

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université Constantine 1  
Faculté des Sciences de la Technologie  
Département d'Electronique

N° d'ordre :

Série :

## **Thèse**

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat Troisième Cycle  
En Electronique

## **Option**

Hyperfréquences et Télécommunications

## **Thème**

**MODELISATION ET REALISATION DE  
NOUVELLES ANTENNES DIELECTRIQUES  
LARGES BANDES POUR LES COMMUNICATIONS  
SANS FIL**

**Présentée Publiquement Par:**

**Idris MESSAOUDENE**

**Devant le jury:**

<b>Président:</b>	<b>Mr M. BENSLAMA</b>	<b>Professeur</b>	<b>Université Constantine 1</b>
<b>Rapporteurs :</b>	<b>Mr A. BENGHALIA</b>	<b>Professeur</b>	<b>Université Constantine 1</b>
	<b>Mr T. A. DENIDNI</b>	<b>Professeur</b>	<b>INRS, Université du Québec Canada</b>
<b>Examineurs:</b>	<b>Mr D. BENATIA</b>	<b>Professeur</b>	<b>Université Hadj Lakhdar Batna</b>
	<b>Mr D. CHIKOUCHE</b>	<b>Professeur</b>	<b>Université de M'sila</b>
	<b>Mr A. CHAABI</b>	<b>Professeur</b>	<b>Université Constantine 1</b>

**Soutenue le: 15 / 09 / 2014**

## Remerciements

Ce travail de recherche a été effectué au sein de deux laboratoires de recherche ; le laboratoire Hyperfréquence et Semiconducteur (LHS) de l'Université Constantine 1, sous la direction de Professeur **BENGHALIA Abdelmadjid**, et le laboratoire Radio-Frequency (RF) de l'Institut National de la Recherche Scientifique INRS au Canada, sous la direction de Professeur **DENIDNI Tayeb A.**

Mes remerciements, avant tout, à **ALLAH** tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a données durant toutes ces longues années d'études afin que je puisse arriver à ce stade.

A **Mr. BENGHALIA Abdelmadjid** qu'il me soit permis de le remercier et de lui exprimer ma profonde reconnaissance pour son aide et ses encouragements au cours de ce travail, ses précieux conseils et la confiance dont il a fait preuve à mon égard et surtout pour le sujet intéressant qu'il m'a proposé.

J'exprime mes vifs remerciements et ma profonde gratitude à **Mr. DENIDNI Tayeb A.**, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. Grâce aux nombreuses discussions enrichissantes que nous avons eues durant les stages que j'ai eus, j'ai pu bénéficier de sa grande expérience scientifique, je le prie de trouver ici l'expression de ma gratitude et d'accepter mes très sincères remerciements.

J'exprime ma profonde reconnaissance à **Mr. BENSLAMA Malek**, Professeur au département d'Electronique de l'université Constantine 1 pour l'honneur qu'il m'a fait d'accepter de présider le jury de cette thèse.

Mes remerciements vont également à **Mr. BENATIA Djamel**, Professeur à l'Université de Batna, à **Mr. CHIKOUCHE Djamel**, Professeur à l'Université de M'sila et à **Mr. CHAAIBI Abdelhafid**, Professeur à l'Université Constantine 1 qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de ma thèse et d'examiner ce travail.

Que tous les membres des deux laboratoires LHS et RF trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements pour les discussions enrichissantes que nous avons partagé tout au long de ce travail, leur esprit d'équipe, leur disponibilité et leur savoir m'ont été d'un apport considérable.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à tous mes amis chacun par son nom, sans oublier l'ensemble des enseignants ayant contribué de près ou de loin à ma formation.

## ملخص

هذه الأطروحة تقترح نمذجة، تصميم وتنفيذ هوائيات جديدة ذات رنان عازل للتطبيقات اللاسلكية. الجزء الأول خصص للدراسة النظرية لخصائص هذا النوع من الهوائيات، بما في ذلك الأشكال المخروطية، أساليب عملها و أساليب التغذية المعتمدة، وكذا وصفا تفصيليا لطريقة الفروق المحدودة في المجال الزمني (FDTD). بعد ذلك قمنا بإستعمال هذه الطريقة (FDTD) إلى جانب برنامجين للمحاكاة ( Ansoft HFSS و CST MS ) من أجل حساب الخصائص الكهرومغناطيسية لهوائي جديد ذي رنانين عازلين منضدين، هذا الهوائي يعمل في نطاق التردد المخصص من قبل لجنة الاتصالات الاتحادية (FCC) للتطبيقات ذات النطاق الفائق (UWB)، ما بين 3.1 غيغاهرتز و 10.6 غيغاهرتز. ويركز الجزء الثاني من هذه الأطروحة على التنفيذ العملي للهوائيات ذات الرنان العازل المقترحة للأنظمة اللاسلكية. أول هوائي مصنوع يتمثل في رنان عازل على شكل حرف U، هذا الهوائي يعمل في الطيف UWB وأظهر نمط إشعاعي في كل الاتجاهات. أخيرا، تم تصميم وتصنيع اثنين من الهياكل الأصلية التي تضم هوائيين هجينين (عازل / معدن). هذين الهيكليين، المقترحين للتطبيقات الراديو الإدراكية (CR) و كذا نظم التصوير الطبي و الكشف عن الأسلحة، قد أظهرنا معاملا إنتقاليا بين الهوائيين أقل من - 20 ديسيبال و هذا مايسمح بدمج جد فعّال بين الهوائيين.

**كلمات دلالية:** هوائيات ذات عازل رنان، طريقة الفروق المحدودة في المجال الزمني، هوائيات ذات النطاق الفائق، هياكل تدمج هوائيين، تطبيقات لاسلكية.

## Résumé

Dans ce travail, nous proposons une contribution à la modélisation, à la conception et à la réalisation de nouvelles antennes à résonateur diélectrique pour des applications sans fil. Une première partie est consacrée à l'étude théorique des caractéristiques de ce type d'antennes, y compris les formes coniques, les modes d'opération et les techniques d'alimentation, ainsi qu'à la description de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Ensuite, cette méthode (FDTD) et deux autres logiciels de simulation (le CST Microwave Studio et l'Ansoft HFSS) sont utilisés pour calculer les caractéristiques électromagnétiques d'une nouvelle antenne à empilement de résonateurs diélectriques qui est proposée pour fonctionner dans la bande de fréquence allouée par la commission fédérale de communication (FCC) pour les applications Ultra Large Bande (ULB), cette bande est comprise entre 3.1 GHz et 10.6 GHz. La deuxième partie de cette thèse est focalisée à la réalisation pratique des antennes à résonateur diélectrique pour des systèmes sans fil. La première antenne fabriquée consiste à un résonateur diélectrique de forme U alimenté par un monopôle électrique imprimé. Cette antenne fonctionne dans le spectre ULB et montre un diagramme de rayonnement omnidirectionnel. Enfin, deux structures originales qui intègrent deux antennes hybrides (métallique /diélectrique) sont conçues et fabriquées. Les deux structures -proposées pour des applications à radio cognitive (CR), des systèmes d'imagerie médicale et des systèmes de détection des armes- manifestent un coefficient de transmission inférieur à -20 dB, ce qui permet d'une intégration efficace.

**Mots clés : Antennes à résonateur diélectrique, méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), antennes Ultra Large Bande (ULB), structures à deux antennes intégrées, applications sans fil.**

## **Abstract**

In this work, we propose contribution to modeling, designing and fabricating new dielectric resonator antennas for wireless applications. The first part is devoted to the theoretical study of the characteristics of this type of antennas, including conical forms, modes of operation and feeding techniques, and the description of the finite differences in the time domain (FDTD) method. Then, this method (FDTD) and two other simulation software ( CST Microwave Studio and Ansoft HFSS ) are used to calculate the electromagnetic characteristics of a new stacked dielectric resonator antenna proposed to operate at the frequency band allocated by the Federal Communications Commission (FCC) for Ultra Wideband (UWB) applications, this band is between 3.1 GHz and 10.6 GHz. The second part of this thesis is focused on the practical implementation of the dielectric resonator antennas for wireless systems. The first fabricated antenna consists of a U-shaped resonator fed by an electric printed monopole. This antenna operates in the UWB spectrum and shows an omni-directional radiation pattern. Finally, two original structures that incorporate two hybrid antennas (dielectric / metal) are designed and manufactured. The two structures -proposed for cognitive radio (CR) applications, detection of weapons systems and medical imaging systems -show a transmission coefficient less than -20 dB, which allows an efficient integration.

**Keywords:** Dielectric resonator antenna (DRA), finite differences time-domain (FDTD), Ultra Wide-Band (UWB) antennas, structure integrated two antennas, wireless applications.

## **Production Scientifique**

### **Articles Publiés dans des Revues Internationales**

1. **Idris Messaoudene**, Tayeb A. Denidni, and Abdelmadjid Benghalia, 'Ultra-wideband DRA Integrated with Narrow-band Slot Antenna,' *Electronics Letters*, vol. 50, No. 3, pp. 139-141, Jan. 2014.
2. **Idris Messaoudene**, Abdelmadjid Benghalia, Mohamed A. Boughendjour, and Bilal Adjaoud 'Numerical investigations of ultra wide-band stacked rectangular DRA excited by rectangular patch,' *Prog. Electromagn. Res. C*, vol. 45, pp. 237–249, December 2013.
3. **Idris Messaoudene**, Tayeb A. Denidni, and A. Benghalia, 'Experimental Investigations of Ultra-Wideband Antenna Integrated with Dielectric Resonator Antenna for Cognitive Radio Applications', *PIER C*, Vol. 45, 33-42, October 2013.
4. L. Djaouablia, **Idris Messaoudene** and A. Benghalia, 'Uniaxial Anisotropic Substrate Effects on the Resonance of an Equitriangular Microstrip Patch Antenna,' *PIER M*, vol. 24, 45-56, March 2012.

### **Articles Présentés dans des Conférences Internationales**

1. **Idris Messaoudene**, Tayeb A. Denidni and Abdelmadjid Benghalia, 'Experimental Investigations of an Omni-directional Dielectric Resonator Antenna for UWB Systems,' *IEEE International European Conference on Antennas and Propagation ( EuCAP14)*, 6-11 April, 2014, Netherlands.
2. Nadjat Sahnoune, **Idris Messaoudene**, Djamel Khedrouche and Abdelmadjid Benghalia, 'Performance Evaluation of Omni-Directional Circular UWB Disc Antenna Conformed on a Cylindrical Surface,' *IEEE International Conference ICMCS'14*, 14-16 April, 2014, Marrakech, Morocco.
3. Nadjat Sahnoune, **Idris Messaoudene**, and Abdelmadjid Benghalia, '3D-FDTD Analysis of Microstrip-Fed Rectangular Dielectric Resonator Antenna Using PML as Absorbing

Boundary Conditions,' International Conference ICNCRE'13, 22-23 September, 2013, Jijel, Algeria.

**5. Idris Messaoudene**, Tayeb A. Denidni and Abdelmadjid Benghalia, 'Ultra-wideband CPW Antenna Integrated with Narrow Band Dielectric Resonator,' IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI National Radio Science Meeting, 7-12 July, 2013, Orlando, Florida, USA.

**6. Idris Messaoudene**, Nadjib Driss, Kamel Boudrouez, Salih Aidel et Abdelmadjid Benghalia, 'Etude comparative d'une antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique et une antenne microruban circulaire,' International Conference (ICESTI), 5-7 November, 2012, Annaba, Algeria.

## Table des matières

<b>Table des matières</b> .....	i
<b>Liste des figures</b> .....	v
<b>Liste des tableaux</b> .....	x
<b>Introduction Générale</b> .....	1
<i>Chapitre I : Etudes analytiques des antennes à résonateur diélectrique</i>	
I.1 Introduction.....	5
I.2 Formes coniques des antennes à résonateur diélectriques (ARD).....	6
I.2.1 ARD demi-sphérique.....	6
I.2.2 ARD cylindrique.....	9
I.2.3 ARD rectangulaire.....	11
I.3 Techniques d'alimentation des antennes RDs.....	14
I.3.1 Alimentation par une ligne microstrip.....	14
I.3.2 Couplage par une ouverture.....	15
I.3.3 Excitation par un câble coaxial.....	18
I.3.4 Alimentation par une ligne coplanaire (CPW).....	21
I.3.5 Couplage par un guide d'onde diélectrique.....	23
I.4 Etude analytique d'une antenne RD cylindrique par le modèle de la cavité.....	23
I.4.1 Calcul de la fréquence de résonance.....	24
I.4.2 Les courants magnétiques pour le mode dominant $TM_{110}$ .....	26
I.4.3 Calcul des champs lointains.....	27
I.4.4 Résultats et discussions.....	29
I.5 Conclusion.....	33
Références bibliographiques du chapitre I.....	34

### *Chapitre II : Mise en équations de la méthode CPML-FDTD pour des structures ouvertes*

II.1 Introduction.....	37
II.2 Les équations de Maxwell .....	37
II.3 Formulation de la méthode FDTD en 3D .....	40
II.4 Dispersion numérique .....	44
II.5 Condition de stabilité .....	45
II.6 Équations implémentées dans l’algorithme de la méthode FDTD .....	46
II.7 Conditions aux limites (couches absorbantes CPML) .....	52
II.7.1 Formulation de FDTD en tenant compte des couches CPML .....	52
II.7.2 Convolution discrète .....	54
II.7.3 Équations implémentées dans l’algorithme CPML-FDTD .....	55
II.8 Conclusion .....	58
Références bibliographiques du chapitre II.....	59

***Chapitre III : Analyse numérique d’une antenne RD empilée pour des applications  
ULB (Ultra Large Bande)***

III.1 Introduction .....	60
III.2 Géométrie de l’antenne ULB proposée.....	60
III.3 Calculs des caractéristiques électromagnétiques de l’antenne proposée par la méthode CPML-FDTD .....	61
III.3.1 Choix de l’excitation .....	62
III.3.2 Calcul des paramètres de répartition S .....	63
III.3.3 Calcul du champ lointain.....	65
III.4 Résultats et Discussions.....	71
III.4.1 Paramètres de la simulation FDTD .....	72
III.4.2 Description des logiciels de simulation utilisés .....	72
III.4.3 Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) .....	75
III.4.3 Diagrammes de rayonnement.....	76

III.5 Etude paramétrique .....	81
III.6 Conclusion .....	84
Références bibliographiques du chapitre III .....	85
<b>Chapitre IV : Optimisation et réalisation d'une antenne RD pour des applications ULBs</b>	
IV.1 Introduction.....	87
IV.2 Evolution de la géométrie de l'antenne proposée .....	87
IV.3 Etude paramétrique .....	90
IV.3.1 L'effet de la hauteur de résonateur diélectrique 'D' .....	91
IV.3.2 L'effet de l'épaisseur du substrat 'h' .....	92
IV.3.3 L'effet de la largeur de plan de masse modifié 'Wg' .....	93
IV.3.4 L'effet de la longueur 'ls2' et la largeur 'ws2' de la ligne microstrip .....	94
IV.4 Techniques de fabrication et de mesure.....	96
IV.4.1 Fabrication.....	96
IV.4.2 Mesure des paramètres de répartition S .....	99
IV.4.3 Mesure des caractéristiques de rayonnement .....	100
IV.5 Résultats de mesure et discussions .....	102
IV.5.1 Le coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ).....	103
IV.5.2 Les diagrammes de Rayonnement.....	104
IV.5.3 Le gain.....	108
IV.6 Conclusion .....	109
Références bibliographiques du chapitre IV .....	110
<b>Chapitre V : Conception et réalisation des antennes ULB intégrées avec des antennes à bande étroite</b>	
V.1 Introduction.....	112
V.2 Monopôle patch ULB intégré avec une antenne RD .....	112
V.2.1 Géométrie de la structure proposée .....	112

V.2.2	Etude paramétrique .....	116
V.2.3	Résultats de mesure et discussions .....	122
V.2.3.1	Paramètres de répartition S .....	123
V.2.3.2	Caractéristiques de rayonnement .....	125
V.3	Antenne à résonateur diélectrique ULB intégrée avec une fente rayonnante .....	131
V.3.1	Géométrie de la structure proposée .....	131
V.3.2	Etude paramétrique .....	135
V.3.3	Résultats de mesure et discussions .....	138
V.3.3.1	Paramètres de répartition S .....	139
V.3.3.2	Caractéristiques de rayonnement .....	141
V.4	Conclusion .....	147
	Références bibliographiques du chapitre V .....	148
	<b>Conclusion Générale</b> .....	150
	<b>Annexe A : Principe des différences finies centrées</b> .....	153

## Liste des figures

Figure I.1. Antenne à résonateur diélectrique de forme demi-sphérique .....	6
Figure I.2. Rayonnement idéal d'une antenne RD sphérique. ....	8
Figure I.3 Antenne ARD alimentée par une sonde coaxiale adjacente .....	9
Figure I.3. Antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique.....	10
Figure I.4. Carte du champ de mode $TM_{01\delta}$ d'une antenne RD cylindrique .....	10
Figure I.5. Carte du champ de mode $HEM_{11\delta}$ d'une antenne RD cylindrique .....	11
Figure I.6. Configuration d'une antenne à résonateur diélectrique rectangulaire .....	12
Figure I.7. Carte du champ de mode $TE_{111}$ d'une antenne RD rectangulaire .....	14
Figure I.8. Excitation par une ligne microstrip .....	15
Figure I.9. Courant magnétique équivalent d'une fente.....	16
Figure I.10. Antenne RD rectangulaire excitée par une fente .....	16
Figure I.11. Antenne RD cylindrique excitée par son mode $HEM_{11\delta}$ .....	17
Figure I.12. Antenne RD demi-cylindrique excitée par son mode $TE_{01\delta}$ .....	18
Figure I.13. Courants équivalents d'une sonde coaxiale.....	19
Figure I.14. Antenne RD demi-sphère excitée par câble coaxial (mode $TE_{111}$ ) .....	19
Figure I.15. Antenne RD rectangulaire excitée par câble coaxial (mode $TE_{111}$ ) .....	20
Figure I.16. Antenne RD cylindrique excitée par câble coaxial (mode $HEM_{11\delta}$ ).....	21
Figure I.17. Antenne RD demi-cylindre excitée par câble coaxial (mode $TE_{01\delta}$ ).....	22
Figure I.18. Antenne RD cylindrique excitée par câble coaxial (mode $TM_{01\delta}$ ).....	22
Figure I.19. Antenne RD cylindrique excitée par une boucle coplaire .....	23
Figure I.20. Antenne RD rectangulaire excitée par un guide d'onde diélectrique.....	24
Figure I.21. Géométrie de l'antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique.....	24
Figure I.22. Le problème équivalent (application de la théorie d'image).....	25
Figure I.23. Variation de la fréquence de résonance en fonction du rapport 'a/d'.....	30
Figure I.24. Diagramme de rayonnement dans le plan E pour différents rapports 'a/d' .....	30
Figure I.25. Diagramme de rayonnement dans le plan H pour différents rapports 'a/d'.....	31
Figure I.26. Variation de la fréquence de résonance en fonction de la constante diélectrique	31
Figure I.28. Diagramme de rayonnement dans le plan E pour différentes permittivités .....	32
Figure I.27. Diagramme de rayonnement dans le plan H pour différentes permittivités .....	32
Figure II.28. Domaine de calcul 3D composé de $N_x \times N_y \times N_z$ cellules de Yee.....	40
Figure II.2. Disposition des composantes du champ dans une cellule de Yee.....	41
Figure II.3. Répartition des paramètres du matériau dans une cellule de Yee.....	42

Figure II.4. Composantes du champ autour de $E_x(i, j, k)$ .....	44
Figure II.5. Composantes du champ autour de $H_x(i, j, k)$ .....	45
Figure II.6. Organigramme de la méthode FDTD .....	51
Figure II.7. Organigramme de la méthode FDTD avec les couches CPML .....	57
Figure III.1. Géométrie de l'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale, (d) vue en 3D .....	62
Figure III.2. Modélisation de l'excitation par une ligne micro-ruban .....	63
Figure III.3. Calcul du champ $E_{entré}(t)$ et $E_{incident}(t)$ .....	64
Figure III.4. Réseau électrique à N ports .....	65
Figure III.5. Technique de transformation de champ proche au champ lointain .....	67
Figure III.6. Le principe d'équivalence .....	68
Figure III.7. La surface fermée imaginaire .....	69
Figure III.8. Courants équivalents sur la surface fermée imaginaire .....	71
Figure III.9. Courants surfaciques de source et champ lointain .....	74
Figure III.10. L'interface graphique de logiciel HFSS .....	75
Figure III.11. L'interface graphique de logiciel CST Microwave Studio .....	76
Figure III.12. Coefficients de réflexion de l'antenne DR empilé .....	78
Figure III.13. Diagrammes de rayonnement de l'antenne DR empilé à 3.5 GHz .....	79
Figure III.14. Diagrammes de rayonnement de l'antenne DR empilé à 6.5 GHz .....	80
Figure III.15. Diagrammes de rayonnement de l'antenne DR empilé à 10.5 GHz .....	81
Figure III.16. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la permittivité du substrat .....	82
Figure III.17. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de plan de masse .....	83
Figure III.18. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de patch rectangulaire. ....	83
Figure IV.1. L'évolution de la géométrie de l'antenne proposée (a) prototype I, (b) prototype II, (c) prototype final .....	88
Figure IV.2. Coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes configurations d'antenne .....	89
Figure IV.3. Géométrie de l'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale .....	90
Figure IV.4. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la hauteur du résonateur diélectrique .....	92

Figure IV.5. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de l'épaisseur du substrat.....	93
Figure IV.6. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de la largeur du plan de masse modifié.....	94
Figure IV.7. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de la largeur de la ligne microstrip .....	95
Figure IV.8. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de la longueur de la ligne microstrip .....	95
Figure IV.9. La machine LPKF ProtoLaser S .....	97
Figure IV.10. Le logiciel de la machine LPKF ProtoLaser S .....	97
Figure IV.11. Fixation du substrat dans la machine LPKF ProtoLaser S .....	98
Figure IV.12. Enlèvement du cuivre par le Laser .....	98
Figure IV.13. La machine LPKF ProtoMat C60.....	99
Figure IV.14. L'analyseur de réseau Agilent 8722ES .....	100
Figure IV.15. La chambre anéchoïde de l'INRS.....	101
Figure IV.16. L'antenne de référence cornet AH-118 .....	102
Figure IV.17. Le prototype de l'antenne fabriquée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous..	103
Figure IV.18. Coefficient de réflexion simulé et mesuré de l'antenne proposée en fonction de la fréquence .....	104
Figure IV.19. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré à 3.5 GHz.....	105
Figure IV.20. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré à 6.5 GHz.....	106
Figure IV.21. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré à 9.5 GHz.....	107
Figure IV.22. Le gain simulé et le gain mesuré de l'antenne proposée en fonction de la fréquence .....	109
Figure V.1. Géométrie de la structure d'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale .....	114
Figure V.2. La distribution du courant surfacique de l'antenne ULB sans intégration de l'antenne à bande étroite à ; (a) 3.5 GHz, (b) 6 GHz et (c) 10.5 GHz.....	115
Figure V.3. La distribution du courant surfacique de la structure proposée excitée via le port ; (a) P1, (b) P2 .....	116
Figure V.4. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la hauteur de l'espacement 'g' de l'antenne ULB.....	117
Figure V.5. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet du gap 'S' de la ligne CPW.....	117

Figure V.6. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de la ligne de transmission CPW 'Ws' .....	118
Figure V.7. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet des longueurs de patch 'lp1' et 'lp2' de l'antenne ULB .....	118
Figure V.8. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur du résonateur diélectrique 'a' .....	119
Figure V.9. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la hauteur du résonateur diélectrique 'd' .....	119
Figure V.10. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de l'ouverture d'excitation 'La' .....	120
Figure V.11. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de l'ouverture d'excitation 'Wa' .....	120
Figure V.12. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de la ligne de transmission microstrip 'Ls' .....	121
Figure V.13. La photographie du prototype de l'antenne fabriquée .....	123
Figure V.14. Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) simulé et mesuré de l'antenne ULB en fonction de la fréquence .....	124
Figure V.15. Coefficient de réflexion ( $S_{22}$ ) simulé et mesuré de l'antenne à bande étroite en fonction de la fréquence .....	124
Figure V.16. Coefficient de transmission ( $S_{12}\backslash S_{21}$ ) simulé et mesuré entre les deux ports d'antenne en fonction de la fréquence.....	125
Figure V.17. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 3.5 GHz	126
Figure V.18. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 6.5 GHz	127
Figure V.19. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 10.5 GHz .....	128
Figure V.20. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne DRA à 5.8 GHz	129
Figure V.21. Le gain simulé et mesuré de l'antenne ULB en fonction de la fréquence .....	130
Figure V.22. Le gain simulé et mesuré de l'antenne à résonateur diélectrique en fonction de la fréquence .....	131
Figure V.23. Géométrie de la structure d'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale .....	133
Figure V.24. La distribution du courant surfacique de l'antenne ULB sans intégration de l'antenne à bande étroite à ; (a) 3.5 GHz, (b) 6.5 GHz et (c) 9.5 GHz .....	134

Figure V.25. La distribution du courant surfacique de la structure proposée excitée via le port ; (a) P1, (b) P2.....	135
Figure V.26. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de la fente 'La' .....	136
Figure V.27. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de la fente 'Wa' .....	136
Figure V.28. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de la ligne de transmission microstrip 'ls3' .....	137
Figure V.29. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de la ligne de transmission microstrip 'ws3' .....	137
Figure V.30. La photographie du prototype de l'antenne fabriquée .....	139
Figure V.31. Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) simulé et mesuré de l'antenne ULB en fonction de la fréquence. ....	140
Figure V.32. Coefficient de réflexion ( $S_{22}$ ) simulé et mesuré de l'antenne à bande étroite en fonction de la fréquence .....	140
Figure V.33. Coefficient de transmission ( $S_{12}\backslash S_{21}$ ) simulé et mesuré entre les deux ports d'antenne en fonction de la fréquence.....	141
Figure V.34. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 3.5 GHz	143
Figure V.35. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 6 GHz ...	144
Figure V.36. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 9.5 GHz	145
Figure V.37. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de la fente rayonnante à 5.8 GHz .....	146
Figure A.1. Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée .....	154

## Liste des tableaux

Tableau III.2. Paramètres de l'antenne DR empilé .....	61
Tableau III.3 résume les différents paramètres de la méthode CPML-FDTD utilisés pour la simulation de la structure proposée .....	72
Tableau IV.1. Bandes passantes pour différents prototypes .....	89
Tableau IV.2. Paramètres optimisés pour l'antenne proposée .....	91
Tableau IV.3 Comparaison entre l'antenne proposée et les antennes DRA en forme U existantes .....	108
Tableau V.1. Paramètres optimisés pour l'antenne proposée. ....	122
Tableau V.2 Efficacité de rayonnement à des fréquences sélectionnées .....	131
Tableau V.3. Paramètres optimisés pour la structure proposée .....	139
Tableau V.4. Efficacité de rayonnement à des fréquences sélectionnées .....	142

# *Introduction Générale*

## **Introduction Générale**

Pendant les deux dernières décennies, la technologie des communications sans fil a changé notre vie quotidienne. Cet axe d'investigation est principalement motivé par un besoin toujours grandissant en terme de débit de données mais reste freiné par un spectre des fréquences de plus en plus occupé. Pour répondre efficacement à l'augmentation importante des besoins dans ce domaine, et pour faire face à l'encombrement sans cesse croissant du spectre fréquentiel, l'utilisation de bandes de fréquences de plus en plus élevées devient une réelle nécessité. Parmi les applications de ce domaine qui ont attiré plus d'attentions, sont les antennes. Elles sont des éléments indispensables pour assurer une opération d'émission ou de réception des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère terrestre ou dans l'espace. Elles sont présentes dans tous les systèmes de communication sans fil. Dans ces deux dernières décennies, deux nouvelles classes d'antennes ont été étudiées et intensivement reportées. Elles sont les antennes imprimées microrubans et les antennes à résonateur diélectrique. Toutes les deux sont fortement appropriées au développement de communications sans fil modernes.

Les antennes imprimées, dont on connaît aujourd'hui l'essor, présentent, dans le domaine des ondes millimétriques et microondes, des pertes ohmiques importantes et deviennent, par conséquent, moins efficaces. De plus, ces antennes présentent l'inconvénient de posséder une bande passante faible ( $\sim 3\%$  pour un élément résonant élémentaire), ce qui, pendant longtemps, les a handicapés par rapport aux antennes conventionnelles. Des travaux ont cependant permis d'augmenter la bande passante en utilisant essentiellement des techniques de couplage entre éléments rayonnants.

De par leur taille réduite et leur facteur de qualité à vide élevé, les résonateurs diélectriques (DR) ont été, dans un premier temps, largement utilisés dans des circuits microondes blindés en tant que filtres et oscillateurs. La découverte, par Richtmyer en 1939, qu'un objet diélectrique non métallisé, placé dans un environnement ouvert, pouvait rayonner, a ouvert la perspective d'un nouveau type d'antennes, les antennes diélectriques dont l'élément rayonnant est constitué d'un DR. En effet, un DR placé dans une cavité métallique présente un facteur de qualité à vide élevé, ce qui permet alors de réaliser des filtres très sélectifs (bande passante étroite). Mais, une fois laissé en environnement libre, celui-ci voit son facteur de qualité à vide diminuer considérablement pour atteindre une valeur comprise entre 10 et 100 environ,

la puissance étant maintenant perdue en rayonnement. A partir de cette découverte, différents travaux et études ont été menés. La possibilité de réaliser de très petites antennes à l'aide de DR a été envisagée. Les antennes à résonateur diélectrique sont présentées comme des alternatives aux antennes patch microruban, en raison de leurs caractéristiques, comme la taille réduite, l'efficacité de rayonnement élevée, le poids léger, et l'absence de pertes ohmiques.

Le principe des communications radio utilisant la technique de l'Ultra Large Bande est aujourd'hui bien connu et les nombreuses études sur le sujet ont permis de définir et de réaliser des circuits électroniques spécifiques à ces applications. Récemment, la Commission Fédérale de Communication (FCC) a défini les règles d'utilisations du spectre de fréquence dans la bande entre 3.1-10.6 GHz. Cette technologie possède de nombreux atouts : Grâce à une bande passante beaucoup plus large que les systèmes large bande actuels ; cette nouvelle technologie est très robuste en environnement bruyant. Par ailleurs, la puissance d'émission étant du même niveau que celui du bruit, la technique peut cohabiter avec des systèmes à bandes étroites. Cependant, cette technologie soulève de nouveaux défis notamment en ce qui concerne la conception et la caractérisation des antennes.

Ces dernières années, quelques investigations ont été rapportées pour intégrer deux types d'antennes (une antenne Ultra large bande pour la détection du spectre et une antenne à bande étroite dédiée à la transmission des informations) dans le même paquet pour des applications à radio cognitive (CR), des systèmes d'imagerie médicale et des systèmes de détection des armes. Dans une telle structure, le challenge est d'intégrer les deux antennes dans un espace limité avec un bon isolement entre les deux ports et par conséquent, assurer une intégration efficace des deux antennes.

