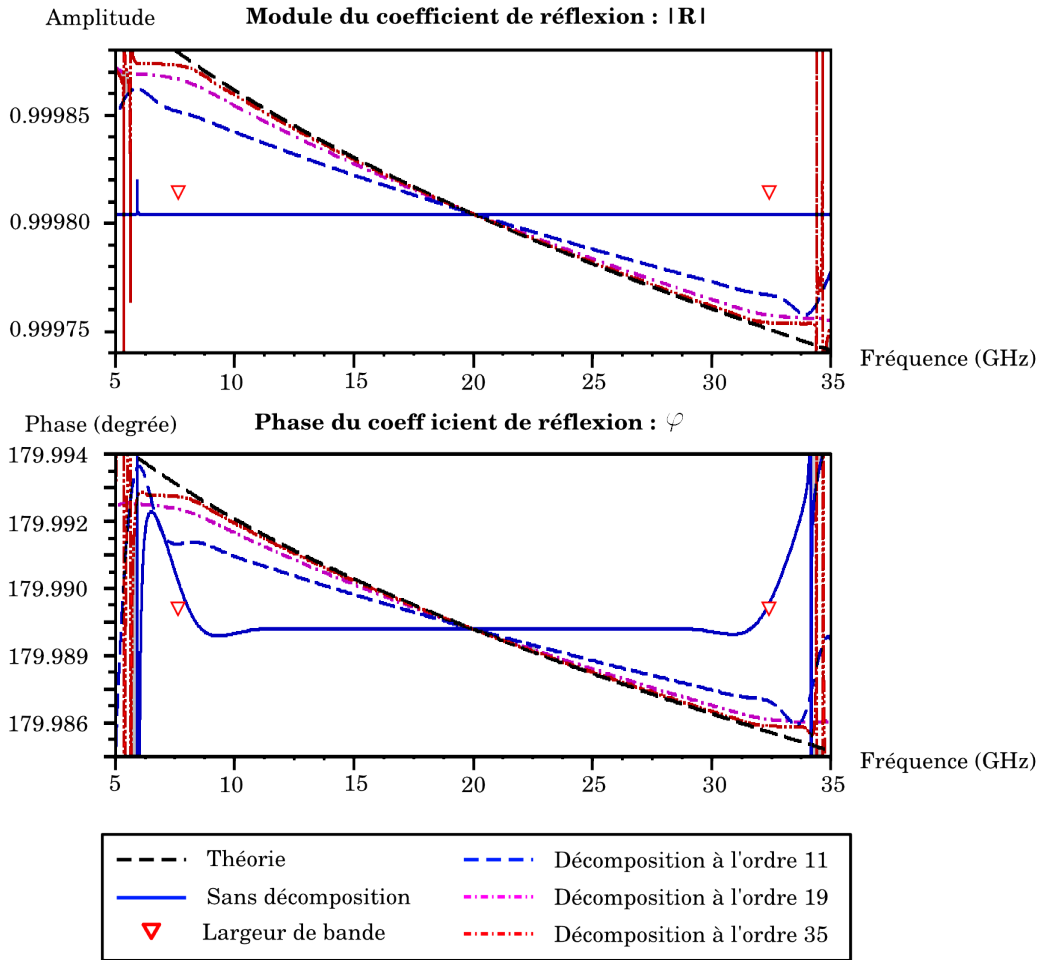


FIGURE 9.8 – Caractérisation très large bande d'une paroi métallique à pertes par son coefficient de réflexion : module $|R|$ et phase φ .

Nous observons très nettement l'influence de l'ordre de la décomposition sur les résultats du coefficient de réflexion, tant pour le module que pour la phase. Plus l'ordre augmente et plus nous tendons vers la théorie, du moins sur la largeur de bande du paquet d'ondes ce qui semble assez logique et cohérent avec notre modèle. Il n'y a en effet pas de raison pour que ces résultats soient cohérents en dehors de cette largeur de bande.

5. Le paquet d'onde à l'ordre 1 est un paquet non-décomposé. Il correspond par conséquent au paquet d'onde initial c'est-à-dire à l'entité source initiale.

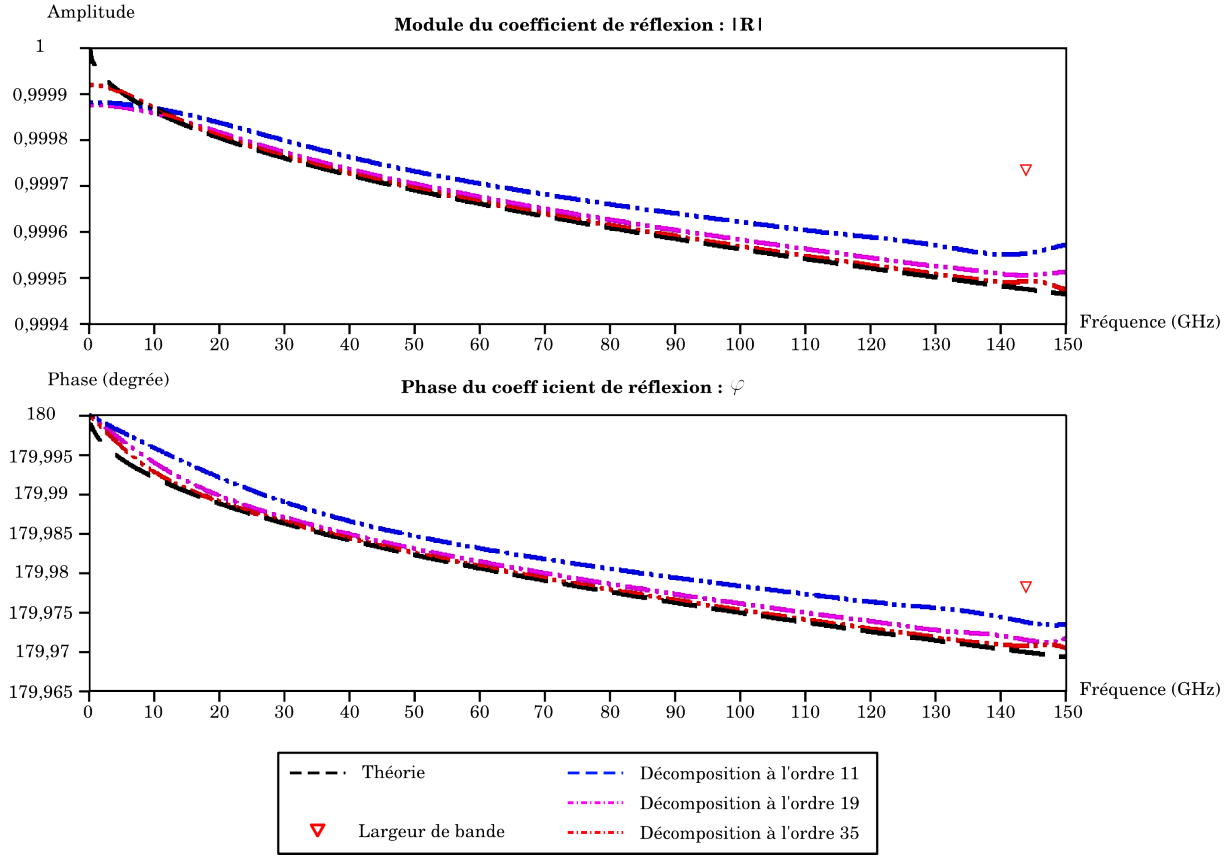


FIGURE 9.9 – Caractérisation ultra large bande d'une paroi métallique à pertes par son coefficient de réflexion : module $|R|$ et phase φ .

Dans un compromis « précision – ordre de décomposition », un ordre N d'une quinzaine voire d'une vingtaine d'ondes semble suffisant. Il est important de remarquer aussi que ce compromis est indépendant de la largeur de bande. Certes, plus l'ordre augmente et plus nous sommes précis mais ce n'est pas parce qu'on décompose sur une bande plus large resp. moins large qu'il est nécessaire d'augmenter resp. de diminuer l'ordre afin d'être plus précis. En témoigne les résultats de la Fig. 9.9 par rapport à ceux de la Fig. 9.8; sur une bande beaucoup plus large, la décomposition à l'ordre 19 semble tout autant suffisante et satisfaisante.

Aussi, il peut paraître dérisoire de vouloir obtenir une telle précision, au « pouième », étant donné les échelles en amplitude et en phase du coefficient de réflexion de cette paroi métallique à pertes (constituée de cuivre). En effet, dans notre cas, cela semble insignifiant puisque nous n'avons qu'une seule réflexion. Cependant, il faut imaginer le cas d'une cavité métallique à pertes dans laquelle une onde se propage et se réfléchit une quantité de fois. Si ces « pouièmes » sont négligés et ne sont pas pris en compte convenablement, ils vont se propager au fur et à mesure des réflexions sur les parois ce qui entraînera une erreur inévitable des modes résonants d'une telle cavité.

Les méthodes temporelles permettent la caractérisation sur une large bande de fréquence. Néanmoins, dans le cas des méthodes numériques FDTD et TLM par exemple, tenir compte de tels milieux nécessite des traitements relativement lourds (convolution,

filtrage, ...). On peut alors avoir recours à l'utilisation de méthodes fréquentielles plus adaptées à la caractérisation de ces milieux qui dépendent de la fréquence, cependant elles nécessitent de multiples exécutions pour couvrir l'ensemble de la largeur de bande. Aussi il faut mentionner la simplicité de notre modèle pour tenir compte de matériaux à pertes. La décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes est une procédure peu coûteuse et extrêmement rapide ; et qui ne nécessite par la suite aucun traitement supplémentaire pendant la simulation. Ceci permet une caractérisation sur une très large bande de fréquence.

9.2.4 Résonance des modes d'une cavité

Nous allons désormais nous attacher à modéliser « une cavité métallique parfaite 1D », de longueur $a = 50 \text{ cm}$ et remplie d'air ou de diélectrique, cf. Fig. 9.10, afin de vérifier la bonne concordance de la résonance des modes entre notre modèle et la théorie.

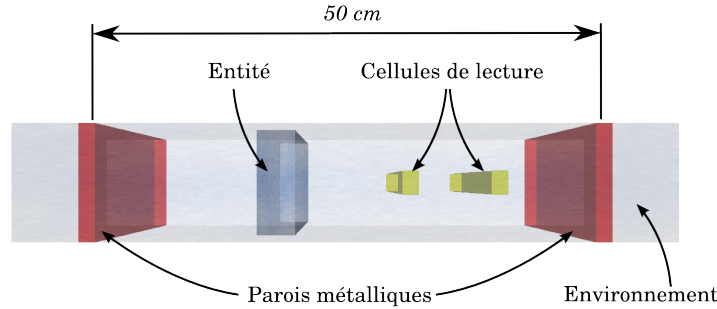


FIGURE 9.10 – Environnement 1D constitué d'une cavité métallique.

Notre entité source est caractérisée par les paramètres suivants :

- . son amplitude $E_0 = 1 \text{ V/m}$
- . sa fréquence centrale $f_0 = 10 \text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$
- . son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0} \text{ s}$

Nous avons placé des cellules de lecture à l'intérieur de la cavité. Le pas temporel de lecture de nos instruments de mesure est :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \quad \Rightarrow \quad \Delta t = 10 \text{ ps} \quad (9.2.8)$$

Les modes résonants théoriques d'une cavité métallique rectangulaire peuvent s'exprimer d'une manière générale par :

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \quad (9.2.9)$$

où

- . a, b, c sont les dimensions de la cavité suivant les axes x, y, z .
- . m, n, p sont les indices des modes résonants.
- . c est la vitesse de propagation dans le milieu.

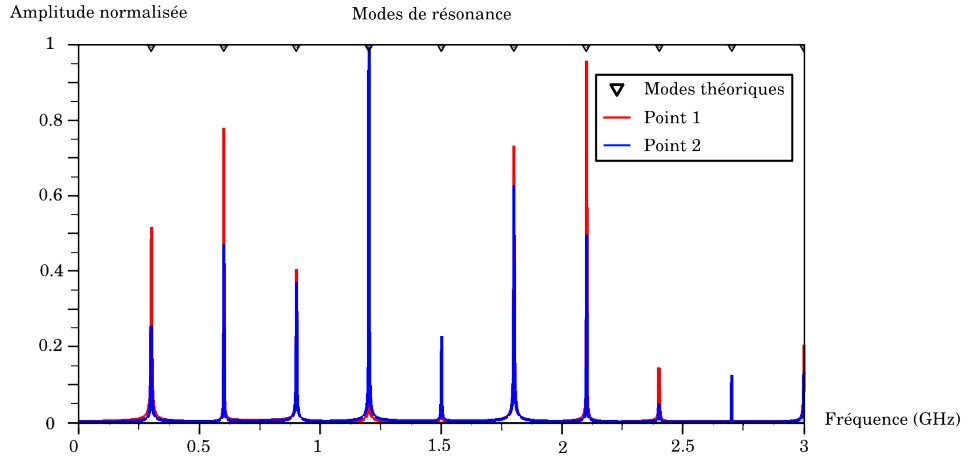
ce qui dans notre cas nous donne :

$$f_m = \frac{c}{2} \frac{m}{a} \quad (9.2.10)$$

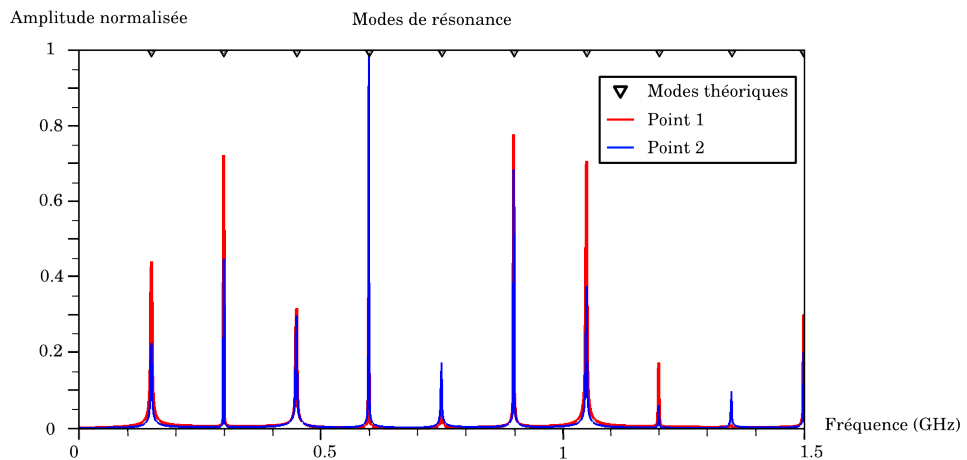
Les résultats sont visibles sur la Fig. 9.11 pour une cavité remplie d'air et pour la même cavité remplie d'un diélectrique de permittivité $\varepsilon_r = 4$. L'erreur relative sur les modes de résonance est négligeable ; elle est inférieure à 0,1 % quel que soit la fréquence pour les deux types de cavité.

Les modes de résonance de la cavité remplie de diélectrique diminuent par rapport à ceux de la cavité remplie d'air ce qui est tout à fait normal. En effet, l'ajout de diélectrique a pour effet d'augmenter la longueur électrique du dispositif et par conséquent de diminuer les fréquences des modes de résonance.

Là aussi la largeur de bande est simplement conditionnée par l'impulsion de la source et on pourrait obtenir ces modes sur l'ensemble du spectre électromagnétique.



a – Cavité remplie d'air.



b – Cavité remplie d'un diélectrique $\varepsilon_r = 4$.

FIGURE 9.11 – Modes de résonance de la cavité de la Fig. 9.10.

9.3 En avant vers la complexité

Ce modèle 1D est relativement simple à comprendre et à mettre en œuvre. Il permet de valider l'ensemble des concepts de notre modèle élastique électromagnétique et notamment :

- le paquet d'onde en tant qu'entité électromagnétique.
- la décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes pour tenir compte de milieux à pertes.

Cependant, ce modèle 1D n'est pas très réaliste et ne permet de tenir compte que d'un nombre restreint de phénomènes : la réflexion et la transmission.

Au vu des résultats plus qu'encourageant de ce modèle, nous allons donc chercher à le complexifier en généralisant ses concepts à un modèle 2D.

Chapitre 10

Modèle bidimensionnel (2D)

Le modèle bidimensionnel (2D) est une généralisation des concepts du modèle unidimensionnel (1D). Il est basé sur le concept du front d'onde cylindrique et par conséquent se propage dans un plan. Aussi, il faut ajouter aux phénomènes de réflexion et transmission (désormais sous incidence oblique), celui de la diffraction par les coins des objets. Nous devons par conséquent être capable de tenir compte de la polarisation de l'onde.

Ici, nous cherchons principalement à modéliser les interactions d'une onde électromagnétique avec des objets de grandes dimensions, c'est-à-dire électriquement grands. Pour cela, nous avons mis au point un ensemble de scénarios d'environnements constitués de différents types d'objets métalliques voire diélectriques et dont nous cherchons à établir une carte de champ du champ électromagnétique rayonné par une source. Aussi, nous verrons que notre modèle rend possible la caractérisation des modes de résonance d'une cavité métallique 2D.

Ce modèle 2D devra être comparé avec des outils de modélisation plus classiques. Les méthodes numériques ne semblent plus satisfaisantes pour modéliser ce type d'environnement, constitué d'objets électriquement grands. Les méthodes qui paraissent le plus appropriées sont les méthodes asymptotiques et plus particulièrement les méthodes de lancer de rayons. Cependant, ces méthodes travaillent principalement dans le domaine fréquentiel. Leur développement dans le domaine temporel s'avère bien trop souvent complexe et coûteux en termes de ressources informatiques.

10.1 Adéquation du modèle 2D

Une onde cylindrique se propage dans un plan défini par deux des axes du repère cartésien, x et y . Les caractéristiques suivant le troisième axe z sont infinies. Un environnement électromagnétique 2D est représenté sur la Fig. 10.1.

Cette entité *onde* simule sa propagation en mettant à jour son rayon contrairement à son homologue unidimensionnelle qui la simule en se déplaçant « physiquement » dans son environnement. Par conséquent, notre modèle de propagation illumine tout l'espace d'analyse.

Le principe de la propagation d'une onde cylindrique est illustré sur la Fig. 10.2. Une entité source (isotrope) est initialisée au temps $t = 0$ par un ensemble de paramètres propres à la caractérisation de son paquet d'onde et définis ici par :

- . son amplitude $E_0 = 3 \text{ V/m}$

Modèle bidimensionnel (2D)

- . sa fréquence centrale $f_0 = 1 \text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$
- . son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0} \text{ s}$

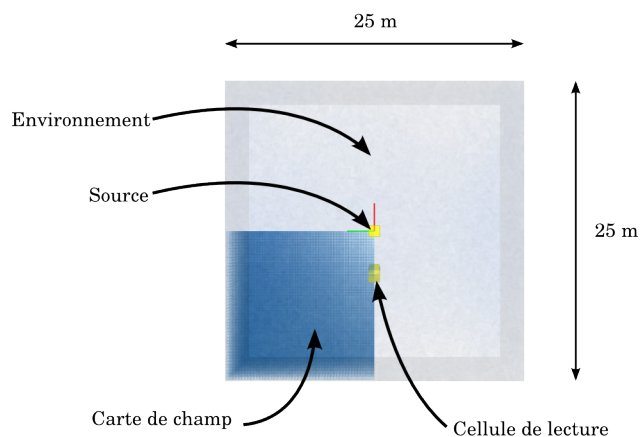


FIGURE 10.1 – Environnement du modèle 2D.

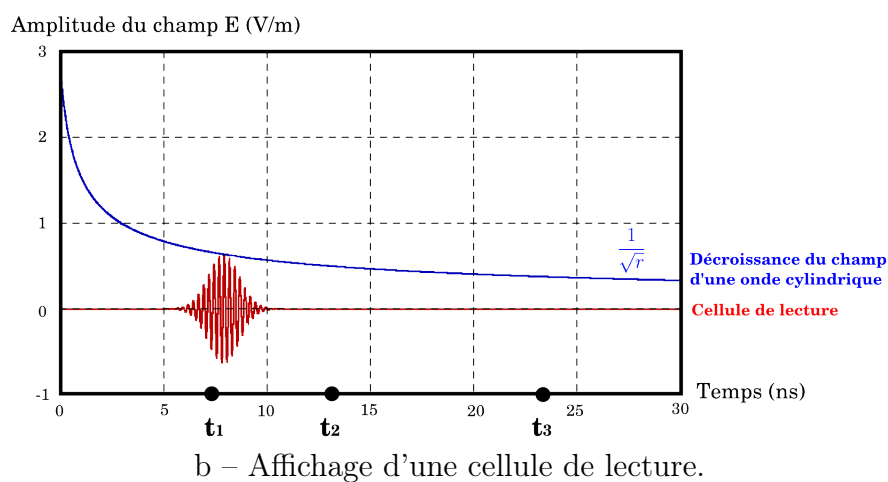
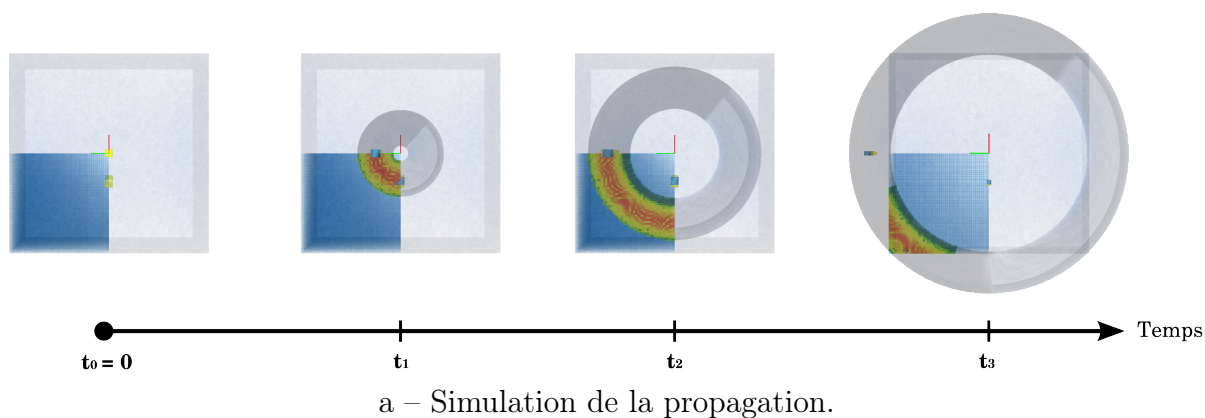


FIGURE 10.2 – Modèle de propagation dans un milieu bidimensionnel.

De la même façon que pour le modèle 1D, au temps $t > 0$ l'onde commence à se propager dans l'environnement et ce, jusqu'à ce qu'elle sorte de son domaine de validité. On remarque bien la décroissance du champ en $\frac{1}{\sqrt{r}}$.

Au cours de sa propagation, cette entité *onde* peut être lue en un point par une cellule de lecture ou bien dans une région de l'espace par une carte de champ. Aussi, nous définissons le pas temporel de lecture de nos instruments de mesure Δt par :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \quad \Rightarrow \quad \Delta t = 0,1 \text{ ns} \quad (10.1.1)$$

10.2 Adéquation de la polarisation d'une onde

Ce modèle 2D doit tenir compte de la polarisation d'une onde afin de modéliser correctement les phénomènes de réflexion et transmission sous incidence oblique, et aussi la diffraction par un coin.