L'objectif de cette thèse consiste en une contribution à la modélisation et à la réalisation de nouvelles antennes diélectriques larges bandes pour les communications sans fil.

Le but de ce travail dans un premier temps est l'analyse des antennes à résonateur diélectrique de formes coniques afin de se familiariser avec la terminologie et les notions propres à ces antennes particulièrement les modes d'opérations.

Le deuxième point important de ce travail consistera à calculer les caractéristiques électromagnétiques des structures ultra large bande (ULB), en choisissant des formes plus compliquées (empilement de résonateurs, formes modifiées de résonateurs) et des techniques

d'alimentation permettant d'offrir une bande passante très large atteignant plus de 100%. L'analyse de ces antennes est faite en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) au sein du laboratoire LHS et deux autres logiciels de modélisation électromagnétique (l'Ansoft HFSS et le CST Microwave Studio, laboratoire de recherche RF à l'institut de recherche INRS-EMT Canada)

La troisième partie est consacrée à la conception et à la réalisation de deux nouvelles structures d'antennes hybrides (antenne patch/antenne à résonateur diélectrique) pour des systèmes d'imagerie médicale, des applications à radio cognitive (CR) et des systèmes de détection des armes. Les structures proposées sont fabriquées et mesurées au sein du laboratoire RF de l'Institut National de la Recherche Scientifique INRS, Canada.

### **Organisation de la thèse :**

Cette thèse est divisée en cinq chapitres ;

Le premier chapitre présente les formes conventionnelles des antennes à résonateur diélectrique, les cartes des champs pour les modes d'excitation ainsi que les différentes techniques d'alimentation pour ce type d'antenne. En plus, un modèle analytique est appliqué pour analyser une antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique.

Le deuxième chapitre est consacré à la mise en équation de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (en anglais Finite-Difference Time Domain method, FDTD) pour des structures électromagnétiques ouvertes, en adoptant les couches absorbantes adaptées convolutionnelles (en anglais Convolutional Perfectly Matched Layer, CPML) comme des conditions aux limites absorbantes.

Dans le troisième chapitre, une nouvelle antenne à résonateur diélectrique empilé est analysée en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) et deux autres logiciels de modélisation électromagnétique ; l'Ansoft HFSS et le CST Microwave Studio (disponibles au sein du laboratoire RF de l'Institut National de la Recherche Scientifique INRS, Canada). Ces trois outils sont utilisés pour calculer les caractéristiques électromagnétiques de l'antenne proposée, y compris le coefficient de réflexion et les diagrammes de rayonnement.

Le quatrième chapitre est voué à la description des techniques de fabrication et de mesure. En plus, une antenne à résonateur diélectrique de forme U est optimisée pour avoir une bande

passante Ultra large bande ULB. L'antenne proposée est fabriquée et mesurée (au sein du laboratoire RF de l'Institut National de la Recherche Scientifique INRS, Canada). Les résultats numériques sont ensuite comparés avec ceux de mesure en termes de coefficient de réflexion, de diagramme de rayonnement et de gain.

Enfin, dans le cinquième chapitre, on propose deux nouvelles structures qui intègrent deux types d'antenne ; une antenne ULB qui sera utilisée pour la détection du spectre et une antenne à bande étroite utilisée pour la communication des informations. Les deux structures sont simulées par les deux logiciels de modélisation électromagnétique et fabriquées au sein du laboratoire RF de l'Institut National de la Recherche Scientifique INRS, Canada.

# *Chapitre I*

## *Etudes analytiques des antennes à résonateur diélectrique*

## I.1. Introduction

Dans les années 1970, les résonateurs diélectriques d'une permittivité élevée (une constante diélectrique  $\epsilon_r$  de l'ordre 100-300) ont été utilisés comme des cavités résonantes pour différentes composantes microondes passives et actives, incluant des filtres, oscillateurs, amplificateurs et tuners [1]. Pour les cavités diélectriques à permittivité élevée, les pertes de rayonnement sont négligées et le facteur de qualité Q ne dépend qu'aux pertes diélectriques. En revanche, la diminution de la permittivité diélectrique augmente la quantité de l'énergie perdue sous forme de rayonnement, ce qui dégrade le fonctionnement de résonateur diélectrique comme une cavité.

En 1983, Long était le premier qui a démontré qu'un résonateur diélectrique (RD) à faible permittivité ( $8 < \epsilon_r < 20$ ), placé dans un environnement ouvert, présente un faible facteur Q dans le cas où il est excité par ses modes inférieurs [2]. Cette découverte a ouvert la perspective d'un nouveau type d'antennes, les antennes diélectriques, dont l'élément rayonnant est constitué d'un RD. Depuis cette date, plusieurs réalisations ont été proposées. Différentes formes telles que le cylindre, la sphère, le rectangle, l'anneau cylindrique ou encore le triangle ont été explorées [3], [4], [5], [6]. Ces différentes études ont permis de mettre en évidence les nombreux avantages des RD en tant qu'élément rayonnant à savoir :

- Un faible encombrement : la dimension d'une antenne diélectrique est de l'ordre de  $\lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$ . Par conséquent, en choisissant une permittivité élevée, on peut réduire de manière significative la taille de l'antenne.
- L'absence de toute métallisation conduit à une plus grande efficacité de rayonnement de l'antenne car il n'y a alors plus de pertes par conduction.
- Une grande facilité d'adaptation expérimentale : toutes les techniques d'alimentation des antennes imprimées peuvent être utilisées pour exciter le RD. Le couplage entre le système d'alimentation et le RD est facilement contrôlable.
- Une bande passante relativement élevée : en choisissant convenablement les paramètres du RD (permittivité, dimensions), la bande passante peut facilement atteindre 10%, voir plus.
- Un autre avantage à souligner est la possibilité d'obtenir différents diagrammes de rayonnement selon les modes excités et les formes de résonateur.

## I.2. Formes coniques des antennes à résonateur diélectriques (ARD)

Une des caractéristiques attractives des antennes à résonateurs diélectriques est la variété en termes de forme et de mécanisme d'alimentation. La forme et la taille de l'ARD, dépendant de la fréquence de résonance spécifique, du type du mode excité, de la bande passante désirée et des caractéristiques de rayonnement, peuvent être variées. Cette section est consacrée à l'introduction des formes de base d'ARD (demi-sphérique, cylindrique et rectangulaire) ainsi que leurs modes d'excitation.

### I.2.1. ARD demi-sphérique

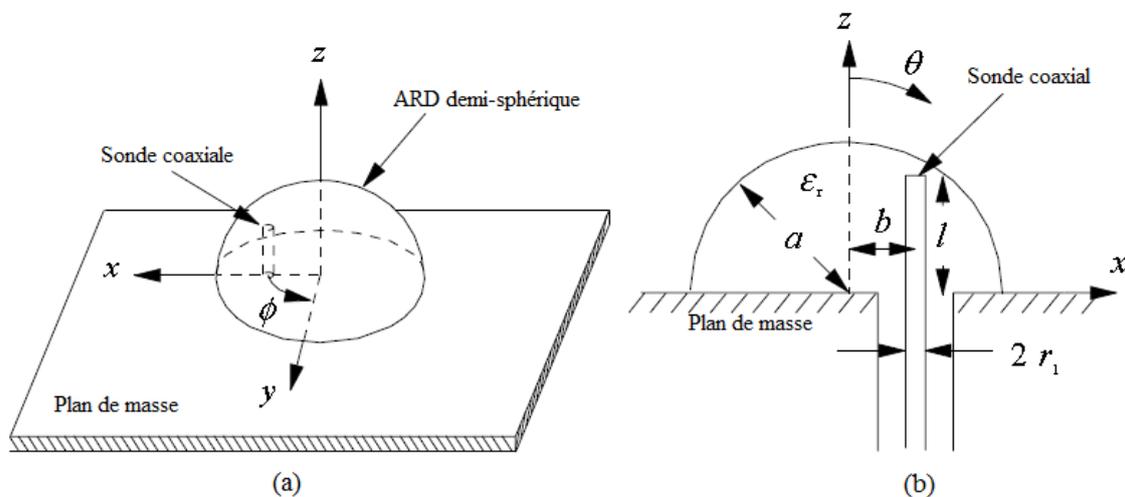


Figure I.1. Antenne à résonateur diélectrique de forme demi-sphérique.

La figure I. 1 illustre la configuration d'ARD de forme sphérique avec une permittivité  $\epsilon_r$  et un rayon  $a$ , montée sur un plan de masse considéré infini. Une sonde coaxiale avec une longueur  $l$  est utilisée pour alimenter le résonateur diélectrique. La théorie d'image est appliquée pour enlever le plan de masse, ce qui donne une sphère diélectrique alimentée par un coaxial de longueur  $2l$ . Une solution analytique peut être appliquée à un résonateur de forme sphérique isolé en tenant compte des conditions aux limites et en utilisant les coordonnées sphériques  $(\rho, \theta, \phi)$ . Le résonateur demi-sphérique supporte deux modes d'excitation ; transverse électrique  $TE_{mnp}$  et transverse magnétique  $TM_{mnp}$ , où les indices  $m, n$  et  $p$  indiquent les variations du champ dans les différentes directions. Les deux modes intéressants pour une antenne RD de forme sphérique sont les modes fondamentaux :  $TE_{111}$  qui a un diagramme de

rayonnement similaire à celui d'un dipôle magnétique horizontal et  $TM_{101}$  qui rayonne comme un monopôle électrique, comme le montre la figure I. 2.

• **Le mode  $TE_{111}$**

Le mode  $TE_{111}$  est le mode inférieur du résonateur de forme sphérique. Les équations du champ à l'intérieur et au voisinage du résonateur pour les modes TE sont données par [7] :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\rho = 0 \\ E_\theta = -j \frac{kn}{\rho \sin \theta} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sqrt{k_\rho} J_{m+\frac{1}{2}}(k_\rho) P_m^n(\cos \theta) \begin{cases} \cos(n\varphi e^{j\omega t}) \\ -\sin(n\varphi e^{j\omega t}) \end{cases} \\ E_\varphi = j \frac{k}{\rho} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sqrt{k_\rho} J_{m+\frac{1}{2}}(k_\rho) \frac{dP_m^n(\cos \theta)}{d\theta} \begin{cases} \sin(n\varphi e^{j\omega t}) \\ \cos(n\varphi e^{j\omega t}) \end{cases} \\ H_\rho = \frac{m(m+1)}{\rho^2} \sqrt{k_\rho} J_{m+\frac{1}{2}}(k_\rho) P_m^n(\cos \theta) \begin{cases} \sin(n\varphi e^{j\omega t}) \\ \cos(n\varphi e^{j\omega t}) \end{cases} \\ H_\theta = \frac{1}{\rho} \frac{d[\sqrt{k_\rho} J_{m+\frac{1}{2}}(k_\rho)]}{d\rho} \frac{dP_m^n(\cos \theta)}{d\theta} \begin{cases} \sin(n\varphi e^{j\omega t}) \\ \cos(n\varphi e^{j\omega t}) \end{cases} \\ H_\varphi = \frac{k}{\rho \sin \theta} \frac{d[\sqrt{k_\rho} J_{m+\frac{1}{2}}(k_\rho)]}{d\rho} P_m^n(\cos \theta) \begin{cases} \cos(n\varphi e^{j\omega t}) \\ -\sin(n\varphi e^{j\omega t}) \end{cases} \end{array} \right. \quad (I.1)$$

où  $P_m^n(\cos \theta)$  est le polynôme de Legendre de premier ordre,  $J_{m+\frac{1}{2}}(k_\rho)$  est la fonction de Bessel de premier ordre et  $k$  est le nombre d'onde. Il est noté que les expressions du champ pour les modes TM sont similaires à celles des modes TE, il suffit de remplacer le champ  $E$  par  $H$  et vice versa.

La fréquence de résonance et le facteur Q peuvent être déterminés en résolvant l'équation caractéristique suivante [7]:

$$\frac{J_{1/2}(\sqrt{\varepsilon_r} k_0 a)}{J_{3/2}(\sqrt{\varepsilon_r} k_0 a)} = \frac{H_{1/2}^{(2)}(k_0 a)}{H_{3/2}^{(2)}(k_0 a)} \quad (I.2)$$

où  $J(k_\rho)$  est la fonction de Bessel de premier ordre,  $H^{(2)}$  est la fonction de Hankel du deuxième ordre et  $k_0$  est le nombre d'onde libre.

Une fois  $k_0$  est obtenu la fréquence de résonance est déduite à partir de l'équation :

$$f_{GHz} = \frac{4.7713 Re(k_0 a)}{a_{cm}} \quad (I.3)$$

La fréquence de résonance est exprimée en GHz et le rayon en cm .Le facteur Q peut être calculé à partir de l'équation suivante:

$$Q = \frac{Re(k_0 a)}{2 Im(k_0 a)} \tag{I.4}$$

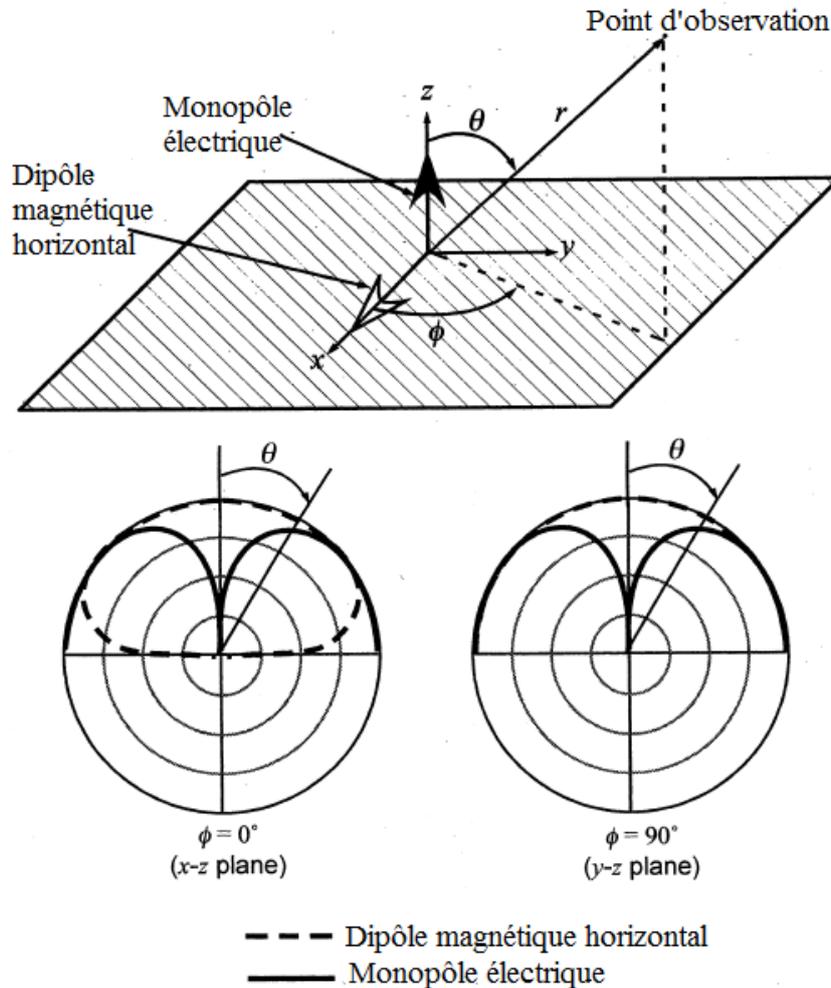


Figure I.2. Rayonnement idéal d'une antenne RD sphérique.

Si le matériau diélectrique est considéré sans perte, la puissance perdue dans le résonateur devient complètement sous forme de rayonnement, donc le facteur Q est égal au facteur de rayonnement  $Q_{rad}$ . En plus, le facteur Q peut être utilisé pour estimer la bande passante  $BW$  de l'antenne en utilisant :

$$BW = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{s - 1}{\sqrt{s}Q} \tag{I.5}$$

où  $\Delta f$  est la bande passante absolue,  $f_0$  est la fréquence de résonance et  $s$  est la valeur acceptable maximale du rapport d'onde stationnaire ROS ou VSWR (généralement égal à 2).

La figure I. 3 illustre la carte du champ électrique et magnétique pour une antenne RD de forme demi-sphérique excitée par son mode  $TE_{111}$ .

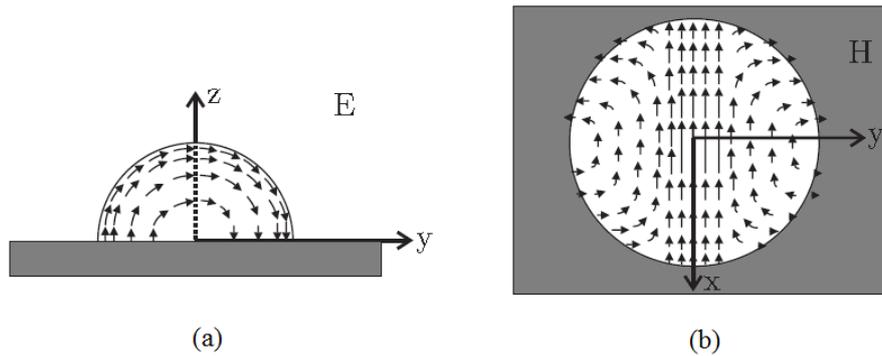


Figure I.3. Carte du champ de mode  $TE_{111}$  d'une antenne RD sphérique.

- **Le mode  $TM_{101}$**

Le mode  $TM_{101}$  est excité lorsque l'antenne RD demi-sphérique est alimentée par un câble coaxial localisé au centre du résonateur ( $r=0$ ). La fréquence de résonance et le facteur peuvent être déterminés à partir des équations précédentes (I.4 et I.5), après avoir résolu l'équation suivante [7] :

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r} k_0 a} - \frac{J_{1/2}(\sqrt{\epsilon_r} k_0 a)}{J_{3/2}(\sqrt{\epsilon_r} k_0 a)} = \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{k_0 a} - \sqrt{\epsilon_r} \frac{H_{1/2}^{(2)}(k_0 a)}{H_{3/2}^{(2)}(k_0 a)} \quad (I.6)$$

## I.2.2. ARD cylindrique

La forme cylindrique offre un degré de liberté plus que la forme sphérique, c'est le rapport 'rayon/hauteur' ( $a/h$ ) qui détermine la fréquence de résonance et le facteur Q pour une constante diélectrique donnée. La figure I. 4 illustre la configuration de base pour une antenne RD de forme cylindrique. Les modes supportés par les structures à symétrie de révolution (en anglais BOR : Body Of Revolution) [8] tel que le cylindre sont divisés en trois familles : transverse électrique  $TE_{mnp}$ , transverse magnétiques  $TM_{mnp}$  et les modes hybrides  $HEM_{mnp}$ . Les modes  $HEM_{11\delta}$ ,  $TE_{01\delta}$  et  $TM_{01\delta}$  sont les modes ordinaires pour une antenne RD cylindrique puisque ils sont les modes d'ordre inférieur et ils ont le plus faible facteur Q. l'indice  $\delta$  dénote que le résonateur est plus court que la moitié de la longueur d'onde [9]. Dans ce qui suit, des expressions empiriques de la fréquence de résonance et de facteur Q sont données pour les modes  $TM_{01\delta}$  et  $HEM_{11\delta}$ .

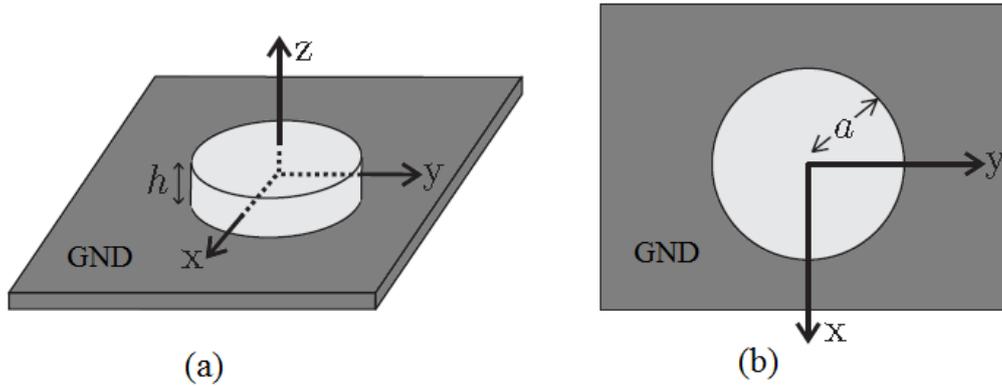
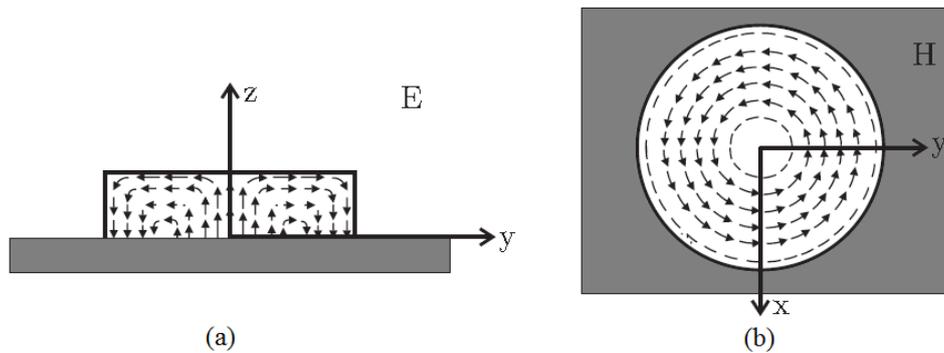


Figure I.4. Antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique.

- Le mode  $TM_{01\delta}$

Le mode  $TM_{01\delta}$  rayonne comme un monopôle électrique vertical. La figure I. 5 illustre la carte du champ électrique et magnétique pour une antenne RD de forme cylindrique excitée par son mode  $TM_{01\delta}$ .

Figure I.5. Carte du champ de mode  $TM_{01\delta}$  d'une antenne RD cylindrique.

La fréquence de résonance et le facteur Q sont donnés par les formules suivantes [10]:

$$f_{GHz} = \frac{30k_0a}{2\pi a_{cm}} \quad (I.7)$$

avec

$$k_0a = 0.8945(1 + 3.017 \left(\frac{a}{2h}\right)^{0.881} + e^{0.962 - 1.6252(\frac{a}{2h})})/\epsilon_r^{0.45} \quad (I.8)$$

et le facteur Q :

$$Q = 10.9 \left( \frac{a}{2h} \right) \left( 1 + 217.96 \left( \frac{a}{2h} \right)^{3.4796} + e^{-3.67 \left( \frac{a}{2h} \right)} \right) \quad (I.9)$$

- **Le mode HEM<sub>11δ</sub>**

Une antenne RD cylindrique excitée par son mode HEM<sub>11δ</sub> exhibe un diagramme de rayonnement similaire à celui d'un dipôle magnétique horizontal et offre la plus large bande passante (ce mode présente le plus faible facteur Q). La distribution du champ électrique et magnétique est illustrée dans la figure I. 6.

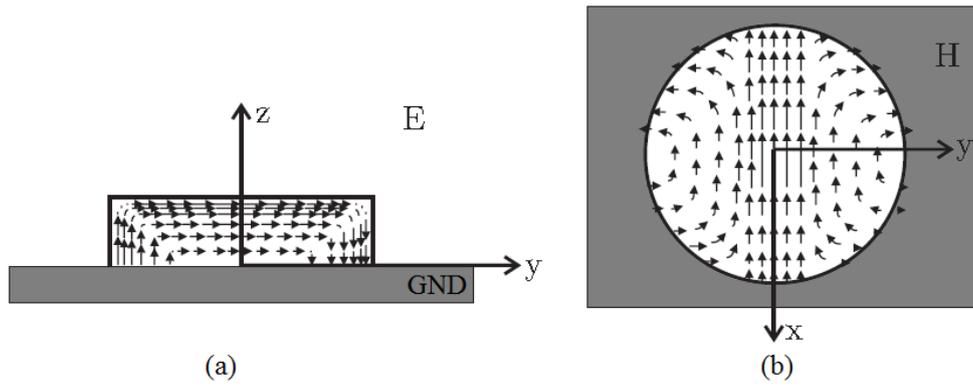


Figure I.6. Carte du champ de mode HEM<sub>11δ</sub> d'une antenne RD cylindrique.

La fréquence de résonance et le facteur Q sont donnés par les formules suivantes [10]:

$$f_{GHz} = \frac{30k_0 a}{2\pi a_{cm}} \quad (I.10)$$

avec

$$k_0 a = (1.6 + 0.513 \left( \frac{a}{2h} \right) + 1.392 \left( \frac{a}{2h} \right)^2 - 0.575 \left( \frac{a}{2h} \right)^3 + 0.088 \left( \frac{a}{2h} \right)^4) / \epsilon_r^{0.42} \quad (I.11)$$

et le facteur Q :

$$Q = \frac{a}{2h} (0.01893 + 2.925 e^{-2.08 \frac{a}{2h} (1 - 0.08 \frac{a}{2h})}) \quad (I.12)$$

### I.2.3. ARD rectangulaire

Les antennes RD de forme rectangulaire offre des avantages pratiques par rapport à des formes cylindriques et sphériques. Par exemple, les modes dégénérés peuvent être évités dans le cas de la forme rectangulaire en choisissant convenablement les trois dimensions du

résonateur [11]. On peut noter que les modes dégénérés existent toujours dans le cas d'un RD sphérique [7] et dans le cas des modes hybrides d'un RD cylindrique [1]. Un mode dégénéré peut augmenter les niveaux de la cross-polarisation de l'antenne et limiter ses performances [11]. D'autre part, la forme rectangulaire offre plus de degrés de liberté (deux degrés de liberté) par rapport aux autres formes. Pour une fréquence de résonance donnée, deux rapports (hauteur/longueur et largeur/longueur) peuvent être choisis indépendamment. En plus, puisque la bande passante de l'antenne dépend de ces rapports, la forme rectangulaire permet plus de souplesse pour contrôler la bande passante.

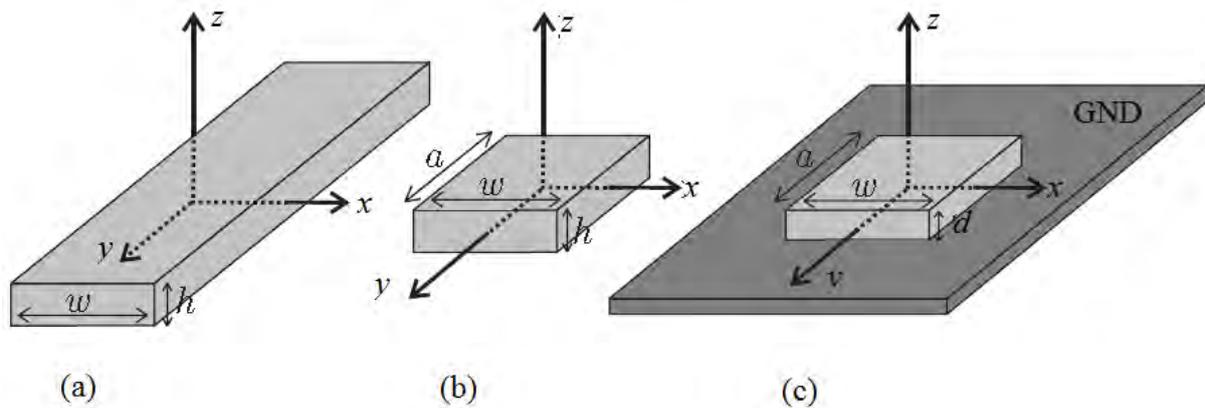


Figure I.7. Configuration d'une antenne à résonateur diélectrique rectangulaire.

Le modèle de guide d'onde diélectrique (en anglais DWM : Dielectric Waveguide Model) a été proposé par Marcattili en 1969, dans le but de déterminer la longueur d'onde dans les guides d'onde de forme rectangulaire [12]. La figure I. 7.a montre un guide d'onde diélectrique ayant une largeur  $w$  et une hauteur  $h$ . Les champs se propagent dans la direction  $y$ . Si le guide d'onde est tronqué selon la direction  $y$ , un résonateur rectangulaire isolé (de longueur  $a$ , largeur  $w$  et hauteur  $h$ ) est formé, comme le montre la figure I. 7.b. La structure finale est illustrée dans la figure I. 7.c, elle est constituée d'un résonateur rectangulaire monté sur un plan de masse infini. D'après la théorie d'image la hauteur du résonateur devient la moitié de celle d'un résonateur isolé ( $d=h/2$ ).

Les modes d'un résonateur rectangulaire isolé peuvent être divisés en deux familles : transverse électrique  $TE_{mnp}$  et transverse magnétique  $TM_{mnp}$ , où les indices  $m$ ,  $n$  et  $p$  dénotent les variations du champ dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ , respectivement. Cependant, pour une antenne RD montée sur un plan de masse, seulement les modes  $TE_{mnp}$  peuvent être excités.  $TE_{111}$  est le mode fondamental pour une antenne RD de forme rectangulaire. Les expressions

des champs à l'intérieur du résonateur sont données par l'équation (I.13), en utilisant le modèle du guide d'onde diélectrique DWM [12].

$$\begin{cases} H_x = \frac{k_x k_z}{j\omega \mu_0} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z) \\ H_y = \frac{k_y k_z}{j\omega \mu_0} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \\ H_z = \frac{k_x^2 + k_y^2}{j\omega \mu_0} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z) \\ E_x = k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z) \\ E_y = -k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (I.13)$$

La fréquence de résonance  $f_0$  est obtenue en résolvant l'équation caractéristique suivante :

$$k_z \tan(k_z d/2) = \sqrt{(\epsilon_r - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad (I.14)$$

avec

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \epsilon_r k_0^2 \quad (I.15)$$

et

$$k_0 = 2\pi f_0, \quad k_x = \pi/w, \quad k_y = \pi/a$$

Le facteur de rayonnement  $Q$  d'une antenne à résonateur diélectrique rectangulaire est calculé à partir de [13] :

$$Q = \frac{2\omega W_e}{P_{ray}}, \quad \text{avec } \omega = 2\pi f_0 \quad (I.16)$$

où  $W_e$  et  $P_{ray}$  sont respectivement l'énergie emmagasinée dans le résonateur et la puissance rayonnée. Ces quantités sont données par :

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r a w d A^2}{32} \left( 1 + \frac{\sin(k_z d)}{k_z d} \right) (k_x^2 + k_y^2) \quad (I.17)$$

$$P_{ray} = 10k_0^4 |P_m|^2 \quad (I.18)$$

avec  $A$  est une constante arbitraire et  $P_m$  est le moment dipolaire magnétique donné par [14]:

$$P_m = \frac{-j\omega 8\epsilon_0 (\epsilon_r - 1)A}{k_x k_y k_z} \sin(k_z d/2) \vec{z} \quad (I.19)$$

La figure I. 8 représente la carte du champ électrique et magnétique pour une antenne RD de forme rectangulaire excitée par son mode fondamental  $TE_{111}$ .

Le champ lointain d'une antenne diélectrique rectangulaire est donné par [15] :

$$\vec{E}_t(x, y, z) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{jk(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\cos\theta + z\cos\theta)} \{\vec{a}_t - (\vec{a}_t \cdot \vec{r})\vec{r}\}, \quad t = \theta \text{ ou } \varphi \quad (I.20)$$

Les champs lointains  $E_\theta$  et  $E_\varphi$  de l'antenne sont déterminés par le choix de vecteur unitaire  $\vec{a}_t$ ,  $\vec{a}_t = \vec{a}_\theta$  pour le calcul du champ  $E_\theta$  et  $\vec{a}_t = \vec{a}_\varphi$  pour le calcul du champ  $E_\varphi$ .

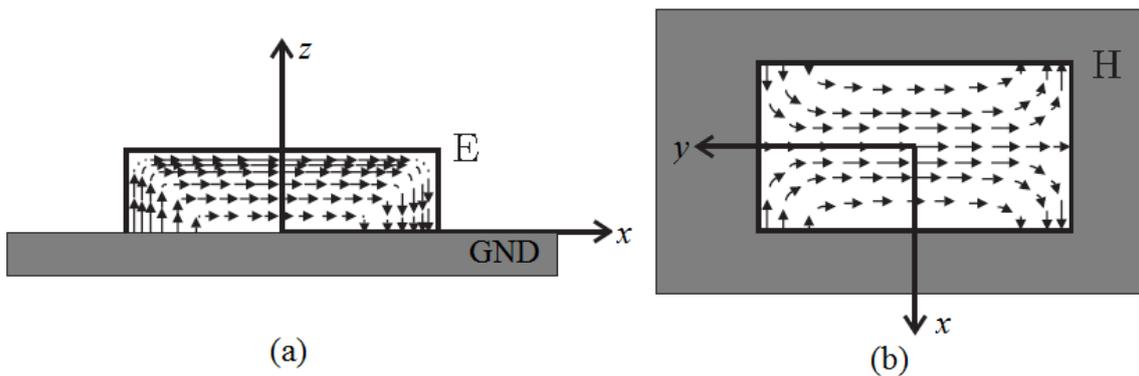


Figure I.8. Carte du champ de mode  $TE_{111}$  d'une antenne RD rectangulaire.

### I.3. Techniques d'alimentation des antennes RDs

A partir des différentes distributions de champ, on peut désormais établir les systèmes d'alimentation adéquats pour exciter les différents modes. Pour obtenir un couplage fort entre le courant de source et l'antenne RD, la source doit être placée au voisinage du champ électrique (ou magnétique) du mode désiré. Il est donc clair qu'une bonne compréhension des distributions de champ pour un mode d'une antenne RD est cruciale avant de choisir un système d'alimentation convenable. Dans cette section, on va présenter les méthodes d'alimentation les plus utilisées pour ce type d'antenne.

#### I.3.1. Alimentation par une ligne microstrip

Cette technique est sans doute l'une des moins coûteuses et des plus faciles à réaliser. La ligne microstrip peut être utilisée pour exciter le mode  $TE_{111}$  d'une antenne RD de forme rectangulaire et le mode  $HEM_{11\delta}$  pour une forme cylindrique, comme les montrent la figure 9. La quantité de couplage entre la ligne de transmission et l'antenne RD peut être contrôlée en

ajustant l'espace entre l'antenne et la ligne dans le cas d'un couplage par proximité (Figure I. 9.a) ou la longueur de la ligne au-dessous du résonateur pour le cas d'une excitation directe (Figure I. 9.b) [16-18].

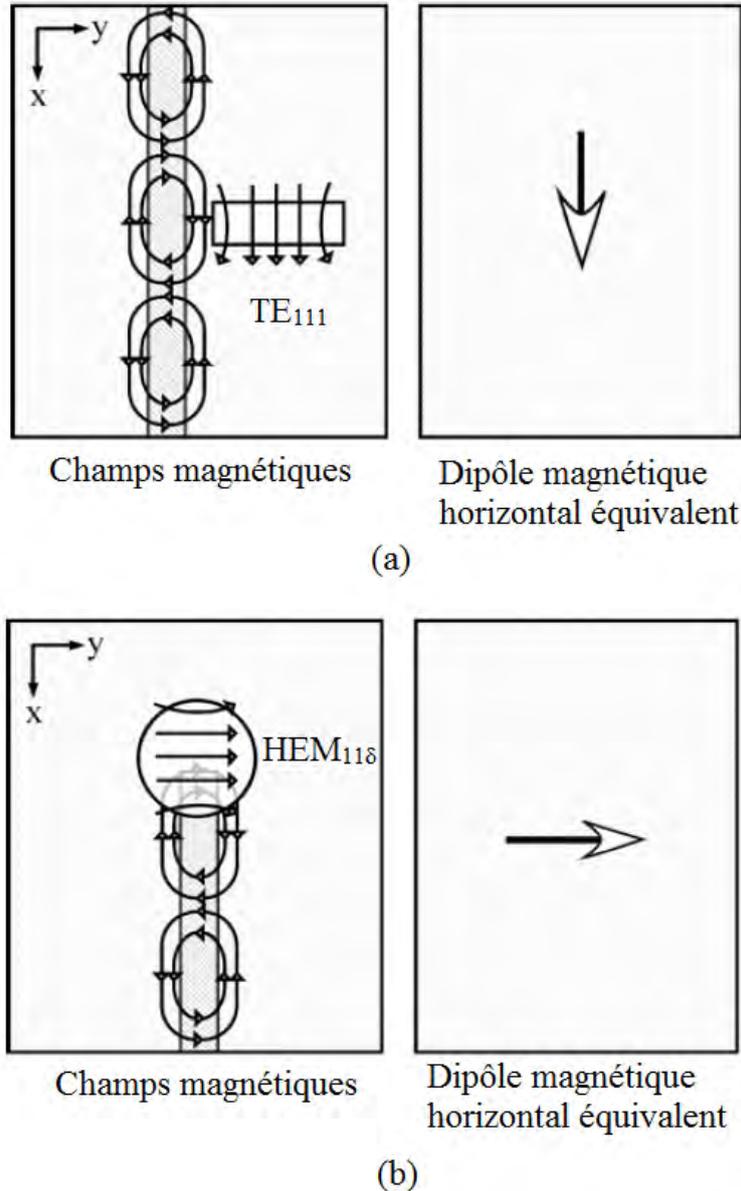


Figure I.9. Excitation par une ligne microstrip.

### I.3.2. Couplage par une ouverture

Dans ce type d'alimentation, l'antenne RD et la ligne de transmission sont séparés par le plan de masse. Le couplage entre le résonateur et la ligne microruban est assuré par une fente ou une ouverture dans le plan de masse. La quantité de couplage entre la ligne d'alimentation et

le résonateur diélectrique dépend de la forme, la taille et l'emplacement de l'ouverture [19-23].

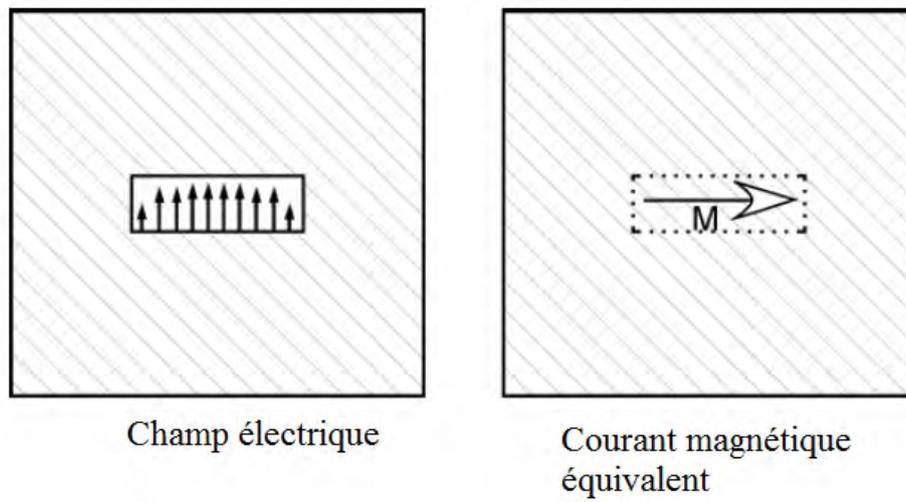


Figure I.10. Courant magnétique équivalent d'une fente.

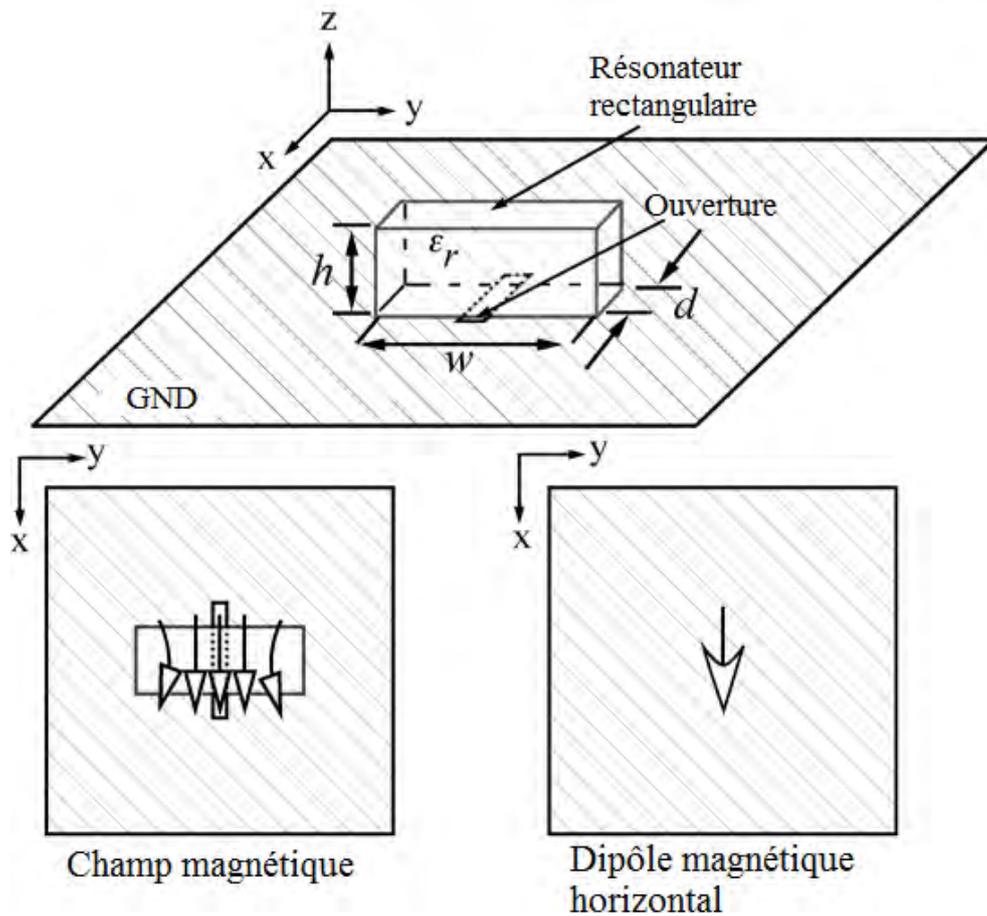


Figure I.11. Antenne RD rectangulaire excitée par une fente.

Ce type d'alimentation offre l'avantage que le rayonnement parasite de la ligne est considérablement minimisé puisque le plan de masse est placé entre le résonateur et la ligne d'excitation. Le champ électrique à l'intérieur de l'ouverture est illustré dans la figure I. 10. La fente peut être considérée comme un courant magnétique équivalent qui a une direction parallèle à la longueur de la fente.

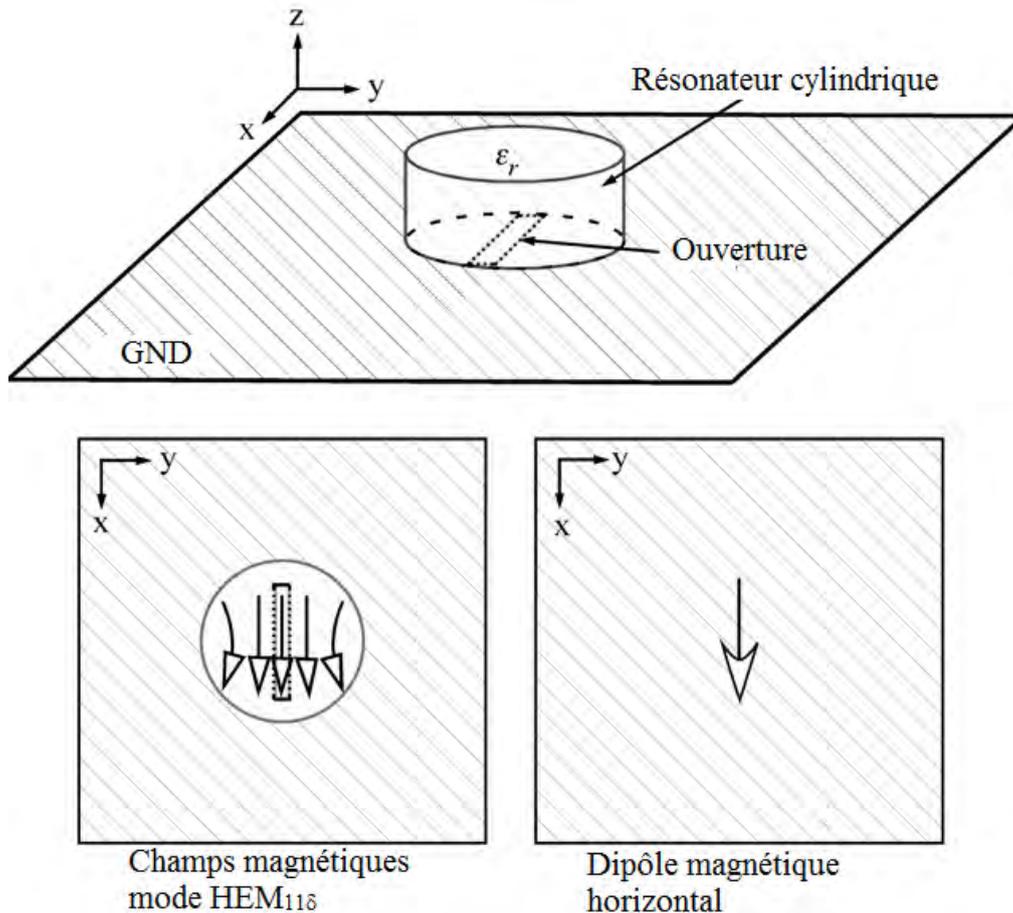


Figure I.12. Antenne RD cylindrique excitée par son mode  $HEM_{116}$ .

La figure I. 11 montre une antenne à résonateur diélectrique rectangulaire excitée par une ouverture de forme rectangulaire. Avec cette orientation de l'ouverture, l'antenne RD sera excitée par son mode  $TE_{111}$ .

L'ouverture peut être aussi utilisée pour exciter le mode  $HEM_{116}$  pour le cas d'une antenne RD cylindrique ou le mode  $TE_{016}$  pour un résonateur demi-cylindrique, comme les montrent respectivement les figures I. 12 et I. 13.

### I.3.3. Excitation par un câble coaxial

Une autre technique très utilisée pour alimenter une antenne RD est l'excitation par une sonde coaxiale [24-28]. L'âme centrale traverse le plan de masse et le substrat, soit pour pénétrer à l'intérieur du RD, soit pour venir à proximité du RD posé sur le substrat, le conducteur extérieur étant soudé au plan de masse. La position de la sonde détermine le mode excité. Cette alimentation est simple à réaliser mais pose des problèmes technologiques au niveau du perçage du substrat et du RD.

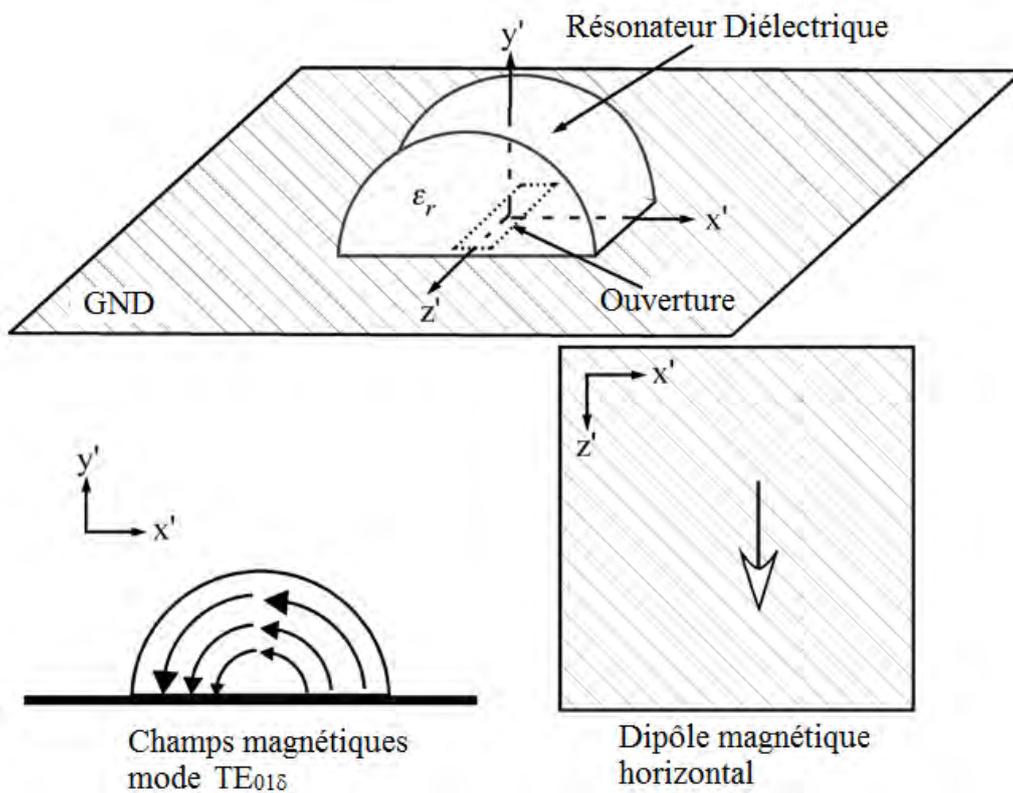


Figure I.13. Antenne RD demi-cylindrique excitée par son mode  $TE_{01\delta}$ .

La sonde coaxiale peut être considérée comme un courant électrique vertical, comme le montre la figure I. 14. Elle devrait être localisée dans la région où le RD a une distribution champ électrique maximale pour assurer un fort couplage.

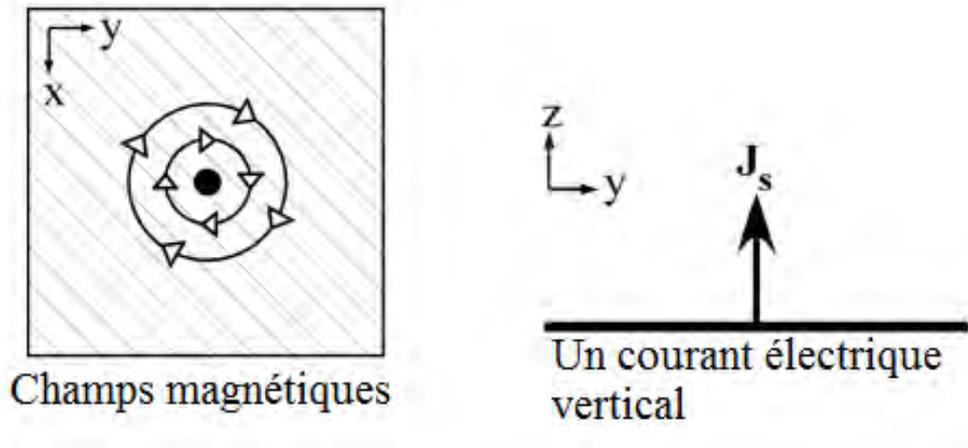


Figure I.14. Courants équivalents d'une sonde coaxiale.

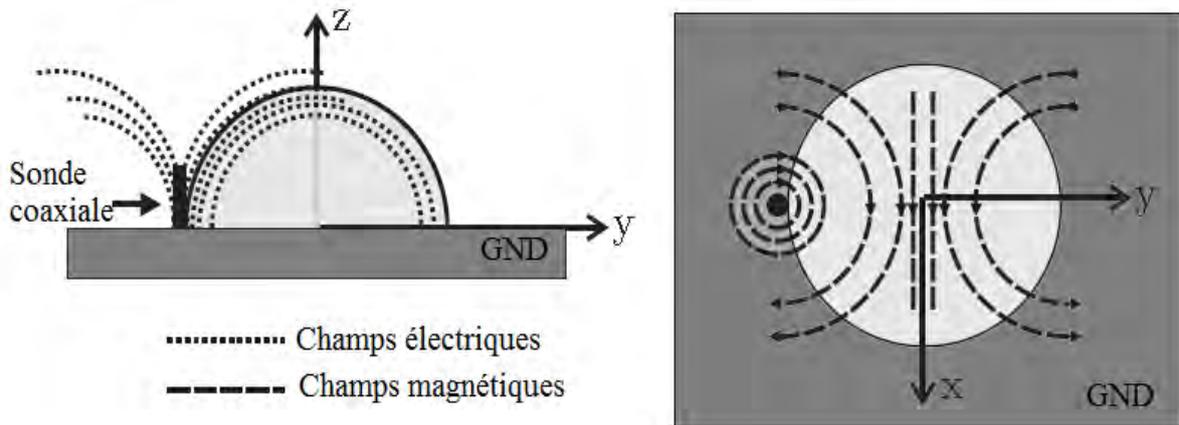


Figure I.15. Antenne RD demi-sphère excitée par câble coaxial (mode  $TE_{111}$ ).

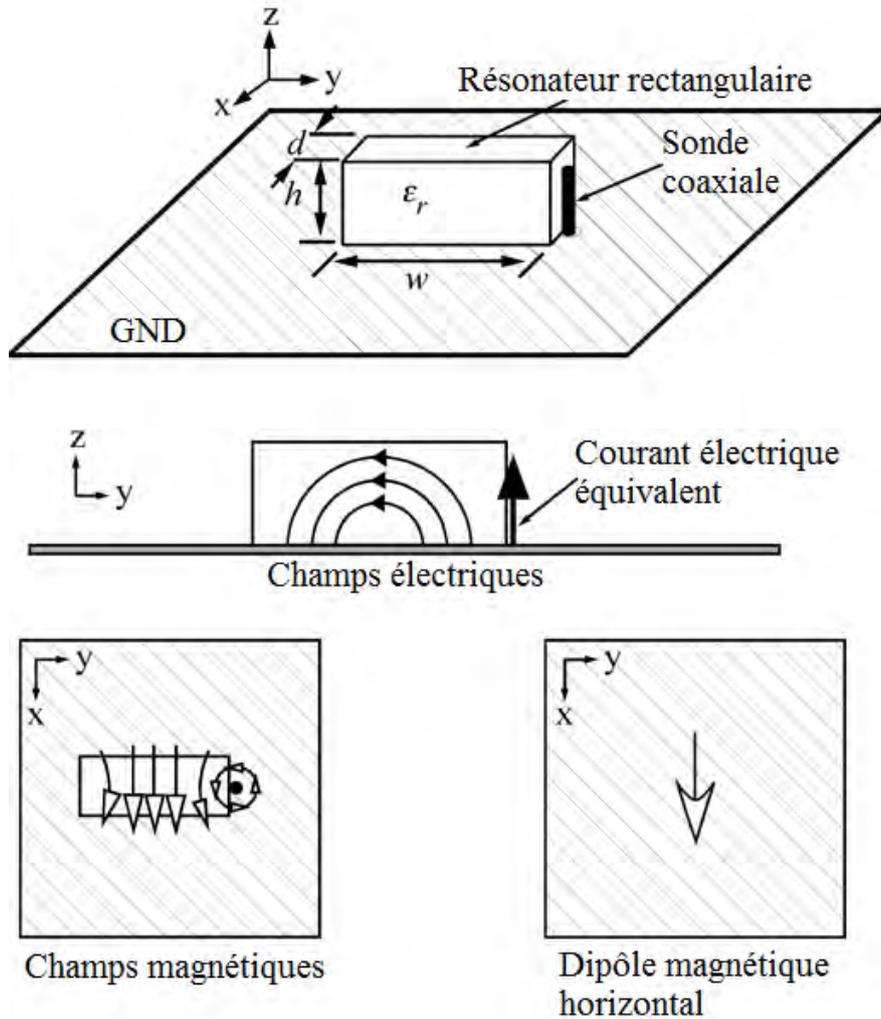


Figure I.16. Antenne RD rectangulaire excitée par câble coaxial (mode  $TE_{111}$ ).

Un câble coaxial localisé à coté d'un résonateur diélectrique demi-sphérique ou rectangulaire, excitera le mode  $TE_{111}$ , comme illustré dans les figures I. 15 et I. 16. De même, il peut exciter le mode  $HEM_{11\delta}$  pour le cas d'un résonateur cylindrique ou le mode  $TE_{01\delta}$  (figure I. 17) pour un RD demi-cylindrique (figure I. 18). D'autre part, si la sonde est localisée au centre d'un résonateur diélectrique cylindrique, l'antenne sera excitée par son mode  $TM_{01\delta}$ , comme le montre la figure I. 19.

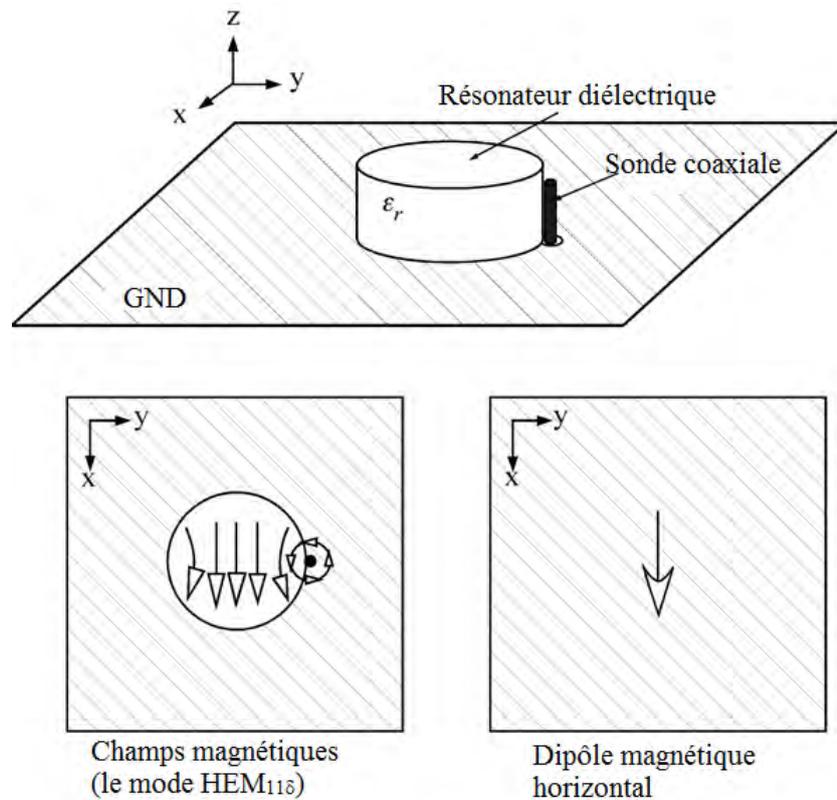


Figure I.17. Antenne RD cylindrique excitée par câble coaxial (mode HEM<sub>11δ</sub>).

### I.3.4. Alimentation par une ligne coplanaire (CPW)

Ce type d'alimentation présente l'avantage de placer la ligne d'alimentation au même niveau que le plan de masse. L'intégration d'éléments discrets au sein même de la structure s'en trouve ainsi facilitée : la connexion au plan de masse s'effectue directement par soudure sans perçage à travers le substrat. Le couplage électromagnétique avec le RD s'effectue à l'aide d'ouvertures situées au bout de la ligne coplanaire en circuit ouvert ou fermé, ouvertures qui sont soit des fentes soit des boucles circulaires ou rectangulaires. La figure I. 20 illustre une antenne à résonateur diélectrique, de forme cylindrique, couplée à une boucle coplanaire. Le niveau de couplage et le mode excité peuvent être contrôlés en ajustant la position de résonateur par rapport à la boucle d'alimentation. Si on déplace la boucle du bord de RD au centre, le mode excité vas être basculé du mode HEM<sub>11δ</sub> au mode TM<sub>01δ</sub> [29-31].

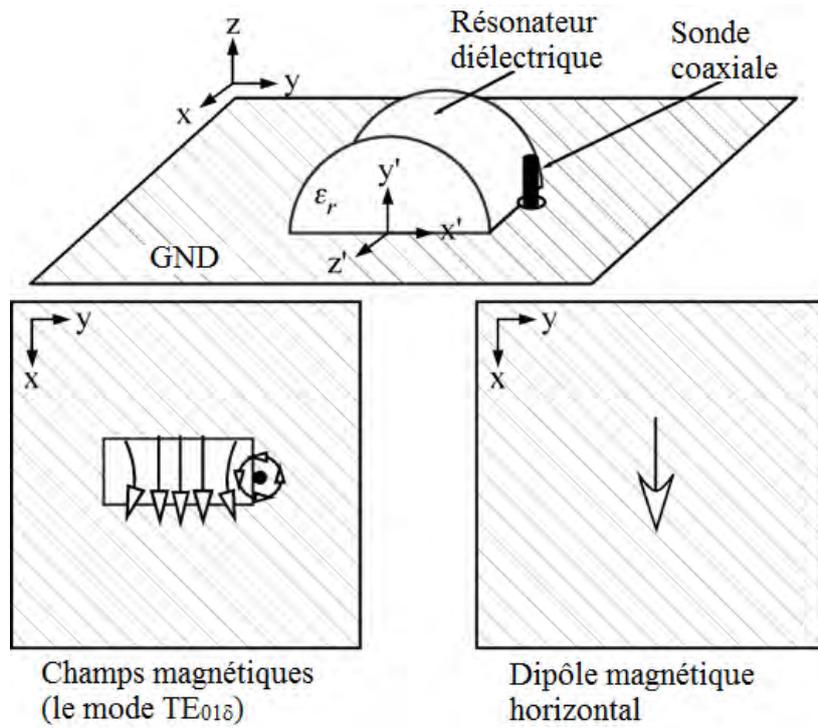


Figure I.18. Antenne RD demi-cylindre excitée par câble coaxial (mode  $TE_{01\delta}$ ).