La polarisation d'une onde peut être mise en évidence assez simplement à l'aide de la diffraction. Aussi, cela nous permettra de vérifier que nous tenons bien compte de la diffraction qui est un phénomène qui dépend à la fois de la géométrie du coin diffractant mais aussi de l'angle d'incidence et de l'angle de diffraction.

Pour cela, nous allons caractériser le coefficient de diffraction — pour les polarisations *soft* (horizontale) ou *hard* (verticale) — sur un coin à angle droit d'un objet parfaitement conducteur. Ce dernier est illuminé par une onde incidente polarisée linéairement à 45° avec le plan de propagation, pour deux angles d'incidence différents de 50° et 90° cf. Figs. 10.3 et 10.4. Une carte de champ locale permet de visualiser le front d'onde diffracté sur le coin de l'objet et facilite la comparaison avec l'expression du coefficient de diffraction (cf. Section 7.4 p. 99) pour les deux polarisations *soft* et *hard*.

On observe très bien dans notre modèle (images de la carte de champ de diffraction) l'influence de l'angle d'incidence et de l'angle de diffraction sur le profil du champ diffracté.

Aussi, notre modèle permet de tenir compte simultanément des deux polarisations, horizontale et verticale. Il n'est pas nécessaire de simuler l'une puis l'autre. Ainsi, il nous est possible de modéliser tous types de polarisation : linéaire, circulaire ou elliptique.

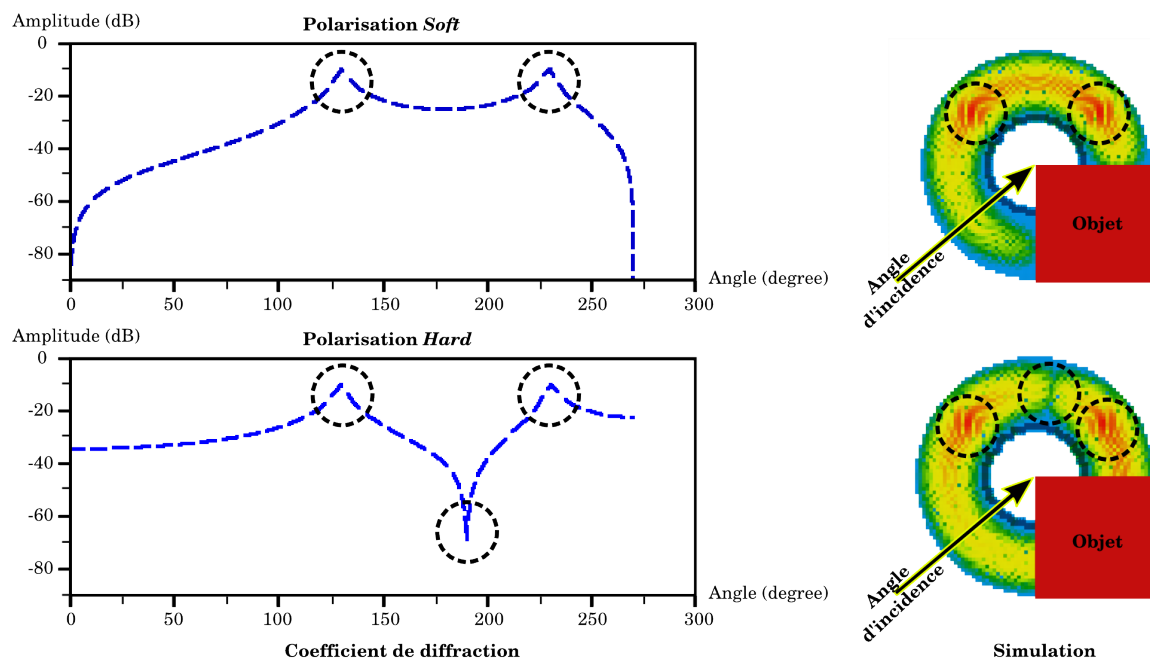


FIGURE 10.3 – Coefficient de diffraction d'un coin à angle droit — d'un objet parfaitement conducteur — pour un angle d'incidence de 50° : polarisations *soft* et *hard*.

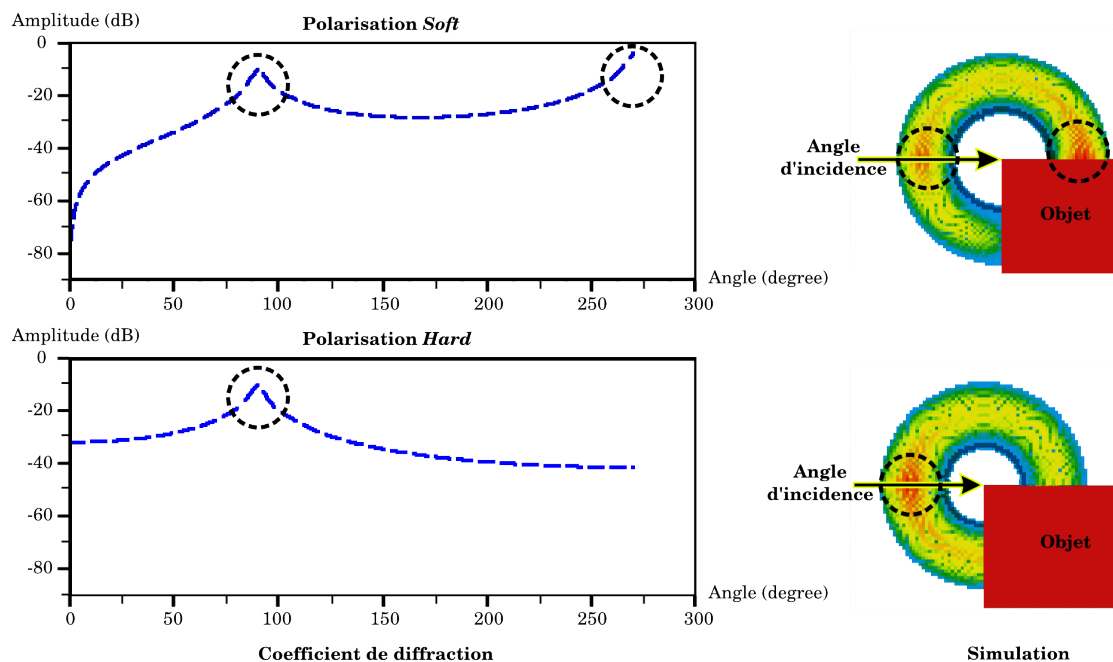


FIGURE 10.4 – Coefficient de diffraction d'un coin à angle droit — d'un objet parfaitement conducteur — pour un angle d'incidence de 90° : polarisations *soft* et *hard*.

10.3 Carte de champ électromagnétique

Nos simulations seront comparées à celles d'un logiciel (commercial) de simulation basé sur le lancer de rayons, *WinpropTM*, dédié à l'analyse de modèles de propagation en milieu urbain, *indoor*, ...

10.3.1 Formulation des différences notables entre notre modèle et *WinpropTM*

Nous pouvons déjà formuler quelques remarques de base concernant les méthodes de lancer de rayons et notre modèle. Tout d'abord, les méthodes de lancer de rayons travaillent principalement dans le domaine fréquentiel contrairement à notre modèle qui évolue dans le domaine temporel.

Aussi, les méthodes de lancer de rayons nécessitent de lancer un nombre important de rayons sans toutefois recouvrir l'ensemble de l'espace d'analyse contrairement à notre modèle qui en recouvre la totalité. En revanche, nous traitons les phénomènes de manière similaire, par une approche locale.

Enfin, notons que *WinpropTM* est basé sur le modèle de propagation d'un front d'onde sphérique. Notre modèle est lui basé sur la propagation d'un front d'onde cylindrique. Cela aura une nette influence sur les niveaux des puissances rayonnées dans l'environnement. Notre modèle doit donner des niveaux de champ plus élevés qu'avec *WinpropTM*.

10.3.2 Champ électromagnétique rayonné par une source

Le niveau de réception en un lieu donné du signal rayonné par un émetteur se mesure au travers de l'intensité du champ électrique $\vec{E}$ de cette onde. Il s'exprime généralement en $\mu V/m$ ou en $dB\mu V/m$ ¹.

La puissance rayonnée par une antenne est définie, en zone de champ lointain², par le vecteur de Poynting $\vec{R}$:

$$\vec{R} = \vec{E} \times \vec{H} \quad \text{soit} \quad R = E \cdot H = \frac{E^2}{Z} \quad (10.3.1)$$

où

- . $\vec{R}$ resp. R est le vecteur de Poynting resp. la densité de puissance, en W/m^2 .
- . $\vec{E}$ resp. E est le champ resp. l'intensité du champ électrique, en V/m .
- . $\vec{H}$ resp. H est le champ resp. l'intensité du champ magnétique, en A/m .
- . Z est l'impédance intrinsèque du milieu de propagation, en Ω .

1. On a les relations de passage suivantes : $E_{dB\mu V/m} = 20 \log_{10}(E_{\mu V/m})$ et $E_{\mu V/m} = 10^{\frac{E_{dB\mu V/m}}{20}}$.
Si $y = \log_{10}(x)$ alors $x = 10^y$. Le niveau de référence $0 \text{ dB}\mu V/m$ correspond à $1 \mu V/m$.

2. En zone de champ lointain, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont perpendiculaires et on a $H = \frac{E}{Z_0}$.

Modèle bidimensionnel (2D)

Cette densité de puissance peut aussi s'exprimer comme la puissance P (en W) rayonnée par l'antenne sur la surface S (en m^2) d'un faisceau dirigé³ :

$$R = \frac{P}{S} \quad (10.3.2)$$

D'après les Eqs. (10.3.1) et (10.3.2), on peut alors exprimer l'intensité du champ électrique (en zone de champ lointain) rayonné par une antenne par la relation :

$$E = \sqrt{\frac{ZP}{S}} \quad (10.3.3)$$

où

- . E est l'intensité du champ électrique au point d'observation, en V/m .
- . Z est l'impédance intrinsèque du milieu de propagation, en Ω .
- . P est la puissance rayonnée par une antenne (source), en W .
- . S est la surface de rayonnement, en m^2 .
- . r est la distance parcourue par l'onde depuis la source, en m .

Dans l'espace libre et infini, l'énergie rayonnée par une antenne (source) se disperse. Pour une antenne isotrope qui rayonne en espace libre (dans l'air⁴), l'énergie d'un front d'onde sphérique se répartit sur la surface d'une sphère. Ainsi l'intensité du champ électrique rayonné par une telle onde décroît en fonction de la distance suivant la relation :

$$E = \sqrt{\frac{Z_0 P}{4\pi r^2}} = \frac{\sqrt{30P}}{r} \quad (10.3.4)$$

où

- . E est l'intensité du champ électrique au point d'observation, en V/m (resp. mV/m).
- . P est la puissance rayonnée par une antenne (source) isotrope, en W (Watts).
- . Z_0 est l'impédance intrinsèque du vide, en Ω .
- . r est la distance parcourue par l'onde depuis la source, en m (resp. km).

Dans notre cas, nous utilisons un front d'onde cylindrique et de la même façon, l'énergie se répartit sur le périmètre d'un cercle ou d'un faisceau dirigé⁵. Ainsi, pour une antenne isotrope qui rayonne dans un plan en espace libre, l'intensité du champ électrique rayonné d'une telle onde décroît en fonction de la distance suivant la relation :

$$E = \sqrt{\frac{Z_0 P}{2\pi r}} = \sqrt{\frac{60P}{r}} \quad (10.3.5)$$

Le niveau de réception en un point donné du champ rayonné par une source se mesure avec l'intensité du champ électrique de cette onde et s'exprime souvent en $\mu V/m$ ou en $dB\mu V/m$.

3. Un faisceau est dit dirigé suivant un angle solide Ω (en stéradian sr), défini comme le rapport de la surface d'une partie d'une sphère S (en m^2) sur le rayon r (en m) au carré : $\Omega = S/r^2$. Pour une antenne isotrope on a $\Omega = 4\pi$ et pour une antenne à faisceau dirigé $\Omega < 4\pi$.

4. L'air est équivalent au vide : $Z_0 = 120\pi = 377 \Omega$.

5. Dans ce cas-ci (front d'onde cylindrique), un faisceau est dit dirigé suivant un angle plan θ (en rad), défini comme le rapport de la longueur L (en m) d'un arc sur le rayon du cercle r (en m) : $\theta = L/r$. Pour une antenne isotrope on a $\theta = 2\pi$ et pour une antenne à faisceau dirigé $\theta < 2\pi$.

La différence de lecture du champ rayonné en fonction du type de modèle — description 2D (front d'onde cylindrique) ou 3D (front d'onde sphérique) des phénomènes électromagnétiques — n'est donc pas négligeable et peut se quantifier au travers des relations (10.3.4) et (10.3.5) :

$$E_{2D} = \sqrt{\frac{60P}{r}} \quad E_{3D} = \frac{\sqrt{30P}}{r} = \frac{1}{\sqrt{2r}} \sqrt{\frac{60P}{r}} \quad (10.3.6)$$

On note une différence d'intensité entre E_{2D} et E_{3D} proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la distance : $1/\sqrt{2r}$; ceci se quantifie en dB par une différence d'intensité de $-3 \text{ dB} - 10 \log_{10}(r) \text{ dB}$ de E_{3D} par rapport à E_{2D} . À titre d'exemple, l'intensité du champ rayonné par une source isotrope de 10 W de puissance, se propageant en espace libre à la distance de 10 m , est :

$$E_{2D} \simeq 137 \text{ dB}\mu\text{V}/\text{m} \quad E_{3D} \simeq 124 \text{ dB}\mu\text{V}/\text{m} \quad (10.3.7)$$

10.3.3 Paramétrage des modèles de type urbain

Afin de mettre en évidence la qualité des modèles de prédiction mis à disposition par *WinpropTM*, nous choisissons de comparer notre modèle avec les modèles de calcul *IRT⁷* basés sur la propagation des rayons de l'optique et les interactions des rayons du type :

- *IRT-3D – Empirical* : paramètres de pertes $\implies$ modèles de réflexion, transmission et diffraction par des milieux à pertes (niveaux d'atténuation de part et d'autre des surfaces de séparation).
- *IRT-3D – Fresnel* : paramètres électriques ($\varepsilon_r, \mu_r, \sigma$) $\implies$ lois de Fresnel (réflexion et transmission) et GTD/UTD (diffraction).

Aussi, les modèles *IRT* disposent d'une procédure de pré-traitement relativement efficace qui limite considérablement les temps de calcul des simulations.

Notre modèle est lui basé sur les modèles d'interactions du type Fresnel (réflexion et transmission) et GTD/UTD (diffraction).

Dans les modèles d'environnement développés ci-après, nous configurons notre modèle sur celui de *WinpropTM* en fixant le nombre des interactions totales de nos entités à 4 et le nombre de diffraction à 2. Aussi les cartes de champ ont une résolution de $0,1 \text{ m} \times 0,1 \text{ m}$. La source est isotrope, de puissance 10 W , à la fréquence $f_0 = 2 \text{ GHz}$ et polarisée verticalement ⁸. De plus, les milieux sont supposés sans pertes et non-dispersifs.

Place à la simulation ...

6. On a la relation : $20 \log_{10} \left(\frac{1}{\sqrt{2r}} \right) = -3 \text{ dB} - 10 \log_{10}(r)$

7. *IRT* pour *Intelligent Ray Tracing method*.

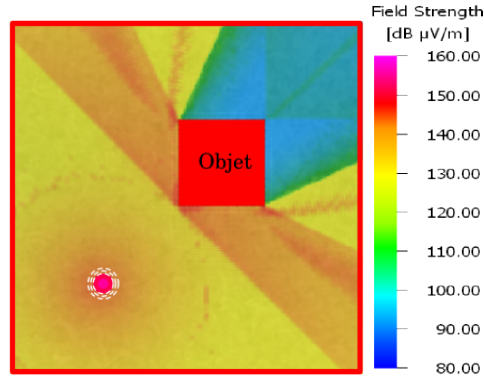
8. Verticalement par rapport au plan de propagation.

10.4 Validation du modèle électromagnétique par la simulation

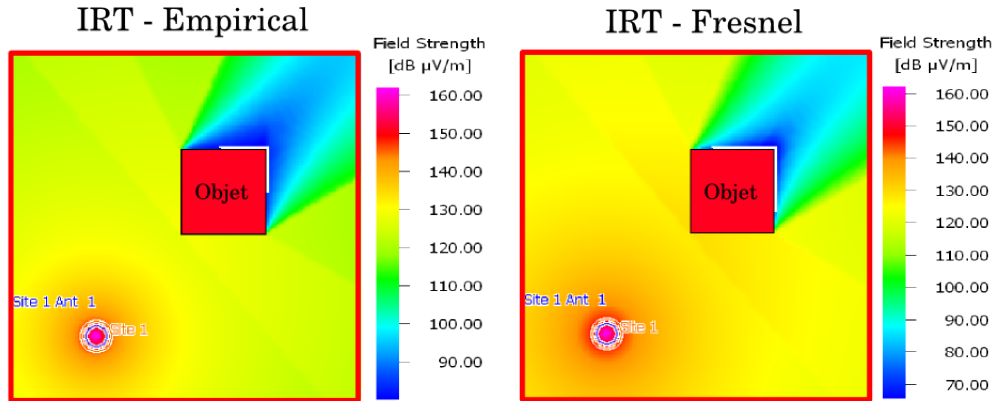
La simulation de notre modèle électromagnétique 2D décrit de manière cohérente l'ensemble des interactions que nous cherchons à modéliser. Nous allons désormais nous attacher à modéliser des environnements de type milieu « urbain », c'est-à-dire des environnements composés d'objets électriquement grands, et y cartographier la puissance rayonnée par une source isotrope.

10.4.1 Environnement constitué d'un objet métallique parfait

Notre premier modèle de type urbain est un environnement constitué d'un objet métallique parfait de dimension $5\text{ m} \times 5\text{ m}$, cf. Fig. 10.5. La résolution de la carte de champ nous donne approximativement un pavage de ~ 35000 cellules (pixels).



a – Notre approche.



b – WinpropTM.

FIGURE 10.5 – Carte de champ d'un environnement constitué d'un seul objet métallique parfait.

Nous remarquons la similitude de nos résultats avec ceux de WinpropTM et ce avec

des niveaux de champ plus élevés comme nous l'avions estimé, *cf.* Section 10.3.2. Nous observons de plus que les modèles *IRT* sont assez proches l'un de l'autre sans toutefois être identiques. Les modèles de *WinpropTM* sont donc sensibles au type d'approche. Aussi, nous discernons très bien les différentes zones (limites) d'incidence, de réflexion et de diffraction.

Notons que les temps CPU des simulations sont du même ordre pour l'ensemble des modèles, ~ 20 s. Notre modèle simule ici simultanément au maximum ($\sim_{max}$)⁹ 6 entités.

10.4.2 Environnement constitué de deux objets métalliques parfaits

Ce second modèle est issu du précédent auquel nous ajoutons un objet supplémentaire. Nous avons alors un environnement constitué de deux objets métalliques parfaits de mêmes dimensions $5\text{ m} \times 5\text{ m}$, distants de 5 m , *cf.* Fig. 10.6. La résolution de la carte de champ nous donne approximativement un pavage de ~ 50000 cellules (pixels).

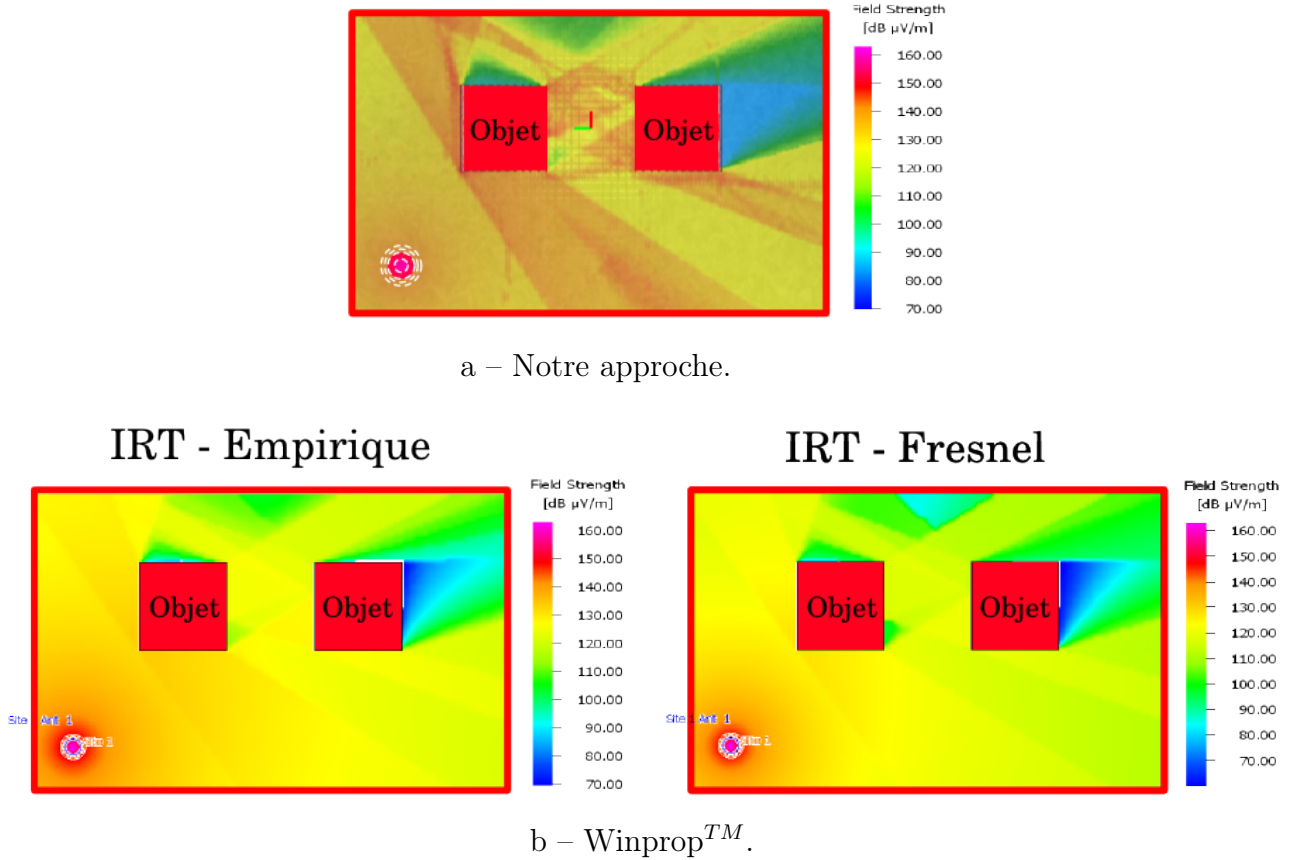


FIGURE 10.6 – Carte de champ d'un environnement constitué deux objets métalliques parfaits.