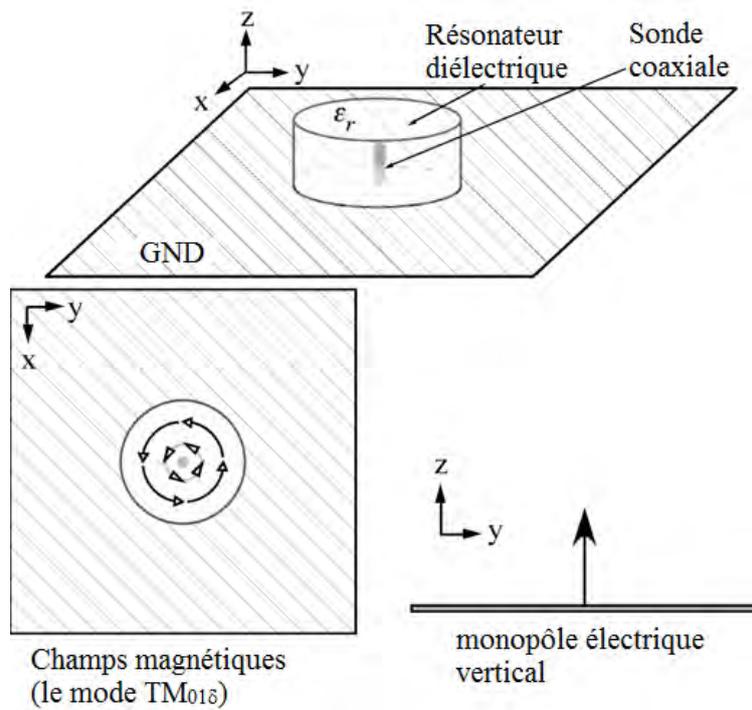


Figure I.19. Antenne RD cylindrique excitée par câble coaxial (mode  $TM_{01\delta}$ ).

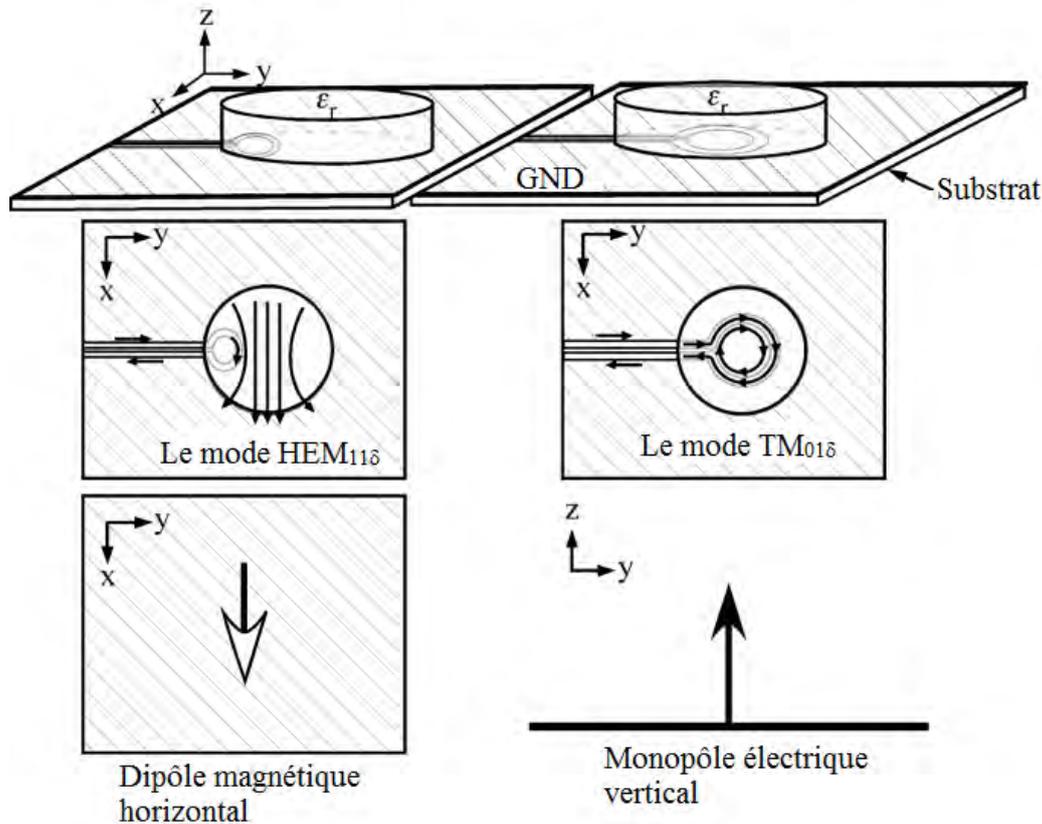


Figure I.20. Antenne RD cylindrique excitée par une boucle coplanaire.

### I.3.5. Couplage par un guide d'onde diélectrique

Si une ligne microstrip est utilisée pour alimenter des structures qui fonctionnent à des fréquences millimétriques, les pertes de conduction deviennent très significatives [32]. Pour éviter ce problème l'utilisation d'un guide diélectrique est la solution la plus efficace. La figure I. 21 montre la distribution du champ magnétique dans une antenne à résonateur diélectrique de forme rectangulaire couplée à un guide d'onde diélectrique rectangulaire.

## I.4. Etude analytique d'une antenne RD cylindrique par le modèle de la cavité

La structure étudiée est constituée d'un résonateur diélectrique de forme cylindrique, de rayon  $a$  et d'une hauteur  $d$ , placé sur un plan de masse et alimenté par un câble coaxial d'une longueur  $l$  situé à une distance  $r$  par rapport à l'axe de rotation du résonateur, comme le montre la figure I. 22. Le matériau diélectrique homogène est caractérisé par une permittivité  $\epsilon_r$ . La région extérieure homogène est caractérisée par une permittivité diélectrique  $\epsilon_0$ .

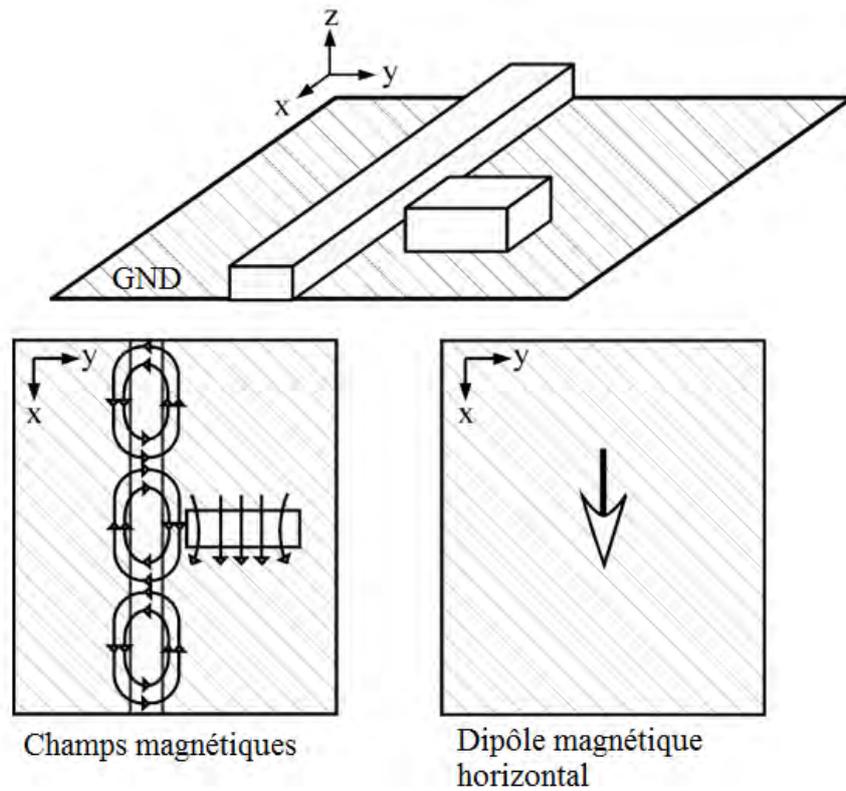


Figure I.21. Antenne RD rectangulaire excitée par un guide d'onde diélectrique.

### I.4.1. Calcul de la fréquence de résonance

La théorie d'image est appliquée pour enlever le plan de masse comme l'illustre la figure I. 23.

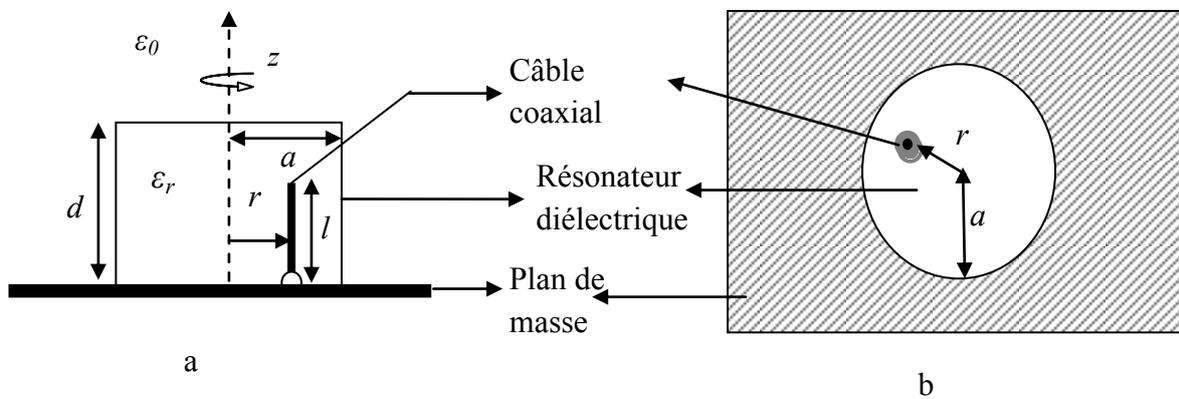


Figure I.22. Géométrie de l'antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique.

- a) Coupe transversale.
- b) Vue de dessus.

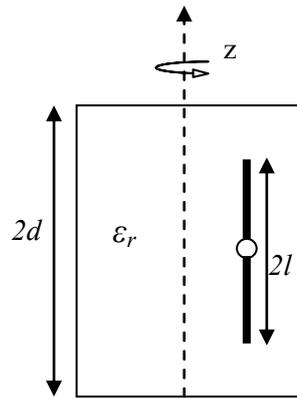


Figure I.23. Le problème équivalent (application de la théorie d'image).

La sonde d'alimentation est temporairement ignorée. Maintenant le cylindre isolé est analysé en forçant les conditions aux limites sur les murs magnétiques ( $\rho=a, z=\pm d$ ). Une solution approximative des champs à l'intérieur du résonateur peut être obtenue en supposant que les surfaces sont des conducteurs magnétiques parfaits. Cette technique était justifiée par [33]. Pour une telle cavité, la fonction d'onde génératrice est donnée par :

$$\psi = J_n(k_\rho \rho) \begin{pmatrix} \sin(n\phi) \\ \cos(n\phi) \end{pmatrix} f(k_z z) \quad (\text{I. 21})$$

où

$J_n$  est la fonction de Bessel du premier ordre.

$k_\rho, k_z$  sont les nombres d'ondes.

Les composantes du champ sont exprimées comme suit

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\rho = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \\ E_\phi = \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \\ E_z = 0 \\ H_\rho = \frac{1}{z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho \partial z} \\ H_\phi = \frac{1}{z\rho} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi \partial z} \\ H_z = \frac{1}{z} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \psi \end{array} \right. \quad (\text{I. 22})$$

Pour le cas de mode TE, la fonction d'onde génératrice

$$\psi_{TE_{npm}} = J_n \left( \frac{X_{np}}{a} \rho \right) \begin{pmatrix} \sin(n\phi) \\ \cos(n\phi) \end{pmatrix} \sin \left( \frac{(2m+1)\pi z}{2d} \right) \quad (I.23)$$

Avec

$$J_n \left( \frac{X_{np}}{a} \right) = 0, n=0,1,2,3,\dots, p=1,2,3,\dots, \text{ et } m=0,1,2,3,\dots, k_\rho = \frac{X_{np}}{a} \text{ et } k_z = \frac{(2m+1)\pi z}{2d}$$

D'après l'équation  $k_\rho^2 + k_z^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ , la fréquence de résonance de mode  $TE_{npm}$  est donnée par la formule suivante :

$$f_{TE_{npm}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{x_{np}^2 + \left[ \frac{\pi a}{2d} (2m+1) \right]^2} \quad (I.24)$$

De la même manière, la fonction génératrice pour les modes TM est donné par

$$\psi_{TM_{npm}} = J_n \left( \frac{x'_{np}}{a} \rho \right) \begin{pmatrix} \sin(n\phi) \\ \cos(n\phi) \end{pmatrix} \sin \left( \frac{(2m+1)\pi z}{2d} \right) \quad (I.25)$$

$$\text{avec } J_n \left( \frac{x'_{np}}{a} \right) = 0, n=1,2,3,\dots, p=1,2,3,\dots, \text{ et } m=0,1,2,3,\dots, k_\rho = \frac{x'_{np}}{a} \text{ et } k_z = \frac{(2m+1)\pi z}{2d}$$

La fréquence de résonance pour le mode  $TM_{npm}$  est donnée par:

$$f_{TM_{npm}} = \frac{1}{2\pi a \sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{x'^2_{np} + \left[ \frac{\pi a}{2d} (2m+1) \right]^2} \quad (I.26)$$

Dans la plupart des applications, le mode d'excitation est celui qui a la plus basse fréquence et donc la plus taille d'antenne, ce mode est dit le mode dominant (fondamental). Dans notre cas le mode le plus intéressant est  $TM_{110}$ . La fréquence de résonance est calculée par :

$$f_{TM_{110}} = \frac{1}{2\pi a \sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{x'^2_{11} + \left[ \frac{\pi a}{2d} \right]^2} \quad (I.27)$$

Avec  $x'_{11} = 1.841$ .

#### I.4.2. Les courants magnétiques pour le mode dominant $TM_{110}$

Les champs du mode  $TM_{110}$  à l'intérieur de résonateur diélectrique sont utilisés pour dériver les expressions des champs lointains.

En utilisant l'équation (I.25), la fonction d'onde de ce mode est exprimée comme suit :

$$\psi_{TM_{110}} = J_1 \left( \frac{x'_{11}}{a} \rho \right) \cos \phi \cos \left[ \frac{\pi z}{2d} \right] \quad (I.28)$$

Le terme  $\cos \phi$  est utilisé, parce que la position d'alimentation est le long de  $\phi = 0$ . A partir de l'équation (I.21), les différents champs électriques sont obtenus :

$$E_\phi = \frac{1}{j\omega\epsilon\rho} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi \partial z} \quad (I.29)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) \psi \quad (I.30)$$

$$E_\rho = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho \partial z} \quad (I.31)$$

En appliquant le principe de l'équivalence  $\vec{M}_s = \vec{E} \times \hat{n}$ , où  $\hat{n}$  est le vecteur unitaire normal à la surface diélectrique, les courants magnétiques sur la surface du l'ARD sont calculés et traités comme des sources pour les champs rayonnés. Les courants équivalents obtenus sont :

➤ sur le mur latéral :

$$M_{z'} = \frac{\pi}{2j\omega\epsilon ad} J_1(X'_{11}) \sin \phi' \sin \left[ \frac{\pi}{2d} z' \right] \quad (I.32)$$

$$M_{\phi'} = \frac{1}{j\omega\epsilon} J_1(X'_{11}) \cos \phi' \cos \left[ \frac{\pi}{2d} z' \right] \quad (I.33)$$

➤ sur les murs du haut et l'en bas :

$$M_{\phi'} = \frac{\pi X'_{11}}{2j\omega\epsilon ad} J'_1 \left( \frac{X'_{11} \rho'}{a} \right) \cos \phi' \quad (I.34)$$

$$M_{\rho'} = \frac{\pi}{2j\omega\epsilon d\rho'} J_1 \left( \frac{X'_{11} \rho'}{a} \right) \sin \phi' \quad (I.35)$$

Les coordonnées avec (') sont employées pour désigner la source.

### I.4.3. Calcul des champs lointains

Les champs rayonnés sont habituellement exprimés en coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$ , la transformation des coordonnées cylindrique aux coordonnées sphériques est exigée. Donc, les équations suivantes sont obtenues:

$$M_\theta = M_{\rho'} \cos \theta \cos(\phi - \phi') + M_{\phi'} \cos \theta \sin(\phi - \phi') - M_{z'} \sin \theta \quad (I.36)$$

$$M_\phi = -M_{\rho'} \sin(\phi - \phi') + M_{\phi'} \cos \theta \cos(\phi - \phi') \quad (I.37)$$

Après la transformation, les courants résultants sont employés pour calculer les vecteurs potentiels électriques :

$$F_\phi = \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iiint M_\phi e^{-jk_0[\rho' \sin\theta \cos(\phi-\phi') + Z' \cos\theta]} \rho' d\rho' d\phi' dz' \quad (\text{I. 38})$$

$$F_\theta = \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iiint M_\theta e^{-jk_0[\rho' \sin\theta \cos(\phi-\phi') + Z' \cos\theta]} \rho' d\rho' d\phi' dz' \quad (\text{I. 39})$$

Où  $k_0 = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$  est le nombre d'onde dans l'espace libre. Dans la région de champ lointain, les champs électriques  $E_\theta, E_\phi$  sont proportionnels aux vecteurs potentiels  $F_\theta, F_\phi$  respectivement. Afin d'exprimer les potentiels vecteurs dans des formes appropriées à l'implémentation numérique, ils sont encore évalués comme suivant :

$$F_\theta = C_1 \{ I_2 - I_1 - 0.5K_\rho (I_3 + I_4 - I_5 - I_6) + 1.16k_0 \sin\theta J_1(k_0 a \sin\theta) D_1 - 0.581K_\rho^2 a [J_0(k_0 a \sin\theta) + J_2(k_0 a \sin\theta)] D_1 \} \quad (\text{I. 40})$$

$$F_\phi = C_1 \{ -I_1 - I_2 - 0.5K_\rho (I_3 - I_4 - I_5 + I_6) - 0.581K_\rho^2 a [J_0(k_0 a \sin\theta) - J_2(k_0 a \sin\theta)] D_1 \} \quad (\text{I. 41})$$

Où :

$$C_1 = \frac{\pi^2}{j\omega\varepsilon d} \frac{1}{4\pi r} \sin\phi \cos(k_0 d \cos\theta) \cos\theta \quad (\text{I. 42})$$

$$C_2 = \frac{\pi^2}{j\omega\varepsilon d} \frac{1}{4\pi r} \cos\phi \cos(k_0 d \cos\theta) \quad (\text{I. 43})$$

$$D_1 = \left[ \frac{\pi^2}{4d^2} - K_0^2 \cos^2\theta \right]^{-1} \quad (\text{I. 44})$$

$$K_\rho = \frac{x'_{11}}{a} = \frac{1.841}{a} \quad (\text{I. 45})$$

$$I_1 = \int_0^a J_1(K_\rho \rho') J_0(K_0 \rho' \sin\theta) d\rho' \quad (\text{I. 46})$$

$$I_2 = \int_0^a J_1(K_\rho \rho') J_2(K_0 \rho' \sin\theta) d\rho' \quad (\text{I. 47})$$

$$I_3 = \int_0^a J_0(K_\rho \rho') J_0(K_0 \rho' \sin\theta) \rho' d\rho' \quad (\text{I. 48})$$

$$I_4 = \int_0^a J_0(K_\rho \rho') J_2(K_0 \rho' \sin\theta) \rho' d\rho' \quad (\text{I. 49})$$

$$I_5 = \int_0^a J_2(K_\rho \rho') J_0(K_0 \rho' \sin\theta) \rho' d\rho' \quad (\text{I. 50})$$

$$I_6 = \int_0^a J_2(K_\rho \rho') J_2(K_0 \rho' \sin\theta) \rho' d\rho' \quad (\text{I. 51})$$

Après avoir calculé les vecteurs potentiels, les champs lointains sont obtenus par :

$$E_{\theta} = -jC_2[-A_1(0.566K_{\theta}a) - 0.5k_{\rho'}A_2(K_{\theta}a)] + j0.582C_2D_1k_{\rho'}^2a[J_0(k_0a \sin \theta) - J_2(k_0a \sin \theta)] \quad (I.52)$$

$$E_{\phi} = -jC_1[-A_1(K_{\theta}a) - 0.5k_{\rho}A_2(0.566K_{\theta}a)] + j1.164D_1C_1k_0 \sin \theta J_1(k_0a \sin \theta) - j0.582D_1C_1k_{\rho'}^2[(J_0(k_0a \sin \theta) + J_2(k_0a \sin \theta))] \quad (I.53)$$

Où :

$$A_1(m) = 0.291a \left[ \frac{\pi - 2m \sin(m)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - m^2} \right] \quad (I.54)$$

$$A_2(m) = \frac{a^2}{2} \left[ \frac{\pi \cos(m)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - m^2} - \frac{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 + 2m^2 - 2\pi m \sin(m)}{\left(\frac{\pi}{2} + m\right)^2 \left(\frac{\pi}{2} - m\right)^2} \right] \quad (I.55)$$

$$m = K_{\theta}a \text{ ou } m = 0.566K_{\theta}a$$

$$K_{\theta} = \frac{\pi k_0 \sin(\theta)}{3.682} \quad (I.56)$$

### I.4.3. Résultats et discussions

Dans cette partie, les résultats, obtenus à partir de l'implémentation du modèle de la cavité sous Matlab, sont discutés. On va présenter l'effet de certains paramètres (géométrique et physique) sur les performances d'une antenne à résonateur diélectrique cylindrique.

#### a. Effet des dimensions de l'antenne

La fréquence de résonance d'une antenne à résonateur de forme cylindrique peut être contrôlée en ajustant sur le rapport 'a/d' (rayon/hauteur).

La figure I. 24 présente la variation de la fréquence de résonance d'une antenne CDRA en fonction du rapport 'a/d'. Pour un rayon (a=0.3 cm), on fait varier la hauteur d. On constate qu'une augmentation du rapport 'a/d' mène à une augmentation de la fréquence de résonance pour les deux modes TE<sub>010</sub> et TM<sub>110</sub>.

Les figures I. 25 et I. 26 représentent respectivement les diagrammes de rayonnement pour différents rapport 'a/d' dans les deux principaux plans du champ (plan E et plan H) pour le mode fondamental TM<sub>110</sub>.

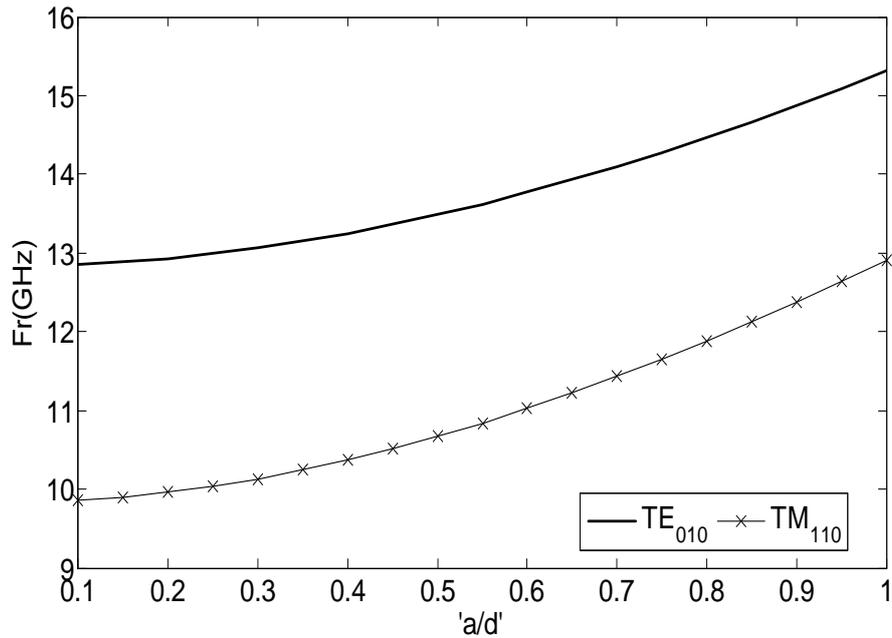


Figure I.24. Variation de la fréquence de résonance en fonction du rapport 'a/d'.

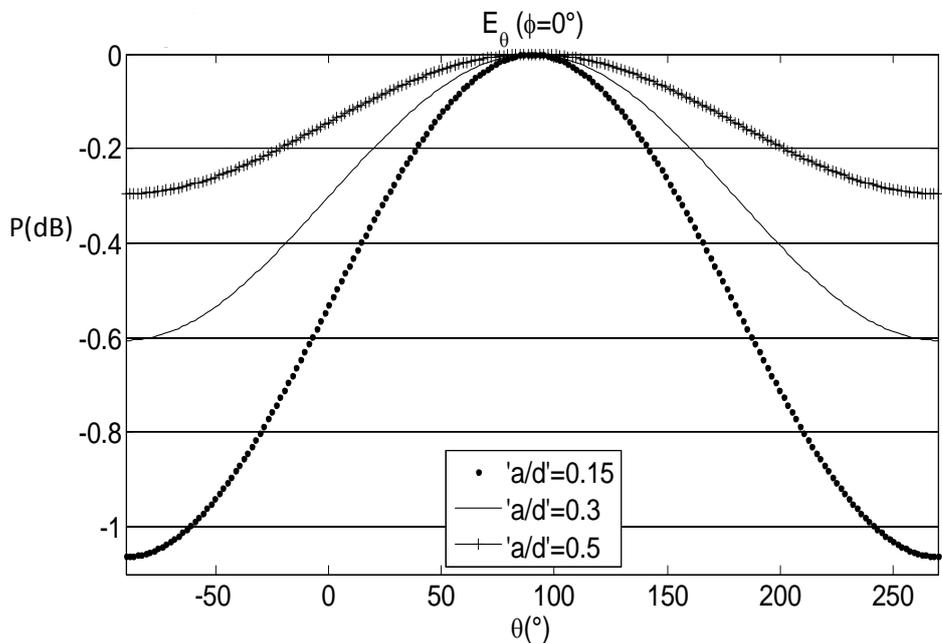


Figure I.25. Diagramme de rayonnement dans le plan E pour différents rapports 'a/d'.

### b. Effet de la Constante Diélectrique

Le choix du matériau du résonateur diélectrique influe considérablement sur le fonctionnement de l'antenne. La figure I. 27 illustre l'effet de la constante diélectrique du résonateur sur la fréquence de résonance de l'antenne RD cylindrique pour les deux modes TE<sub>010</sub> et TM<sub>110</sub>. L'analyse des courbes montre que la fréquence diminue au fur et à mesure que la permittivité augmente.

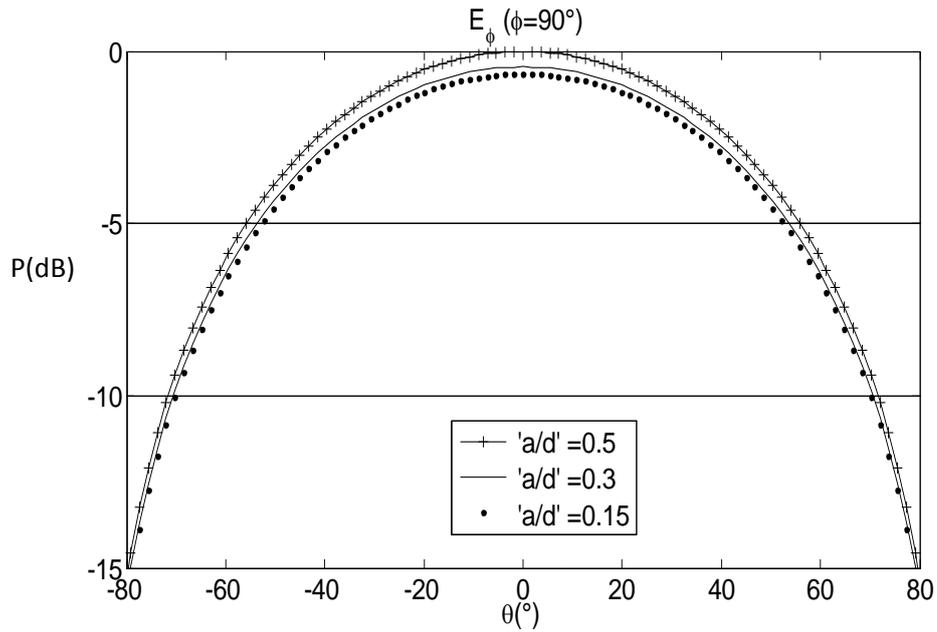


Figure I.26. Diagramme de rayonnement dans le plan H pour différents rapports 'a/d'.

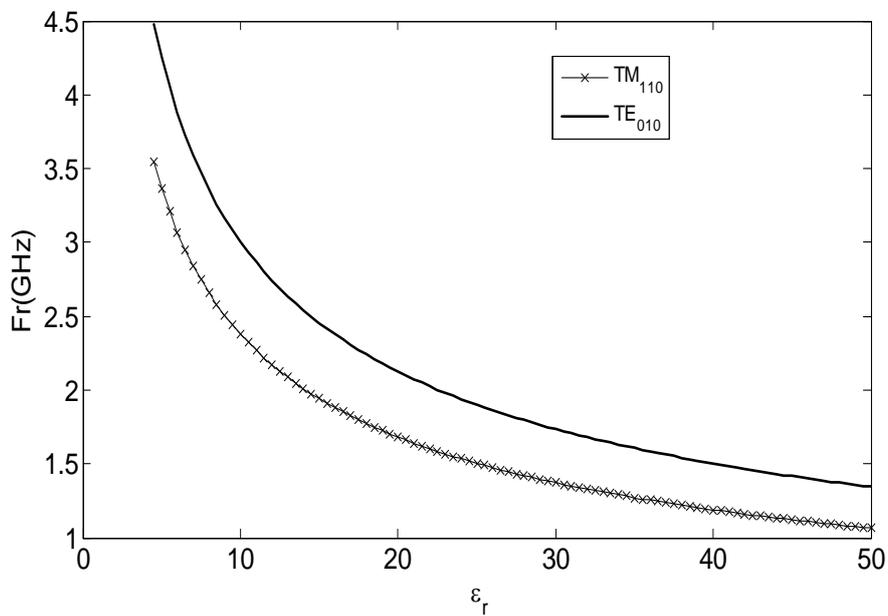


Figure I.27. Variation de la fréquence de résonance en fonction de la constante diélectrique.

L'effet de la constante diélectrique sur les champs lointains est illustré sur les figures I.28 et I.29.

D'après les figures précédentes, on remarque que le meilleur rayonnement de l'antenne résonateur diélectrique est obtenu pour les faibles valeurs de la constante diélectrique.

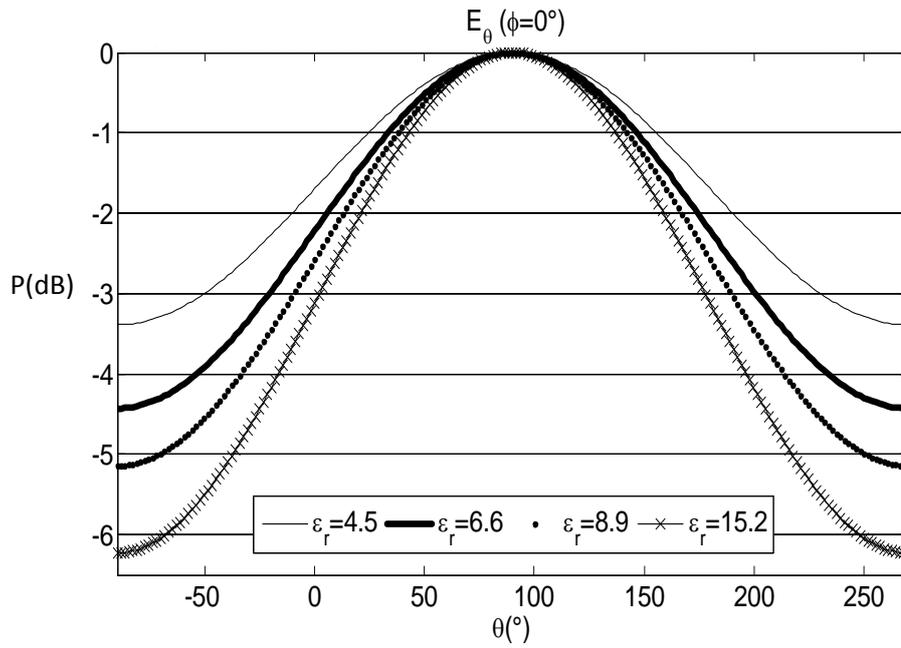


Figure I.28. Diagramme de rayonnement dans le plan E pour différentes permittivités.

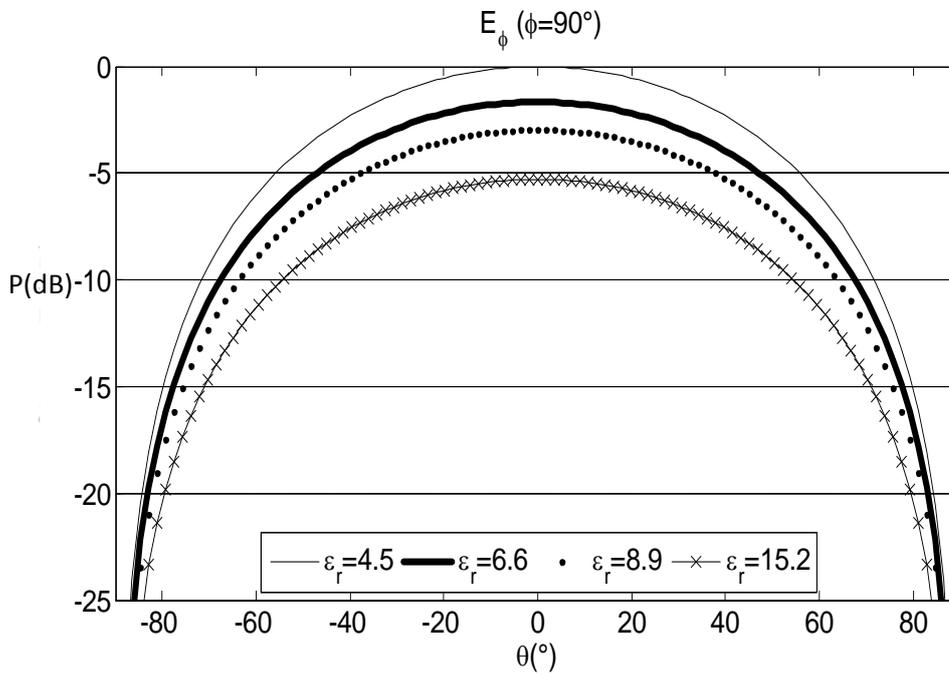


Figure I.28. Diagramme de rayonnement dans le plan H pour différentes permittivités.

## **I.5. Conclusion**

Les notions propres des antennes à résonateur diélectrique ont été présentées dans ce chapitre, y inclus les formes des résonateurs RD, les modes d'excitation possibles ainsi que les techniques d'alimentation. En plus, quelques modèles analytiques ont été étudiés pour analyser ce type d'antennes. En revanche, les résultats fournis par ces modèles analytiques restent toujours loin de l'expérimental (des résultats approximatifs), pour cette raison on propose une analyse numérique par la méthode des différences finies (FDTD) dans le chapitre suivant, pour calculer les caractéristiques électromagnétiques d'une antenne à résonateur diélectrique.

**Références bibliographiques du chapitre I**

- [1] D. Kajfez and P. Guillon, *Dielectric Resonators*. Norwood, Artech, 1986.
- [2] S. A. Long, M. W. McAllister, and L. C. Shen, “The resonant Cylindrical Dielectric Cavity Antenna,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 31, pp. 406-412, 1983.
- [3] M. W. McAllister and S. A. Long, “Resonant Hemispherical Dielectric Antenna,” *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 657-659, 1984.
- [4] A. Ittipiboon, R. K. Mongia, Y. M. M. Antar, P. Bhartia, and M. CUHACI, “Aperture Fed Rectangular and Triangular Dielectric Resonators for Use as Magnetic Dipole Antennas,” *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 2001-2002, 1993.
- [5] R. K. Mongia, A. Ittipiboon, P. Bhartia, and M. Cuhaci, “Electric-Monopole Antenna Using a Dielectric Ring Resonator,” *Electronics Letters*, Vol. 29, pp. 1530-1531, 1993.
- [6] ] K. W. Leung, K. Y. Chow, K. M. LUK, and E. K. N. Yung, “Low-Profile Circular Disk DR Antenna of Very High Permittivity excited by a microstripline,” *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1004-1005, 1997.
- [7] M. Gastine, L. Courtois, and J.J. Dormann, “Electromagnetic Resonances of Free Dielectric Spheres,” *IEEE Trans. On Micro. Theo. and Tech.*, vol. 15, pp. 694-700, 1967.
- [8] J. Van Bladel, “On the Resonances of a Dielectric Resonator of Very High Permittivity,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 23, pp. 199-208, 1975.
- [9] Aldo Petosa, *Dielectric Resonator Antenna Handbook*. Artech House, INC 685 Canton Street Norwood, MA 02062, 2007.
- [10] K. M. Luk and K. W. Leung, *Dielectric Resonator Antennas*. Hertfordshire, England, Research Studies Press, 2002.
- [11] R. K. Mongia and A. Ittipiboon, “Theoretical and experimental investigations on rectangular dielectric resonant antennas,” *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 45, pp. 1348–1356, 1997.
- [12] E. A. J. Marcatali, “Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2071–2102, 1969.

- [13] R. K. Mongia, A. Ittipiboon, M. Cuhaci, and D. Roscoe, "Radiation Q-factor of rectangular dielectric resonator antennas—Theory and experiment," in *Int. IEEE AP-S Symp.*, Seattle, WA, pp. 764–767, 1994.
- [14] J. Van Bladel, "The Excitation of Dielectric Resonators of Very High Permittivity," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 23, pp. 208-217, 1975.
- [15] M. H. Neshati and Z. Wu, "Rectangular Dielectric Resonator Antennas: Theoretical Modeling and Experiments," *11<sup>th</sup> International Conference on Antenna and Propagation (ICAP2000)*, UMIST, Vol. 480, Manchester, UK, pp. 886-870, April 17-20, 2001.
- [16] R.A. Kranenburg and S.A. Long, "Microstrip Transmission Line Excitation of Dielectric Resonator Antennas," *Electronics Letters*, vol. 24, pp. 1156-1157, 1988.
- [17] R.K. Mongia, A. Ittipiboon, and M. Cuhaci, "Experimental Investigations on Microstrip-Fed Series Dielectric Resonator Antenna Arrays," *Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics ANTEM 94*, Ottawa, Canada, pp. 81-84, 1994.
- [18] A. Petosa, et al., "Investigation of Various Feed Structures for Linear Arrays of Dielectric Resonator Antennas," *IEEE Antennas & Propagation Symposium Digest AP-S*, Newport Beach, CA, pp. 1982-1985, 1995.
- [19] R.K. Mongia, et al, "A Half-Split Cylindrical Dielectric Resonator Antenna Using Slot Coupling," *Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 3, pp. 38-39, 1993.
- [20] K.W. Leung, et al., "Input Impedance of Aperture Coupled Hemispherical Dielectric Resonator Antenna," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1165-1167, 1993.
- [21] K.W. Leung and K.M. Luk, "Radiation Characteristics of Aperture-Coupled Hemispherical Dielectric Resonator Antenna," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 7, pp. 677-679, 1994.
- [22] G.P. Junker, A.A. Kishk, and A.W. Glisson, "Input Impedance of an Aperture Coupled Dielectric Resonator Antenna," *IEEE Antennas & Propagation Symposium Digest AP-S*, Seattle, WA, pp. 748-751, 1994.
- [23] A.A. Kishk et al., "Slot-Excitation of the Dielectric Disk Radiator," *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, vol. 43, pp. 198-201, 1995.
- [24] M.W. McAllister, S.A. Long, and G.L. Conway, "Rectangular Dielectric-Resonator Antenna," *Electronics Letters*, Vol. 19, pp. 218-219, 1983.
- [25] M. McAllister and S.A. Long, "Resonant Hemispherical Dielectric Antenna," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 657-659, 1984.

- [26] R.K. Mongia et al., "Electric Monopole Antenna Using a Dielectric Ring Resonator," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1530-1531, 1993.
- [27] A.A. Kishk, A.W. Glisson, and Y. Yin, "Conical Dielectric Resonator Antennas Excited by a Coaxial Probe," *Microwave Optical Technology Letters*, vol. 29, pp. 160-162, 2001.
- [28] A.A. Kishk, "A Triangular Dielectric Resonator Antenna Excited by a Coaxial Probe," *Microwave Optical Technology Letters*, vol. 30, pp. 340-341, 2001.
- [29] R. Kranenberg, S.A. Long, and J.T. Williams, "Coplanar Waveguide Excitation of Dielectric Resonator Antennas," *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, vol. 39, pp. 119-122, 1991.
- [30] J.Y. Wu, C.Y. Huang, and K.L. Wong, "Low-Profile, Very-High-Permittivity Dielectric Resonator Antenna Excited by a Coplanar Waveguide," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 22, pp. 96-97, 1999.
- [31] M.S. Al Salameh, Y.M.M. Antar, and G. Seguin, "Coplanar-Waveguide-Fed Slot-Coupled Rectangular Dielectric Resonator Antenna," *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, vol. 50, pp. 1,415-1,419, 2002.
- [32] M. Wyville, A. Petosa, and J.S. Wight, "DIG Feed for DRA Arrays," *IEEE Antennas & Propagation Symposium Digest AP-S*, pp. 176-179, 2005.
- [33] Z. Li, C. Wu, and J. Litva, "Adjustable frequency dielectric resonator antenna," *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 606-607, 1996.

## *Chapitre II*

# *Mise en équations de la méthode CPML-FDTD pour des structures ouvertes*

## II.1. Introduction

Les méthodes numériques visant à résoudre les problèmes d'électromagnétisme sont aujourd'hui de plus en plus performantes grâce au développement des ressources informatiques. Bien que basées sur des procédures différentes, ces méthodes appartiennent généralement à deux catégories. On distingue d'une part, les méthodes harmoniques, parmi celles-ci, les méthodes basées sur les équations intégrales qui sont les plus utilisées. Cependant, l'étude d'un problème électromagnétique sur une large plage de fréquence nécessite autant de calculs que de fréquences désirées. D'autre part, on distingue les méthodes temporelles qui permettent de connaître directement le comportement d'une structure par sa réponse temporelle et d'obtenir toutes les caractéristiques électromagnétiques, à partir d'un seul calcul, sur une large bande de fréquence. La détermination des caractéristiques dans le domaine fréquentiel est ensuite généralement effectuée par une transformation de Fourier ou au moyen d'autres techniques de traitement de signal. Les méthodes les plus couramment utilisées dans cette famille sont la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD, Finite-Difference Time Domain method), celle des éléments finis en régime temporel (FETD, Finite-Element Time-Domain method) ou encore la méthode TLM (Transmission Line Matrix). Ce chapitre est consacré aux principaux points clés de la méthode FDTD : la discrétisation des équations de Maxwell aux sens des différences finies centrées, le critère de stabilité et la dispersion numérique due au maillage spatial et les conditions aux limites absorbantes (CPML ; Convolutional Perfectly Matched Layer).

## II.2. Les équations de Maxwell

Le point de départ pour la construction d'un algorithme de FDTD est les équations de Maxwell dans le domaine du temps. Les équations différentielles de Maxwell requises pour spécifier le comportement du champ dans le temps sont :

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (II.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{M} \quad (II.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_e \quad (II.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho_m \quad (II.4)$$

où  $\vec{E}$  est le vecteur de champ électrique en volts par mètre,  $\vec{D}$  est le vecteur électrique de déplacement en coulombs par mètre carré,  $\vec{H}$  est le vecteur de champ magnétique en ampères par mètre,  $\vec{B}$  est le vecteur de densité de flux magnétique en webers par mètre carré,  $\vec{J}$  est le vecteur de densité de courant électrique en ampères par mètre carré,  $\vec{M}$  est le vecteur de densité de courant magnétique en volts par mètre carré,  $\rho_e$  est la densité de charge électrique en coulombs par mètre cube,  $\rho_m$  est la densité de charge magnétique en webers par mètre cube.

Des relations constitutives sont nécessaires pour compléter les équations de Maxwell et pour caractériser les milieux matériaux. Les relations constitutives pour les matériaux linéaires, isotropes et non-dispersifs peuvent être écrites comme suit

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (II.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (II.6)$$

où  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont respectivement la permittivité et la perméabilité du matériau. Dans l'espace libre :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ farad/mètre}$$

$$\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ henry/mètre}$$

Nous avons seulement besoin de considérer les équations de rotationnel (II.1) et (II.2) lorsqu'on dérive les équations de la FDTD. La densité de courant électrique  $\vec{J}$  est la somme de la densité de courant conduction  $\vec{J}_c = \sigma^e \vec{E}$  et la densité de courant de déplacement  $\vec{J}_d$ ,  $\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d$ . De même pour la densité de courant magnétique,  $\vec{M} = \vec{M}_c + \vec{M}_d$ , où  $\vec{M}_c = \sigma^m \vec{H}$ .  $\sigma^e$  est la conductivité électrique et  $\sigma^m$  est la conductivité magnétique.

Après la décomposition des densités de courant dans (II.1) et (II.2) à des composantes de conduction et de déplacement et en utilisant les relations (II.5) et (II.6), nous pouvons réécrire les équations de Maxwell comme ;

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma^e \vec{E} + \vec{J}_d \quad (II.7)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma^m \vec{H} - \vec{M}_d \quad (II.8)$$

Chacune des équations vectorielles (II.7) et (II.8) peut être décomposée en trois équations scalaires pour un espace en trois dimensions. Par conséquent, les équations de Maxwell (II.7) et (II.8) peuvent être représentées par les six équations scalaires suivantes, en considérant un système de coordonnées cartésien  $(x, y, z)$  :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_x} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_x^e E_x - J_{dx} \right] \quad (II.9)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_y} \left[ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma_y^e E_y - J_{dy} \right] \quad (II.10)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_z} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma_z^e E_z - J_{dz} \right] \quad (II.11)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_x} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma_x^m H_x - M_{dx} \right] \quad (II.12)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_y} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - \sigma_y^m H_y - M_{dy} \right] \quad (II.13)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_z} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \sigma_z^m H_z - M_{dz} \right] \quad (II.14)$$

Les paramètres du matériau  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ , et  $\varepsilon_z$  sont associés aux composantes du champ électrique  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  par les relations constitutives  $D_x = \varepsilon_x E_x$ ,  $D_y = \varepsilon_y E_y$ , et  $D_z = \varepsilon_z E_z$ . De même pour les paramètres  $\mu_x$ ,  $\mu_y$ , et  $\mu_z$  sont associés aux composantes du champ magnétique  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$  par les relations constitutives  $B_x = \mu_x H_x$ ,  $B_y = \mu_y H_y$ , et  $B_z = \mu_z H_z$ . Des décompositions pour d'autres systèmes de coordonnées orthogonale sont possible (par exemple cylindrique ou sphérique).

L'algorithme FDTD divise la géométrie de problème dans une grille spatiale où les composantes du champ électrique et magnétique sont placées à certaines positions discrètes dans l'espace, et il résout les équations de Maxwell dans le temps à des instants de temps discrets. Ce qui peut être mis en œuvre premièrement par l'approximation des dérivés de temps et d'espace figurant dans les équations de Maxwell par la méthode des différences finies centrées [1] (plus de détails sont donnés dans l'Annexe A sur le principe de

l'approximation des dérivés par les différences finies), puis par la construction d'un ensemble d'équations qui calcule les valeurs des champs à un instant de temps à partir des valeurs de champs à un instant de temps passé, par conséquent, la construction d'un algorithme qui simule la progression des champs dans le temps [2].

### II.3. Formulation de la méthode FDTD en 3D

En 1966, Yee a introduit un ensemble d'équations de différences finies pour le système d'équations de Maxwell en fonction du temps [3]. Ces équations peuvent être présentés sous forme discrète, à la fois dans l'espace et le temps, en utilisant la formule de différence centrale de second ordre. La technique FDTD divise la géométrie de la structure 3D en des cellules pour former une grille. La figure II.1 illustre une grille de FDTD composé de  $N_x \times N_y \times N_z$  cellules. Une cellule unitaire de cette grille est appelée cellule de Yee.

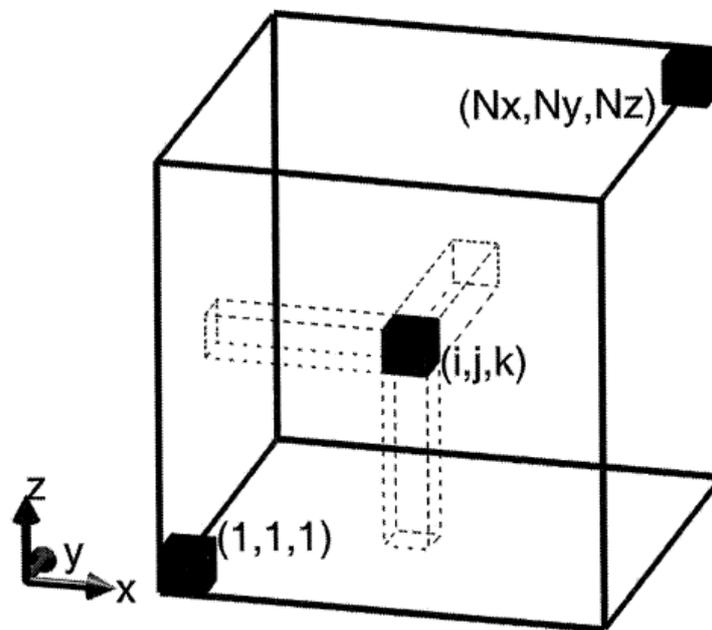


Figure II.1. Domaine de calcul 3D composé de  $N_x \times N_y \times N_z$  cellules de Yee.

Les positions spatiales des composantes du champ ont un arrangement spécifique dans la cellule Yee, comme le montre la figure II.2. Les composantes du champ électrique sont placées aux centres des bords des cellules de Yee et orientées parallèlement à ces bords, alors que les composantes de champ magnétique sont placées aux centres des faces des cellules de Yee et orientées perpendiculairement à ces faces. A partir de la figure II.2, il peut être remarqué que chaque vecteur de champ magnétique est entouré par quatre vecteurs de champ

électrique, ce qui simule la loi de Faraday. De même, si les cellules voisines sont également ajoutées à l'image, il serait évident que chaque vecteur de champ électrique est entouré par quatre vecteurs de champ magnétique, ce qui simule la loi d'Ampère.

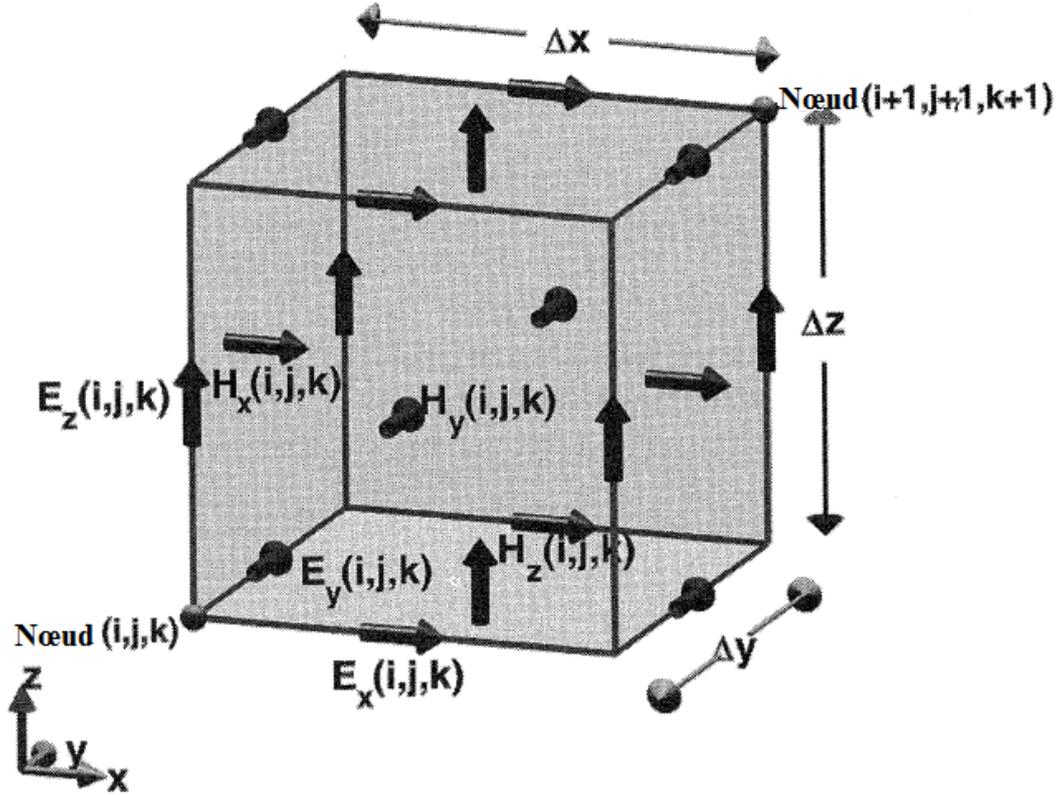


Figure II.2. Disposition des composantes du champ dans une cellule de Yee.

La figure II.2 représente les indices des composantes de champ, qui sont indexées comme  $(i, j, k)$ , associé à une cellule  $(i, j, k)$ . Pour un domaine de calcul constitué de cellules uniformes de Yee ayant une dimension  $\Delta x$  dans la direction  $x$ ,  $\Delta y$  dans la direction  $y$  et  $\Delta z$  dans la direction  $z$ , les positions réelles des composantes du champ par rapport à une origine qui coïncide avec la position du nœud  $(1, 1, 1)$  peuvent être facilement calculées comme ;

$$E_x(i, j, k) \Rightarrow ((i - 0.5)\Delta x, (j - 1)\Delta y, (k - 1)\Delta z),$$

$$E_y(i, j, k) \Rightarrow ((i - 1)\Delta x, (j - 0.5)\Delta y, (k - 1)\Delta z),$$

$$E_z(i, j, k) \Rightarrow ((i - 1)\Delta x, (j - 1)\Delta y, (k - 0.5)\Delta z),$$

$$H_x(i, j, k) \Rightarrow ((i - 1)\Delta x, (j - 0.5)\Delta y, (k - 0.5)\Delta z),$$

$$H_y(i, j, k) \Rightarrow ((i - 0.5)\Delta x, (j - 1)\Delta y, (k - 0.5)\Delta z),$$

$$H_z(i, j, k) \Rightarrow ((i - 0.5)\Delta x, (j - 0.5)\Delta y, (k - 1)\Delta z),$$

L'algorithme FDTD échantillonne et calcule le champ à des instants discrets, cependant, les composantes de champ électriques et magnétiques ne sont pas échantillonnées aux mêmes instants de temps. Pour une période d'échantillonnage de temps  $\Delta t$ , les composantes de champ électrique sont prélevées à des instants  $0, \Delta t, 2\Delta t, \dots, n\Delta t, \dots$ , mais les composantes de champ magnétique sont échantillonnées à des instants  $\Delta t/2, (1+1/2)\Delta t, \dots, (n+1/2)\Delta t, \dots$ . Par conséquent, les composantes du champ électrique et magnétique sont décalées l'une de l'autre par  $\Delta t/2$ . Les composantes du champ doivent être référées non seulement par leurs indices spatiaux qui indiquent leurs positions dans l'espace, mais aussi par leurs indices temporels qui indiquent leurs instants de temps. Pour cette raison une notation en exposant est adoptée pour indiquer l'instant de temps. Par exemple, la composante  $z$  d'un vecteur de champ électrique positionnée à  $((i - 1)\Delta x, (j - 1)\Delta y, (k - 0.5)\Delta z)$  et échantillonnée à l'instant  $n\Delta t$ , est dénommée  $E_z^n(i, j, k)$ . De même, pour la composante  $y$  d'un vecteur de champ magnétique positionnée à  $((i - 0.5)\Delta x, (j - 1)\Delta y, (k - 0.5)\Delta z)$  et échantillonnée à l'instant  $(n+1/2)\Delta t$ , est dénommée  $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ .

Les paramètres de matériau (permittivité, perméabilité et les conductivités électrique et magnétique) sont répartis sur la grille de FDTD et sont associés à des composantes de champ, par conséquent, ils sont indexés de même que leurs composantes de champ. La figure II.3 illustre les indices de la permittivité et de la perméabilité. La conductivité électrique est distribuée et indexée de la même manière que la permittivité, et La conductivité magnétique est distribuée et indexée de la même manière que la perméabilité.

Après avoir adopté un schéma d'indexation pour les échantillons discrets de composantes de champ dans le temps et dans l'espace, les équations de Maxwell ((II.9)-(II.14)) qui sont données sous forme scalaire peuvent être exprimées en termes de différences finies. Par exemple, on considère à nouveau l'équation (II.9)

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_x} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_x^e E_x - J_{dx} \right]$$

Les dérivées de cette équation peuvent être approximées à l'aide de la formule de différence centrale avec la position de  $E_x(i, j, k)$  étant le centre de la formule de différence centrale dans

l'espace et l'instant  $(n + 1/2) \Delta t$  comme étant le centre dans le domaine temporel. Considérant les positions des composantes de champ données dans la figure II.4, on peut écrire

$$\begin{aligned}
 & \frac{E_x^{n+1}(i, j, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta t} \\
 &= \frac{1}{\varepsilon_x(i, j, k)} \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - 1, k)}{\Delta y} \\
 & - \frac{1}{\varepsilon_x(i, j, k)} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - 1)}{\Delta z} - \frac{\sigma_x^e(i, j, k)}{\varepsilon_x(i, j, k)} E_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) \\
 & - \frac{1}{\varepsilon_x(i, j, k)} J_{dx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.15}$$

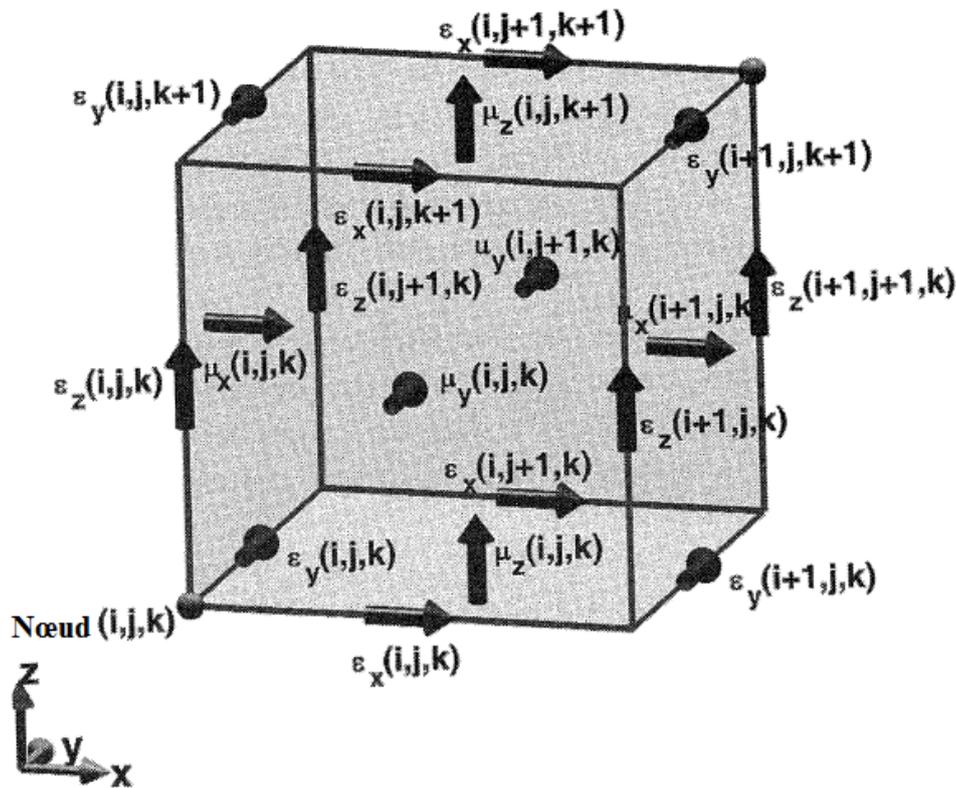


Figure II.3. Répartition des paramètres du matériau dans une cellule de Yee.