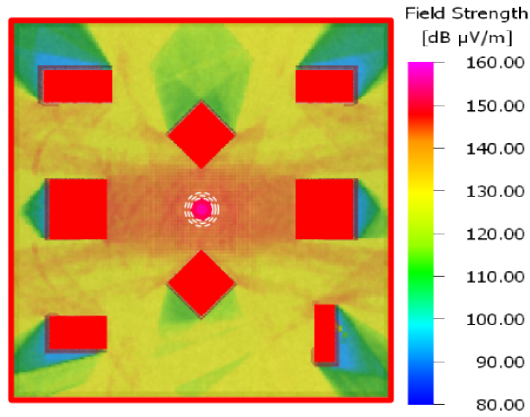
9. Nous utilisons ce symbole « $\sim_{max} x$ » pour signifier :
« le nombre d'entités se propageant simultanément est au maximum d'environ x entités ».

De la même façon que précédemment, nous remarquons la similitude de nos résultats avec ceux de *Winprop*TM. Aussi, nous discernons très bien les différentes zones (limites) d'incidence, de réflexion et de diffraction.

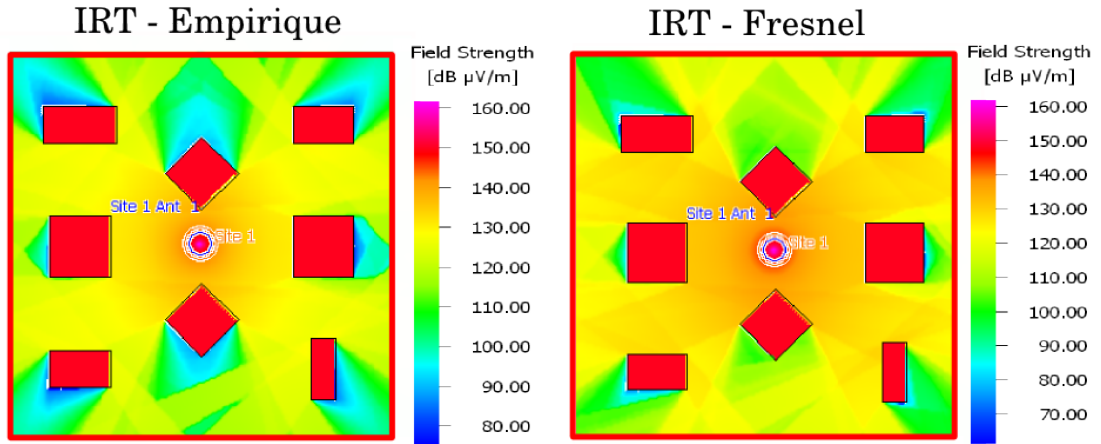
Notons que les temps CPU des simulations sont du même ordre pour l'ensemble des modèles, ~ 1 min pour $\sim_{max}$ 20 entités.

10.4.3 Environnement constitué d'une multitude d'objets métalliques parfaits

Nous complexifions davantage le modèle précédent en modélisant un environnement, de dimension $30\text{ m} \times 30\text{ m}$, constitué d'une multitude d'objets métalliques de dimension de l'ordre du m , cf. Fig. 10.7. Le plan est disponible dans l'Annexe E. La résolution de la carte de champ nous donne approximativement un pavage de ~ 80000 cellules (pixels).



a – Notre approche.



b – *Winprop*TM.

FIGURE 10.7 – Carte de champ d'un environnement constitué d'une multitude d'objets métalliques parfaits.

De la même façon que précédemment, nous remarquons la similitude de nos résultats avec ceux de *WinpropTM*. Notons que les temps CPU des simulations sont ici différents. Nous obtenons notre carte de champ en approximativement $\sim 8 \text{ min}$ pour $\sim_{max} 1300$ entités, contre $\sim 4 \text{ min}$ pour *WinpropTM*. Rappelons que ce logiciel dispose d'une procédure de pré-traitement qui diminue considérablement les temps de calcul de ses simulations, sans quoi !

Notons que sans l'utilisation de la carte de champ, le temps de simulation de notre modèle est $\sim 1 \text{ min}$. Nous voyons ici une « limitation » (temporaire) de notre modèle. D'une part celui-ci n'est pas optimisé comme peuvent l'être les logiciels commerciaux, et d'autre part nous pouvons toujours envisager de développer d'autres types de cartes de champ que la nôtre.

10.4.4 Environnement constitué d'un objet diélectrique

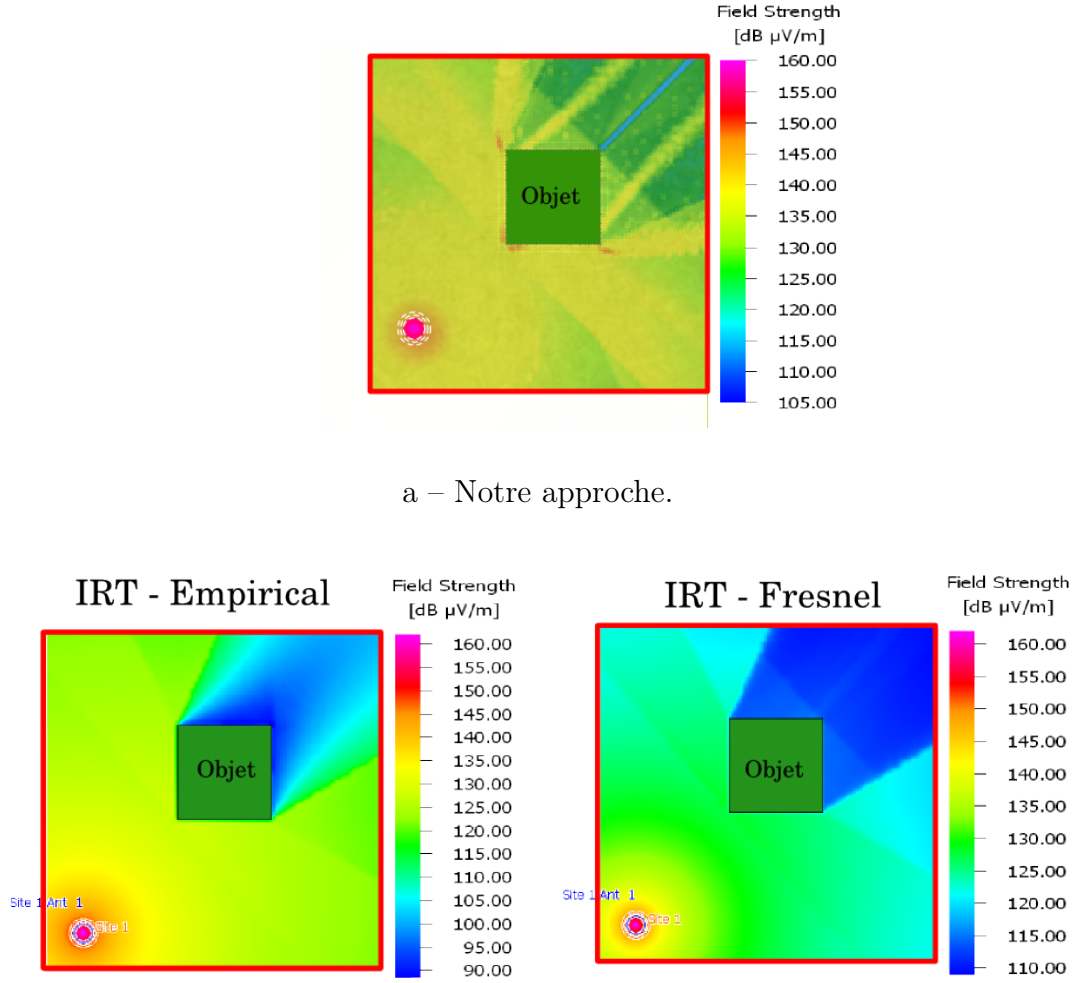
Nous avons développé des modèles constitués d'objets métalliques. Quand est-il dans le cas d'objets « diélectriques » ?

Ce modèle est un environnement constitué d'un objet « diélectrique » de dimension $5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$, cf. Fig. 10.8. Cet objet est plus particulièrement caractérisé par le fait qu'il est formé de quatre murs d'épaisseur $d = 10 \text{ cm}$, de permittivité $\epsilon_r = 10$ et contient de l'air à l'intérieur. Ceci correspond à la description d'une « cavité diélectrique » faite à la Section 6.4.2 p. 92.

La résolution de la carte de champ nous donne approximativement un pavage de ~ 35000 cellules (pixels). De plus, nous représentons uniquement le champ à l'extérieur de l'objet.

De la même façon que précédemment, nous remarquons la similitude, bien que moins flagrante à première vue, de nos résultats avec ceux de *WinpropTM*. Il est assez amusant de constater que l'on retrouve dans notre résultat une partie des « formes » des deux approches de *WinpropTM*, à l'image d'une superposition. Aussi, nos niveaux de champ sont toujours plus élevés comme nous l'avions estimé, cf. Section 10.3.2.

Notons que les temps CPU des simulations sont du même ordre pour l'ensemble des modèles, $\sim 20 \text{ s}$ et $\sim_{max} 25$ entités.



b – WinpropTM.

FIGURE 10.8 – Carte de champ d'un environnement constitué d'un objet « diélectrique ».

10.4.5 Résonance des modes d'une cavité

Dans un tout autre type de modèle, nous nous attachons désormais à modéliser une cavité métallique rectangulaire dans le but de vérifier si le modèle de l'entité cylindrique est compatible avec la caractérisation des modes de résonance d'une telle structure. En effet, notre modèle n'a pas été développé pour la modélisation de milieux fermés mais plutôt de milieux ouverts.

Aussi, *a contrario* des coins extérieurs des objets, nous ne tenons pas compte ici d'une éventuelle diffraction au niveau des coins intérieurs de la cavité.

Notre cavité est de dimension $4\text{ m} \times 7\text{ m}$ cf. Fig. 10.9 et notre entité source est caractérisée par les paramètres suivants :

- . son amplitude $E_0 = 1\text{ V/m}$
- . sa fréquence centrale $f_0 = 10\text{ GHz}$
- . sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}\text{ rad}$

. son écart-type $\sigma_0 = \frac{1}{f_0} s$

Nous plaçons plusieurs cellules de lecture à l'intérieur de la cavité. Le pas temporel de lecture de nos instruments de mesure est :

$$\Delta t = \frac{1}{10 f_0} \quad \Rightarrow \quad \Delta t = 10 \text{ ps} \quad (10.4.1)$$

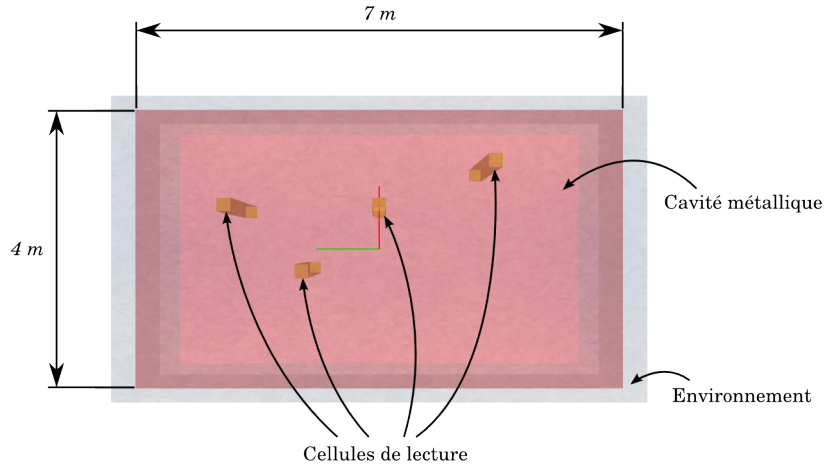


FIGURE 10.9 – Cavité métallique rectangulaire 2D.

Nous avons modéliser cette cavité pour deux situations différentes :

- cavité remplie d'air.
- cavité remplie de diélectrique de permittivité $\varepsilon_r = 10$.

Nous pouvons observer typiquement les réponses temporelles de la simulation de notre modèle d'une telle structure sur la Fig. 10.10.

Nous remarquons que le champ décroît au fur et à mesure jusqu'à se stabiliser autour d'une valeur ce qui est en accord avec notre modèle :

- décroissance en $\frac{1}{\sqrt{r}}$ du champ du front d'onde cylindrique.
- principe de conservation de l'énergie : aucune entité ne sort de la cavité donc pas de pertes d'énergie.

Les modes de résonances s'obtiennent simplement en effectuant une transformée de Fourier de la réponse temporelle. Ces modes de résonance sont comparés à la théorie sur la Fig. 10.11. D'après l'Eq. (9.2.9) de la p. 134, les modes de résonance théoriques d'une telle cavité sont donnés par :

$$f_{mn} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (10.4.2)$$

où

- . a et b sont les dimensions de la cavité suivant les axes x et y .
- . m et n sont les indices des modes de résonance.
- . c est la vitesse de propagation dans le milieu.

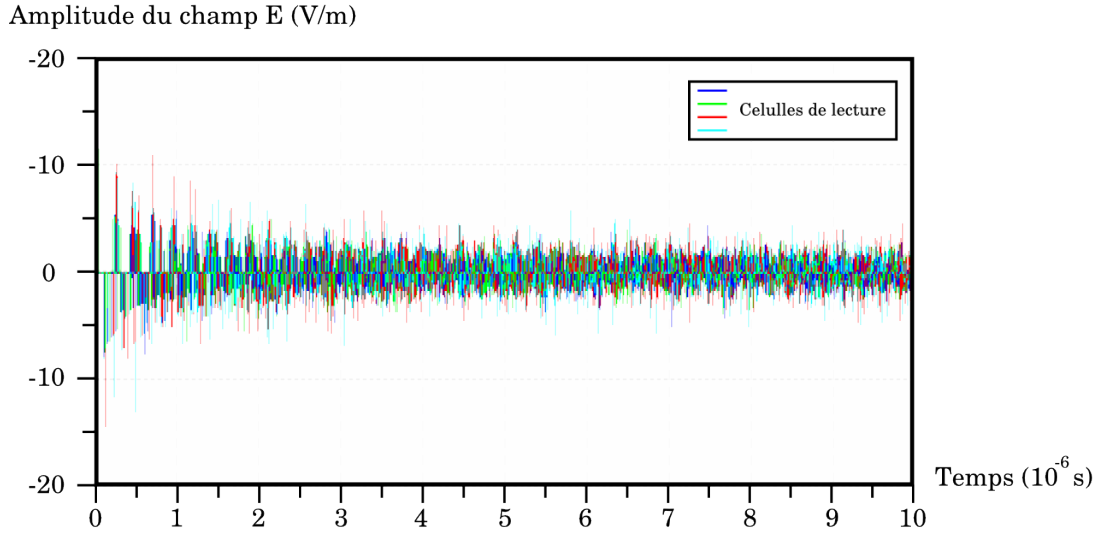


FIGURE 10.10 – Réponses temporelles d’une cavité métallique rectangulaire remplie d’air pour différentes cellules de lecture (4 cellules).

Nous en obtenons un certain nombre et ce de manière assez précise. Cependant, la détection de ces modes est sensible à la position des cellules de lecture et à la position de la source.

Nous remarquons toutefois que ce modèle n’est pas très bien adapté à la modélisation de telles structures. En effet, contrairement aux modèles en espace libre où le nombre d’entités trouve un certain équilibre¹⁰, notre modèle génère ici une infinité d’entités : il s’en crée de nouvelles sans aucune suppression.

Aussi, il faut simuler des temps relativement longs pour avoir une bonne représentation des modes de résonance avec un pas fréquentiel suffisamment fin. Or la croissance continue du nombre d’entités ralentit considérablement la simulation. À ce titre, les temps CPU des résultats présentés ici pour la cavité sont de ~ 40 min pour $\sim_{max}$ 10000 entités, et ce simplement pour une cavité vide, c’est-à-dire sans insert métallique à l’intérieur.

Nous voyons très bien une « limitation » à notre modèle. Toutefois, contrairement aux méthodes de lancer de rayons, nous avons une possibilité de modéliser ce type de structure. Rappelons que ce modèle n’a pas été prévu à cet effet et que nous avons l’espoir de trouver des solutions et notamment à travers le développement de nouvelles entités telles que des fronts d’onde plans bidimensionnels, cf. Fig. 6.7 p. 85.

10. Cet équilibre est principalement dû aux entités qui sortent de l’environnement. On observe alors une stabilisation de leur nombre suite aux créations / suppressions d’entités dans l’environnement.

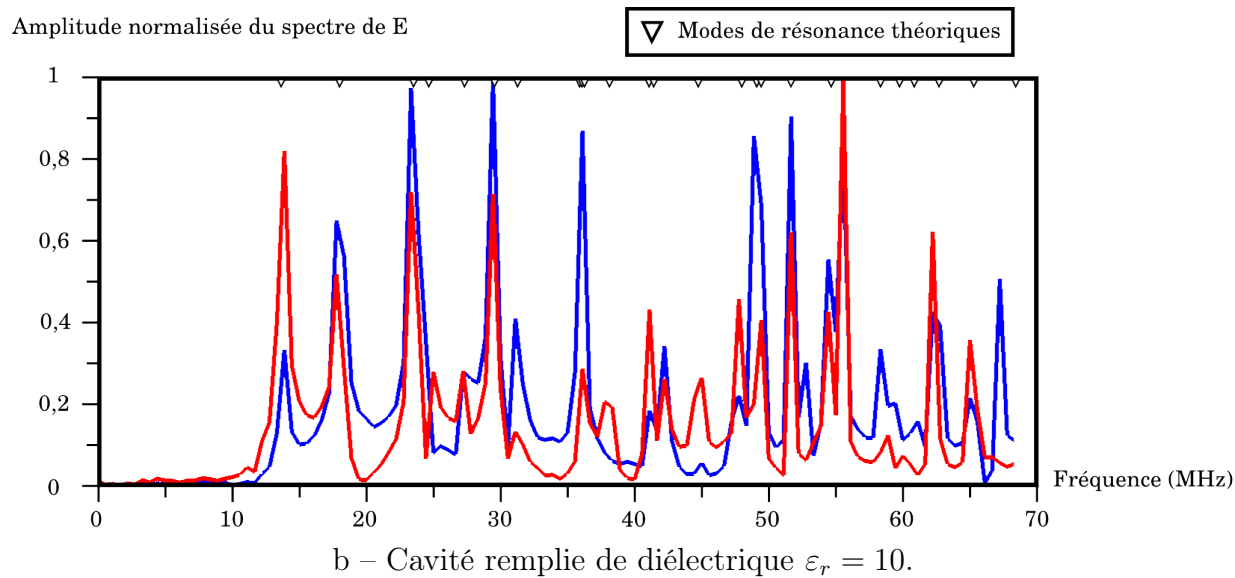
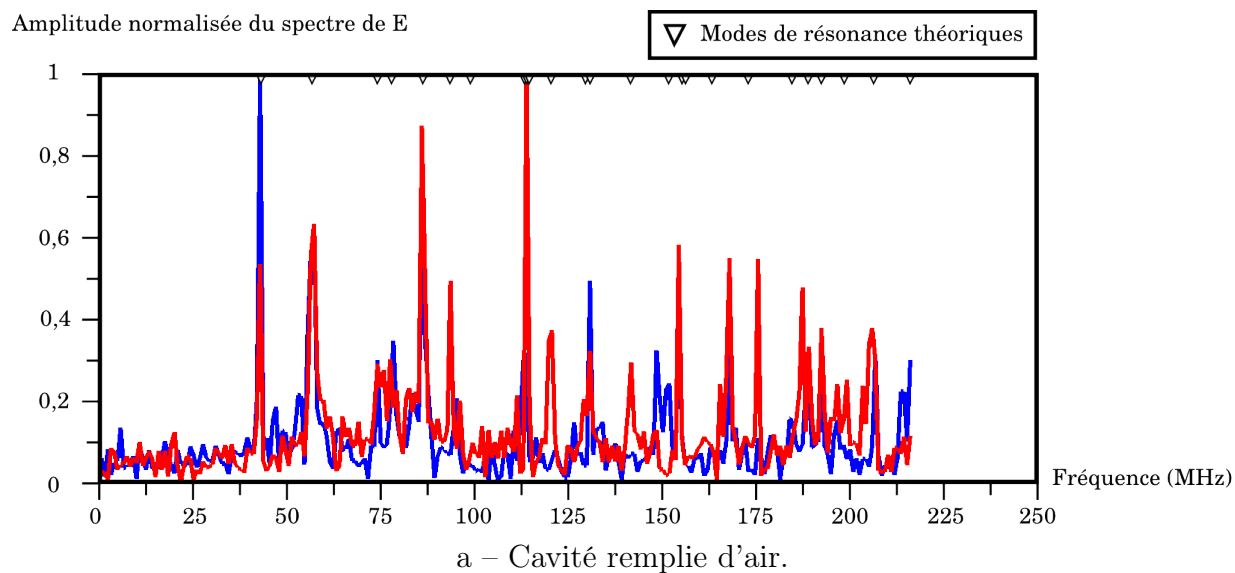


FIGURE 10.11 – Modes de résonance d'une cavité 2D pour différentes cellules de lecture (2 cellules).

Conclusion de la partie III

Nous venons d'expérimenter notre modèle énaactif d'un environnement électromagnétique à travers deux modèles de propagation, l'un unidimensionnel et l'autre bidimensionnel.

Le modèle 1D a permis de vérifier et valider les capacités de notre approche vis à vis de résultats connus. Nous avons pu mettre en évidence la pertinence de notre modèle d'entité *onde électromagnétique* en tant que paquet d'onde(s) ainsi que la méthode de décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes pour tenir compte de milieux à pertes.

Le modèle 2D, issu de la généralisation du modèle 1D, a permis quant à lui de valider la modélisation d'environnements « réels » du type milieu urbain. La principale limitation de ce type d'environnement, pour le moment, est la cartographie du champ électromagnétique. Ce modèle a aussi offert la possibilité de modéliser des cavités bien qu'il n'ait pas été développé en ce sens.

Aussi, notre méthode est une méthode temporelle ultra large bande, qui présente l'énorme avantage de ne pas avoir de dispersion numérique et ne nécessite pas d'échantillonner l'espace d'analyse. De plus, nous n'avons pas observé d'instabilités.

Dans ce contexte, notre pari de modéliser des environnements électromagnétiques par la méthode énaactive est donc réussi.

Conclusion générale

Nous allons dresser un bilan du travail effectué et ouvrir de nouvelles voies de recherche en guise de perspectives.

Bilan

Nous avons abordé le problème de la modélisation d'un environnement électromagnétique en réalité virtuelle par une approche énaactive.

La méthode énaactive constitue une approche atypique pour la modélisation dynamique d'un environnement naturel et sa simulation en un système de réalité virtuelle. Elle propose une méthode spécifique pour la modélisation de systèmes complexes où de nombreux phénomènes interagissent de nombreuses façons, à des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

L'énaaction caractérise le fait que le *monde* résulte d'un couplage entre des entités autonomes, qui le structurent et le façonnent de par leurs propres activités et savoir-faire : *le phénomène cognitif est indissociable de l'environnement dans lequel il se produit.*

Nous avons formalisé un modèle énaactif d'un environnement électromagnétique où les phénomènes sont modélisés en tant qu'entités autonomes en interaction. Cet environnement est constitué principalement d'ondes et de milieux électromagnétiques en interaction ; chaque entité participe par ses interactions à la construction du milieu électromagnétique nécessaire à la reconstitution de phénomènes réels au sein d'un environnement virtuel.