Cependant, lors de l'application de principe des différences centrées à la dérivée temporel de la composante du champ magnétique, le point central du temps doit être  $n\Delta t$ . Par exemple, l'équation (II.12) peut être approximée en utilisant le principe des différences finies, basé sur les positions du champ illustré à la figure II.5, comme suit

$$\begin{aligned}
 & \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k)}{\Delta t} \\
 &= \frac{1}{\mu_x(i,j,k)} \frac{E_y^n(i,j,k+1) - E_y^n(i,j,k)}{\Delta z} \\
 & - \frac{1}{\mu_x(i,j,k)} \frac{E_z^n(i,j+1,k) - E_z^n(i,j,k)}{\Delta z} - \frac{\sigma_x^m(i,j,k)}{\mu_x(i,j,k)} H_x^n(i,j,k) \\
 & - \frac{1}{\mu_x(i,j,k)} M_{dx}^n(i,j,k)
 \end{aligned} \tag{II.16}$$

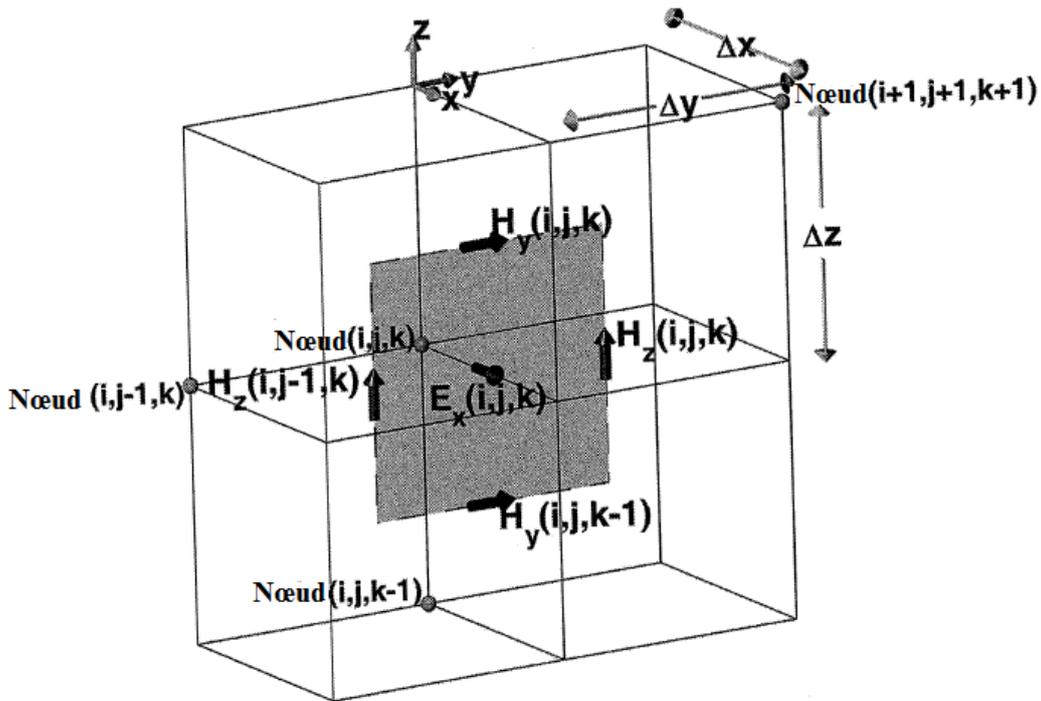


Figure II.4. Composantes du champ autour de  $E_x(i,j,k)$ .

## II.4. Dispersion numérique

La méthode FDTD fournit une solution pour le comportement des champs qui est généralement une bonne approximation du vrai comportement physique des champs. L'approximation de la différence finie des dérivées des fonctions continues introduit une erreur dans la solution. La dispersion numérique dépend de deux paramètres ; la taille de la cellule  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  par rapport à la plus petite longueur d'onde et de l'ordre de l'erreur commise lors de l'évaluation des dérivées partielles

D'après les travaux de Taflove [2], lorsqu'on choisit une valeur d'incrément spatial inférieure à la valeur  $\lambda/10$ , il paraît juste de dire que le phénomène de dispersion est négligeable.

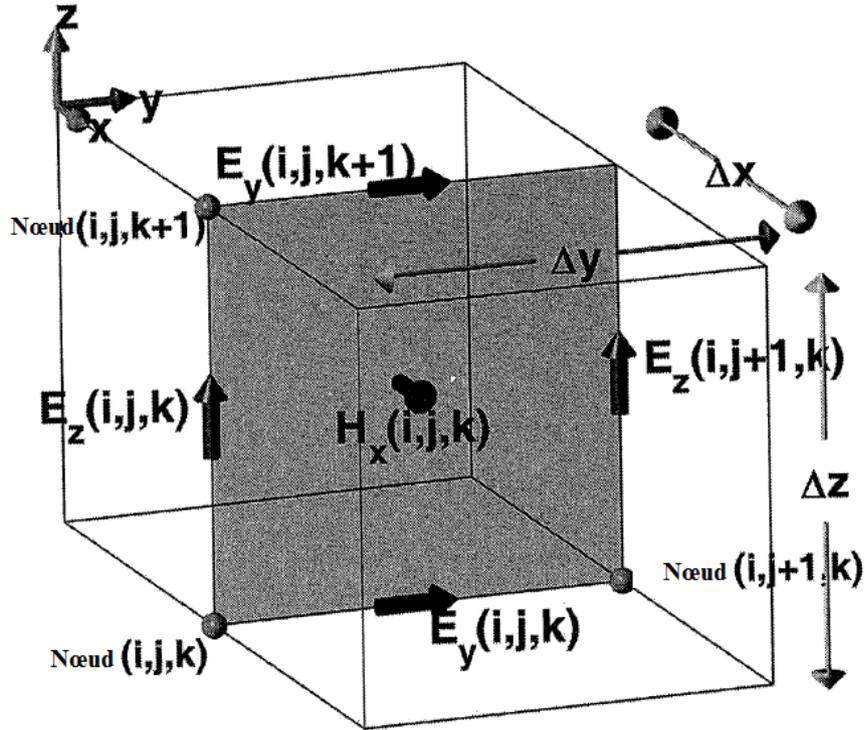


Figure II.5. Composantes du champ autour de  $H_x(i, j, k)$ .

## II.5. Condition de stabilité

Le choix des paramètres de discrétisation spatiaux ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ) et temporel ( $\Delta t$ ) est très crucial pour la stabilité de la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD. D'après la condition de Friedrich Levy (CFL; Courant-Friedrich-Levy) [4, 5], ces paramètres de discrétisation sont reliés par l'équation suivante :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{1/\Delta x^2 + 1/\Delta y^2 + 1/\Delta z^2}} \quad (II.17)$$

$c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans le cas où  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$ , l'équation (II.17) devient:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \quad (II.18)$$

De point de vue pratique, le pas temporel  $\Delta t$  doit être inférieur au temps que met l'onde pour se propager d'une cellule à l'autre.

## II.6. Équations implémentées dans l'algorithme de la méthode FDTD

Il a déjà été mentionné que les composantes de champ électrique sont définies à des pas de temps entiers, cependant, le côté droit de l'équation (II.15) comprend un terme de champ électrique à l'instant  $(n+1/2)\Delta t$ , qui est  $E_x^{n+1/2}(i, j, k)$ . Cette expression peut être écrite comme la moyenne des termes à des instants  $(n+1)\Delta t$  et  $n\Delta t$ , de telle sorte que

$$E_x^{n+1/2}(i, j, k) = \frac{E_x^{n+1}(i, j, k) + E_x^n(i, j, k)}{2} \quad (II.19)$$

En substituant (II.19) en (II.15), et en arrangeant les termes de champ de telle sorte que le terme  $E_x^{n+1}(i, j, k)$  est maintenu sur le côté gauche de l'équation et le reste des termes sont déplacés à droite, on peut écrire

$$\begin{aligned} & \frac{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)}{2\varepsilon_x(i, j, k)} E_x^{n+1}(i, j, k) \\ &= \frac{2\varepsilon_x(i, j, k) - \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)}{2\varepsilon_x(i, j, k)} E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_x(i, j, k)\Delta y} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) \\ & - H_z^{n+1/2}(i, j - 1, k)) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_x(i, j, k)\Delta z} (H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k - 1)) \\ & - \frac{\Delta t}{\varepsilon_x(i, j, k)} J_{dx}^{n+1/2}(i, j, k) \end{aligned} \quad (II.20)$$

Après quelques manipulations, on obtient

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_x(i, j, k) - \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)}{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)} E_x^n(i, j, k) \\ &+ \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k))\Delta y} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j - 1, k)) \\ &- \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k))\Delta z} (H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k - 1)) \\ &- \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)} J_{dx}^{n+1/2}(i, j, k) \end{aligned} \quad (II.21)$$

L'équation (II.21) montre que la valeur d'une composante du champ électrique peut être calculée en utilisant les valeurs précédentes de la composante de champ électrique, les

composantes de champ magnétique, et les composants de la source. Cette forme d'équation est appelée 'équation de mise à jour de champ'.

De la même manière, on peut déduire l'équation de la mise à jour de champ magnétique, en suivant la même méthodologie. Après quelques manipulations, on obtient

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= \frac{2\mu_x(i, j, k) - \Delta t\sigma_x^m(i, j, k)}{2\mu_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^m(i, j, k)} H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{(2\mu_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^m(i, j, k))\Delta z} (E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{(2\mu_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^m(i, j, k))\Delta y} (E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{2\mu_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^m(i, j, k)} M_{dx}^n(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.22}$$

Enfin, les équations ((II.9)-(II.14)) sont exprimées en utilisant les différences finies et peuvent être arrangées pour construire les six équations de mise à jour des champs de la méthode FDTD, en introduisant des termes de coefficient suivants:

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1}(i, j, k) &= C_{exe}(i, j, k) \times E_x^n(i, j, k) + C_{exhz}(i, j, k) \times (H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k)) \\
 &+ C_{exhy}(i, j, k) \times (H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)) + C_{exj}(i, j, k) \\
 &\times J_{dx}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.23}$$

où

$$\begin{aligned}
 C_{exe}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_x(i, j, k) - \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)}{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)} \\
 C_{exhz}(i, j, k) &= \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k))\Delta y} \\
 C_{exhy}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k))\Delta z} \\
 C_{exj}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^e(i, j, k)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_y^{n+1}(i, j, k) &= C_{eye}(i, j, k) \times E_y^n(i, j, k) + C_{eyhx}(i, j, k) \times (H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)) \\
 &+ C_{eyhz}(i, j, k) \times (H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k)) + C_{eyj}(i, j, k) \\
 &\times J_{dy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.24}$$

où

$$\begin{aligned}
 C_{eye}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_y(i, j, k) - \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)}{2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)} \\
 C_{eyhx}(i, j, k) &= \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)) \Delta z} \\
 C_{eyhz}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)) \Delta x} \\
 C_{eyj}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^{n+1}(i, j, k) &= C_{eze}(i, j, k) \times E_z^n(i, j, k) + C_{ezhy}(i, j, k) \times (H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k)) \\
 &+ C_{ezhx}(i, j, k) \times (H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k)) + C_{ezj}(i, j, k) \\
 &\times J_{dz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.25}$$

où

$$\begin{aligned}
 C_{eze}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_z(i, j, k) - \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)}{2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)} \\
 C_{ezhy}(i, j, k) &= \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)) \Delta x} \\
 C_{ezhx}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)) \Delta y} \\
 C_{ezj}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= C_{hxh}(i, j, k) \times H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + C_{hxey}(i, j, k) \times (E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)) \\
 &+ C_{hxex}(i, j, k) \times (E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)) + C_{hxm}(i, j, k) \\
 &\times M_{dx}^n(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.26}$$

où

$$\begin{aligned}
 C_{hxh}(i, j, k) &= \frac{2\mu_x(i, j, k) - \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)}{2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)} \\
 C_{hxey}(i, j, k) &= \frac{2\Delta t}{(2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)) \Delta z} \\
 C_{hxex}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{(2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)) \Delta y} \\
 C_{hxm}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= C_{hyh}(i, j, k) \times H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + C_{hyez}(i, j, k) \times (E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)) \\
 &+ C_{hyex}(i, j, k) \times (E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)) + C_{hym}(i, j, k) \\
 &\times M_{dy}^n(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.27}$$

où

$$\begin{aligned}
 C_{hyh}(i, j, k) &= \frac{2\mu_y(i, j, k) - \Delta t \sigma_y^m(i, j, k)}{2\mu_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^m(i, j, k)} \\
 C_{hyez}(i, j, k) &= \frac{2\Delta t}{(2\mu_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^m(i, j, k)) \Delta x} \\
 C_{hyex}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{(2\mu_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^m(i, j, k)) \Delta z} \\
 C_{hym}(i, j, k) &= -\frac{2\Delta t}{2\mu_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^m(i, j, k)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= C_{hzh}(i, j, k) \times H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + C_{hzex}(i, j, k) \times (E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)) \\
 &+ C_{hzey}(i, j, k) \times (E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k)) + C_{hzm}(i, j, k) \\
 &\times M_{dz}^n(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.28}$$

où

$$C_{hzh}(i, j, k) = \frac{2\mu_z(i, j, k) - \Delta t \sigma_z^m(i, j, k)}{2\mu_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^m(i, j, k)}$$

$$C_{hzex}(i, j, k) = \frac{2\Delta t}{(2\mu_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^m(i, j, k))\Delta y}$$

$$C_{hzey}(i, j, k) = -\frac{2\Delta t}{(2\mu_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^m(i, j, k))\Delta x}$$

$$C_{hzm}(i, j, k) = -\frac{2\Delta t}{2\mu_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^m(i, j, k)}$$

Il faut noter que les deux premiers indices de chaque coefficient se réfèrent à la composante de champ en cours de mise à jour. Le troisième et le quatrième indice désignent le type du champ ou de source (électrique ou magnétique) par lesquels ce coefficient est multiplié.

Après avoir dérivé les équations de mise à jour de champ de la méthode FDTD, un algorithme d'itération peut être construit comme illustré sur la figure II.6. La première étape de cet algorithme est de mettre en place l'espace du problème - y compris les objets, les types de matériaux et les sources - et définir d'autres paramètres qui seront utilisés lors du calcul FDTD. Puis, les coefficients apparaissant dans les équations ((II.23)-(II.28)) peuvent être calculés et stockés sous forme de tableaux avant que l'itération est commencée. Les composantes du champ doivent être définies comme des tableaux et être initialisées avec des zéros puisque les valeurs initiales des champs dans l'espace de problème dans la plupart des cas sont des zéros, et les champs seront induits dans la structure dû à des sources que l'itération produit.

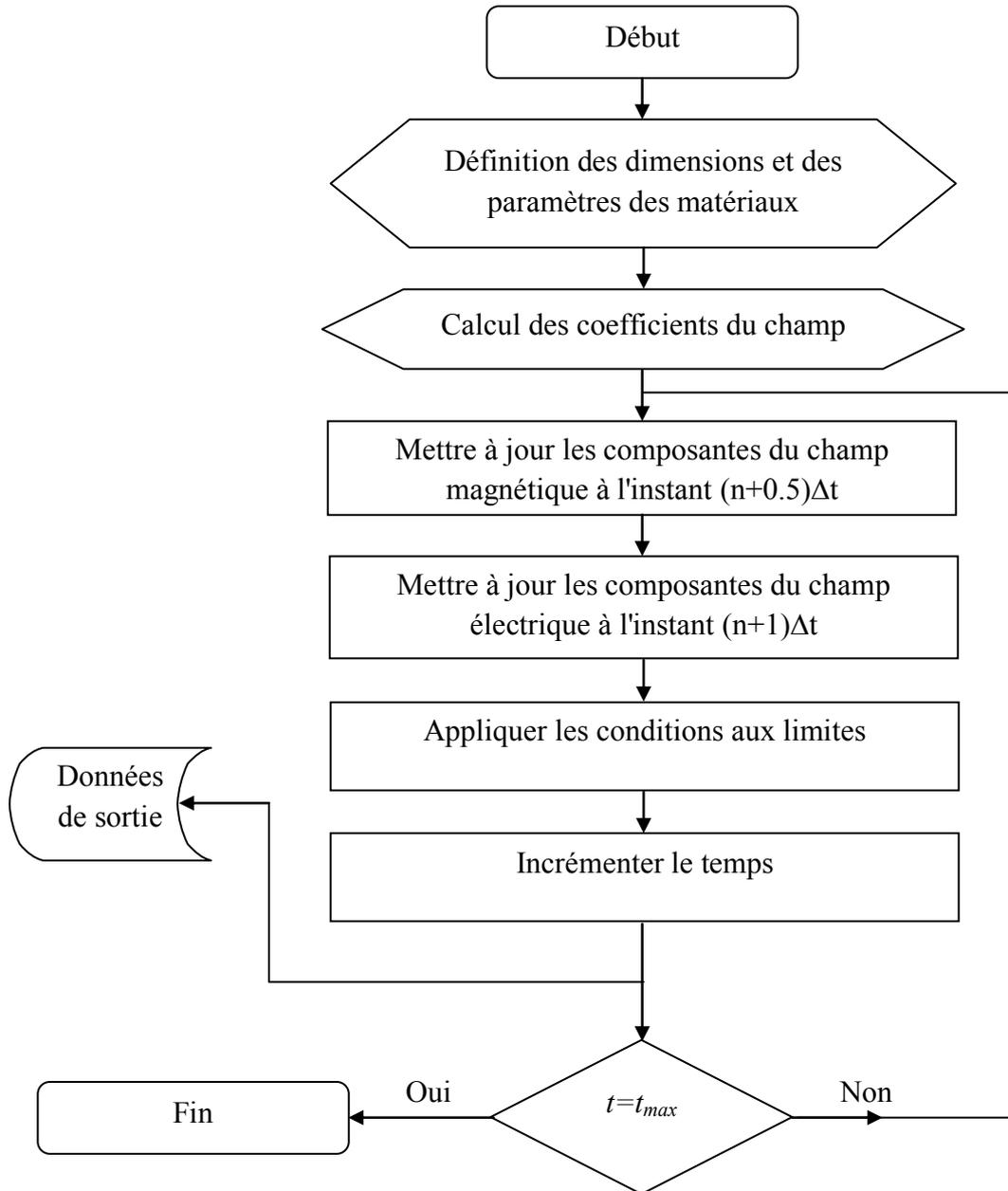


Figure II.6. Organigramme de la méthode FDTD

Dans chaque itération, les composantes du champ magnétique sont mis à jour à l'instant  $(n+0.5)\Delta t$  en utilisant les équations ((II.26)-(II.28)), puis les composantes du champ électrique sont mettre à jour à l'instant  $(n+1)\Delta t$  en utilisant les équations ((II.23)-(II.25)). Le domaine de calcul est limité et des conditions aux limites spécifiques peuvent être appliquées aux limites de la structure. Le type des conditions aux limites et les techniques utilisées pour les intégrer dans l'algorithme de FDTD sont discutés en détail dans la section suivante. Les itérations FDTD peuvent être poursuivies jusqu'à ce que certains critères d'arrêt soient atteints.

## II.7. Conditions aux limites (couches absorbantes CPML)

Dans les structures ouvertes, le volume de calcul doit être tronqué à certaines limites, et des conditions "Artificielles" aux frontières doivent être définies de sorte que le champ au-delà de ces limites est absorbé et il n'y a pratiquement aucune réflexion vers le volume de calcul (idéalement, une frontière sans réflexion). De telles conditions aux frontières nommées les ABC's (Absorbing Boundary conditions) ont été proposés dans la littérature et sont utilisés en particulier dans la méthode FDTD [6]. Parmi les ABC les plus connus on trouve les couches parfaitement adaptées PML (Perfectly Matched Layers), proposées à l'origine par Berenger [7] et développées par d'autres chercheurs. Les couches PML sont des milieux spéciaux d'épaisseur finie entourant le domaine de calcul, et basées sur des paramètres factifs pour créer un état d'adaptation d'impédance, qui est indépendant des fréquences et des angles de l'incident de l'onde sur cette frontière. Cependant, les couches PML sont représentées comme étant inefficace pour absorber les ondes évanescentes. Comme résultat, les PMLs doivent être placées suffisamment loin d'un obstacle pour que les ondes évanescentes aient suffisamment détérioré. Ce qui augmente le nombre des cellules de domaine de calcul et par conséquent, une augmentation de temps de calcul et de ressource de mémoire.

La CPML (Convolutional PML) est une des implémentations les plus performantes des couches PML, dont l'avantage majeur est d'absorber les ondes évanescentes et les basses fréquences bien mieux que la PML classique [8]. Elle est basée sur l'utilisation des variables en coordonnées étendues (coordinate stretching variables) définies par la méthode CFS (Complex-Frequency Shifted) [9, 10].

### II.7.1. Formulation de FDTD en tenant compte des couches CPML

La composante du champ électrique dans la direction  $x$ , peut être écrite, en présence des couches PML, comme suit :

$$j\omega\varepsilon_x E_x + \sigma_x^e E_x = \frac{1}{S_{ey}} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{S_{ez}} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (II.29)$$

Où  $S_{ei}$  sont les coordonnées étendues introduites par Berenger [7], et données par :

$$S_{ei} = 1 + \frac{\sigma_{pei}}{j\omega\epsilon_0}, \quad i = x, y, \text{ or } z \quad (II.30)$$

Où  $\sigma_{pei}$  sont les conductivités des couches PML.

Dans le cas des couches CPML, le choix des coordonnées étendues complexes fait suite à une nouvelle définition proposée par Kuzuoglu et Mittra [20], données par :

$$S_{ei} = \kappa_{ei} + \frac{\sigma_{pei}}{\alpha_{ei} + j\omega\epsilon_0}, \quad i = x, y, \text{ or } z \quad (II.31)$$

$$S_{mi} = \kappa_{mi} + \frac{\sigma_{pmi}}{\alpha_{mi} + j\omega\epsilon_0}, \quad i = x, y, \text{ or } z \quad (II.32)$$

où  $\kappa_{ei}$ ,  $\kappa_{mi}$ ,  $\alpha_{ei}$  et  $\alpha_{mi}$  sont des nouveaux paramètres réels tel que :  $\kappa_{ei} \geq 1$ ,  $\kappa_{mi} \geq 1$ ,  $\alpha_{ei} \geq 0$  et  $\alpha_{mi} \geq 0$ .

L'équation (II.28) est exprimée dans le domaine fréquentiel, pour obtenir l'équation de mise à jour on doit écrire cette équation dans le domaine temporel en appliquant la transformée de Laplace, l'équation (II.28) devient

$$\epsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_x^e E_x = \bar{S}_{ey}(t) * \frac{\partial H_z}{\partial y} - \bar{S}_{ez}(t) * \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (II.33)$$

où \* représente le produit de convolution et  $\bar{S}_{ei}(t)$  est la transformée de Laplace inverse de  $S_{ei}^{-1}$ . Les termes  $\bar{S}_{ei}(t)$  et  $\bar{S}_{mi}(t)$  sont donnés par

$$\bar{S}_{ei}(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{ei}} - \frac{\sigma_{pei}}{\epsilon_0 \kappa_{ei}^2} e^{-\left(\left(\frac{\sigma_{pei}}{\epsilon_0 \kappa_{ei}}\right) + \left(\frac{\alpha_{pei}}{\epsilon_0}\right)\right)t} u(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{ei}} + \xi_{ei}(t) \quad (II.34)$$

$$\bar{S}_{mi}(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{mi}} - \frac{\sigma_{pmi}}{\epsilon_0 \kappa_{mi}^2} e^{-\left(\left(\frac{\sigma_{pmi}}{\epsilon_0 \kappa_{mi}}\right) + \left(\frac{\alpha_{pmi}}{\epsilon_0}\right)\right)t} u(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{mi}} - \xi_{mi}(t) \quad (II.35)$$

En insérant l'équation (II.34) dans (II.33), on obtient

$$\epsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_x^e E_x = \frac{1}{\kappa_{ey}} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{\kappa_{ez}} \frac{\partial H_y}{\partial z} + \xi_{ey}(t) * \frac{\partial H_z}{\partial y} - \xi_{ez}(t) * \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (II.36)$$

A ce point, on peut appliquer le principe des différences finies pour exprimer l'équation (II.36) sous la forme discrète et obtenir les équations de mise à jour des champs. Cependant,

cette équation contient deux termes de convolution et ces termes doivent aussi être discrétisés en temps et en espace.

## II.7.2. Convolution discrète

Les termes de convolution de l'équation (II.36) peuvent être écrits comme

$$\xi_{ey} * \frac{\partial H_z}{\partial y} = \int_{\tau=0}^{\tau=t} \xi_{ey}(\tau) \frac{\partial H_z(t-\tau)}{\partial y} d\tau \quad (II.37)$$

Dans le cas discret (II.37) devient

$$\begin{aligned} \int_{\tau=0}^{\tau=t} \xi_{ey}(\tau) \frac{\partial H_z(t-\tau)}{\partial y} d\tau \\ \approx \sum_{m=0}^{m=n-1} Z_{0ey}(m) (H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j-1, k)) \end{aligned} \quad (II.38)$$

où

$$\begin{aligned} Z_{0ey}(m) &= \frac{1}{\Delta y} \int_{\tau=m\Delta t}^{\tau=(m+1)\Delta t} \xi_{ey}(\tau) d\tau = -\frac{\sigma_{pey}}{\Delta y \epsilon_0 \kappa_{ey}^2} \int_{\tau=m\Delta t}^{\tau=(m+1)\Delta t} e^{-\left(\left(\frac{\sigma_{pey}}{\epsilon_0 \kappa_{ei}}\right) + \left(\frac{\alpha_{pey}}{\epsilon_0}\right)\right)\tau} d\tau \\ &= a_{ey} e^{-\left(\left(\frac{\sigma_{pei}}{\kappa_{ei}}\right) + \alpha_{pei}\right)\frac{m\Delta t}{\epsilon_0}} \end{aligned} \quad (II.39)$$

Avec

$$a_{ey} = \frac{\sigma_{pey}}{\Delta y (\sigma_{pey} \kappa_{ey} + \alpha_{pey} \kappa_{ey}^2)} \left[ e^{-\left(\left(\frac{\sigma_{pey}}{\kappa_{ey}}\right) + \alpha_{pey}\right)\frac{\Delta t}{\epsilon_0}} - 1 \right] \quad (II.40)$$

Après avoir dérivé l'expression de  $Z_{0ey}(m)$ , on peut exprimer le terme de convolution discrète avec un nouveau paramètre  $\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ , tel que

$$\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = \sum_{m=0}^{m=n-1} Z_{0ey}(m) (H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j-1, k)) \quad (II.40)$$

L'équation (II.33) peut être écrite sous la forme discrète comme suit

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_x(i, j, k) & \frac{E_x^{n+1}(i, j, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta t} + \sigma_x^e(i, j, k) \frac{E_x^{n+1}(i, j, k) - E_x^n(i, j, k)}{2} \\
 & = \frac{1}{\kappa_{ey}(i, j, k)} \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k)}{\Delta y} \\
 & - \frac{1}{\kappa_{ez}(i, j, k)} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)}{\Delta z} + \psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) \\
 & - \psi_{exz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{II.41}$$

D'après l'expression de paramètre  $\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ , on peut voir que les valeurs de la composante du champ magnétique  $H_z$  calculées à l'ensemble des pas de temps précédents doivent être immédiatement disponibles pour effectuer la convolution discrète. Ceci implique que toutes les valeurs antérieures de  $H_z$  doivent être stockées dans la mémoire de l'ordinateur, ce qui n'est pas possible avec les ressources informatiques actuels. Pour surmonter ce problème, on fait appel à la technique de la convolution récursive [11]. Après avoir appliqué cette technique pour simplifier l'équation (II.34), le terme  $\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$  peut être exprimé en fonction de sa valeur précédente  $\psi_{exy}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)$  et on obtient

$$\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = b_{ey} \psi_{exy}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + a_{ey} H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \tag{II.42}$$

Avec

$$a_{ey} = \frac{\sigma_{pey}}{\Delta y (\sigma_{pey} \kappa_{ey} + \alpha_{pey} \kappa_{ey}^2)} [b_{ey} - 1] \tag{II.43}$$

$$b_{ey} = e^{-\left(\left(\frac{\sigma_{pey}}{\kappa_{ey}}\right) + \alpha_{pey}\right) \frac{\Delta t}{\varepsilon_0}} \tag{II.44}$$

### II.7.3. Équations implémentées dans l'algorithme CPML-FDTD

La forme générale des équations de mise à jour de champ pour la méthode FDTD est donnée précédemment, pour la composante  $E_x$ , on écrit

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = C_{exe}(i, j, k) \times E_x^n(i, j, k) + C_{exhz}(i, j, k) \times (H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - 1, k)) \\ + C_{exhy}(i, j, k) \times (H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - 1)) \quad (II.45)$$

Alors que l'équation de mise à jour pour la région des couches CPML prend la forme

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = C_{exe}(i, j, k) \times E_x^n(i, j, k) + (1/\kappa_{ey}(i, j, k)) \times C_{exhz}(i, j, k) \times (H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) \\ - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - 1, k)) + (1/\kappa_{ez}(i, j, k)) \times C_{exhy}(i, j, k) \times (H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) \\ - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - 1)) + (\Delta y C_{exhz}(i, j, k)) \times \psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) + (\Delta z C_{exhy}(i, j, k)) \\ \times \psi_{exz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) \quad (II.46)$$

On peut définir deux nouveaux coefficients de telle sorte

$$C_{\psi_{exy}}(i, j, k) = \Delta y C_{exhz}(i, j, k) \quad (II.47)$$

$$C_{\psi_{exz}}(i, j, k) = \Delta z C_{exhy}(i, j, k) \quad (II.48)$$

En plus, les termes  $1/\kappa_{ey}(i, j, k)$  et  $1/\kappa_{ez}(i, j, k)$  sont inclus respectivement en

$$C_{exhz}(i, j, k) \Leftarrow (1/\kappa_{ey}(i, j, k)) C_{exhz}(i, j, k) \quad (II.49)$$

$$C_{exhy}(i, j, k) = (1/\kappa_{ez}(i, j, k)) C_{exhy}(i, j, k) \quad (II.50)$$

Ces modifications sont appliquées aux coefficients, seulement à la région où il y a un chevauchement avec les couches CPML. En insérant les équations ((II.47)-(II.50)) dans (II.46) on obtient

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = C_{exe}(i, j, k) \times E_x^n(i, j, k) + C_{exhz}(i, j, k) \times (H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - 1, k)) \\ + C_{exhy}(i, j, k) \times (H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - 1)) + C_{\psi_{exy}}(i, j, k) \\ \times \psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) + C_{\psi_{exz}}(i, j, k) \times \psi_{exz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) \quad (II.50)$$

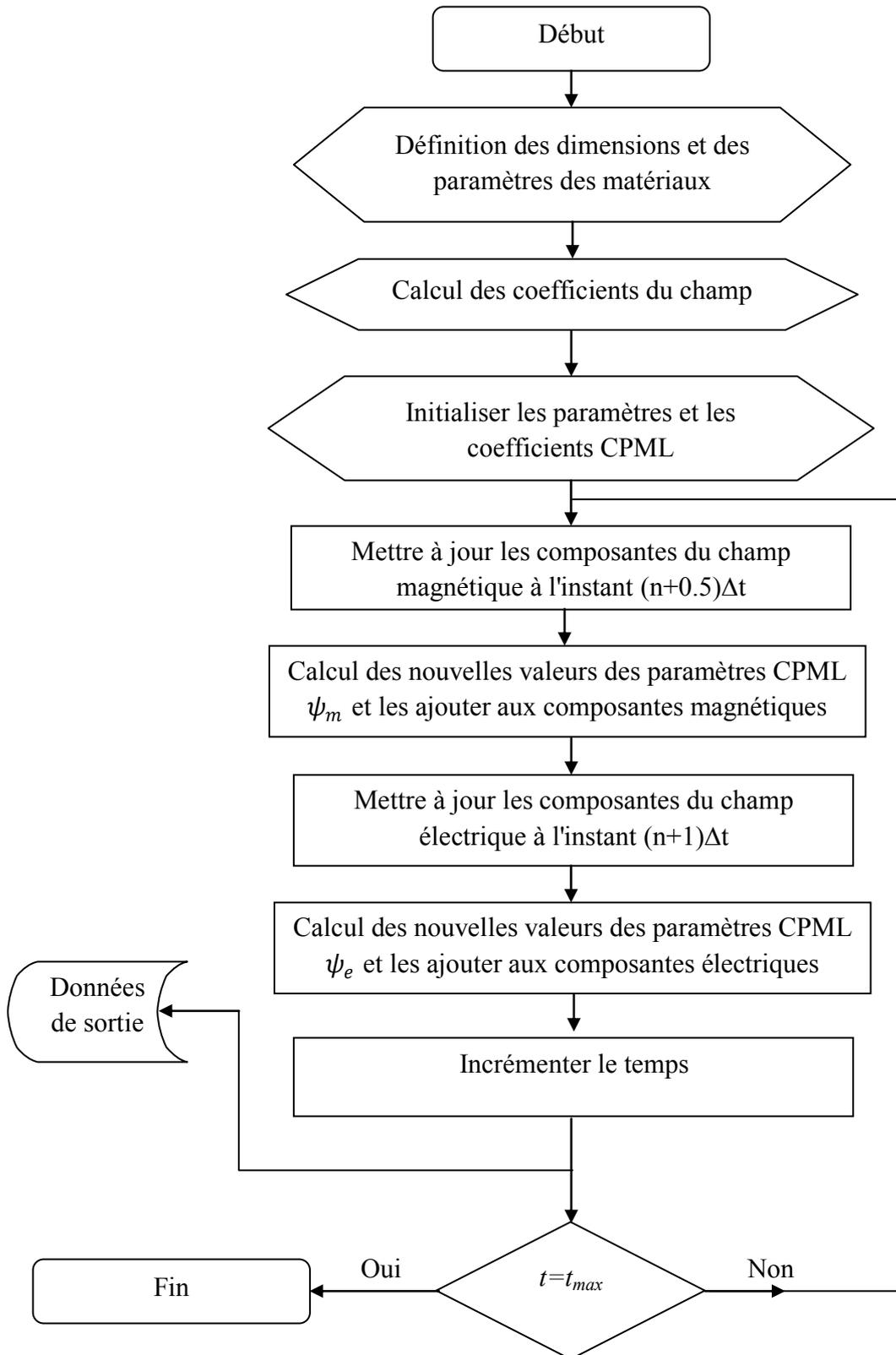


Figure II.7. Organigramme de la méthode FDTD avec les couches CPML

L'organigramme de la méthode FDTD (figure II.6) peut être modifié pour inclure les étapes des couches CPML comme représenté sur la figure II.7. Les paramètres auxiliaires des CPML

sont initialisés avant le début de la boucle principale. Durant la boucle principale FDTD, les termes des couches CPML sont calculés et ajoutés seulement aux champs aux régions où les couches CPML sont définies.