Nous avons décrit de manière phénoménologique nos entités et les phénomènes électromagnétiques associés.

Les entités *ondes électromagnétiques* sont modélisées en tant que paquet d'onde(s). Plus exactement, si l'environnement est constitué de milieux sans pertes resp. avec pertes, on utilisera le modèle du paquet d'onde resp. du paquet d'ondes.

Les milieux électromagnétiques sont les supports de la propagation des ondes. Ils sont constitués de matériaux diélectriques ou conducteurs, avec ou sans pertes.

Aussi, nous avons des instruments de mesure pour quantifier et cartographier le champ électromagnétique en un point ou une région de l'espace.

Nous avons ensuite défini les interactions ondes/milieux permettant de reconstituer un environnement électromagnétique cohérent, ainsi que les interactions ondes/instruments pour lire le champ électromagnétique.

Enfin, nous avons instrumenté notre modèle énaactif électromagnétique en proposant l'expérimentation du modèle par la simulation *in virtuo* d'un ensemble de scénarios.

L'implémentation du modèle est basée sur le moteur de simulation d'entités autonomes et de rendu 3D, ARéVi, développé au CERV.

Pour cela, nous avons développé deux modèles de propagation, l'un unidimensionnel (1D) et l'autre bidimensionnel (2D). Le premier modèle, 1D, est basé sur la notion et le concept de l'onde plane tandis que le second modèle, 2D, est basé sur la propagation d'un front d'onde cylindrique.

Le modèle 1D a permis de vérifier et valider les capacités de notre approche vis à vis de résultats connus. Nous avons pu mettre en évidence la pertinence de notre modèle d'entité *onde électromagnétique* en tant que paquet d'onde(s) ainsi que la méthode de décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes pour tenir compte de milieux à pertes.

Le modèle 2D, issu de la généralisation du modèle 1D, a permis quant à lui de valider la modélisation d'environnements « réels » du type milieu urbain. Ce modèle a aussi offert la possibilité de modéliser des cavités bien qu'il n'ait pas été développé en ce sens.

Aussi, ceci nous a permis de caractériser notre méthode. C'est une méthode temporelle ultra large bande, qui présente l'énorme avantage de ne pas avoir de dispersion numérique et ne nécessite pas d'échantillonner l'espace d'analyse ; et pour laquelle nous n'avons pas observé d'instabilité.

En somme, notre pari de modéliser des environnements électromagnétiques par la méthode énaactive et sa simulation en un système de réalité virtuelle est réussi.

Perspectives

Loin d'être terminé, le travail effectué peut être poursuivi selon de multiples voies de recherche.

La première idée qui nous vient à l'esprit est bien sûr le développement d'un modèle tridimensionnel ; celui-ci n'étant autre que la généralisation du modèle bidimensionnel. Ce modèle serait basé sur la propagation d'un front d'onde sphérique ou d'une portion de sphère, *cf.* Section 6.2.6. De plus, cela nécessiterait de tenir compte de la diffraction par les arêtes en plus de celle sur les coins des objets.

Aussi, de nombreuses perspectives sont envisagées quant au développement d'entités plus ou moins exotiques pour simplifier certaines interactions et enrichir les modèles. Nous avons vu par exemple qu'il nous était possible de modéliser des cavités bidimensionnelles bien que notre modèle ne soit pas très bien adapté à ce type de structure fermée. Cependant, des solutions sont envisagées. Ce problème devrait pouvoir être en partie résolu en utilisant différents types d'entités électromagnétiques basées notamment sur le modèle d'un front d'onde plan 2D, *cf.* Section 6.2.5, transformation d'un front d'onde cylindrique dont :

- l'angle d'ouverture du front d'onde cylindrique doit être suffisamment petit.
- le rayon de courbure du front d'onde cylindrique doit être suffisamment grand.

On pourrait également imaginer des entités à front d'onde *parabolique* pour tenir compte de l'ajout de nouveaux phénomènes tels que des interactions avec des objets paraboliques (antennes) voire d'autres types d'objets courbes. Il n'y a pas de limitation à notre imagination.

Aussi, notre modèle est basé sur des milieux (objets) immobiles ; ceci dit, ce n'est pas une hypothèse limitante. Nous partons simplement de l'hypothèse que le déplacement relatif d'un objet « physiques », c'est-à-dire matériel, par rapport à une onde électromagnétique est relativement faible (mais pas forcément négligeable). Il serait tout à fait envisageable de doter ces entités de capacités plus développées telles que pouvoir se déplacer. On pense notamment à vouloir modéliser l'effet Doppler par exemple.

De plus, cette méthode a l'avantage de pouvoir simuler différents modèles de propagation voire différents type d'entités physiques. Ainsi, nous devrions pouvoir modéliser des problèmes multi-échelles et multi-physiques en ajoutant aux phénomènes électromagnétiques déjà modélisés, celui de la diffusion dans les milieux ainsi que des aspects thermiques suite aux échanges d'énergie ondes-matière.

Les milieux étant supposés LHI, les entités sont transparentes les unes aux autres et on peut appliquer le principe de superposition. Dans le cas de milieux non-linéaires, ceci ne serait plus le cas et on devrait observer des échanges d'énergie entre les entités. Ceci a déjà été effectué pour d'autres modèles élastiques et notamment pour la modélisation de la mer virtuelle [Par04], la mer étant un milieu fortement non-linéaire ou bien dans le modèle de thermodynamique moléculaire, les chocs entre molécules s'effectuant avec des échanges d'énergie [CBP⁺10], cf. Section 5.2.

Nous envisageons également la possibilité de modéliser des milieux dispersifs tels que les guides d'ondes.

Nous avons vu que la principale limitation (pour le moment) du modèle bidimensionnel, pour des environnements de type urbain, est la cartographie du champ électromagnétique. De nouveaux modèles de carte de champ pourraient être développés pour pallier ce défaut.

Bref, ce ne sont pas les idées qui manquent et il faudra de nombreuses personnes pour mener à bien tous ces projets.

En espérant que ce mémoire vous a apporté de nouvelles idées et perspectives de recherche.

Annexes

Annexe A

Définition des entités électromagnétiques

La modélisation énaive de problèmes de propagation électromagnétique doit reposer sur une définition d'entités rigoureuse. Pour cela, il nous faut partir de descriptions simplifiées des phénomènes à modéliser de façon à dégager les paramètres essentiels de nos entités. Ces paramètres seront ensuite enrichis au fur et à mesure par généralisation. Dans ce contexte, nous allons partir d'un modèle simple à une seule dimension spatiale (1D).

A-1 : Le modèle de l'entité 1D

Notre problème doit mettre en œuvre des phénomènes de propagation. La modélisation énaive nous impose plusieurs choses :

- la simulation est temporelle.
- les entités doivent être situées, c'est-à-dire avoir une délimitation précise dans l'espace.

De plus, nous souhaitons obtenir à l'issue de la simulation ;

- l'état du champ en un point ou une région de l'espace.
- une réponse électromagnétique sur une bande de fréquence Δf assez large autour d'une fréquence centrale f_0 .

L'entité capable de répondre au mieux à ces exigences est évidemment le paquet d'onde. Ce concept est le seul qui soit utilisé en électromagnétisme pour décrire des phénomènes large bande tel que la dispersion. Nous nous limitons dans un premier temps à une situation simple : milieux linéaires, non-dispersifs, *etc.*

Dans ce contexte, le paquet d'onde — *cf.* Fig. A.1 — est donc caractérisé par :

- une amplitude E_0
- une phase φ_0
- une fréquence centrale f_0 (pulsation ω_0)
- une vitesse de phase v_φ
- une vitesse de groupe v_g

- un vecteur d'onde $\vec{k}_0$
- une étendue spatiale Δl
- une étendue temporelle Δt
- une largeur de bande Δf ($\Delta\omega$)
- un écart-type σ_0

A priori ces paramètres ne sont pas indépendants. Aussi, il nous faut définir rigoureusement — sur la base d'un critère — la largeur de bande Δf ainsi que l'étendue spatiale Δl (resp. la durée temporelle Δt) du paquet d'onde qui se doit d'être finie.

Ce modèle étant unidimensionnel suivant l'axe z , nous considérons que les caractéristiques suivant les axes x et y sont infinies. Nous prendrons de plus un paquet d'onde gaussien au vu du caractère classique de son emploi. Dans ce cadre, nous supposons que l'onde est de nature plane. Ainsi, elle possède les propriétés de celle-ci. De plus, nous supposons que le champ magnétique peut toujours se déduire du champ électrique et par conséquent, seul ce dernier sera représenté. Aussi, dans les milieux qui nous intéressent, la vitesse de phase v_φ est la vitesse de groupe v_g (milieux non-dispersifs).

Sa définition spatiale est la suivante :

$$f(z) = E_0 \sin \left(\omega_0 \left(\frac{z - z_0}{v_\varphi} \right) + \varphi_0 \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\frac{z - z_0}{v_\varphi}}{\sigma} \right)^2} \quad (\text{A.1})$$

où z_0 est le « centre de phase spatial » ou décalage spatial.

Et sa définition temporelle :

$$f(t) = E_0 \sin (\omega_0(t - t_0) + \varphi_0) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t - t_0}{\sigma} \right)^2} \quad (\text{A.2})$$

où t_0 est le « centre de phase temporel » ou décalage temporel.

Cette fonction $f(t)$ peut aussi se réécrire comme le produit de deux fonctions $h(t)$ et $g(t)$:

$$f(t) = h(t) \cdot g(t) \quad (\text{A.3})$$

où au décalage près, nous identifions :

$$h(t) = \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (\text{A.4})$$

$$g(t) = E_0 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2} \quad (\text{A.5})$$

A-2 : Relation entre les paramètres de l'impulsion et ceux de son spectre

D'une manière générale, dans la définition de la fonction (A.2), nous avons des paramètres liés à ceux de son spectre. Il nous faut donc calculer la transformée de Fourier de cette fonction, *cf.* Annexe B.

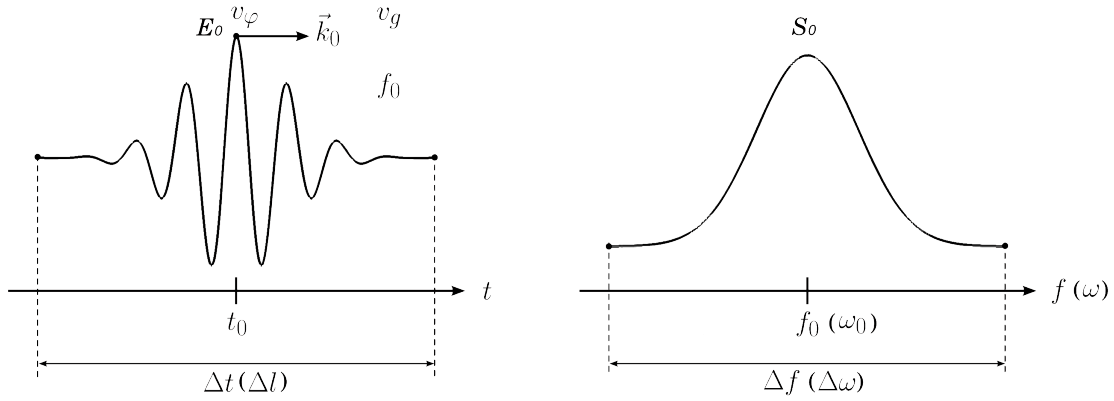


FIGURE A.1 – Description d'un paquet d'onde dans les domaines temporel et fréquentiel.

Si nous considérons uniquement la partie positive du spectre, et que nous définissons la bande de fréquence Δf comme l'intervalle centré sur f_0 et sur lequel l'intégrale de l'amplitude du spectre représente un pourcentage τ de l'intégrale totale du spectre (pour des fréquences positives), alors il faut que nous ayons :

$$\tau \int_{-\infty}^{+\infty} ||F(f)|| df = \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} ||F(f)|| df \quad (\text{A.6})$$

or dans la zone qui nous intéresse, c'est-à-dire pour des fréquences positives, nous avons d'après l'Eq. (B.21) de l'Annexe B :

$$||F(f)|| = E_0 \frac{\sigma \sqrt{2\pi}}{2} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} \quad (\text{A.7})$$

En remplaçant l'expression (A.7) de $||F(f)||$ dans l'Eq. (A.6), nous obtenons la relation suivante :

$$\tau \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} df = \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} df \quad (\text{A.8})$$

De plus, nous pouvons remarquer que la fonction gaussienne est une fonction paire donc nous avons :

$$\int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} df = \int_{-\frac{\Delta f}{2}}^{\frac{\Delta f}{2}} e^{-2(\pi\sigma f)^2} df = 2 \int_0^{\frac{\Delta f}{2}} e^{-2(\pi\sigma f)^2} df \quad (\text{A.9})$$

La relation (A.8) se résume alors à calculer :

$$\tau \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} df = 2 \int_0^{\frac{\Delta f}{2}} e^{-2(\pi\sigma f)^2} df \quad (\text{A.10})$$

Calcul de la partie gauche de l'Eq. (A.10)

Pour calculer cette expression, nous allons utiliser la propriété suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (\text{A.11})$$

où en posant

$$\alpha = 2\pi^2\sigma^2 \quad (\text{A.12})$$

nous obtenons

$$\tau \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} df = \frac{\tau}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (\text{A.13})$$

Calcul de la partie droite de l'Eq. (A.10)

Pour calculer cette expression, nous allons utiliser la propriété ¹¹ suivante :

$$\int_0^x e^{-\alpha x^2} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha}x) \quad (\text{A.14})$$

où **erf** est la « fonction erreur » ¹² qui est une fonction connue.

et en posant

$$\alpha = 2\pi^2\sigma^2 \quad (\text{A.15})$$

nous obtenons

$$2 \int_0^{\frac{\Delta f}{2}} e^{-2(\pi\sigma f)^2} df = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \operatorname{erf}\left(\pi\sigma\frac{\Delta f}{\sqrt{2}}\right) \quad (\text{A.16})$$

En substituant (A.13) et (A.16) dans (A.10), nous obtenons alors la relation :

$$\tau \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \operatorname{erf}\left(\pi\sigma\frac{\Delta f}{\sqrt{2}}\right) \quad (\text{A.17})$$

Par conséquent, d'après la relation (A.17), nous avons l'égalité suivante, qui relie la largeur de bande Δf du spectre à l'écart-type σ de l'impulsion :

$$\operatorname{erf}\left(\pi\sigma\frac{\Delta f}{\sqrt{2}}\right) = \tau \quad (\text{A.18})$$

En utilisant l'inverse de la fonction erreur ¹³, nous obtenons :

$$\Delta f = \frac{\sqrt{2}}{\pi\sigma} \operatorname{erf}^{-1}(\tau) \quad (\text{A.19})$$

11. À consulter sur le site : <http://integrals.wolfram.com/>

12. « Fonction erreur » **erf** : <http://mathworld.wolfram.com/Erf.html>

13. « Fonction erreur inverse » **erf**⁻¹ : <http://mathworld.wolfram.com/InverseErf.html>

τ (%)	$\text{erf}^{-1}(\tau)$
99	$\sim 1,8214$
99,9	$\sim 2,3267$
99,99	$\sim 2,7511$
99,999	$\sim 3,1234$

TABLE A.1 – Fonction erreur inverse $\text{erf}^{-1}(\tau)$ pour quelques valeurs de τ .

Relations entre les paramètres de l'impulsion et ceux de son spectre

Nous avons ainsi une relation entre Δf et σ qu'il nous faut désormais relier à la durée temporelle Δt , à savoir à la longueur spatiale Δl de notre entité.

De la même manière que précédemment, il nous faut trouver un critère. Celui-ci peut être similaire au critère de la bande passante et nous définissons à ce titre la durée temporelle de l'entité Δt comme l'intervalle centré autour de t_0 — où t_0 est le centre de l'enveloppe du paquet d'onde *cf.* Fig. A.1 — tel que l'intégrale de l'enveloppe gaussienne du signal sur cet intervalle représente le pourcentage τ de l'intégrale de la gaussienne du signal sur tout l'espace.

Prenons une enveloppe gaussienne du type :

$$g(t) = E_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{A.20})$$

puisque le décalage dans le temps n'a pas d'importance ici. Il faut donc que nous ayons :

$$\tau \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) dt = \int_{t_0 - \frac{\Delta t}{2}}^{t_0 + \frac{\Delta t}{2}} g(t) dt \quad (\text{A.21})$$

En utilisant la propriété de l'Eq. (A.11), nous pouvons calculer la partie gauche de l'Eq. (A.21), c'est-à-dire l'intégrale de $g(t)$ sur la totalité du domaine (temporel) :

$$\tau \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) dt = \tau E_0 \sigma \sqrt{2\pi} \quad (\text{A.22})$$

La partie droite de l'Eq. (A.21) se simplifie par le fait que la fonction gaussienne est paire :

$$\int_{t_0 - \frac{\Delta t}{2}}^{t_0 + \frac{\Delta t}{2}} g(t) dt = \int_{-\frac{\Delta t}{2}}^{\frac{\Delta t}{2}} g(t) dt = 2 \int_0^{\frac{\Delta t}{2}} g(t) dt \quad (\text{A.23})$$

De la même façon que pour l'Eq. (A.16), en utilisant la propriété (A.14), nous obtenons :

$$2 \int_0^{\frac{\Delta t}{2}} E_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma}\right)^2} dt = E_0 \sigma \sqrt{2\pi} \text{erf}\left(\frac{\Delta t}{\sigma 2\sqrt{2}}\right) \quad (\text{A.24})$$

ce qui nous conduit à la relation :

$$\tau E_0 \sigma \sqrt{2\pi} = E_0 \sigma \sqrt{2\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{\Delta t}{\sigma 2\sqrt{2}}\right) \quad (\text{A.25})$$

et nous en déduisons la condition :

$$\Delta t = 2\sqrt{2}\sigma \operatorname{erf}^{-1}(\tau) \quad (\text{A.26})$$

Ainsi, si nous définissons un des trois paramètres Δf , σ ou Δt , les deux autres en dépendent. De plus, connaissant la durée temporelle Δt de l'entité et la vitesse de propagation c à laquelle cette entité se propage dans son milieu, on en déduit sa longueur spatiale Δl :

$$\Delta l = c \Delta t \quad (\text{A.27})$$

Remarque sur le critère de pourcentage de conservation du signal τ

τ est le taux de conservation que nous définissons tel que $99\% \leq \tau < 100\%$.

Pour le spectre, un critère de $\tau = 99\%$ semble suffisant, *cf.* Fig. A.3. Par contre dans la représentation temporelle, cela tronque le signal à un niveau trop élevé, *cf.* Fig. A.2. En effet, cela représente un niveau de -29 dB .

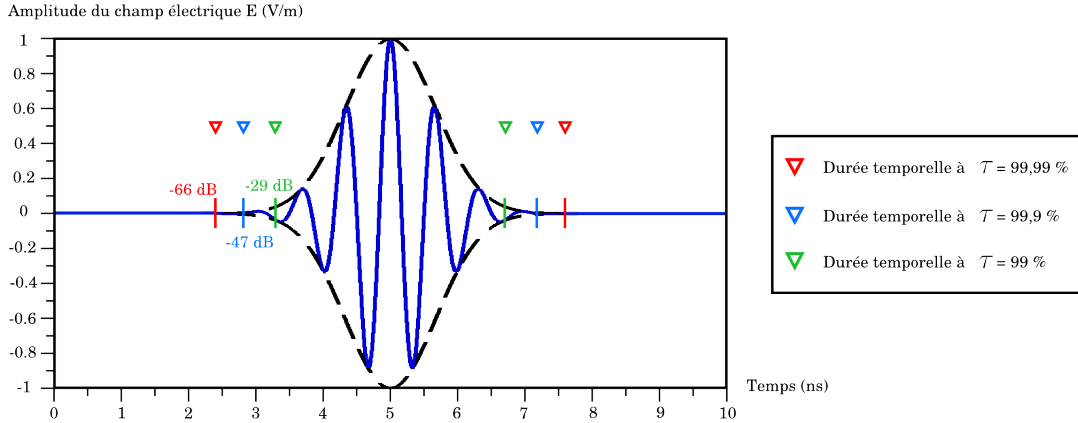


FIGURE A.2 – Durée temporelle Δt d'une impulsion gaussienne $f(t)$ en fonction du taux de conservation τ de l'impulsion.

L'impulsion $f(t)$ est définie par son amplitude $E_0 = 1\text{ V/m}$, sa fréquence centrale $f_0 = 5\text{ GHz}$, sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}\text{ rad}$, son écart-type $\sigma = \frac{1}{f_0}\text{ s}$ et centrée en $t_0 = 5\text{ ns}$.

Cette valeur de -29 dB se trouve simplement en substituant la variable temporelle de l'Eq. (A.20) par le critère sur la durée temporelle Δt de l'entité (A.26), alors nous avons :

$$g\left(t = \frac{\Delta t}{2}\right) = E_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta t}{\sigma}\right)^2} = E_0 e^{-(\operatorname{erf}^{-1}(\tau))^2} \quad (\text{A.28})$$

Ceci nous donne le champ E en V/m . Le niveau de troncature du signal (dB) s'obtient en effectuant le rapport du champ E donné par la fonction $g(t)$ sur l'amplitude maximale E_0

du champ. On a donc :

$$20 \log_{10} \left(\frac{g \left(t = \frac{\Delta t}{2} \right)}{E_0} \right) = 20 \log_{10} \left(e^{-(\text{erf}^{-1}(\tau))^2} \right) \quad (dB) \quad (A.29)$$

En affinant ce critère à $\tau = 99,9 \%$, on trouve un niveau de troncature de -47 dB ce qui semble meilleur. Pour être tranquille, nous prendrons $\tau = 99,99 \%$ ce qui donne un niveau de -66 dB .

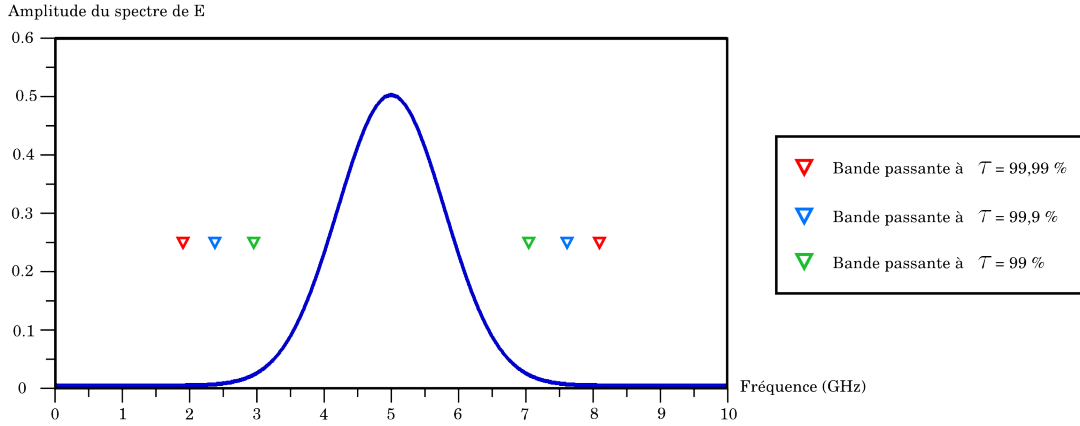


FIGURE A.3 – Bande passante Δf du spectre de l'impulsion gaussienne $f(t)$ de la Fig. A.2 en fonction du taux de conservation τ du spectre.

A-3 : Le modèle de l'entité 2D

À la suite de ce qui vient d'être établi précédemment dans le cadre du modèle unidimensionnel d'une entité *onde électromagnétique*, nous pouvons définir de manière similaire une entité *onde électromagnétique* bidimensionnelle en effectuant une opération de révolution du signal d'une entité 1D, cf. Fig. A.4. Celle-ci se propagera dans un plan défini par les axes x et y par exemple et possède les mêmes caractéristiques que l'entité 1D quant aux critères et au contenu de son champ qui se doit d'être un paquet d'onde.

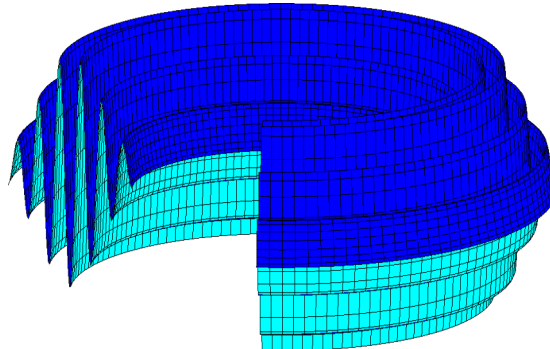


FIGURE A.4 – Coupe d'un front d'onde cylindrique.

Bien entendu cette entité bidimensionnelle devra avoir les propriétés d'une onde cylindrique, à savoir un front d'onde qui se propage dans un plan et une décroissance de son champ en $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Aussi, il faudra tenir compte de sa polarisation et de son angle d'incidence sur les objets de l'environnement de simulation, ce qui n'était pas le cas du modèle unidimensionnel de l'onde plane qui se propage sous incidence normale.

Annexe B

Spectre d'un sinus modulé par une gaussienne

Nous cherchons à calculer la transformée de Fourier (TF) d'une fonction sinus modulée par une gaussienne afin de déterminer les relations de dépendance qui lient les paramètres de cette impulsion (dans le temps) à ceux de son spectre (en fréquence). Ceci doit nous permettre d'identifier les caractéristiques du paquet d'onde et ainsi nous pourrions définir rigoureusement les paramètres de nos entités *ondes électromagnétiques*.

B-1 : Expression d'un sinus modulé par une gaussienne

L'expression d'un sinus modulé par une gaussienne est :

$$f(t - t_0) = E_0 \sin(2\pi f_0(t - t_0) + \varphi_0) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-t_0}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{B.1})$$

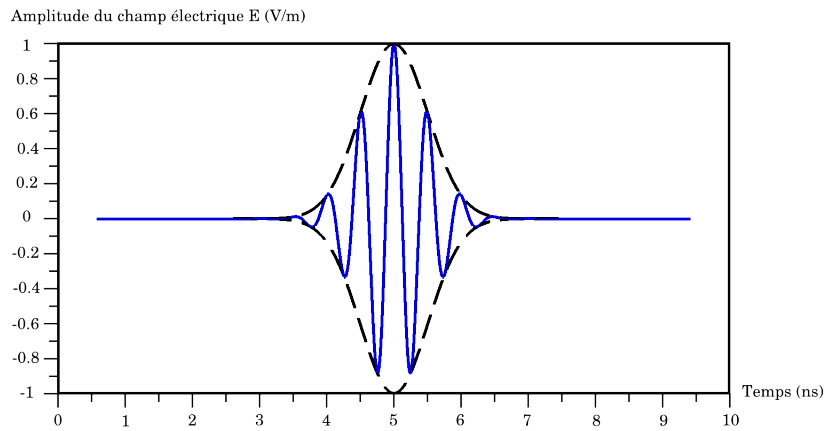


FIGURE B.1 – $f(t)$: fonction sinus modulé par une gaussienne, définie par son amplitude $E_0 = 1 \text{ V/m}$, sa fréquence centrale $f_0 = 5 \text{ GHz}$, sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$, son écart-type $\sigma = \frac{1}{f_0} \text{ s}$ et centrée en $t_0 = 5 \text{ ns}$.

Cette fonction $f(t)$ peut aussi se réécrire comme le produit de deux fonctions $h(t)$ et $g(t)$:

$$f(t) = h(t) \cdot g(t) \quad (\text{B.2})$$

où

$$h(t) = \sin(2\pi f_0 t + \varphi_0) \quad (\text{B.3})$$

$$g(t) = E_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{B.4})$$

B-2 : Transformée de Fourier d'un sinus modulé par une gaussienne

Nous cherchons la transformée de Fourier $F(f)$ de la fonction sinus modulée par une gaussienne, $f(t)$, soit :

$$F(f) = TF[h(t) \cdot g(t)] = H(f) \otimes G(f) \quad (\text{B.5})$$

Pour cela, nous allons déterminer les TF des fonctions $h(t)$ et $g(t)$.

TF d'une gaussienne

Calculons tout d'abord la transformée de Fourier de la fonction gaussienne $g(t)$:

$$g(t) = E_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{B.6})$$

où en posant $\alpha = \frac{1}{2\sigma^2}$, on obtient $g(t)$ sous la forme :

$$g(t) = E_0 e^{-\alpha t^2} \quad (\text{B.7})$$

La TF de la fonction $g(t)$ revient à calculer :

$$G(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) e^{-2j\pi ft} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 e^{-\alpha t^2} e^{-2j\pi ft} dt \quad (\text{B.8})$$

Cependant, nous pouvons faire plus simple en identifiant certaines propriétés des TF :

$$e^{-\alpha t^2} \xrightarrow{TF} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} e^{-\frac{\pi^2 f^2}{\alpha}} \quad (\text{B.9})$$

$$x(t - t_0) \xrightarrow{TF} X(f) e^{-2j\pi f t_0} \quad (\text{B.10})$$

D'où il vient :

$$G(f) = E_0 \sigma \sqrt{2\pi} e^{-2(\pi\sigma f)^2} e^{-2j\pi f t_0} \quad (\text{B.11})$$

TF d'une sinusoïde

La TF d'une fonction sinusoïdale peut s'obtenir simplement à partir des propriétés des TF :

$$\sin(2\pi f_0 t) \xrightarrow{TF} \frac{1}{2j} [\delta(f - f_0) - \delta(f + f_0)] \quad (B.12)$$

$$\sin(2\pi f_0 t + \varphi_0) \xrightarrow{TF} \frac{1}{2j} [e^{j\varphi_0} \delta(f - f_0) - e^{-j\varphi_0} \delta(f + f_0)] \quad (B.13)$$

$$\sin(2\pi f_0(t - t_0) + \varphi_0) \xrightarrow{TF} \frac{1}{2j} [e^{j\varphi_0} \delta(f - f_0) - e^{-j\varphi_0} \delta(f + f_0)] e^{-2j\pi f t_0} \quad (B.14)$$

et nous obtenons alors :

$$H(f) = \frac{1}{2j} [e^{j\varphi_0} \delta(f - f_0) - e^{-j\varphi_0} \delta(f + f_0)] e^{-2j\pi f t_0} \quad (B.15)$$

TF d'un sinus modulé par une gaussienne

De cette façon, nous pouvons déterminer la TF de la fonction $f(t - t_0)$ qui s'exprime par un produit de convolution :

$$F(f) = H(f) \otimes G(f) \quad (B.16)$$

En remplaçant $H(f)$ et $G(f)$ par leurs expressions, respectivement (B.15) et (B.11), nous obtenons :

$$F(f) = \frac{1}{2j} [e^{j\varphi_0} \delta(f - f_0) - e^{-j\varphi_0} \delta(f + f_0)] e^{-2j\pi f t_0} \otimes E_0 \sigma \sqrt{2\pi} e^{-2(\pi\sigma f)^2} e^{-2j\pi f t_0} \quad (B.17)$$

Il nous faut donc évaluer ce produit de convolution, en utilisant les propriétés suivantes :

$$H \otimes G(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(u) G(f - u) du = \int_{-\infty}^{+\infty} H(f - u) G(u) du \quad (B.18)$$

et

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G(f) \delta(f - f') df = G(f') \quad (B.19)$$

Ainsi, nous obtenons l'expression de la transformée de Fourier d'une fonction sinus modulée par une gaussienne :

$$F(f) = E_0 \frac{\sigma \sqrt{2\pi}}{2j} e^{-2j\pi f t_0} [e^{j\varphi_0} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} - e^{-j\varphi_0} e^{-2[\pi\sigma(f+f_0)]^2}] \quad (B.20)$$

Et nous avons :

$$||F(f)|| = E_0 \frac{\sigma \sqrt{2\pi}}{2} e^{-2[\pi\sigma(f-f_0)]^2} \quad (B.21)$$

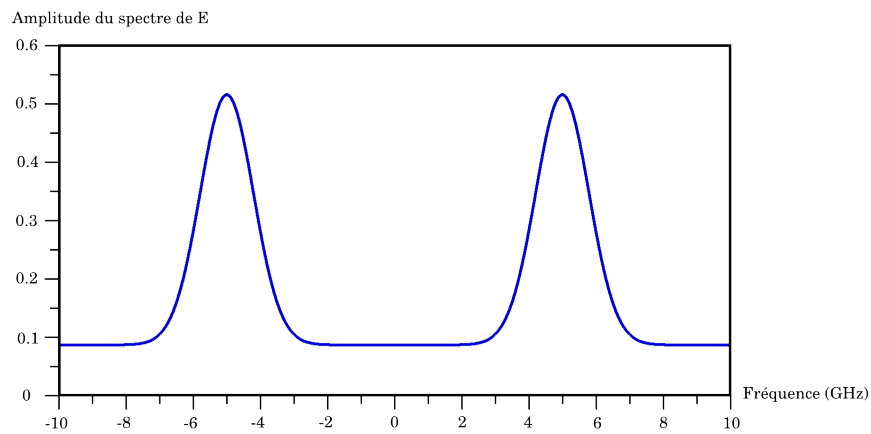


FIGURE B.2 – $F(f)$: Transformée de Fourier du signal $f(t)$ de la Fig. B.1.

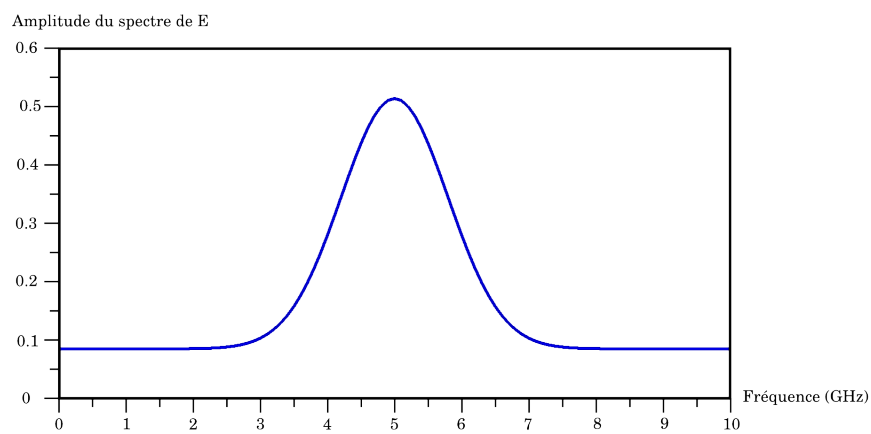


FIGURE B.3 – $\|F(f)\|$: Partie supérieure de la transformée de Fourier $F(f)$ de la Fig. B.2.

Annexe C

Décomposition spectrale d'un paquet d'onde en paquet d'ondes

Le modèle d'une onde monochromatique est souvent utilisé pour décrire et comprendre des phénomènes électromagnétiques. Cependant, ce modèle n'est pas physique. En effet, il n'existe pas naturellement d'ondes monochromatiques car celles-ci ont une énergie infinie puisqu'elles sont définies pour tout temps t ($\forall t$) et dans tout l'espace ($\forall$ la direction de propagation). Pour pallier ce problème, on a alors recours à une méthode de décomposition spectrale afin de décomposer une onde en plusieurs ondes monochromatiques. La superposition de ces ondes monochromatiques permet de reconstruire une onde réelle, c'est-à-dire à énergie finie, limité dans le temps et l'espace.

Aussi, la modélisation énaïve nous impose plusieurs choses :

- la simulation est temporelle.
- les entités doivent posséder une finitude, c'est-à-dire une délimitation précise dans l'espace.

Dans ce contexte, l'entité capable de répondre au mieux à ces exigences est évidemment le paquet d'onde(s), *cf.* Annexe A. De plus, ce concept est le seul qui soit utilisé en électromagnétisme pour décrire des phénomènes large bande tel que la dispersion. Nous prendrons de plus un paquet d'onde gaussien au vu du caractère classique de son emploi.

C-1 : Le paquet d'onde

Nous nous limitons dans un premier temps à une situation simple : milieux LHI¹⁴ et non-dispersifs. Dans ce contexte, la paquet d'onde peut être défini temporellement par :

$$f(t) = E_0 \sin(\omega_0(t - t_0) + \varphi_0) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-t_0}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{C.1})$$

Ce paquet d'onde peut être vu comme une onde monoporteuse tronquée par un profil gaussien. Pour cette raison, ce modèle ne permet pas de tenir compte de milieux dispersifs.

14. Milieux **L**inéaires, **H**omogènes, **I**sotropes.

Pour pallier ce problème, nous allons transformer ce **paquet d'onde** (monoporteuse) en un **paquet d'ondes** (multiporteuses) en utilisant une méthode de décomposition spectrale.

C-2 : Le paquet d'ondes

On considère un paquet d'ondes autour d'une fréquence centrale f_0 (pulsation ω_0). Un paquet d'ondes est naturellement polychromatique, il est constitué d'une multitude de fréquences.

Un paquet d'ondes est une superposition d'ondes de pulsation voisines, situées dans un intervalle restreint $\delta\omega$ autour d'une pulsation centrale ω_0 et pondérées par des coefficients $A(\omega)$ que nous devons déterminer. Il peut être défini dans le domaine temporel :

$$f(t) = \int_{\omega_0 - \delta\omega}^{\omega_0 + \delta\omega} A(\omega) e^{j(\omega t - k(\omega)r + \varphi)} d\omega \quad (C.2)$$

et dans notre cas, ce paquet d'ondes possède un profil gaussien, alors nous avons :

$$f(t) = \int_{\omega_0 - \delta\omega}^{\omega_0 + \delta\omega} A(\omega) e^{j(\omega t - k(\omega)r + \varphi)} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t - k(\omega)r}{\sigma}\right)^2} d\omega \quad (C.3)$$

La difficulté de construire un tel paquet d'ondes est d'être capable d'exprimer explicitement les coefficients de pondération $A(\omega)$ associés à chaque onde. C'est la méthode de décomposition spectrale qui va nous permettre de le faire.

Par souci de clarté, nous veillerons donc à bien distinguer un **paquet d'ondes** (multiporteuses) d'un **paquet d'onde** (monoporteuse).

C-2 : Méthode de décomposition spectrale

La méthode de décomposition spectrale doit nous permettre d'exprimer explicitement les coefficients de pondération des ondes qui composent un paquet d'ondes. Pour cela, nous allons utiliser la méthode des moments (MoM) qui est une procédure numérique générale pour traiter ce type de problème.

Partant d'un paquet d'onde (monoporteuse), nous cherchons à obtenir à l'issue de la décomposition spectrale un paquet d'ondes, c'est-à-dire à transformer une entité en un paquet d'entités afin de pouvoir traiter des problèmes de dispersion et tenir compte de milieux à pertes.

La méthode des moments

La méthode des moments est une procédure numérique qui transforme une fonctionnelle en un système d'équations linéaires que l'on peut ensuite résoudre par des techniques propres à la résolution des systèmes matriciels. La procédure peut être décrite de la façon suivante :

- Exprimer la solution sous forme de série de **fonctions de base connues** pondérées par des **coefficients inconnus**.
- Appliquer une procédure de minimisation de l'erreur résiduelle relativement à un ensemble de **fonctions test** ou **fonctions poids**.
- Résoudre le système matriciel résultant par rapport aux coefficients inconnus de la série.

Notre problème consiste à transformer un paquet d'onde en un paquet d'ondes en décomposant son contenu spectral. Cependant, la simulation étant temporelle, nos entités *ondes électromagnétiques* sont décrites en fonction du temps. Nous allons donc devoir effectuer une transformée de Fourier pour obtenir une représentation spectrale du contenu de cette entité.

Choix des fonctions de base

Le choix des fonctions de base se fait de façon à ce qu'elles soient le plus appropriées pour exprimer la solution. Aussi, elles doivent être définies dans le domaine de la solution.

La définition d'une entité *onde électromagnétique* dans le domaine temporel est, cf. Annexe A :

$$f_0(t) = E_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma_0}\right)^2} \quad (\text{C.4})$$

Et l'expression du contenu spectral d'une telle entité s'obtient en effectuant une transformée de Fourier de son signal. Sa définition dans le domaine fréquentiel est, cf. Eq. (B.21) de l'Annexe B :

$$||F_0(f)|| = E_0 \frac{\sigma_0 \sqrt{2\pi}}{2} e^{-2\pi^2 \sigma_0^2 (f-f_0)^2} \quad (\text{C.5})$$

Ce paquet d'onde est représenté dans les domaines temporel et fréquentiel sur la Fig. C.1. Il est caractérisé par un ensemble de paramètres :

- une amplitude E_0
- une phase φ_0
- une fréquence centrale f_0 (pulsation ω_0)
- une écart-type σ_0
- une vitesse de phase $v_{\varphi 0}$
- un vecteur d'onde $\vec{k}_0$
- une étendue spatiale Δl_0
- une étendue temporelle Δt_0
- une largeur de bande Δf_0 ($\Delta \omega_0$)

On cherche à exprimer $||F_0(f)||$ sous la forme d'une série de fonctions de base (connues) pondérées par des coefficients inconnus. Ceci se traduit de la façon suivante :

$$||F_0(f)|| = \sum_{n=1}^N \alpha_n F_n \quad (\text{C.6})$$

où les α_n sont les coefficients inconnus de la série et les F_n sont les fonctions de base.

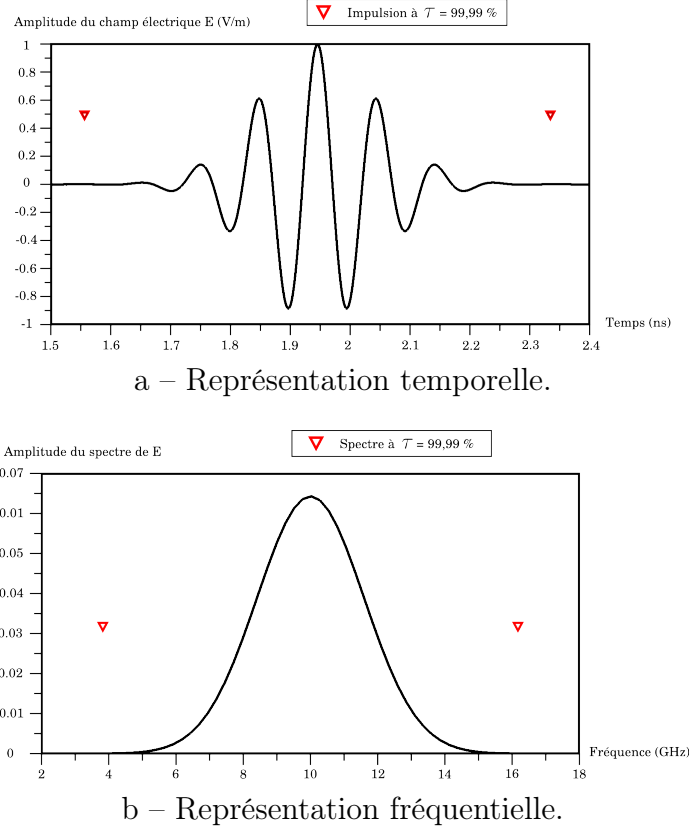


FIGURE C.1 – Description d'un paquet d'onde dans les domaines temporel (impulsion $f_0(t)$) et fréquentiel (spectre $||F_0(f)||$).

- Impulsion $f_0(t)$: sinus modulé par une gaussienne, définie par son amplitude $E_0 = 1 \text{ V/m}$, sa fréquence centrale $f_0 = 10 \text{ GHz}$, sa phase $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$, son écart-type $\sigma = \frac{1}{f_0} \text{ s}$, avec un taux de conservation $\tau = 99,99 \%$ et centrée en $t_0 = 1.95 \text{ ns}$.
- Spectre $||F_0(f)|| = TF[f_0(t)]$.

Une entité *onde électromagnétique* est modélisée en tant que paquet d'onde gaussien. À l'issue de la décomposition spectrale d'une telle entité, nous devons obtenir plusieurs entités, chacune ayant les caractéristiques d'un paquet d'onde gaussien, à savoir :

- une amplitude E_n
- une phase φ_n
- une fréquence centrale f_n (pulsation ω_n)
- une écart-type σ_n
- une vitesse de phase $v_{\varphi n}$
- un vecteur d'onde $\vec{k}_n$
- une étendue spatiale Δl_n
- une étendue temporelle Δt_n
- une largeur de bande Δf_n ($\Delta \omega_n$)

Dans ce contexte, il paraît naturel et évident que les fonctions de base F_n de la série sont aussi des gaussiennes du type de $||F_0(f)||$:

$$F_n = ||F_n(f)|| = e^{-2\pi^2 \sigma_n^2 (f-f_n)^2} \quad (\text{C.7})$$

où σ_n est l'écart-type et f_n la fréquence centrale de la fonction de base n . Aussi ces fonctions de base doivent être définies sur des sous-domaines Δf_n .

La série peut alors s'exprimer ainsi :

$$||F_0(f)|| = \sum_{n=1}^N \alpha_n e^{-2\pi^2 \sigma_n^2 (f-f_n)^2} \quad (C.8)$$

On voit bien qu'à l'issue de la décomposition, nous cherchons à obtenir plusieurs paquet d'onde et c'est leur superposition qui va composer un paquet d'ondes. Ce dernier pourra alors être caractérisé par une vitesse de groupe v_g puisque chaque paquet d'onde se propage à sa propre vitesse de phase $v_{\varphi n}$. Dans le cas de milieux non-dispersifs ces vitesses de phase $v_{\varphi n}$ sont égales à la vitesse de groupe v_g . Ceci n'est plus vrai pour des milieux dispersifs.