## **II.8. Conclusion**

Dans ce chapitre, on a détaillé les étapes nécessaires à la mise au point d'une méthode de calcul (FDTD) permettant de résoudre différents problèmes de l'électromagnétisme. On a présenté clairement le principe de la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD, ainsi que l'application de cette technique pour la discrétisation des équations de Maxwell, en déduisant les équations de mise à jour des champs. Puis l'étude est élargie pour le cas des structures ouvertes où on a présenté la formulation de la méthode FDTD en présence des couches absorbantes adaptées CPML. Dans le chapitre suivant, cette technique sera utilisée pour le calcul des paramètres électromagnétiques d'une antenne à résonateur diélectrique de forme rectangulaire.

## Références bibliographiques du chapitre II

- [1] A. HAFIANE, *Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique*. Thèse de Doctorat, Université de MARNE LA VALLEE, Mars 2003.
- [2] A. Taflove, *Computational Electromagnetics: The finite difference time domain method*, Artech House, Boston, London 1995.
- [3] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302-307, 1966.
- [4] E. Tan, "Fundamental schemes for efficient unconditionally stable implicit finite difference time-domain methods," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 56, No. 1, pp. 170–177, 2008.
- [5] T. Namiki, "3D ADI-FDTD method-unconditionally stable time-domain algorithm for solving full vector maxwell's equations," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 48, No. 10, pp. 1743–1748, 2000.
- [6] D.M. Sollivan, *Electromagnetic simulation using the FDTD method*. IEEE Press. Piscataway, NJ, 2000.
- [7] J. Berenger, "Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, vol. 127, pp. 363–379, 1996.
- [8] J. Roden and S. Gendey, "Convolution PML (CPML): an efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media," *Microwave and optical Tehcnology Letters*, vol. 27, pp. 334-339, 2000.
- [9] W.C. Chew and W.H. Weedon, "A 3D perfectly matched medium from modified maxwell's equations with stretched coordinates," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 7, pp. 599–604, 1994.
- [10] M. Kuzuoglu, R. Mittra, "Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 6, pp. 447–449, 1996.
- [11] A. Elsherbeni and V. Demir, *The Finite-difference Time-domain Method for Electromagnetics with Matlab Simulations*. SciTech Publishing, 2009.

## ***Chapitre III***

***Analyse numérique d'une  
antenne RD empilée pour des  
applications ULB (Ultra  
Large Bande)***

### III.1. Introduction

Dans la dernière décennie, la Commission Fédérale de Communications (FCC) a autorisé l'utilisation de la bande de fréquence entre 3.1 GHz et 10.6 GHz pour des applications commerciales Ultra-large bande (ULB). Plusieurs travaux de recherches ont été faits pour la conception des antennes adéquates pour le spectre ULB. Les antennes proposées sont principalement basées sur des antennes microrubans avec différentes formes [1-7]. En raison de leurs avantages par rapport aux antennes microrubans (taille réduite, efficacité de rayonnement élevée, poids léger, et absence de pertes ohmiques), les antennes à résonateur diélectrique peuvent être proposées d'être l'une des antennes de candidats alternatifs pour les applications ULB. Dans ce chapitre, on propose une nouvelle antenne à résonateur diélectrique empilé, alimentée par un patch rectangulaire. En comparaison avec les antennes DR, le concept proposé fournit une largeur de bande d'impédance plus de 115% (entre 3 GHz et 11 GHz), couvrant le spectre ULB (3.1GHz-10.6GHz) et ayant un diagramme de rayonnement omnidirectionnel. La méthode FDTD est utilisée pour calculer les caractéristiques électromagnétiques de cet antenne, en adoptant les couches absorbantes parfaitement adaptées convolutionnelles (CPML) comme des conditions aux limites (ABCs). Pour valider notre code de calcul, les résultats numériques sont comparés avec ceux obtenus à partir des simulations par des logiciels commerciaux ; l'Ansoft HFSS et le CST Microwave Studio.

### III.2. Géométrie de l'antenne ULB proposée

La figure III.1 illustre la géométrie de l'antenne proposée. La structure étudiée comporte deux résonateurs diélectriques rectangulaires empilés (DR), avec une largeur  $a$  et une longueur  $b$ , excités par l'intermédiaire d'une ligne de transmission microruban qui a une longueur  $l_s$  et une largeur  $w_s$ , imprimée sur la face supérieure du substrat. Le résonateur inférieur (DR1) est de type Rogers RO4350 avec permittivité  $\epsilon_{r1} = 3.66$  et une hauteur  $d1$ , le DR supérieur (DR2) a une permittivité relative  $\epsilon_{r2} = 10.2$  (Rogers RO3010) et une hauteur  $d2$ . Les deux résonateurs empilés sont montés sur un substrat Rogers RT5880 ( $L \times W$ ) avec une permittivité  $\epsilon_{rs} = 2.2$ , une tangente de perte est de  $0.0009$ , et une épaisseur  $h = 0.762$  mm. Le plan de masse est partiellement imprimé sur la face inférieure du substrat, avec une longueur  $l_g$ . Un patch rectangulaire, avec une longueur  $l_p$  et une largeur  $w_p$ , adhérant à la surface de la face arrière

des résonateurs empilés et relié à la ligne microruban, il est utilisé en tant qu'un mécanisme d'excitation, comme illustré sur la figure III.1. Le tableau III.1 résume les valeurs optimales des paramètres de la conception de l'antenne proposée.

Tableau III.1. Paramètres de l'antenne DR empilé.

Paramètres de l'antenne	Valeur optimale (mm)
$L$	40
$W$	30
$a$	15
$b$	15
$d1$	5.08
$d2$	5.08
$wp$	11
$lp$	6.5
$Lg$	16
$h$	0.762
$ws$	2.2
$ls$	17.5

### III.3. Calculs des caractéristiques électromagnétiques de l'antenne proposée par la méthode CPML-FDTD

Dans le chapitre précédant, on a détaillé tous les points fondamentaux de la méthode CPML-FDTD pour des structures électromagnétiques d'une façon générale. Dans ce qui suit, on va utiliser cette méthode pour caractériser l'antenne proposée dans la section précédente. Cette caractérisation électromagnétique consiste à calculer les paramètres électriques de la structure d'antenne à étudier y compris les paramètres de répartition S et les champs lointains (diagrammes de rayonnement).

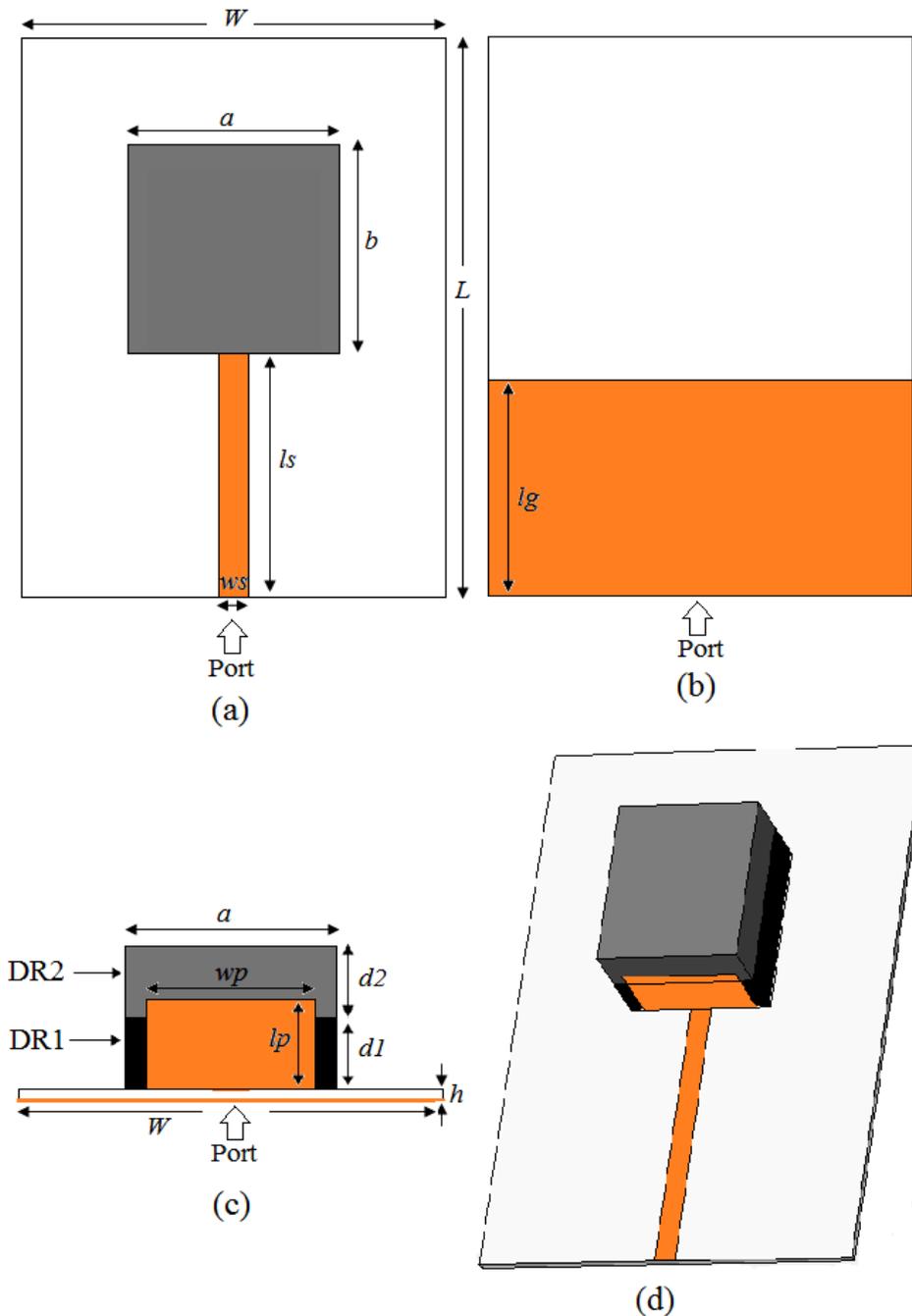


Figure III.1. Géométrie de l'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale, (d) vue en 3D

### III.3.1. Choix de l'excitation

Les sources sont des composantes nécessaires pour une simulation FDTD. La source excite les champs électriques et magnétiques avec une forme d'onde en fonction du temps. Le type de la forme d'onde peut être sélectionné selon le problème étudié.

Pour notre étude, la forme d'onde de l'excitation la mieux adaptée est une gaussienne puisqu'elle est capable de remplir certaines conditions comme une étude sur une large bande spectrale allant de zéro jusqu'à une certaine fréquence supérieure de travail, d'une durée temporelle raisonnable, continue, et facilement interprétable.

Une onde gaussienne peut être écrite en fonction du temps comme suit [10] ;

$$g(n) = e^{-\frac{(n\Delta t - T_0)^2}{T^2}} \quad (III.1)$$

Où  $n$  est le nombre d'itérations.

$\Delta t$  est le pas temporel.

$T_0$  désigne le retard par rapport à l'instant  $t=0$ .

$T$  dépend de la fréquence maximale de la bande à étudier, tel que :

$$T = \frac{1}{2f_{max}} \quad (III.2)$$

Pour la configuration de l'antenne étudiée dans ce travail, l'excitation est effectuée entre le plan de masse et la ligne d'alimentation micro-ruban et cela en imposant un champ vertical uniforme sur toute la largeur de la ligne (Figure III.2).

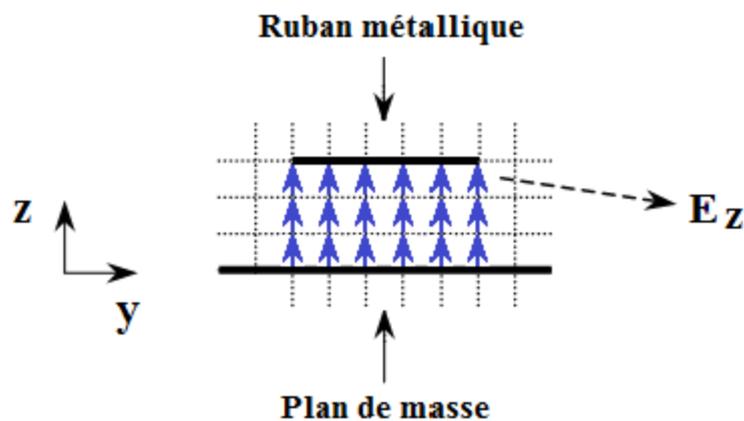


Figure III.2. Modélisation de l'excitation par une ligne micro-ruban

### III.3.2. Calcul des paramètres de répartition S

Les paramètres de répartition S sont employés pour caractériser la réponse des circuits (RF) radiofréquences et micro-ondes [8]. Ils sont plus communément utilisés que d'autres types de paramètres de réseau (par exemple paramètres Y et Z).

Les paramètres S sont basés sur le concept des ondes. Les ondes incidente et réfléchie  $a_i$  et  $b_i$  associées au port  $i$  sont définies comme

$$a_i = \frac{V_i + Z_i \times I_i}{2\sqrt{|Re\{Z_i\}|}} \quad (III.3)$$

$$b_i = \frac{V_i - Z_i \times I_i}{2\sqrt{|Re\{Z_i\}|}} \quad (III.4)$$

Où  $V_i$  et  $I_i$  sont respectivement la tension et le courant au niveau du port  $i$  du système et  $Z_i$  est l'impédance cherchée à partir du  $i^{\text{ème}}$  port d'un système multiport, comme illustrée dans la figure III.3. La matrice des paramètres de répartition S peut être exprimée comme suit

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & \cdots & S_{NN} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} \quad (III.5)$$

Les indices  $mn$  indiquent le numéro de port de sortie  $m$  et le numéro de port d'entrée  $n$  du paramètre de répartition  $S_{mn}$ . Si le port  $n$  est excité pendant que tous les autres ports sont terminés par des charges adaptatives, les ondes de sortie  $b_m$  et  $a_n$  peuvent être utilisées pour calculer  $S_{mn}$ , en utilisant ;

$$S_{mn} = \frac{b_m}{a_n} \quad (III.6)$$

Cette technique peut être appliquée aux résultats issus de la simulation par la méthode FDTD pour obtenir les paramètres S pour le port d'entrée  $n$ . Les tensions et les courants échantillonnés peuvent être capturés à tous les ports au cours de l'exécution de la boucle FDTD. Après que les itérations de la FDTD sont terminées, les tensions et les courants échantillonnés peuvent être transformés au domaine fréquentiel en utilisant la transformée de Fourier discrète. Ensuite, les tensions et les courants dans le domaine fréquentiel peuvent être utilisés dans (III.3 et III.4) pour obtenir les ondes incidente et réfléchie,  $a_i$  et  $b_i$ , qui conduisent au calcul des paramètres S pour le port de référence en utilisant (III.6).

Puisque les paramètres S sont des grandeurs complexes, ils sont généralement représentés par leurs magnitudes en décibels et leurs phases.

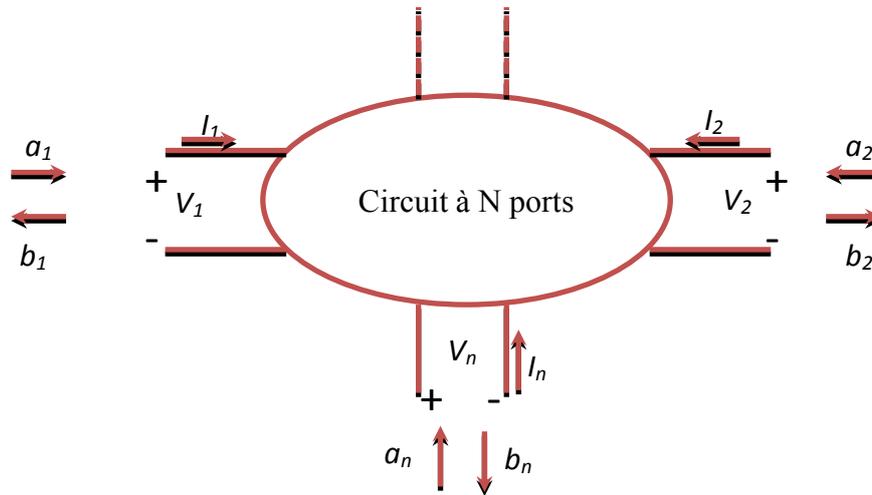


Figure III.3. Réseau électrique à N ports.

### III.3.3. Calcul du champ lointain

Dans le chapitre précédent, la méthode FDTD est utilisée pour calculer les champs électriques et magnétiques dans un espace fini autour d'une structure électromagnétique (c'est à dire, le champ électromagnétique proche). Dans un grand nombre d'applications telles que les antennes et radars, il est nécessaire de trouver le rayonnement ou le champ dans la région qui est lointaine de l'antenne. Avec la technique FDTD, l'évaluation directe de champ lointain fait appel à un trop grand domaine de calcul, ce qui n'est pas pratique dans les applications. Au lieu de cela, les champs électromagnétiques de la zone lointaine sont calculés à partir des données de la méthode FDTD en champ proche en utilisant la technique de transformation du champ proche au champ lointain (NF-FF ; near field to far field transformation) [9].

Pour un champ lointain, une simple condition définie comme suit [10] ;

$$kR \gg 1 \Rightarrow \frac{2\pi R}{\lambda} \gg 1 \quad (III. 7)$$

Où  $R$  est la distance entre l'élément rayonnant et le point d'observation,  $k$  est le nombre d'onde dans l'espace libre et  $\lambda$  est la longueur d'onde. Dans la région lointaine, le champ électromagnétique pour un observateur situé dans un point  $(r, \theta, \varphi)$  est exprimé par les équations suivantes

$$\vec{E}(r, \theta, \varphi) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \vec{F}(\theta, \varphi) \quad (III.8)$$

$$\vec{H} = \hat{r} \times \frac{\vec{E}}{\eta_0} \quad (III.9)$$

Où  $\eta_0$  est l'impédance de l'espace libre et  $\vec{F}(\theta, \varphi)$  est le terme qui détermine les variations angulaire de champ électrique lointain. Par conséquent, le diagramme de rayonnement d'une antenne est seulement en fonction de la position angulaire  $(\theta, \varphi)$  et il est indépendant de la distance  $r$ .

En générale, la technique de transformation de champ proche au champ lointain est implémentée en deux étapes :

Premièrement, une surface imaginaire est sélectionnée pour enfermer l'antenne, comme représentée sur la figure III.4. Les courants  $\vec{J}$  et  $\vec{M}$  sur cette surface sont déterminés à partir des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  calculés à l'intérieur du domaine de calcul. D'après le théorème d'équivalence, le champ de rayonnement calculé à partir des courants est équivalent au champ de rayonnement de l'antenne [11, 12].

Ensuite, les vecteurs potentiels  $\vec{A}$  et  $\vec{F}$  sont utilisés pour calculer les champs rayonnés des courants équivalents  $\vec{J}$  et  $\vec{M}$ .

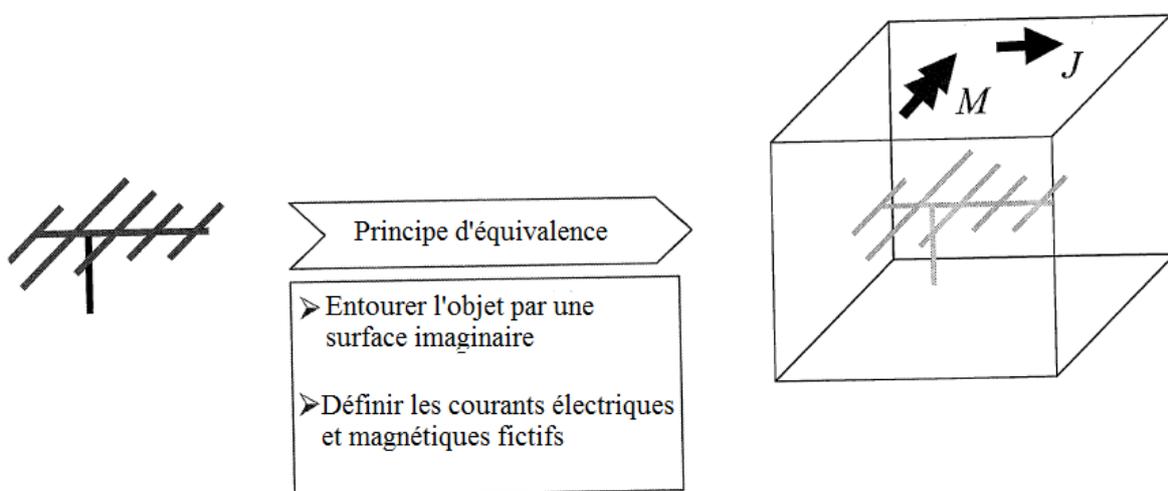


Figure III.4. Technique de transformation de champ proche au champ lointain

➤ **Courants surfaciques équivalents**

Le théorème de surface équivalente a été introduit en 1936 par Sckelkunoff [13] et il est maintenant largement utilisé dans les problèmes électromagnétiques et les antennes. L'idée de base est de remplacer les sources réelles telles que les antennes avec des courants de surface fictifs sur une surface fermée  $S$  entourant la structure électromagnétique [14].

La figure III.5 illustre un exemple sur l'application du théorème de surface équivalente. Supposons que les champs générés par une source arbitraire sont  $(\vec{E}, \vec{H})$ . Une surface imaginaire  $S$  est sélectionnée pour enfermer toute la structure, comme le montre la figure III.5.(a), la région extérieure de la surface  $S$  est l'espace libre. Un problème équivalent est mis en place dans la figure III.5.(b), où les champs en dehors de la surface  $S$  restent les mêmes, mais à l'intérieur de la surface  $S$  sont mises à zéro. Pour se conformer aux conditions aux limites sur la surface, les courants surfaciques équivalents doivent être introduits sur la surface  $S$  :

$$\vec{J}_S = \hat{n} \times (\vec{H}^{ext} - \vec{H}^{in}) = \hat{n} \times \vec{H} \quad (III.10)$$

$$\vec{M}_S = -\hat{n} \times (\vec{E}^{ext} - \vec{E}^{in}) = -\hat{n} \times \vec{E} \quad (III.11)$$

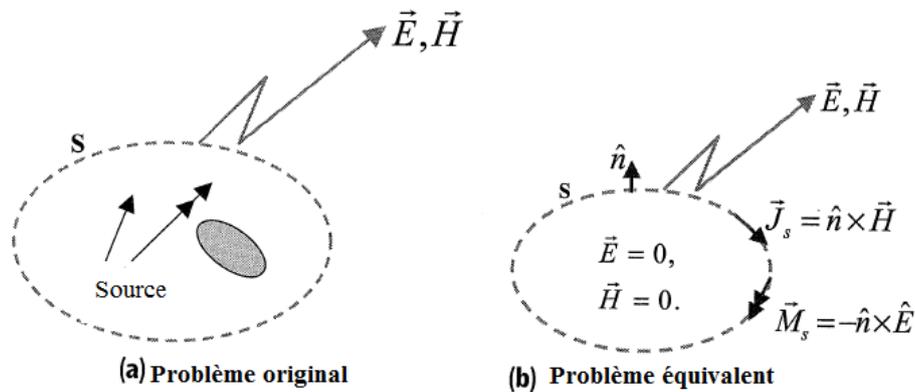


Figure III.5. Le principe d'équivalence

Pour une simulation FDTD, les courants de surface peuvent être facilement calculés à partir de la procédure suivante ;

Dans un premier lieu, une surface fermée est sélectionnée autour de l'antenne, comme représenté sur la figure III.6. La surface choisie est généralement une boîte rectangulaire qui est convenable à la grille FDTD. Elle est située entre les objets analysés et les frontières absorbantes externes. L'emplacement de la boîte rectangulaire peut être défini par deux coins; un coin inférieur  $(li, lj, lk)$  et un coin supérieur  $(ui, uj, uk)$ .

Une fois la surface fermée imaginaire est sélectionnée, les courants de surface équivalents sont calculés. La boîte rectangulaire a six faces et chacune des faces a quatre courants scalaires électriques et magnétiques, comme le montre la figure III.7. Pour la face supérieure, la direction normale est  $\hat{z}$ . À partir des équations (III.10 et III.11), les courants surfaciques équivalents sont calculés comme suit

$$\vec{J}_S = \hat{z} \times \vec{H} = \hat{z} \times (\hat{x}H_x + \hat{y}H_y + \hat{z}H_z) = -\hat{x}H_y + \hat{y}H_x \quad (III.12)$$

$$\vec{M}_S = -\hat{z} \times \vec{E} = -\hat{z} \times (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y + \hat{z}E_z) = \hat{x}E_y - \hat{y}E_x \quad (III.13)$$

Ainsi, les courants scalaires surfaciques peuvent être obtenus

$$\vec{J}_S = \hat{x}J_x + \hat{y}J_y \Rightarrow J_x = -H_y, \quad J_y = H_x \quad (III.13)$$

$$\vec{M}_S = \hat{x}M_x + \hat{y}M_y \Rightarrow M_x = E_y, \quad M_y = -E_x \quad (III.14)$$

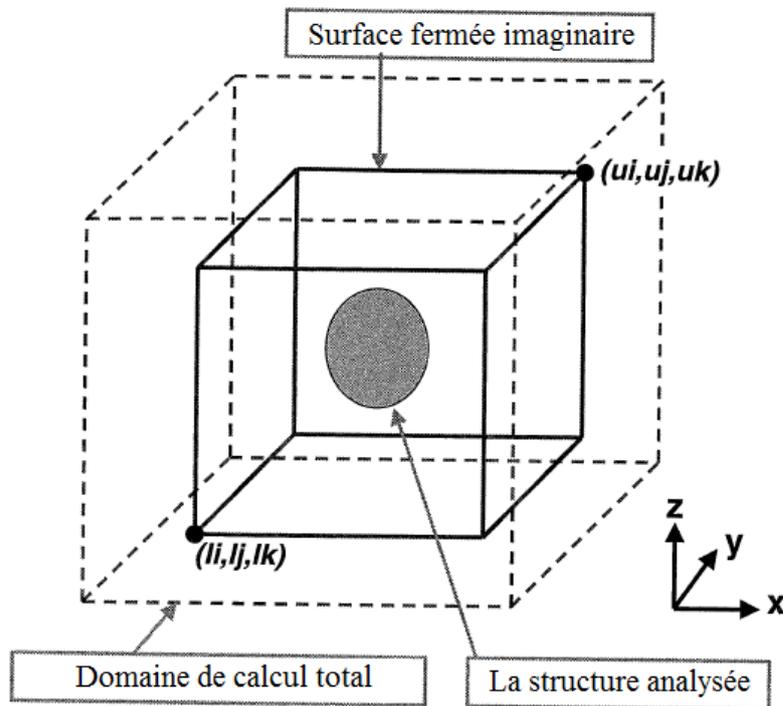


Figure III.6. La surface fermée imaginaire

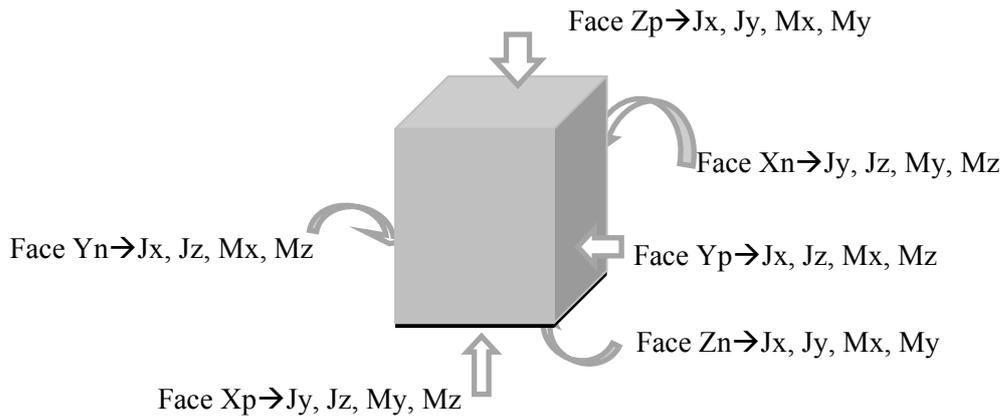


Figure III.7. Courants équivalents sur la surface fermée imaginaire

De la même manière, on peut obtenir les courants surfaciques sur les cinq autres faces. Noter que les champs  $E$  et  $H$  utilisés dans les équations (III.13) et (III.14) sont calculée à partir de la simulation FDTD. Pour le calcul du champ lointain dans le domaine temporel, les données sont utilisées directement. Par contre, pour le calcul du champ lointain dans le domaine fréquentiel, il est nécessaire d'utiliser la transformée de Fourier discrète (DFT) pour obtenir les composantes des champs dans le domaine fréquentiel.