Il nous faut désormais définir les sous-domaines de ces fonctions de base. Pour cela, nous commençons par subdiviser le domaine Δf_0 de manière homogène et telle que les fonctions de base soient réparties uniformément sur le domaine et centrées sur leur fréquence propre f_n (fréquence de la porteuse). Nous définissons alors :

$$\delta f = \frac{\Delta f_0}{N+1} \quad (C.9)$$

$$f_n = f_0 - \frac{\Delta f_0}{2} + n \delta f \quad (C.10)$$

où

- . f_n est la fréquence centrale du paquet d'onde n .
- . Δf_0 est la largeur de bande du paquet d'onde (initial) à décomposer.
- . δf est la largeur des sous-domaines de répartition des fréquences.
- . N est l'ordre de décomposition (nombre de paquets d'onde).
- . $1 \leq n \leq N$

Nous devons maintenant définir rigoureusement — sur la base d'un critère — l'écart-type σ_n des fonctions de base. Tout d'abord, celles-ci étant définies sur des sous-domaines Δf_n du domaine Δf_0 , cela impose que l'écart-type σ_n soit supérieur à celui de la fonction à décomposer σ_0 , alors nous avons :

$$\Delta f_n < \Delta f_0 \implies \sigma_n > \sigma_0 \quad (C.11)$$

De plus, les fonctions de base sont toutes de la même forme d'où :

$$\sigma_n \equiv \text{constante} \forall n \quad (C.12)$$

Aussi, le processus de décomposition spectrale d'un paquet d'onde dans le domaine fréquentiel génère des paquets d'onde. À la suite de ce processus, nous devons avoir une étape de recomposition de ces paquets d'onde dans le domaine temporel et le choix de σ_n a des conséquences sur le dimensionnement d'une entité, cf. Eq. (A.26) de l'Annexe A. En effet, la dimension d'une entité est liée à certains de ses paramètres dont son écart-type. Plus celui-ci est grand resp. petit et plus l'étendue (spatio-temporelle) d'une entité est

large resp. étroite. Ainsi, de façon à avoir — suite à la décomposition — des entités dont les dimensions soient relativement proches de celles de l'entité initiale tout en respectant la condition fixée par la relation (C.11), nous choisissons et définissons σ_n par rapport à la largeur à mi-hauteur¹⁵ $\Delta\nu_n$ telle que :

$$\Delta\nu_n = 2 \delta f \quad (\text{C.13})$$

or pour une gaussienne du type :

$$H(x) = e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-x_0)^2}{\sigma^2}} \quad (\text{C.14})$$

cette largeur à mi-hauteur s'exprime :

$$\Delta\nu = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma \quad (\text{C.15})$$

Suite au choix de nos fonctions de base (C.7), nous effectuons un changement de variable dans (C.15) en posant $\sigma = \frac{1}{2\pi\sigma_n}$, ce qui nous donne :

$$\Delta\nu_n = \frac{\sqrt{2 \ln(2)}}{\pi\sigma_n} \quad (\text{C.16})$$

et nous en déduisons :

$$\sigma_n = \frac{\sqrt{2 \ln(2)}}{2\pi \delta f} \quad (\text{C.17})$$

Ainsi, connaissant l'écart-type σ_n , nous pouvons en déduire la bande passante Δf_n , cf. Eq.(A.19) de l'Annexe A :

$$\Delta f_n = \frac{\sqrt{2}}{\pi\sigma_n} \operatorname{erf}^{-1}(\tau) \quad (\text{C.18})$$

où τ est le taux de conservation du signal (en %).

Choix des fonctions test

Nous venons de définir les fonctions de base. Il nous faut maintenant choisir des fonctions test ou fonction poids pour pouvoir ensuite appliquer une procédure de minimisation de l'erreur résiduelle du type Collocation (*Point Matching*), Galerkin ou Moindre-Carrés par exemple. Au vu du choix de nos fonctions de base F_n , il semble pertinent de choisir de manière identique les fonctions test w_m , alors nous avons :

$$w_m = F_n \quad (\text{C.19})$$

avec

$$w_m = e^{-2\pi^2\sigma_m^2(f-f_m)^2} \quad (\text{C.20})$$

Ceci revient à appliquer une procédure de Galerkin. Dans ce cas, la formulation MoM peut s'exprimer :

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle w_m, F_n \rangle = \langle w_m, F_0 \rangle \quad (\text{C.21})$$

15. Largeur à mi-hauteur (LMH), en anglais *Full Width at Half Maximum (FWHM)*.

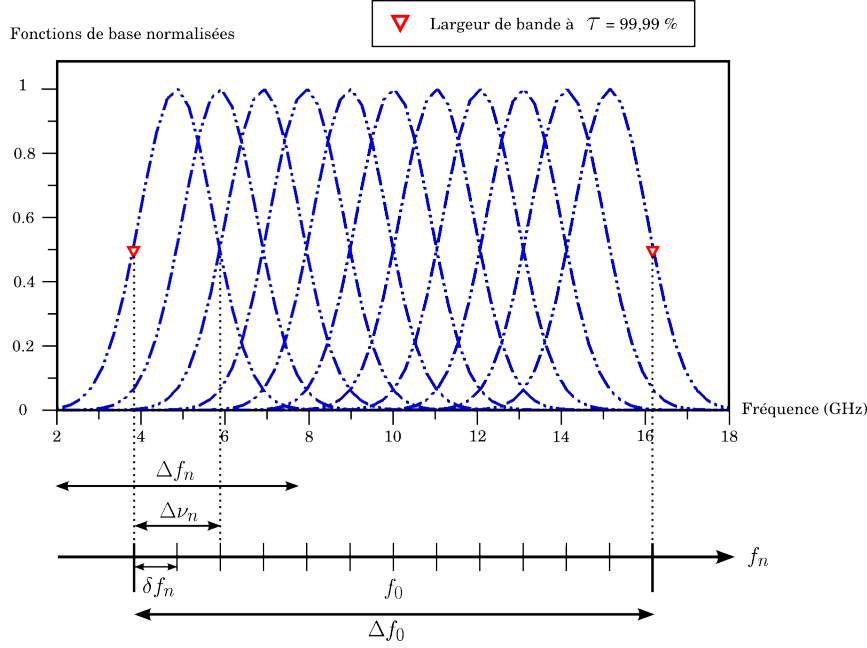


FIGURE C.2 – Fonctions de base $F_n(f)$ issues de la décomposition de $\|F_0(f)\|$ (cf. Fig. C.1) à l'ordre 11 .

Ces fonctions de base sont définies par leur amplitude E_n , leur fréquence centrale f_n , leur écart-type σ_n et leur largeur de bande Δf_n avec un taux de conservation $\tau = 99,99\%$.

Les fonctions test étant identiques aux fonctions de base, alors nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} f_m &= f_n \\ \sigma_m &= \sigma_n \\ \Delta f_m &= \Delta f_n \end{cases} \quad (\text{C.22})$$

Résolution du système

La procédure consiste à déterminer les produits scalaires $\langle w_m, F_n \rangle$ et $\langle w_m, F_0 \rangle$ pour $n = 1 : N$ afin de construire un système d'équations linéaires et ainsi calculer les coefficients inconnus α_n par inversion de matrice. La formulation MoM peut s'écrire sous forme matriciel :

$$[L] [\alpha] = [s] \quad (\text{C.23})$$

avec

$$[L] = \begin{bmatrix} \langle w_1, F_1 \rangle & \langle w_1, F_2 \rangle & \cdots & \langle w_1, F_N \rangle \\ \langle w_2, F_1 \rangle & \langle w_2, F_2 \rangle & \cdots & \langle w_2, F_N \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_N, F_1 \rangle & \cdots & \cdots & \langle w_N, F_N \rangle \end{bmatrix} \quad [\alpha] = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_N \end{bmatrix} \quad [s] = \begin{bmatrix} \langle w_1, F_0 \rangle \\ \langle w_2, F_0 \rangle \\ \vdots \\ \langle w_N, F_0 \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{C.24})$$

et nous avons :

$$[\alpha] = [L]^{-1} [s] = [L] \setminus [s] \quad (\text{C.25})$$

Les calculs des produits scalaires sont particulièrement difficile à évaluer. Pour cela, nous allons utiliser la propriété suivante¹⁶ :

$$\int_0^u e^{-\sigma_i^2(f-f_i)^2} e^{-\sigma_j^2(f-f_j)^2} df = - \frac{\sqrt{\pi} e^{-\frac{\sigma_i^2 \sigma_j^2 (f_i-f_j)^2}{\sigma_i^2 + \sigma_j^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{f_i \sigma_i^2 + f_j \sigma_j^2 - u(\sigma_i^2 + \sigma_j^2)}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2}}\right)}{2 \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2}} \quad (\text{C.26})$$

et qui se simplifie si $\sigma_i = \sigma_j = \sigma$:

$$\int_0^u e^{-\sigma^2(f-f_i)^2} e^{-\sigma^2(f-f_j)^2} df = - \frac{\sqrt{\pi/2} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2(f_i-f_j)^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma(f_i-f_j-2u)}{\sqrt{2}}\right)}{2 \sigma} \quad (\text{C.27})$$

Ainsi, il devient assez facile de construire le système matriciel. Notons que ces fonctions de base F_n et fonctions test w_m doivent être intégrées sur leur sous-domaine de définition respectif Δf_n et Δf_m et non sur la largeur des sous-domaines δf de répartition des fréquences f_n . Ainsi, nous pouvons évaluer le produit scalaire $\langle w_m, F_n \rangle$ de la matrice $[L]$ tel que :

$$\langle w_m, F_n \rangle = \int_{f_m - \frac{\Delta f_m}{2}}^{f_m + \frac{\Delta f_m}{2}} w_m \cdot F_n df = \int_{f_m - \frac{\Delta f_m}{2}}^{f_m + \frac{\Delta f_m}{2}} e^{-2\pi^2 \sigma_m^2 (f-f_m)^2} e^{-2\pi^2 \sigma_n^2 (f-f_n)^2} df \quad (\text{C.28})$$

et puisque les fonctions sont paires :

$$\langle w_m, F_n \rangle = 2 \int_0^{f_m + \frac{\Delta f_m}{2}} e^{-2\pi^2 \sigma_m^2 (f-f_m)^2} e^{-2\pi^2 \sigma_n^2 (f-f_n)^2} df \quad (\text{C.29})$$

Il suffit maintenant d'utiliser (C.27) (car $\sigma_m = \sigma_n$) et d'effectuer un changement de variable approprié pour déterminer la matrice $[L]$, en posant :

$$\begin{cases} \sigma^2 &= 2\pi^2 \sigma_m^2 = 2\pi^2 \sigma_n^2 \\ f_i &= f_m \\ f_j &= f_n \\ u &= f_m + \frac{\Delta f_m}{2} \end{cases} \quad (\text{C.30})$$

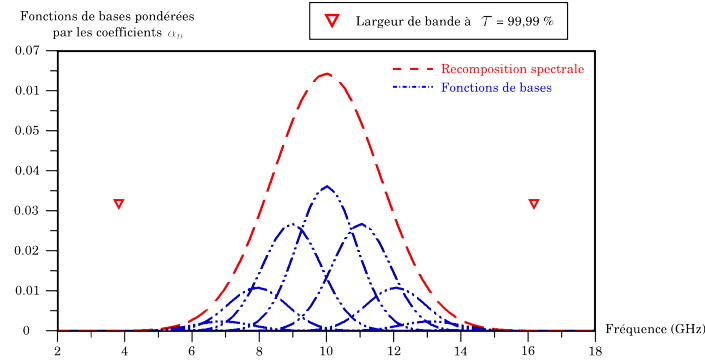
Aussi, nous obtenons de la même façon pour le produit scalaire $\langle w_m, F_0 \rangle$ de la matrice $[s]$:

$$\langle w_m, F_0 \rangle = 2 \left(E_0 \frac{\sigma_0 \sqrt{2\pi}}{2} \right) \int_0^{f_m + \frac{\Delta f_m}{2}} e^{-2\pi^2 \sigma_m^2 (f-f_m)^2} e^{-2\pi^2 \sigma_0^2 (f-f_0)^2} df \quad (\text{C.31})$$

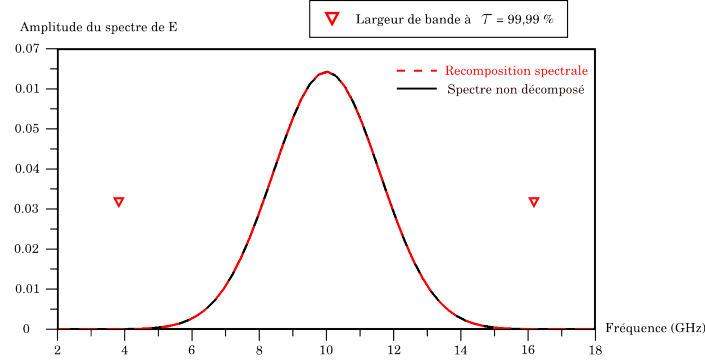
16. On peut obtenir le calcul de ces intégrales (C.26) et (C.27) sur le site : <http://integrals.wolfram.com/>

Il suffit ici d'utiliser (C.26) (car $\sigma_m \neq \sigma_0$) et d'effectuer un changement de variable approprié pour déterminer la matrice $[s]$, en posant :

$$\begin{cases} \sigma_i^2 &= 2\pi^2 \sigma_m^2 \\ \sigma_j^2 &= 2\pi^2 \sigma_0^2 \\ f_i &= f_m \\ f_j &= f_0 \\ u &= f_m + \frac{\Delta f_m}{2} \end{cases} \quad (\text{C.32})$$



a – Fonctions de base $F_n(f)$ de la Fig. C.2 pondérées par les coefficients α_n .



b – Comparaison entre la recombinaison spectrale $\sum_{n=1}^N \alpha_n F_n(f)$ et le spectre $\|F_0(f)\|$.

FIGURE C.3 – Recomposition spectrale à l'ordre 11 du spectre $\|F_0(f)\|$ de la Fig. C.1.

Bien entendu, plus l'ordre de décomposition augmente et plus nous aurons une bonne représentation du paquet d'ondes. Ceci dit, cela augmente par conséquent le nombre d'entités et il faudra trouver un juste milieu entre l'ordre de décomposition d'un paquet d'onde en paquet d'ondes et la précision sur les résultats.

Reconstruction temporelle de l'impulsion

La méthode de modélisation énaactive nous impose que la simulation soit temporelle. Nous devons donc reconstruire temporellement l'impulsion en effectuant une transformée de Fourier inverse de chacun des spectres des paquets d'onde, ce qui revient au final à

réécrire (C.4) sous la forme :

$$f_0(t) = \sum_{n=1}^N f_n(t) \quad (\text{C.33})$$

où

$$f_n(t) = E_n \sin(\omega_n t + \varphi_n) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\sigma_n} \right)^2} \quad (\text{C.34})$$

La résolution du système matriciel permet de déterminer les coefficients α_n ce qui nous permet d'exprimer explicitement chacune des fonctions de base, *cf.* (C.7), correspondantes aux spectres des paquets d'onde et d'après l'Eq. (C.5), nous pouvons écrire :

$$\alpha_n e^{-2\pi^2 \sigma_n^2 (f-f_n)^2} = E_n \frac{\sigma_n \sqrt{2\pi}}{2} e^{-2\pi^2 \sigma_n^2 (f-f_n)^2} \quad (\text{C.35})$$

d'où

$$E_n = \alpha_n \frac{2}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \quad (\text{C.36})$$

De plus, notons que tous les paquets d'onde doivent être en phase donc nous avons $\varphi_n = \varphi_0$. En effet, il n'y pas de raison pour que les phases φ_n diffèrent de celle du paquet d'onde initial φ_0 lors de la procédure de décomposition.

Ainsi, nous pouvons identifier l'ensemble des paramètres des paquets d'onde gaussiens (dans le domaine temporel).

En résumé

En résumé, nous avons initialement un paquet d'onde (monoporteuse) dont les principaux paramètres sont :

- son amplitude E_0
- sa phase φ_0
- sa fréquence centrale f_0 (pulsation ω_0)
- son écart-type σ_0
- sa largeur de bande Δf_0

La méthode de décomposition spectrale permet de décomposer ce paquet d'onde à un ordre N (somme discrète), c'est-à-dire en N paquets d'onde (monoporteuse) pour former un paquet d'ondes (multiporteuses), *cf.* Fig. C.4. Par conséquent, ces paquets d'onde sont caractérisés par le même ensemble de paramètres. Notons que l'ordre de décomposition N impose certaines « contraintes » quant à la position des fréquences centrale f_n et à l'écart-type σ_n des paquets d'onde ainsi générés. Les paquets d'onde sont définis par :

- une fréquence centrale f_n

$$\begin{aligned} \delta f &= \frac{\Delta f_0}{N+1} \\ f_n &= f_0 - \frac{\Delta f_0}{2} + n \delta f \end{aligned}$$

où δf est la largeur des sous-domaines de répartition des fréquences.

- un écart-type σ_n

$$\sigma_n = \frac{\sqrt{2 \ln(2)}}{2\pi \delta f}$$

- une bande passante Δf_n

$$\Delta f_n = \frac{\sqrt{2}}{\pi \sigma_n} \operatorname{erf}^{-1}(\tau)$$

où τ est le taux de conservation du signal (en %).

- une amplitude E_n

$$E_n = \alpha_n \frac{2}{\sigma_n \sqrt{2\pi}}$$

où α_n est le coefficient de pondération déterminé par la MoM.

- une phase φ_n

$$\varphi_n = \varphi_0$$

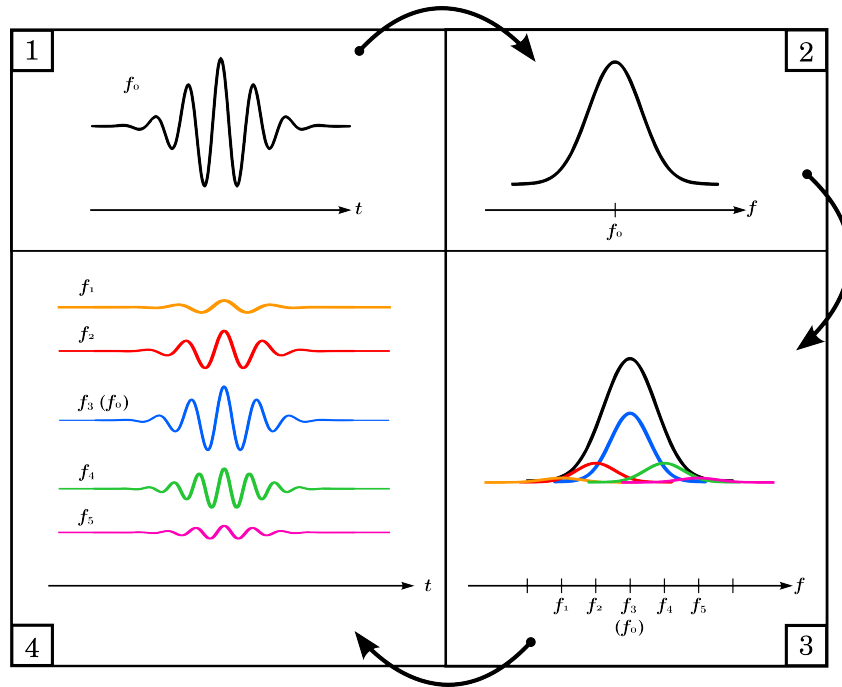


FIGURE C.4 – Résumé illustré de la méthode de décomposition spectral d'un **paquet d'onde** en **paquet d'ondes** à un ordre 5.

Le paquet d'onde à décomposer (cadre 1) est exprimé dans le domaine spectral (cadre 2). On décompose ensuite ce domaine spectral en sous-domaines sur lesquels on définit des fonctions de base — appropriées pour exprimer la solution — pondérées par des coefficients inconnus. La méthode de décomposition spectrale permet en appliquant une procédure MoM (type Galerkin ici) de déterminer ces coefficients de pondération (cadre 3) pour recomposer le spectre initial qu'il faut ensuite reconstituer dans le temps. Pour cela, il suffit d'exprimer chacun de ces paquets d'onde dans le domaine temporel (cadre 4) afin de former un paquet d'ondes. Ainsi, nous avons transformé un paquet d'onde (monoporteuse) en un paquet d'ondes (multiporteuses).

Annexe D

Coefficients de réflexion et transmission théoriques d'une simple lame diélectrique

Les coefficients de réflexion et transmission d'une simple lame diélectrique peuvent être déterminés de façon théorique assez simplement en utilisant un modèle de lancer de rayons, *cf.* Fig. D.1. Pour réduire la complexité du problème, nous considérons uniquement l'incidence normale et nous nous restreignons à l'étude de milieux sans pertes.

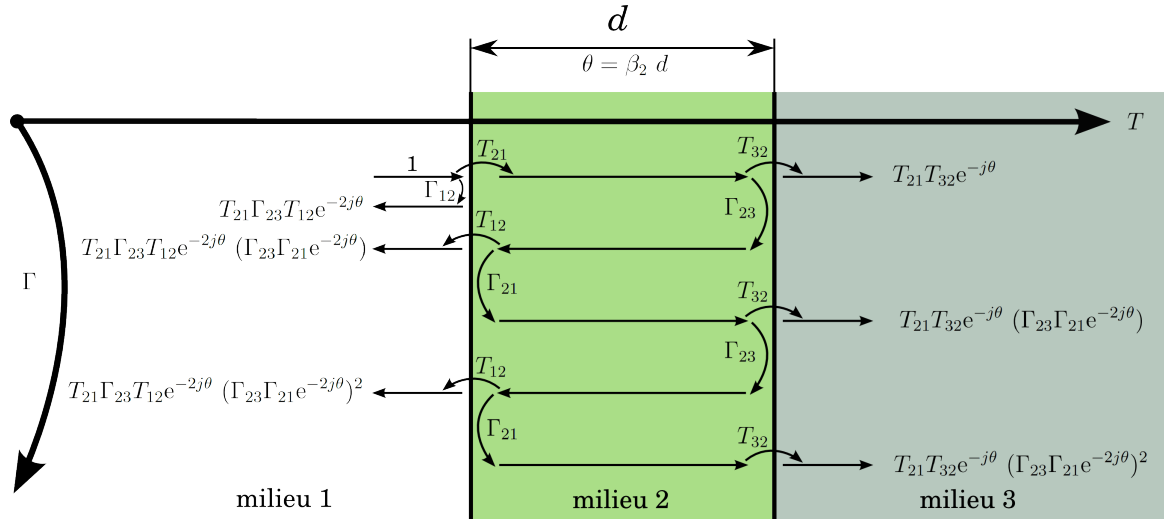


FIGURE D.1 – Coefficients de réflexion et transmission d'une simple lame diélectrique (modèle de lancer de rayons).

Les coefficients de réflexion Γ_{ij} et de transmission T_{ij} à l'interface entre deux milieux sont alors définis pour une incidence normale par :

$$\Gamma_{ij} = \frac{\eta_j - \eta_i}{\eta_j + \eta_i} \quad T_{ij} = 1 + \Gamma_{ij} \quad (\text{D.1})$$

où η_i et η_j sont les impédances intrinsèques des milieux i et j et définies telles que :

$$\eta = Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (\text{D.2})$$

D-1 : Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion peut s'exprimer :

$$\begin{aligned}\Gamma &= \Gamma_{12} \\ &+ T_{21}\Gamma_{23}T_{12}e^{-2j\theta} \\ &+ T_{21}\Gamma_{23}T_{12}e^{-2j\theta} (\Gamma_{23}\Gamma_{21}e^{-2j\theta}) \\ &+ T_{21}\Gamma_{23}T_{12}e^{-2j\theta} (\Gamma_{23}\Gamma_{21}e^{-2j\theta})^2 \\ &+ \dots\end{aligned}\tag{D.3}$$

où θ est la longueur électrique définie par :

$$\theta = \beta_2 d\tag{D.4}$$

Nous pouvons réécrire (D.3) sous la forme :

$$\Gamma = \Gamma_{12} + \sum_{n=0}^{+\infty} T_{21}T_{12}\Gamma_{23}e^{-2j\theta} (\Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta})^n\tag{D.5}$$

où nous remarquons une suite géométrique du type :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{n+1} = q U_n \\ U_n = q U_0 \\ \sum_{n=i}^j U_n = U_0 q^i \frac{1-q^{j+1-i}}{1-q} \end{array} \right.\tag{D.6}$$

ce qui nous donne par identification, en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_0 = T_{21}T_{12}\Gamma_{23}e^{-2j\theta} \\ q = \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta} \\ i = 0 \\ j = +\infty \end{array} \right.\tag{D.7}$$

nous obtenons donc :

$$\Gamma = \Gamma_{12} + T_{21}T_{12}\Gamma_{23}e^{-2j\theta} \frac{1 - (\Gamma_{23}\Gamma_{21}e^{-2j\theta})^n}{1 - \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta}}\tag{D.8}$$

or si $n \rightarrow +\infty \Rightarrow e^{-2j\theta n} \rightarrow 0$. L'équation (D.8) se simplifie et donne alors :

$$\Gamma = \Gamma_{12} + \frac{T_{21}T_{12}\Gamma_{23}e^{-2j\theta}}{1 - \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta}}\tag{D.9}$$

Aussi, nous avons les relations :

$$\Gamma_{21} = -\Gamma_{12}\tag{D.10}$$

$$T_{12} = 1 + \Gamma_{12}\tag{D.11}$$

$$T_{21} = 1 + \Gamma_{21} = 1 - \Gamma_{12}\tag{D.12}$$

Nous pouvons alors réécrire (D.9) :

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{12} + \Gamma_{23}e^{-2j\theta}}{1 + \Gamma_{12}\Gamma_{23}e^{-2j\theta}}\tag{D.13}$$

D-2 : Coefficient de transmission

De la même façon que précédemment, nous pouvons exprimer le coefficient de transmission :

$$\begin{aligned}
 T &= T_{21}T_{32}e^{-j\theta} \\
 &+ T_{21}T_{32}e^{-j\theta} (\Gamma_{23}\Gamma_{21}e^{-2j\theta}) \\
 &+ T_{21}T_{32}e^{-j\theta} (\Gamma_{23}\Gamma_{21}e^{-2j\theta})^2 \\
 &+ \dots
 \end{aligned} \tag{D.14}$$

où θ est définie par (D.4).

Nous pouvons réécrire (D.14) sous la forme :

$$T = \sum_{n=0}^{+\infty} T_{21}T_{32}e^{-j\theta} (\Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta})^n \tag{D.15}$$

où nous remarquons une suite géométrique et d'après (D.6) cela nous donne par identification, en posant :

$$\begin{cases}
 U_0 &= T_{21}T_{32}e^{-j\theta} \\
 q &= \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta} \\
 i &= 0 \\
 j &= +\infty
 \end{cases} \tag{D.16}$$

nous obtenons donc :

$$T = T_{21}T_{32}e^{-j\theta} \frac{1 - (\Gamma_{23}\Gamma_{21}e^{-2j\theta})^n}{1 - \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta}} \tag{D.17}$$

or si $n \rightarrow +\infty \Rightarrow e^{-2j\theta n} \rightarrow 0$. L'équation (D.17) se simplifie et donne alors :

$$T = \frac{T_{21}T_{32}e^{-j\theta}}{1 - \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{-2j\theta}} \tag{D.18}$$

Annexe E

Plan du modèle d'environnement urbain constitué d'une multitude d'objets métalliques

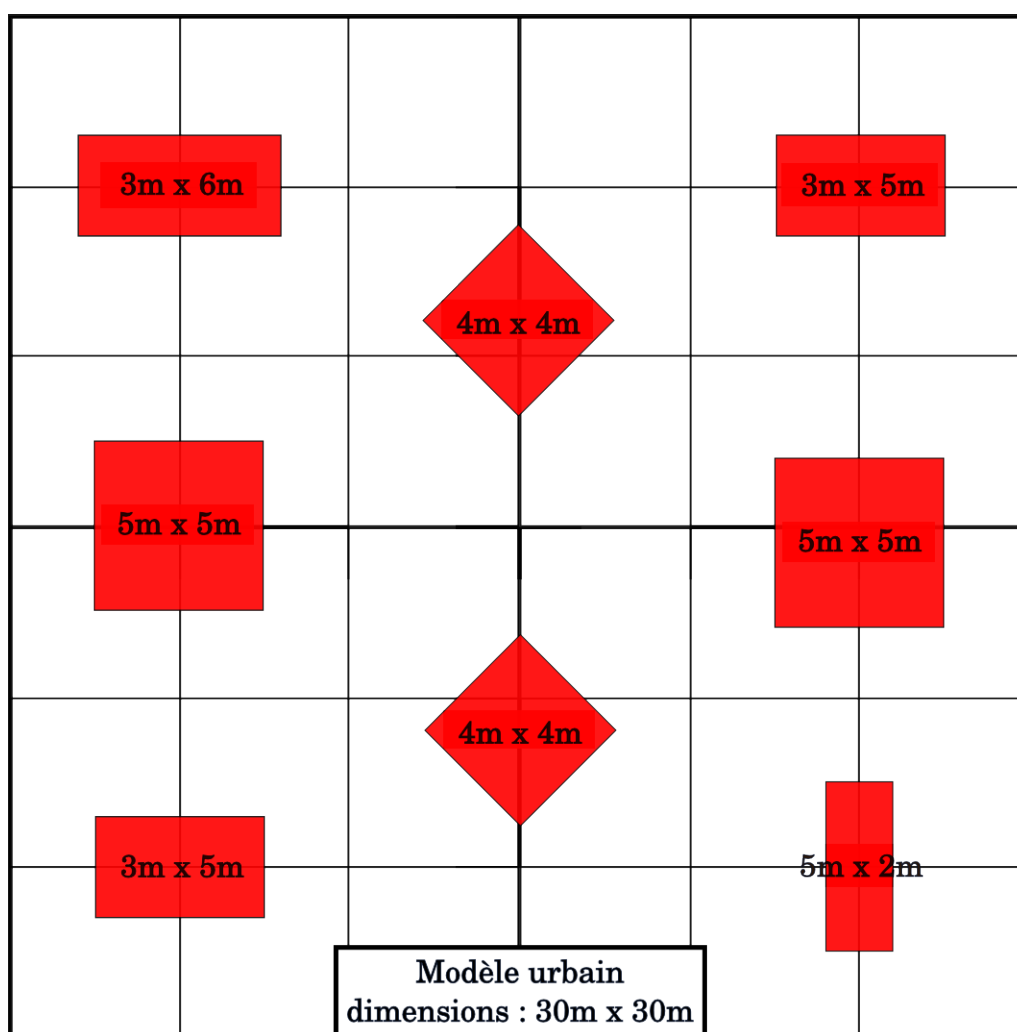


FIGURE E.1 – Plan du modèle d'environnement urbain constitué d'une multitude d'objets métalliques.

Références

Références

- [AP06] F. Amblard and D. Phan. *Modélisation et Simulation Multi-agents*. Lavoisier, 2006.
- [Bal82] C. A. Balanis. *Antenna Theory – Analysis and Design*. Harper & Row, 1982.
- [Bal89] C. A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. Wiley, 1989.
- [Bea02a] P. Bernardi and et al. A UTD / FDTD Investigation on Procedures to Assess Compliance of Cellular Base-Station Antennas with Human-Exposure Limits in a Realistic Urban Environment. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 51 , 2002.
- [Bea02b] P. Bernardi and et al. Ray-Tracing / FDTD : A Comparison on their Applicability for Human Exposure Evaluation. *International Journal of Numerical Modelling*, vol. 5 , 2002.
- [BEJ96] B. Beillard, K. Etriou, and B. Jecko. Coupling of Methods : Finite Difference Time Domain and Asymptotic Methods. *Electronics Letters*, vol. 35 (4) : pp. 308–309, February 1996.
- [Bér94] J. P. Bérenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *J. Comp. Phys.*, vol. 114 (2) : pp. 110–117, October 1994.
- [BH05] A. Becker and V. Hansen. Hybrid : Combining the Time-Domain Method of Moments, the Time-Domain Geometrical Theory of Diffraction and the FDTD. *Journal IEE*, vol. 2A : pp. 94–97, July 2005.
- [BK74] V. A. Borovikov and B. Ye. Kinber. Some Problems in the Asymptotic Theory of Diffraction. *Proceedings of the IEEE*, vol. 62 : pp. 1416–1437, 1974.
- [BK94] V. A. Borovikov and B. Ye. Kinber. *Geometrical Theory of Diffraction*, volume 37 of *Electromagnetic Waves Series*. IEE, 1994.
- [Bla07] J. G. Van Bladel. *Electromagnetic Fields*. Wiley-Interscience, second edition, 2007.
- [BM94] D. Bouche and F. Molinet. *Méthodes Asymptotiques en Électromagnétisme*, volume 16 of *Mathématiques & Applications*. Springer-Verlag, 1994.
- [Bon95] M. Bonnet. *Équations Intégrales et Éléments de Frontières : Applications en Mécaniques des Solides et des Fluides*. CNRS Editions, 1995.

- [Bos04] A. Bossavit. *Électromagnétisme en vue de la Modélisation*, volume 14 of *Mathématiques & Applications*. Springer-Verlag, second edition, 2004.
- [Boz98] F. Le Bozer. *Hybridation de la Technique des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD) et de l'Optique Physique dans le Domaine Temporel (TDPO). Applications aux Antennes Microruban en Cavité*. PhD thesis, Université de Rennes, Février 1998.
- [CBP⁺10] M. Combes, B. Buin, M. Parenthoën, P. Redou, and J. Tisseau. Multi-agent Architecture Validation for Virtual Instruments in Molecular Dynamic Experiments. In *Simulation of Multiphysics Multiscale Systems*, 2010.
- [CBRM84] A. Clarkowski, J. Boersma, and R. R. Mittra. *Plane-Wave Diffraction by a Wedge – A Spectral Domain Approach*. Ibid, 1984.
- [CCM05] Y. Chen, Q. Cao, and R. Mittra. *Multiresolution Time Domain Scheme for Electromagnetic Engineering*. Wiley-Interscience, 2005.
- [CGS93] A. C. Cangellaris, M. Gribbons, and G. Sohos. A Hybrid Spectral / FDTD Method for the Electromagnetic Analysis of Guided Waves in Periodic Structures. *IEEE Microwaves and Guided Wave Letters*, vol. 3 (10) : pp. 375–177, October 1993.
- [Cle66] P. C. Clemmow. *The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields*. Pergamon Press, 1966.
- [Cle73] P. C. Clemmow. *A Introduction to Electromagnetic Theory*. Cambridge University Press, 1973.
- [Con05] E. Conil. *Propagation Électromagnétique en Milieu Complexe – du Champ Proche au Champ Lointain*. PhD thesis, INP Grenoble, 2005.
- [CS00] M. V. K. Chari and S. J. Salon. *Numerical Methods in Electromagnetism*. Academic Press, 2000.
- [Dav05] D. B. Davidson. *Computational Electromagnetics for RF and Microwave Engineering*. Cambridge University Press, 2005.
- [Des72] G. A. Deschamps. Ray Techniques in Electromagnetics. *Proceedings of the IEEE*, vol. 60 : pp. 1022–1035, September 1972.
- [Din04] W. P. Ding. FEM / PO-PTD for Evaluation of Scattering by Complex Objects. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1 : pp. 363–366, June 2004.
- [DT84] S. A. Davidson and G. A. Thiele. A Hybrid Method of Moment – GTD Techniques for Computing Electromagnetic Coupling Between Two Monopole Antennas on a Large Cylindrical Surface. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. EMC-26 (2) : pp. 90–97, May 1984.
- [ECHA08] D. Erricolo, S. M. Canta, H. T. Hayvacı, and M. Albani. Experimental and Theoretical Validation for the Incremental Theory of Diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 56 (8), August 2008.
- [EH96] C. Eswarappa and W. J. R. Hoefer. A Hybrid 3D TLM-FDTD Model of Microwave Fields. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 2 : pp. 1063–1066, 1996.

- [ESRV02] H. M. El-Sallabi, I. T. Rekanos, and P. Vainikainen. A New Heuristic Diffraction Coefficient for Lossy Dielectric Wedges at Normal Incidence. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 1, 2002.
- [Fer95] J. Ferber. *Les Systèmes Multi-agents – vers une Intelligence Collective*. Interéditions, 1995.
- [FRGCGRSP07] R. Fernández-Recio, L. E. García-Castillo, I. Gómez-Revuelto, and M. Salazar-Palma. Fully Coupled Multi-Hybrid FEM-PO / PTD-UTD Method for the Analysis of Radiation Problems. *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 43 (4) : pp. 1341–1344, April 2007.
- [Gab46] D. Gabor. Theory of Communication. vol. 93 : pp. 429–457, November 1946.
- [Gar96] F. Gardiol. *Traité d'Électricité – Électromagnétisme*, volume 3. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1996.
- [GF63] I. M. Gelfand and S. V. Formin. *Calculus of Variations*. Prentice Hall, 1963.
- [Gib86] J. J. Gibson. *The Ecological Approach to Visual Perception*. Lawrence Erlbaum Associates, 1986.
- [Gla89] A. S. Glassner. *An Introduction to Ray Tracing*. Academic Press, 1989.
- [GLB] I. Ghannoum, C. Letrou, and G. Beauquet. Utilisation de Faisceaux Gaussiens pour Simuler la Propagation en Environnement Complexe. *Journées Scientifiques Propagation et Télédétection*.
- [GMM96] A. Guran, R. Mittra, and P. J. Moser. *Electromagnetic Wave Interactions*, volume 12. Word Scientific, 1996.
- [Gui83] J. L. Guiraud. *Annals of Telecommunications*, volume 38. Springer, 1983.
- [Han85] R. H. Hansen. The Spectral-Domain Approach for Microwave Integrated Circuits. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-33 (10) : pp. 1043–1056, October 1985.
- [Har75] R. F. Harrington. Matrix Methods for Fields Problems. *Proceedings of the IEEE*, vol. AP-23 : pp. 376–382, May 1975.
- [Har93] R. F. Harrington. Field Computation by Moment Methods. *IEEE Press Series on Electromagnetic Waves*, 1993.
- [Har07] F. Harrouet. ARéVi : Atelier de Réalité Virtuelle – Guide d'Utilisation. Technical report, CERV, 2007.
- [Hei27] W. Heisenberg. Unbestimmtheit. *Zeits f Physik*, vol. 43 : pp. 172, 1927.
- [Her06] D. Herviou. *Perception Visuelle des Entités Autonomes en Réalité Virtuelle : Application à la Simulation de Trafic Routier*. PhD thesis, UBO-ENIB, 2006.
- [Hey02] E. Heyman. *Scattering : Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science*, volume vol. 1, chapter 1.5.4 Pulsed beam solution for propagation and scattering problems, pages pp. 295–315. Academic Press, R. Pike and P. Sabatier, 2002.

Références

- [Hil07] J. Hillairet. *Application du Formalisme des Faisceaux Gaussiens à la Modélisation de l'Interaction d'une Onde Électromagnétique avec un Objet 3D Complexe*. PhD thesis, Université de Toulouse III, 2007.
- [Hoe87] W. J. R. Hoefer. The Transmission Line Matrix Method – Theory and Applications. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-33 (4) : pp. 370–377, April 1987.
- [Hol00] P. D. Holm. A New Heuristic UTD Diffraction Coefficient for Nonperfectly Conducting Wedges. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 48 (8), August 2000.
- [HPB00] D. H. Han, A. C. Polycarpou, and C. A. Balanis. FEM-Based Hybrid Methods for the Analysis of Antennas on Electrically Large Structures. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 2000.
- [Hub95] B. B. Hubbard. *Ondes et Ondelettes*. Pour la Science, 1995.
- [Ito89] T. Itoh. *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*. Wiley, 1989.
- [Jac62] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1962.
- [Jam86] G. L. James. *Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves*, volume 1 of *Electromagnetic Waves Series*. Peter Peregrinus – IEE, third edition, 1986.
- [JB85] P. B. Johns and R. L. Beurle. Numerical Solution of 2-Dimensional Scattering Problems Using Transmission-Line Matrix. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-33 (10) : pp. 882–893, October 1985.
- [JH03] D. G. Swanson Jr. and W. J. R. Hoefer. *Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation*. Artech House, 2003.
- [JL95] U. Jakobus and F. M. Landstorfer. Improvement of the PO-MoM Hybrid Method by Accounting for Effects of Perfectly Conducting Wedges. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 43 (10) : pp. 1123–1129, October 1995.
- [Kel62] J. B. Keller. Geometrical Theory of Diffraction. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 52 (2), February 1962.
- [KL93] K. Kunz and R. J. Luebbers. *The Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. CRC Press, 1993.
- [KP74] 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*, vol. 65 : pp. 1448–1461, November 1974.
- [KR07] R. Khelifi and P. Russer. Analysis of Transient Radiated Interferences by the Hybrid TLM-IE MoM Algorithm. *Microwave Integrated Circuit Conference*, pages pp. 591–594, 2007.
- [KST93] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley. *Radar Cross Section*. Artech House, 1993.
- [KST04a] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley. *Radar Cross Section*. SciTech, second edition, 2004.

- [KST04b] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M T. Tuley. *Radar Cross Section*, chapter 5, High-Frequency RCS Prediction Techniques, pages pp. 206–209. SciTech, 2004.
 - [Lan08] J. Lanoë. *Contributions au Couplage entre la Méthode TLM et la Théorie Physique de la Diffraction pour l'Analyse Électromagnétique d'Antennes dans leur Environnement*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2008.
 - [LBR03] D. Lukashevich, B. Broido, and P. Russer. The Hybrid TLM-MM Approach for Simulation of MMICs. *Microwave Conference*, vol. 1 : pp. 339–342, 2003.
 - [Lea03] D. Lugara and et al. Frame-Based Gaussian Beam Summation Method : Theory and Applications. *Radio Science*, vol. 38 (2), 2003.
 - [LPR99] S. Lindenmeier, L. Pierantoni, and P. Russer. Hybrid Space Discretizing – Integral Equation Methods for Numerical Modeling of Transient Interference. *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 41 (4) : pp. 425–430, November 1999.
 - [Lue84] R. J. Luebbers. Finite Conductivity Uniform UTD Versus Knife Diffraction Prediction of Propagation Path Loss. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol AP-32 : pp. 70–76, January 1984.
 - [MAB08] F. Molinet, I. Andronov, and D. Bouche. *Asymptotic and Hybrid Methods in Electromagnetics*, volume 51 of *Electromagnetic Waves Series*. IET, second edition, 2008.
 - [Mag98] S. Le Maguer. *Développement de Nouvelles Procédures Numériques pour la Modélisation TLM : Applications à la Caractérisation de Circuits Plaqués et de Structures à Symétrie de Révolution en Bande Millimétrique*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 1998.
 - [Mal59] G. D. Maliuzhinets. Excitation, Reflection and Emission of Surface Wave from a Wedge with Given Face Impedances. *Soviet Phys. Dokl.*, vol. 3 : pp. 752–755, 1959.
 - [Max73] J.C. Maxwell. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press – Oxford, 1873.
 - [Mea04] A. Monorchio and et al. A Hybrid Time-Domain Technique that Combines the Finite Element, Finite Difference and Method of Moment Techniques to Solve Complex Electromagnetic Problems. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 52 (10) : pp. 2666–2674, October 2004.
 - [Mic91] A. Michaeli. Equivalent Edge Currents for Arbitrary Aspects of Observation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-39 : pp. 719–731, 1991.
 - [Mik64] S. G. Mikhlin. *Variational Methods in Mathematical Physics*. MacMillan – New-York, 1964.
 - [Mil05] T. A. Milligan. *Modern Antenna Design*. John Wiley & Sons, second edition, 2005.
-

- [MKRS79] R. Mittra, W. L. Ko, and Y. Rahmat-Samii. Transform Approach to Electromagnetic Scattering. *Proceedings of the IEEE*, vol. 67 (11) : pp. 1486–1503, November 1979.
- [MMR97] G. Manara, A. Monorchio, and R. Reggiannini. A Space-Time Discretization Criterion for a Stable Time-Marching Solution of the Electric Field Integral Equation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 45 (3) : pp. 1237–1242, March 1997.
- [MN01] S. Le Maguer and M. Ney. PML-TLM Node : An Efficient Approach for Full-Wave Analysis of Open Structures. *Int. Journal of Numerical Modelling*, vol. 14 : pp. 129–144, 2001.
- [Moi06] J. L. Le Moigne. *La Théorie du Système Général – Théorie de la Modélisation*. Classiques du RIC, 2006.
- [Mon03] P. Monk. *Finite Element Methods for Maxwell's Equations*. Numerical Mathematics and Scientific Computation, 2003.
- [Mos08] S. Mostarshedi. *Réflexion des Champs Électromagnétiques en Milieu Urbain et Incertitude Associées : Analyse au Moyen de Fonctions de Green*. PhD thesis, Université de Paris-Est, 2008.
- [MPM90] D. A. McNamara, C. W. I. Pistorius, and J. A. G. Malherbe. *Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. Artech House, 1990.
- [MRSK76] R. Mittra, Y. Rahmat-Samii, and W. L. Ko. Spectral Theory of Diffraction. *Applied Physics*, vol. 10 (1) : pp. 1–13, 1976.
- [MS90] D. Mirshekar-Syahkal. *Spectral Domain Method for Microwave Integrated Circuits*. Research Studies Press, 1990.
- [MSQB06] N. Marion, C. Septseault, R. Querrec, and A. Boudinot. GASPARE : Gestion Aviation Sur Porte-Avions par la Réalité Virtuelle. In *1ères Journées de l'AFRV*, 2006.
- [MV80] H. Maturana and F. J. Varela. *Autopoiesis and Cognition : the Realization of the Living*. D. Reidel – Boston, 1980.
- [MW05] A. Mohan and D. S. Weile. A Hybrid Method of Moments - Marching on in Time Method for the Solution of Electromagnetic Scattering Problems. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 53 (3) : pp. 1237–1242, March 2005.
- [NMBS08] M. Naser-Moghadasi, M. Bahadorzadeh, and R. A. Sadeghzadeh. Implementation of a Novel TLM-MoM Hybrid Method for the Analysis of Interference in Antennas. *Information and Communication Technologies : from Theory to Applications*, pages 1–4, 2008.
- [Par04] M. Parenthoën. *Animation Phénoménologique de la Mer : une Approche Énactive*. PhD thesis, UBO – Lysic – CERV, 2004.
- [PB02] P. H. Pathak and R. J. Burkholder. *Scattering : Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science*, volume vol. 1 , chapter 1.5.2 HIGH-Frequency Methods, pages pp. 245–273. Academic Press, R. Pike and P. Sabatier, 2002.

- [PJ01] P. Persson and L. Josefsson. Calculating the Mutual Coupling Between Apertures on a Convex Circular Cylinder Using a Hybrid UTD-MoM Method. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 49 (4) : pp. 672–677, April 2001.
 - [PJ06] L. E. R. Petersson and Jiang-Ming Jin. A Three-Dimensional Time-Domain Finite-Element Formulation for Periodic Structures. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 54 (1) : pp. 12–19, January 2006.
 - [PJT04] M. Parenthoën, T. Jourdan, and J. Tisseau. IPAS : Interactive Phenomenological Animation of the Sea. In *14e International Offshore and Polar Engineering Conference*, 2004.
 - [PLR98] L. Pierantoni, S. Lindenmeier, and P. Russer. Efficient Analysis of Microstrip Radiation by the TLM Integral Equation (TLM-IE) Method. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 3 : pp.267–1270, June 1998.
 - [PLR99] L. Pierantoni, S. Lindenmeier, and P. Russer. Theoretical and Numerical Aspects of the Hybrid MoM-FDTD, TLM-IE and ARB Methods for the Efficient Modelling of EMC Problems. *Microwave Conference*, vol. 2 : pp. 313–316, 1999.
 - [Pol07] D. Poljak. *Advanced Modeling in Computational Electromagnetic Compatibility*. John Wiley & Sons, 2007.
 - [Poz98] D. M. Pozar. *Microwave Engineering*. Wiley, third edition, 1998.
 - [PT05] M. Parenthoën and J. Tisseau. Tutorial Book of Virtual Concept – Enactive Modelling. *ENSIAME-LAMIH/LIPSI-ESTIA*, 2005.
 - [Ram00] G. Ramière. *Couplage de Méthodes Asymptotiques et de la Technique du Lancer de Rayons pour le Calcul du Champ Rayonné par des Objets Métalliques 3D Complexes*. PhD thesis, Université Paul Sabatier (Toulouse), 2000.
 - [Rao99] S. M. Rao. *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.
 - [Rey06] S. Reynaud. *Modélisation Hybride du Canal Radiomobile en Environnement Indoor Complexe. Application aux Systèmes Sans Fil*. PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
 - [RMGPJL09] J. V. Rofríguez, J. M. Molina-García-Pardo, and L. Juan-Llácer. UTD-PO Formulation for the Multiple-Diffraction of Spherical Waves by an Array of Multimodeled Obstacles. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 8 : pp. 379–382, 2009.
 - [RMP99] B. S. Randhawa, A. C. Marvin, and A. D. Papatsoris. Hybrid Uniform Theory of Diffraction and Finite Difference Time Domain Method for Scattered Waves. *Electronics Letters*, vol. 35 (6) : pp. 459–460, March 1999.
 - [Rou97] J. F. Rouvière. *Calcul de la Diffraction par des Dièdres et des Prismes Diélectriques ou Métalliques par la Théorie Uniforme de la Diffraction – Validation par des Méthodes Exactes*. PhD thesis, Université Paul Sabatier (Toulouse), 1997.
-

- [RP60] C. E. Ryan and L. Peters. Evaluation of Edge-Diffracted Fields Including Equivalent Currents for the Caustic Regions. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-18 : pp. 292–299, May 1960.
- [RSM78] Y. Rahmat-Samii and R. Mittra. Spectral Analysis of High-Frequency Diffraction of an Arbitrary Incident Field by a Half-Plane – Comparison with Four Asymptotic Techniques. *Radio Science*, vol. 13 : pp. 31–48, 1978.
- [Sag89] P. Saguet. The 3D Transmission Line Matrix Method : Theory and Comparison of the Process. *International Journal Numer. Model. Electron. Networks Devices Fields*, vol. 4 , 1989.
- [SC95] J. M. Song and W. C. Chew. Multilevel Fast Multipole Algorithm for Solving Combined Field Integral Equation of Electromagnetic Scattering. *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 10 (1) : pp. 14–19, September 1995.
- [SF96] P. P. Silvester and R. L. Ferrari. *Finite Elements for Electrical Engineers*. Cambridge University Press – New-York, third edition, 1996.
- [SHF09] C. Saeidi, F. Hodjatkashani, and A. Fard. New Tube-Based Shooting and Bouncing Ray Tracing Method. In *International Conference on Advanced Technologies for Communications*, 2009.
- [Siz05] H. Sizun. *Radio Wave Propagation*. Springer-Verlag, 2005.
- [SM97] H. Suzuki and A. S. Mohan. Ray Tube Tracing Method for Predicting Indoor Channel Characteristic Map. *Electronics Letters*, vol. 33 (17) : pp. 1495–1496, 1997.
- [SR94] S. Y. Seidel and T. S. Rappaport. Site-Specific Propagation Prediction for Wireless in-Building Personal Communication System Design. *IEEE Trans. Vehicular Technology*, vol. 43 : pp. 879–891, November 1994.
- [SSW05] A. Skarlatos, R. Schuhmann, and T. Weiland. Solution of Radiation and Scattering Problems in Complex Environments Using a Hybrid Finite Integration Techniques – Uniform Theory of Diffraction Approach. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 53 (10) : pp. 3347–3357, October 2005.
- [Ste87] C. W. Steel. *Numerical Computation of Electric and Magnetic Fields*. Van Nostrand Reinhold Company – New-York, 1987.
- [Str41] J. A. Stratton. *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill – New-York, 1941.
- [SV95] T. B. A. Senior and J. L. Volakis. *Approximate Boundary Conditions in Electromagnetics*, volume 41 of *Electromagnetic Waves Series*. IEE, 1995.
- [Taf95] A. Taflov. *The Finite Difference Time Domain Method*. Computational Electrodynamics, 1995.
- [TB75] A. Taflov and M. E. Brodwin. Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell’s Equations. *IEEE Trans. MTT*, 1975.

- [TB05] E. M. Tentzeris and N. Bushyager. *MRTD (Multi Resolution Time Domain) Methods in Electromagnetics*. Morgan & Claypool, 2005.
 - [Tho07] E. Thompson. *Mind in Life*. President and Fellows of Harvard College, 2007.
 - [Tis01] J. Tisseau. *Réalité Virtuelle : Autonomie in Virtuo*. Université de Rennes 1, HDR – Document de Synthèse, 2001.
 - [TM94] R. Tiberio and S. Maci. An Incremental Theory of Diffraction : Scalar Formulation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-42 : pp. 600–612, 1994.
 - [TMT95] R. Tiberio, S. Maci, and A. Toccafondi. An Incremental Theory of Diffraction : Electromagnetic Formulation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-43 : pp. 87–96, 1995.
 - [TN75] G. A. Thiele and T. H. Newhouse. A Hybrid Technique for Combining Moment Methods with the Geometrical Theory of Diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-23 (1), January 1975.
 - [TPMP89] R. Tiberio, G. Pelosi, G. Manara, and P. H. Pathak. High-Frequency Scattering from a Wedge with Impedance Faces Illuminated by a Line Source – Part I : Diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 37 : pp. 212–218, February 1989.
 - [Tra97] N. Peña Traslavina. *Contribution au Développement de Conditions aux Limites Absorbantes pour la Méthode TLM avec Applications à l'Analyse de Circuits Hyperfréquences*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 1997.
 - [Tri08] P. Triwong. *Modélisation Numérique 3D des phénomènes Couplés dans les Procédés d'Élaboration par Induction : Couplage Faible et Couplage Fort*. PhD thesis, INP Grenoble, Juillet 2008.
 - [Ufi91] P. Y. Ufimtsev. Elementary Edge Waves and the Physical Theory of Diffraction. *Electromagnetics*, vol. 11 : pp. 125–159, 1991.
 - [Ufi07] P. Y. Ufimtsev. *Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction*. John Wiley & Sons, 2007.
 - [VCK98] J.L. Volakis, A. Chatterjee, and L. C. Kempel. *Finite Element Method for Electromagnetics*. IEEE Press – Wiley Interscience, 1998.
 - [VJ95] P. Vaudon and B. Jecko. A General Formulation for a Asymptotic Expansions with a Pole Near the Saddle Point. *Ann. Télécommun.*, vol. 50 (7-8) : pp. 686–694, 1995.
 - [VTR91] F. J. Varela, E. Thompson, and E. Rosch. *The Embodied Mind : Cognitive Science and Human Experience*. MIT, 1991.
 - [VW09] T. Vaupel and F. Weinmann. Validation of a 3D Near-Field ISAR Imaging Technique with Far-Field RCS Extraction by Means of a Hybrid GO-PO/PTD Ray Tracing Algorithm. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, pages pp. 691–695, March 2009.
 - [Wan91] J. J. H. Wang. *Generalized Moment Methods in Electromagnetics*. Wiley Interscience, 1991.
-

Références

- [Wei77] T. Weiland. A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields. *Electronics and Communication (AEU)*, 1977.
- [Wei99] G. Weiss. *Multiagent Systems – A Modern Approach to Distributed Artificial Intelligence*. MIT, 1999.
- [Wei06] F. Weinmann. Ray Tracing with PO/PTD for RCS Modeling of Large Complex Objects. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 54 (6) : pp. 1797–1806, June 2006.
- [Wex67] A. Wexler. Waveguide Discontinuities by Modal Analysis. *IEEE Tran. MTT*, vol. MTT-15 (9) : pp. 508–517, September 1967.
- [Wex69] A. Wexler. Computation of Electromagnetic Fields. *IEEE Trans. MTT*, vol. 17 : pp. 416–439, 1969.
- [Woo02] M. Wooldridge. *An Introduction to Multiagent Systems*. John Wiley & Sons, 2002.
- [WP84] R. S. B. Worm and R. Pregla. Hybrid-Mode Analysis of Arbitrarily Shaped Planar Microwave Structures by the Method of Lines. *IEEE Trans. MTT*, vol. MTT-32 (2) : pp. 191–196, February 1984.
- [WSNC00] Y. Wang, S. Safavi-Naeini, and S. K. Chaudhuri. A Hybrid Technique Based on Combining Ray Tracing and FDTD Methods for Site-Specific Modeling of Indoor Radio Wave Propagation. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 48 (5) : pp. 743–754, May 2000.
- [Yee66] K. Yee. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problem Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 14 (3) : pp. 302–307, May 1966.
- [YWK98] C.F. Yang, B.C. Wu, and C.J. Ko. Ray Tracing Method for Modeling Indoor Wave Propagation and Penetration. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 46 (8) : pp. 907–919, June 1998.
- [YYLM09] W. Yu, X. Yang, Y. Liu, and R. Mittra. *Electromagnetic Simulation Techniques Based on the FDTD Method*. John Wiley & Sons, 2009.
- [Zho93] P. B. Zhou. *Numerical Analysis of Electromagnetic Field*. 1993.

Index

Index

A

ARéVi, bibliothèque 60, 65

C

Canonique, objet 32
 Caustique 85, 87, 88
 Coefficient d'atténuation spatiale 86
 Coefficient de diffraction 89–94
 Fonction de transition 93–94
 Coefficient de divergence géométrique... 86
 Coefficient de réflexion 87
 Coefficient de transmission 88
 Concept de rayons 29
 Cône de Keller 32
 Couplage des méthodes asymptotiques
 voir Méthodes hybrides
 Couplage des méthodes rigoureuses
 voir Méthodes hybrides
 Couplage des méthodes rigour./asympt.
 voir Méthodes hybrides

D

Domaine d'analyse 16–17
 Méthodes fréquentielles 17
 Méthodes temporelles 17

E

ECM, *Equivalent Current Method*
 voir Méthodes asymptotiques
 Entités
 voir aussi Méthode énaactive
 Instruments de mesure 64, 84
 Milieux électromagnétiques 77–83
 Ondes électromagnétiques 65–77
 Équations de Maxwell 17–18
 sous forme globale ou intégrale 18
 sous forme locale ou différentielle .. 18

F

Faisceau (tube) de rayons 32

FD, *Finite Difference*

..... voir Méthodes rigoureuses

FDTD, *Finite Difference Time Domain*

..... voir Méthodes rigoureuses, FD

FEM, *Finite Element Method*

..... voir Méthodes rigoureuses

Formulation d'un problème 16

Frontière ombre-lumière 32

G

GO, *Geometrical Optic*

..... voir Méthodes asymptotiques

GTD, *Geometrical Theory of Diffraction*

..... voir Méthodes asymptotiques

I

Instruments de mesure

..... voir aussi Entités

 Carte de champ 98

 Cellule de lecture 97

Intégrale de Fresnel 93

Interactions

..... voir aussi Méthode énaactive

 Diffraction 89–94

 Instruments de mesure 97–98

 Polarisation 94–97

 Propagation 85–87

 Réflexion 87

 Réfraction 88

ITD, *Incremental Theory of Diffraction*

..... voir Méthodes asymptotiques

L

Lois de Snell-Descartes 31, 87

M

Méthode de décomposition spectrale 66, 69

Méthode de la couche limite 34

Méthode énaactive 59–61

- Application aux systèmes
 - électromagnétiques 61–64
 - Entités 62–63, 65–84
 - Interactions 63, 85–98
 - Principe d'énaction 59
 - Méthodes asymptotiques 29–44
 - ECM 38–39
 - GO 30–32
 - GTD 32–34
 - ITD 35–36
 - PO 36–37
 - PTD 37–38
 - STD 39–40
 - UAT 34
 - UTD 34–35
 - Méthodes de lancer de rayons 40–44
 - lancer faisceaux gaussiens 42–43
 - lancer hybride 43–44
 - lancer/tracé de rayons 40–42
 - Méthodes fréquentielles
 - voir Domaine d'analyse
 - Méthodes hybrides 45–49
 - asymptotiques 47
 - rigoureuses 46–47
 - rigoureuses/asymptotiques 47–49
 - Méthodes numériques
 - voir Méthodes rigoureuses
 - Méthodes pseudo-analytique
 - voir Méthodes rigoureuses
 - Méthodes rigoureuses 21–28
 - FD 25–26
 - FEM 24–25
 - MoM 22–23
 - Pseudo-analytique 28
 - TLM 27
 - Méthodes temporelles
 - voir Domaine d'analyse
 - Milieux électromagnétiques
 - voir aussi Entités
 - Caractérisation 77–81
 - Modèles géométriques 82–83
 - Milieux électromagnétiques, caractérisation
 - Avec/Sans pertes 78–79
 - Impédance complexe 81
 - Indice 81
 - Relation de dispersion 79
 - Vitesse de phase 80
 - Milieux électromagnétiques, objets
 - Boîte 82
 - Cavité 82
 - Environnement 83
 - MoM, *Method of Moments*
 - voir Méthodes rigoureuses
- O**
- Ondes
 - Onde monochromatique 66
 - Paquet d'ondes 66–67
 - Principe d'incertitude 67–68
 - Ondes électromagnétiques
 - voir aussi Entités
 - Modèle 1D 73–74
 - Modèle 2D 74–75
 - Modèle 3D 75–76
 - Modèles géométriques 71–76
 - Perception et autonomie 76–77
- P**
- PO, *Physical Optic*
 - voir Méthodes asymptotiques
 - Polarisation
 - Circulaire 96–97
 - Elliptique 97
 - Linéaire 95–96
 - Modes TE 94
 - Modes TM 94
 - Principe d'énaction
 - voir Méthode énaactive
 - Principe d'Huygens 30
 - Principe d'incertitude
 - voir Ondes
 - Principe de Fermat 31
 - Principe de Fermat généralisé 32
 - Principe de localité 33
 - Propagation des ondes 71–73
 - Équations 71–72
 - Onde cylindrique 72
 - Onde plane 72
 - Onde sphérique 73
 - Solutions canoniques 72–73
 - PTD, *Physical Theory of Diffraction*
 - voir Méthodes asymptotiques

R

Rayons rampants32

S

Simulation, expérimentation

Modèle 1D111–124

Modèle 2D125–138

Simulation, organisation

Déroulement 101

Gestionnaire des entités 101

Ordonnancement des activités 99

Organisation du modèle99–101

Temps99

STD, *Spectral Theory of Diffraction*

.....voir Méthodes asymptotiques

Systèmes multi-agents57–59

T

Théorème d'Ostrogradski18

Théorème de Malus 30

Théorème de Stokes 18

TLM, *Transmission Line Matrix*

..... voir Méthodes rigoureuses

U

UAT, *Uniform Asymptotic Theory*

.....voir Méthodes asymptotiques

UTD, *Uniform Theory of Diffraction*

.....voir Méthodes asymptotiques

Modélisation électromagnétique *in virtuo*. Application aux problèmes de propagation en milieux complexes pour les systèmes de télécommunication.

Resumé

Mots clés : système complexe, système multi-agents, méthode énactive, modélisation dynamique, réalité virtuelle, phénomène, entités, interactions, environnement, *in virtuo*

Actuellement, la plupart des simulateurs électromagnétiques se basent sur une résolution des équations aux dérivées partielles ou leurs formes équivalentes. Ces simulateurs ont jusqu'à présent bénéficié d'une augmentation de la puissance informatique compensant les exigences de calcul nécessitées par la croissance de la complexité et de la dimension des objets à modéliser. Cependant la taille des problèmes cruciaux augmente beaucoup plus rapidement que la puissance informatique. Malgré les apports faits pour simplifier les calculs électromagnétiques, la difficulté à tenir compte de tels problèmes complexes nécessite un saut méthodologique important.

La méthode dite « énactive », proposée dans ces travaux, constitue une approche atypique pour la modélisation dynamique d'un environnement naturel et sa simulation en un système de réalité virtuelle. Issue de la modélisation des systèmes multi-agents, elle propose une méthode spécifique pour la modélisation de tels systèmes complexes où de nombreux phénomènes interagissent de nombreuses façons, à des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

Nous cherchons à suivre l'évolution d'une onde électromagnétique et ses interactions éventuelles avec des objets d'un environnement *in virtuo*, *i.e.* à travers un laboratoire virtuel (virtuoscope). Dans ce contexte, cette thèse s'inscrit dans un cadre interdisciplinaire qui allie les outils et les techniques de la réalité virtuelle à la modélisation de phénomènes électromagnétiques.

En outre, les phénomènes sont modélisés en tant qu'entités autonomes en interaction. Notre modèle doit donc reposer sur une définition rigoureuse des entités, à savoir les ondes et les milieux, et des interactions qui peuvent avoir lieu afin de reconstituer l'ensemble des phénomènes électromagnétiques « réels » au sein d'un environnement virtuel.

Aussi, nous n'avons pas de moyens nous permettant de vérifier ni de valider autrement que par l'expérimentation notre modèle. En ce sens, nous faisons l'enjeu et le pari de parvenir à construire un tel système énactique électromagnétique. Pour cela, nous avons mis au point un ensemble de scénarios d'environnements électromagnétiques, suite au développement de deux modèles de propagation, l'un unidimensionnel et l'autre bidimensionnel. Les résultats seront comparés à des méthodes plus classiques appropriées voire à la théorie lorsque c'est possible.

Electromagnetic modelling *in virtuo*. Application to wave propagation prediction in complex environments for telecommunication systems.

Abstract

Keywords : complex system, multi-agent system, enactive method,
dynamic modelling, virtual reality, phenomenon,
entities, interactions, environment, *in virtuo*

Currently, most of electromagnetic simulators are based on the solution of Maxwell's equations or their equivalent forms. These simulators have benefited from the rapid evolution of the computer power that has compensated the rapid increase of the structure complexity and size to be simulated. However, the computer power increase can no longer compensate the future demands for larger size and more complex problems. In spite of much effort made to reduce electromagnetic calculations, the difficulty to take such challenging complex problems requires the quest for an important methodological breakthrough.

The method called “enactive”, proposed in these works, is an atypical approach to model dynamic systems of a natural environment and its simulation in a system of virtual reality. Coming from the modelling of multi-agent systems, it offers a specific method for modelling such complex systems where many phenomena must interact in multiple ways, at different space and time scales.

We wish to follow the evolution of an electromagnetic wave and its possible interactions with objects in an environment *in virtuo*, *i.e.* in a virtual laboratory (virtuoscope). In this context, this work is interdisciplinary and combines the tools and techniques of virtual reality to model electromagnetic phenomena.

In addition, phenomena are modelled by autonomous entities that interact. Therefore, our model must be based on both aspects a rigorous definition of entities, namely waves and media, and interactions that may occur to reconstitute “real” electromagnetic phenomena in a virtual environment.

Also, we have no means to verify or validate our model other than by experiments. In a way, we make a bet, a challenge, to succeed in building an electromagnetic enactive system. For this, we have developed some scenarios of electromagnetic environments, followed by the development of two models, one unidimensional and one bidimensionnal. Results are compared to more conventional and appropriate methods or to the theory when it is possible.

Modélisation électromagnétique *in virtuo*. Application aux problèmes de propagation en milieux complexes pour les systèmes de télécommunication.

Resumé

Mots clés : système complexe, système multi-agents, méthode énactive, modélisation dynamique, réalité virtuelle, phénomène, entités, interactions, environnement, *in virtuo*

Actuellement, la plupart des simulateurs électromagnétiques se basent sur une résolution des équations aux dérivées partielles ou leurs formes équivalentes. Ces simulateurs ont jusqu'à présent bénéficié d'une augmentation de la puissance informatique compensant les exigences de calcul nécessitées par la croissance de la complexité et de la dimension des objets à modéliser. Cependant la taille des problèmes cruciaux augmente beaucoup plus rapidement que la puissance informatique. Malgré les apports faits pour simplifier les calculs électromagnétiques, la difficulté à tenir compte de tels problèmes complexes nécessite un saut méthodologique important.

La méthode dite « énactive », proposée dans ces travaux, constitue une approche atypique pour la modélisation dynamique d'un environnement naturel et sa simulation en un système de réalité virtuelle. Issue de la modélisation des systèmes multi-agents, elle propose une méthode spécifique pour la modélisation de tels systèmes complexes où de nombreux phénomènes interagissent de nombreuses façons, à des échelles de temps et d'espace pouvant être très différentes.

Nous cherchons à suivre l'évolution d'une onde électromagnétique et ses interactions éventuelles avec des objets d'un environnement *in virtuo*, *i.e.* à travers un laboratoire virtuel (virtuoscope). Dans ce contexte, cette thèse s'inscrit dans un cadre interdisciplinaire qui allie les outils et les techniques de la réalité virtuelle à la modélisation de phénomènes électromagnétiques.

En outre, les phénomènes sont modélisés en tant qu'entités autonomes en interaction. Notre modèle doit donc reposer sur une définition rigoureuse des entités, à savoir les ondes et les milieux, et des interactions qui peuvent avoir lieu afin de reconstituer l'ensemble des phénomènes électromagnétiques « réels » au sein d'un environnement virtuel.

Aussi, nous n'avons pas de moyens nous permettant de vérifier ni de valider autrement que par l'expérimentation notre modèle. En ce sens, nous faisons l'enjeu et le pari de parvenir à construire un tel système énactique électromagnétique. Pour cela, nous avons mis au point un ensemble de scénarios d'environnements électromagnétiques, suite au développement de deux modèles de propagation, l'un unidimensionnel et l'autre bidimensionnel. Les résultats seront comparés à des méthodes plus classiques appropriées voire à la théorie lorsque c'est possible.