### ➤ Transformation temps-fréquence

Pour convertir les données issues de la simulation FDTD dans le domaine des fréquences, on implémente la transformée de Fourier discrète (DFT) [11, 12]. Par exemple, le courant surfacique  $J_y$  dans l'équation (III.13) peut être calculé comme suit :

$$J_y(u, v, w; f_1) = H_x(u, v, w; f_1) = \sum_{n=1}^N H_x(u, v, w; n) e^{-2\pi f_1 n \Delta t} \Delta t \quad (III.15)$$

$(u, v, w)$  est l'indice de l'emplacement dans l'espace. Des formules analogues peuvent être appliquées pour le calcul des autres courants surfaciques.

### ➤ Approche des potentiels vecteurs

L'approche des potentiels vecteurs est très utilisée pour le calcul du champ lointain inconnu à partir des courants électriques et magnétiques connus [15]. Une paire de fonctions de potentiels vecteurs est définie comme

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 e^{-jkR}}{4\pi R} \vec{N} \quad (III.16)$$

$$\vec{F} = \frac{\varepsilon_0 e^{-jkR}}{4\pi R} \vec{L} \quad (III.17)$$

Avec

$$\vec{N} = \int_S \vec{J}_s e^{-jk r' \cos(\psi)} ds \quad (III.18)$$

$$\vec{L} = \int_S \vec{M}_s e^{-jk r' \cos(\psi)} ds \quad (III.19)$$

Comme le montre la figure III.8, le vecteur  $\vec{r} = r\hat{r}$  représente la position du point d'observation  $(x, y, z)$ , tandis que le vecteur  $\vec{r}' = r'\hat{r}'$  désigne la position du point de la source  $(x', y', z')$  sur la surface  $S$ . Le vecteur  $\vec{R} = R\hat{R}$  est la distance entre la source et le point d'observation et l'angle  $\psi$  représente l'angle entre  $\vec{r}$  et  $\vec{r}'$ .

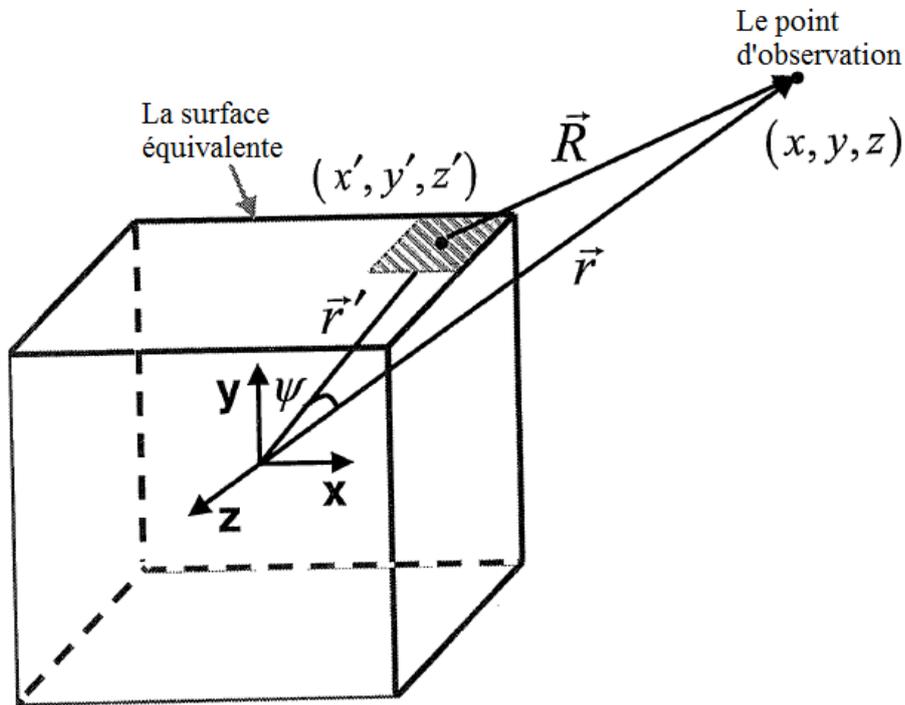


Figure III.8. Courants surfaciques de source et champ lointain

Dans le calcul de champ lointain la distance  $R$  est approximée par [15] ;

$$R = \sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos(\psi)} = \begin{cases} r - r' \cos(\psi) & \text{pour la phase} \\ r & \text{pour l'amplitude} \end{cases} \quad (III.20)$$

Ensuite, les composantes de champ  $E$  et  $H$  dans la région lointaine peuvent être obtenues en utilisant les potentiels vecteurs. Elles sont exprimées comme suit

$$E_r = 0 \quad (III.21)$$

$$E_\theta = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\phi + \eta_0 N_\theta) \quad (III.22)$$

$$E_\phi = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta - \eta_0 N_\phi) \quad (III.23)$$

$$H_r = 0 \quad (III.24)$$

$$H_\theta = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left( N_\phi - \frac{L_\theta}{\eta_0} \right) \quad (III.25)$$

$$H_\phi = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left( N_\theta + \frac{L_\phi}{\eta_0} \right) \quad (III.26)$$

Les fonctions auxiliaires  $N$  et  $L$  sont calculées à partir des équations suivantes :

$$N_\theta = \int_S (J_x \cos(\theta) \cos(\phi) + J_y \cos(\theta) \sin(\phi) - J_z \sin(\theta)) e^{-jk r' \cos(\psi)} ds \quad (III.27)$$

$$N_\phi = \int_S (-J_x \sin(\phi) + J_y \cos(\phi)) e^{-jk r' \cos(\psi)} ds \quad (III.28)$$

$$L_\theta = \int_S (M_x \cos(\theta) \cos(\phi) + M_y \cos(\theta) \sin(\phi) - M_z \sin(\theta)) e^{-jk r' \cos(\psi)} ds \quad (III.29)$$

$$L_\phi = \int_S (-M_x \sin(\phi) + M_y \cos(\phi)) e^{-jk r' \cos(\psi)} ds \quad (III.30)$$

En substituant (III.27)-(III.30) dans (III.21)-(III.26), les diagrammes de rayonnement de l'antenne peuvent être obtenus à n'importe quel point d'observation  $(r, \theta, \phi)$ .

### III.4. Résultats et discussions

Dans un premier lieu, la structure d'antenne proposée est analysée par l'implémentation de la méthode CPML-FDTD pour le calcul de ses caractéristiques électromagnétiques. Ensuite, les résultats issus de la méthode des différences finies sont validés en simulant la même structure par deux logiciels de simulation électromagnétique ; HFSS d'Ansoft et CST Microwave Studio. Les résultats numériques obtenus sont présentés et comparés en termes de coefficient de réflexion  $S_{11}$  et diagramme de rayonnement. Enfin, une étude paramétrique a été effectuée pour étudier l'effet de certains paramètres de l'antenne sur ses performances.

### III.4.1. Paramètres de la simulation FDTD

Le tableau III.2 résume les différents paramètres de la méthode CPML-FDTD utilisés pour la simulation de la structure proposée.

Tableau III.2. Paramètres de simulation FDTD.

Paramètres de la CPML-FDTD	valeur
$\Delta x(\text{mm})$	0.3
$\Delta y(\text{mm})$	0.3
$\Delta z(\text{mm})$	0.2
$\Delta t(\text{ps})$	0.17
Nombre d'itération	5000
La largeur de l'impulsion gaussienne T(ps)	3
Le temps de retard de l'impulsion gaussienne $T_0(\text{ps})$	15
Nombre des couches CPML dans chaque direction	8

### III.4.2. Description des logiciels de simulation utilisés

Pour simuler la structure proposée, on a utilisé deux logiciels commerciaux de simulation électromagnétique :

- **Ansoft HFSS** : HFSS (High Frequency Structure Simulator) est un simulateur de structure 3D capable de produire des résultats répétables pour une grande variété de structures complexes. Il est capable de modéliser de manière précise des circuits qui ont des plans de masse finis, des formes arbitraires, des matériaux différents et des diélectriques ayant des épaisseurs finies. Ce logiciel a une interface graphique pour le design des structures et les définitions, un processus, pour résoudre les champs, qui utilise des procédés adaptatifs et un post processeur qui est utilisé pour analyser une variété de paramètres de performances. HFSS utilise la méthode des éléments finis (FEM) [16] à laquelle est incorporée une fonction de discrétisation adaptative pour générer les solutions. La FEM permet à HFSS de pouvoir

solutionner des structures 3D de formes irrégulières et modéliser une grande quantité de matériel diélectrique. La FEM subdivise le modèle fourni par l'utilisateur en un nombre fini de sous régions et d'éléments. Dans HFSS, l'élément de base est un tétraèdre régi par des fonctions locales, une solution approximative est développée en se basant sur les conditions aux frontières et les excitations. Il combine tous les éléments de solutions de champs dans une seule matrice qu'il va résoudre. Pour simuler une antenne en utilisant Ansoft HFSS, le concepteur devrait dessiner la structure, spécifier les caractéristiques de chaque objet et alors identifier les ports et les caractéristiques spéciales de certaines surfaces. Après que la structure soit aménagée, le modèle est validé et simulé pour engendrer les solutions nécessaires de champs et les paramètres des ports.

En développant la discrétisation en tétraèdre pour la structure, HFSS utilise la technique de discrétisation adaptative. La discrétisation adaptative raffine automatiquement le nombre et l'orientation des tétraèdres générés et place des éléments extra dans la région de la structure qui en demande le plus. Chacun de ces ajustements est appelé une passe. La discrétisation adaptative continue jusqu'à ce que le nombre de passes défini par l'utilisateur, soit atteint quand le maximum de différence de la solution générée dans cette passe et l'ancienne soit moins que le maximum d'erreur  $\Delta S$  acceptable défini aussi par l'utilisateur. Les régions de la structure où  $\Delta S$  est grand reçoivent plus d'addition de tétraèdre pour augmenter la précision dans cette région. La discrétisation adaptative de la structure est basée sur une excitation à une fréquence  $f_1$  définie par l'utilisateur. HFSS peut aussi générer une solution sur une grande plage de fréquence. Ceci peut être fait en utilisant soit un balayage discret de fréquence, où une solution unique est générée pour chaque point, soit en utilisant un balayage rapide où la solution est interpolée. La figure III.9 illustre l'interface graphique du simulateur HFSS.

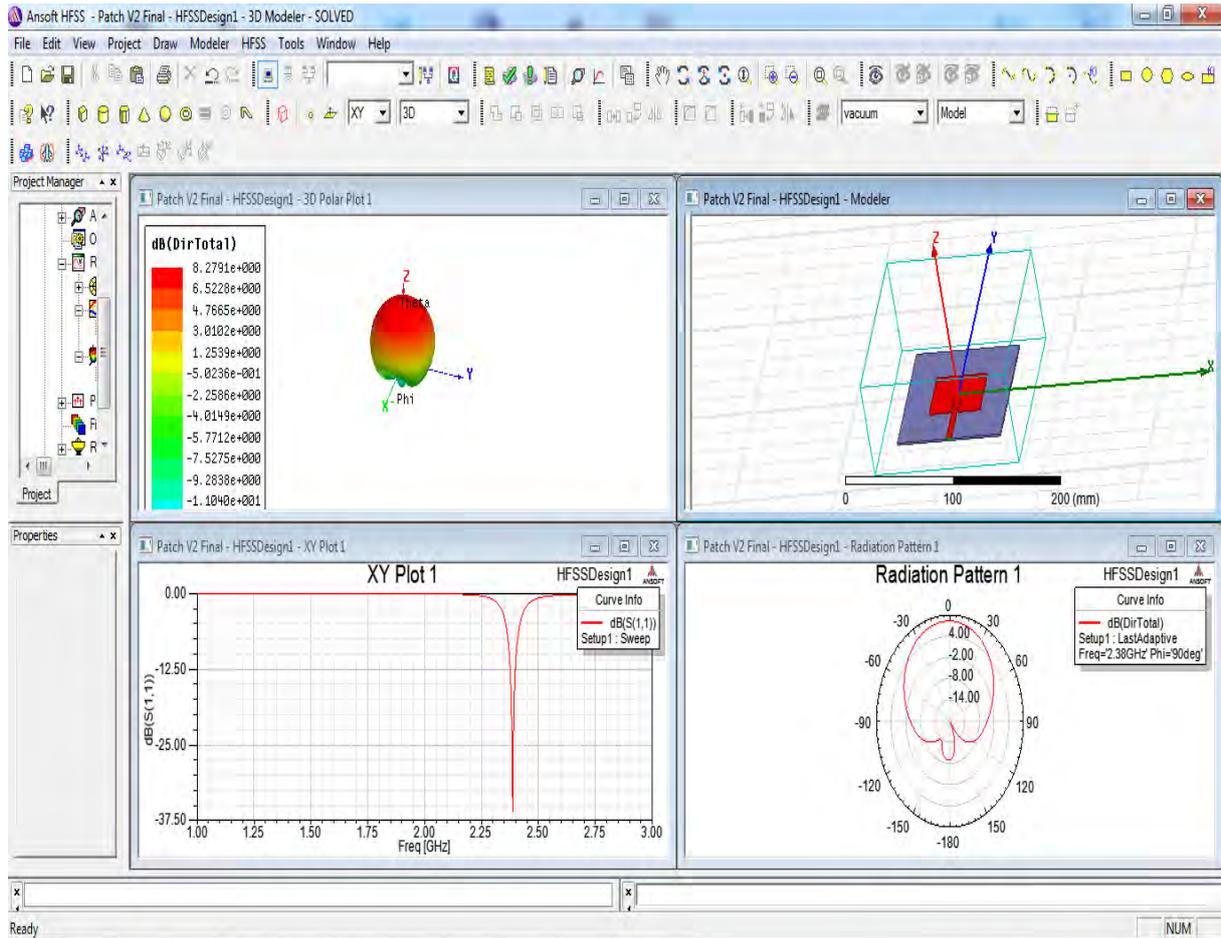


Figure III.9. L'interface graphique de logiciel HFSS.

- CST Microwave Studio :** CST (Computer Simulation Technology) utilise la méthode d'intégration finie (FIT). La méthode FIT est une approche très puissante, qui décrit les équations de Maxwell sur un espace de grille, en maintenant les propriétés de conservation d'énergie, et en formant les équations différentielles spécifiques comme l'équation de Poisson ou l'équation d'onde [17]. La méthode FIT peut être utilisée dans le domaine de temps et dans le domaine de fréquence. Dans le domaine de temps, une intégrale de temps est utilisée et la géométrie du dispositif à être étudiée est subdivisée dans des cellules cubiques. Le calculateur dans le domaine temporel calcule le comportement sur une large bande du dispositif donné dans une seule simulation. Les champs sont calculés pas à pas dans le temps par une méthode appelée 'leap-frog'. La structure à simuler doit avoir au moins une partie où les champs peuvent se propager dans ou hors de la structure. Les tensions et les courants d'entrée sont calculés au niveau de ces ports. Par défaut, le signal d'entrée utilisé pour la simulation dans le domaine temporel est une impulsion gaussienne, qui est idéal pour les calculs de paramètres S.

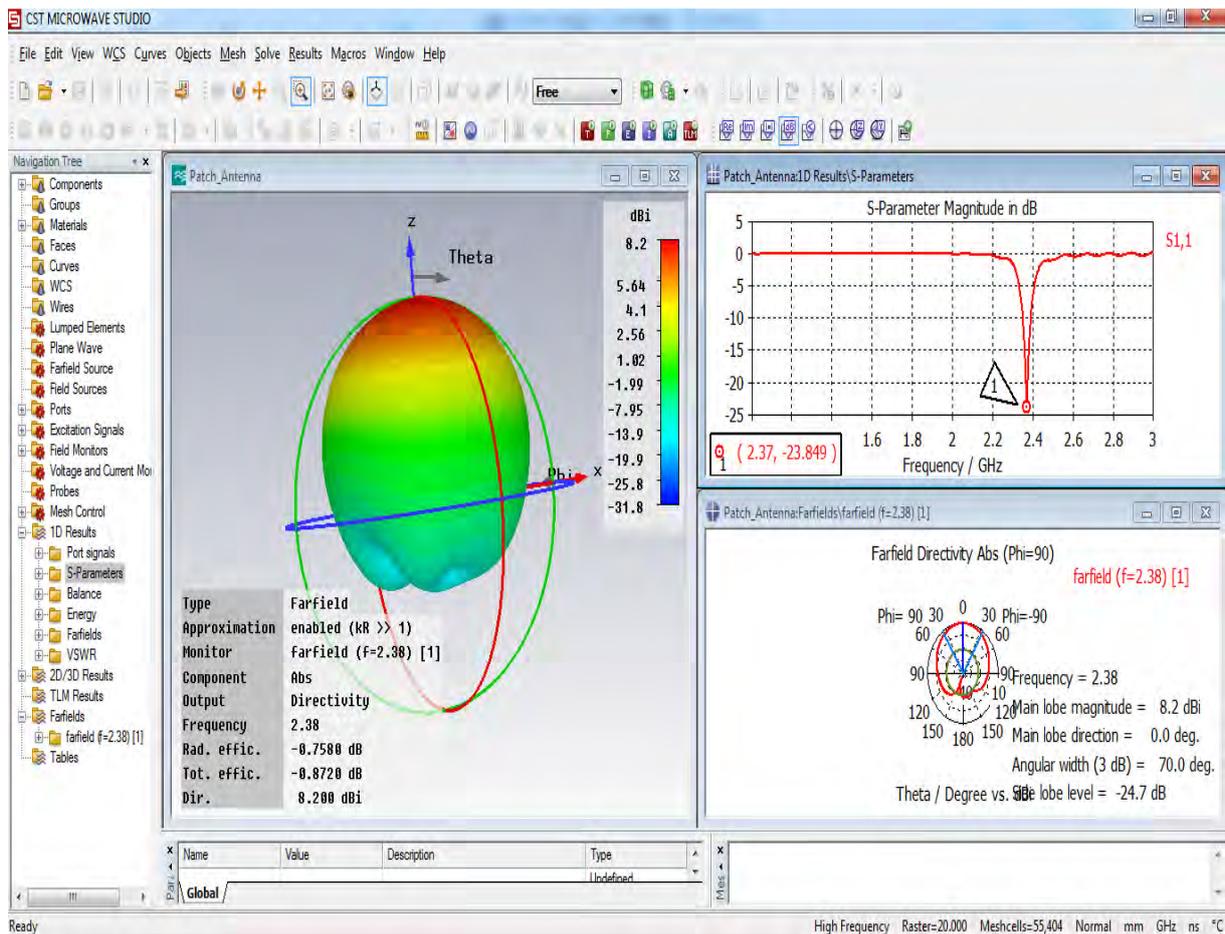


Figure III.10. L'interface graphique de logiciel CST Microwave Studio.

Comme pour l'Ansoft HFSS, le concepteur d'antenne est obligé de dessiner la structure à simuler, de spécifier les caractéristiques des matériaux, de définir les ports et alors valider et simuler le modèle dans CST. Le logiciel CST est plus accommodé pour faire des simulations sur une gamme de fréquences élevées parce que le calculateur du domaine temporel du logiciel opère vite sur une large bande de fréquence qui correspond à une faible impulsion d'entrée dans le domaine de temps. CST Microwave Studio a une interface graphique qui est semblable à celle d'Ansoft HFSS comme le montre la figure III.10.

### III.4.3. Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ )

Le coefficient de réflexion, de la structure d'antenne illustrée dans la figure III.1, obtenu de notre code CPML-FDTD est présenté dans la figure III.11 et comparé avec les coefficients de réflexion issus des simulateurs commerciaux (HFSS et CST). D'après cette figure, la bande passante, calculée par la méthode FDTD pour un coefficient de réflexion inférieur à -10 dB, est de 3GHz à 11.1 GHz, soit 115.7% de la fréquence centrale. De même, les résultats des

logiciels montrent que l'antenne à résonateur empilé fonctionne dans les bandes ; 3 GHz à 12GHz pour l'HFSS (soit 128.5%) et 3 GHz à 10.93 GHz pour le CST (soit 113.2%). D'après ces résultats, on constate que l'antenne proposée offre une bande passante qui couvre la bande exigée par la commission FCC pour les applications Ultra-large bandes. En plus, Les résultats numériques obtenus à partir des différentes simulations montrent un bon accord entre eux.

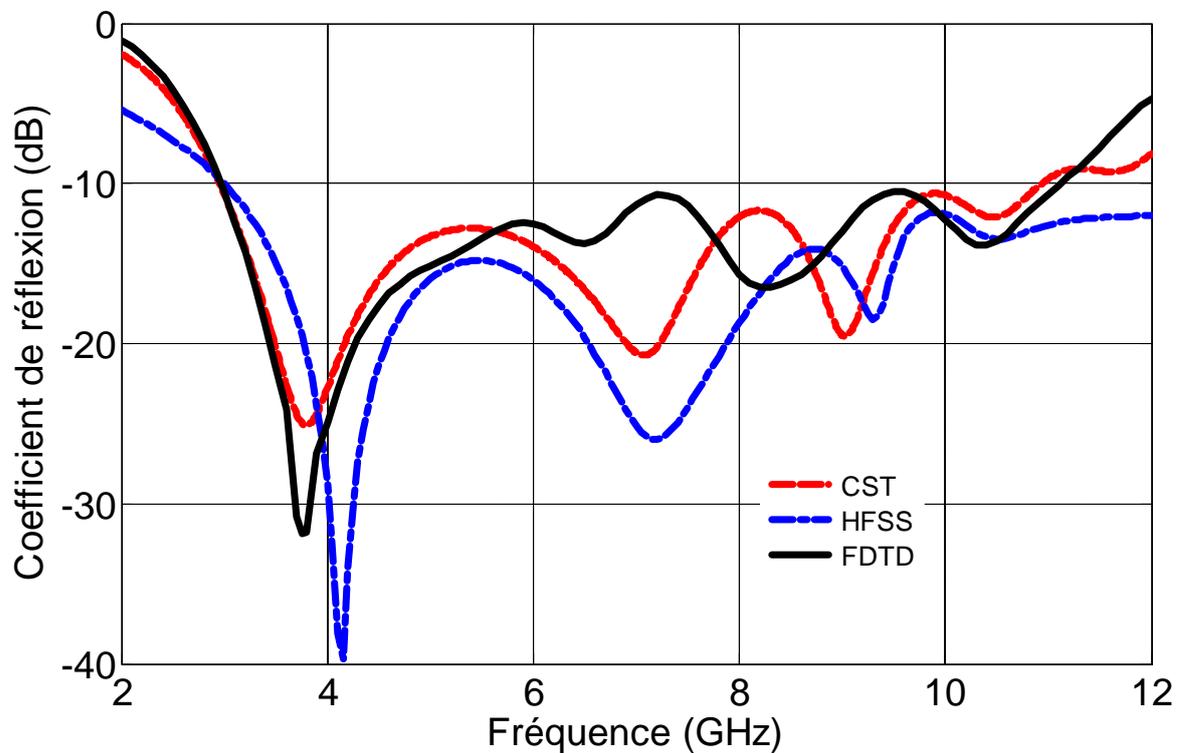


Figure III.11. Coefficients de réflexion de l'antenne DR empilé.

#### III.4.4. Diagrammes de rayonnement

Pour obtenir les caractéristiques de diagramme de rayonnement, l'excitation gaussienne est remplacée par une fonction sinusoïdale au niveau du plan de source, donnée par :

$$V(t) = \sin(2\pi f_i t) \quad (III. 31)$$

Le diagramme de rayonnement est calculé pour trois fréquences échantillons ( $f_i=3.5$  GHz, 6.5 GHz, or 10.5 GHz).

Les figures III.12, III.13 et III.14 présentent les diagrammes de rayonnement de l'antenne à résonateur diélectrique dans les deux principaux plans (plan E et plan H) à 3.5 GHz, 6.5 GHz et 10.5 GHz, respectivement. Il est observé que l'antenne proposée a des diagrammes de

rayonnement bidirectionnels dans le plan E, tandis que les diagrammes de rayonnement dans le plan H sont omnidirectionnels dans toute la bande de fréquence opérationnelle. Il est utile à noter que le diagramme de rayonnement en champ lointain présente peu de déformation à 10.5 GHz, à cause de l'effet des modes d'ordre supérieur. Les résultats de calcul FDTD en termes de diagrammes de rayonnement sont en très bon accord avec ceux de la simulation HFSS.

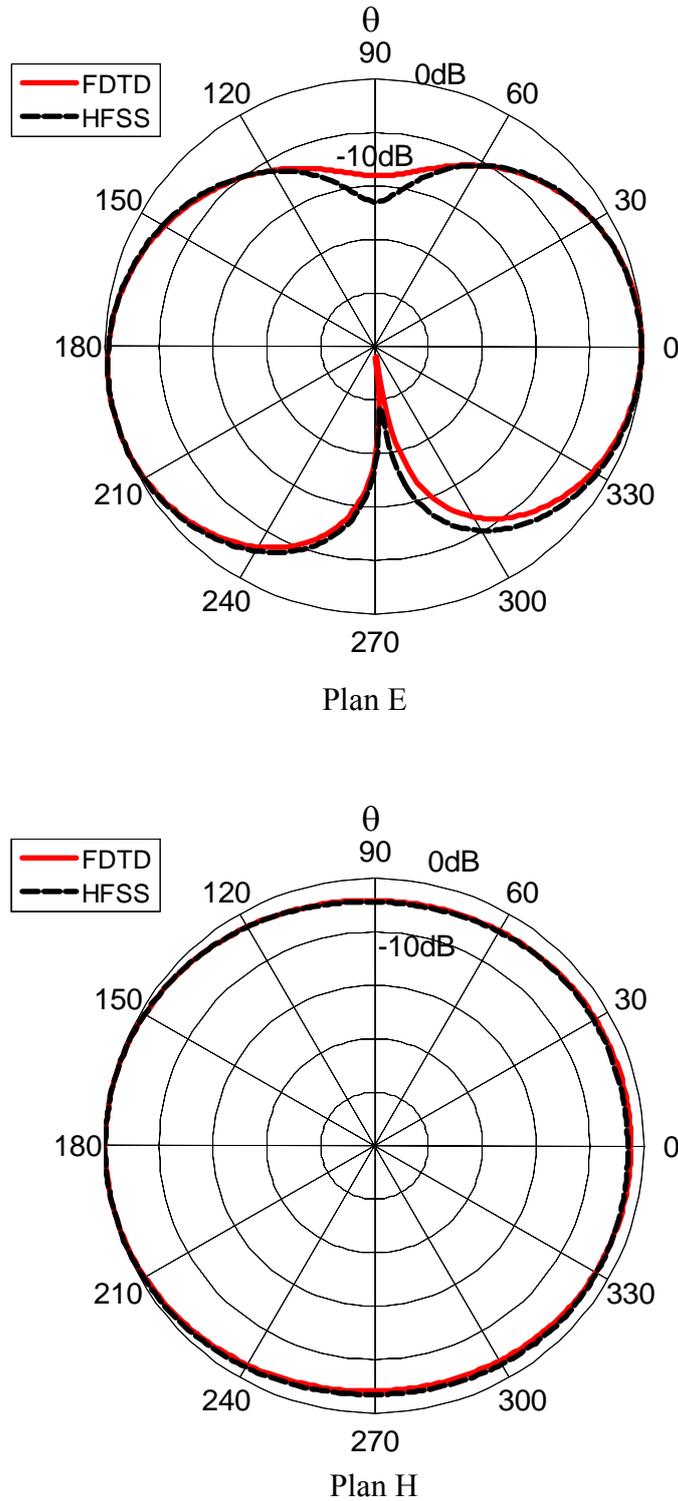


Figure III.12. Diagrammes de rayonnement de l'antenne DR empilé à 3.5 GHz.

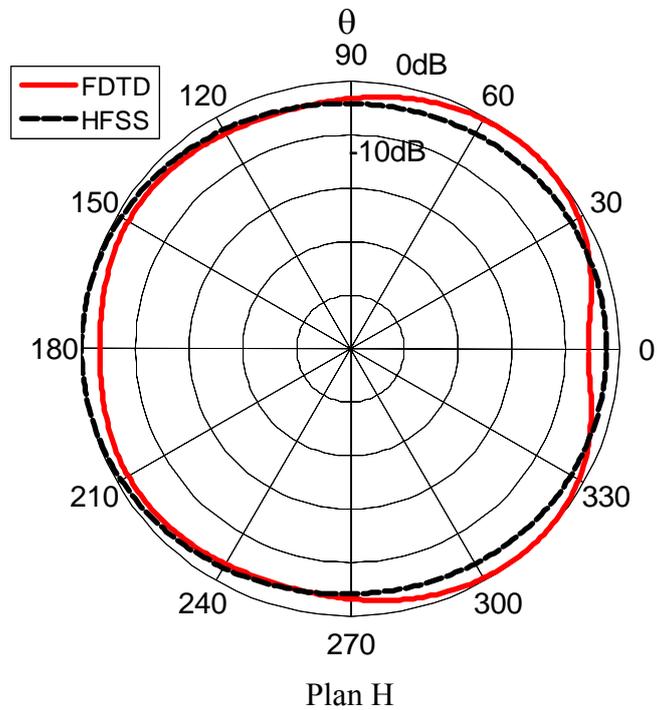
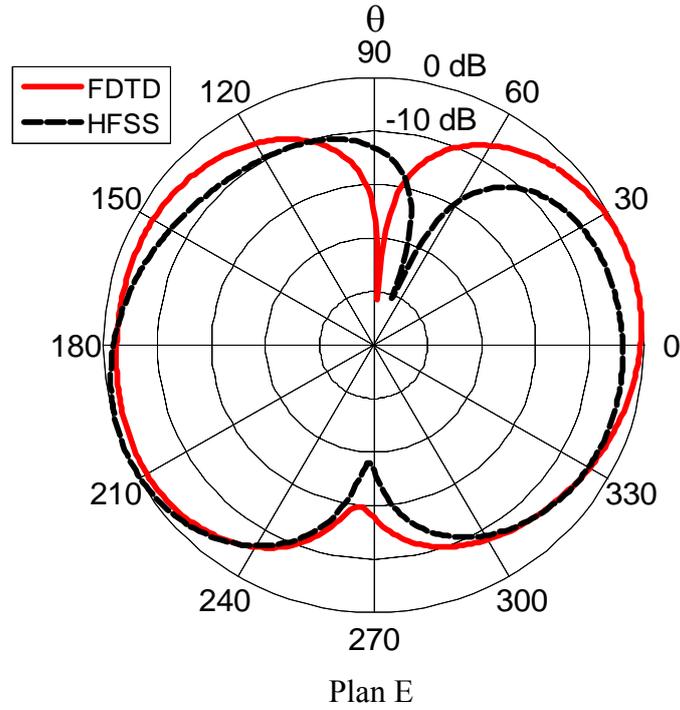


Figure III.13. Diagrammes de rayonnement de l'antenne DR empilée à 6.5 GHz.

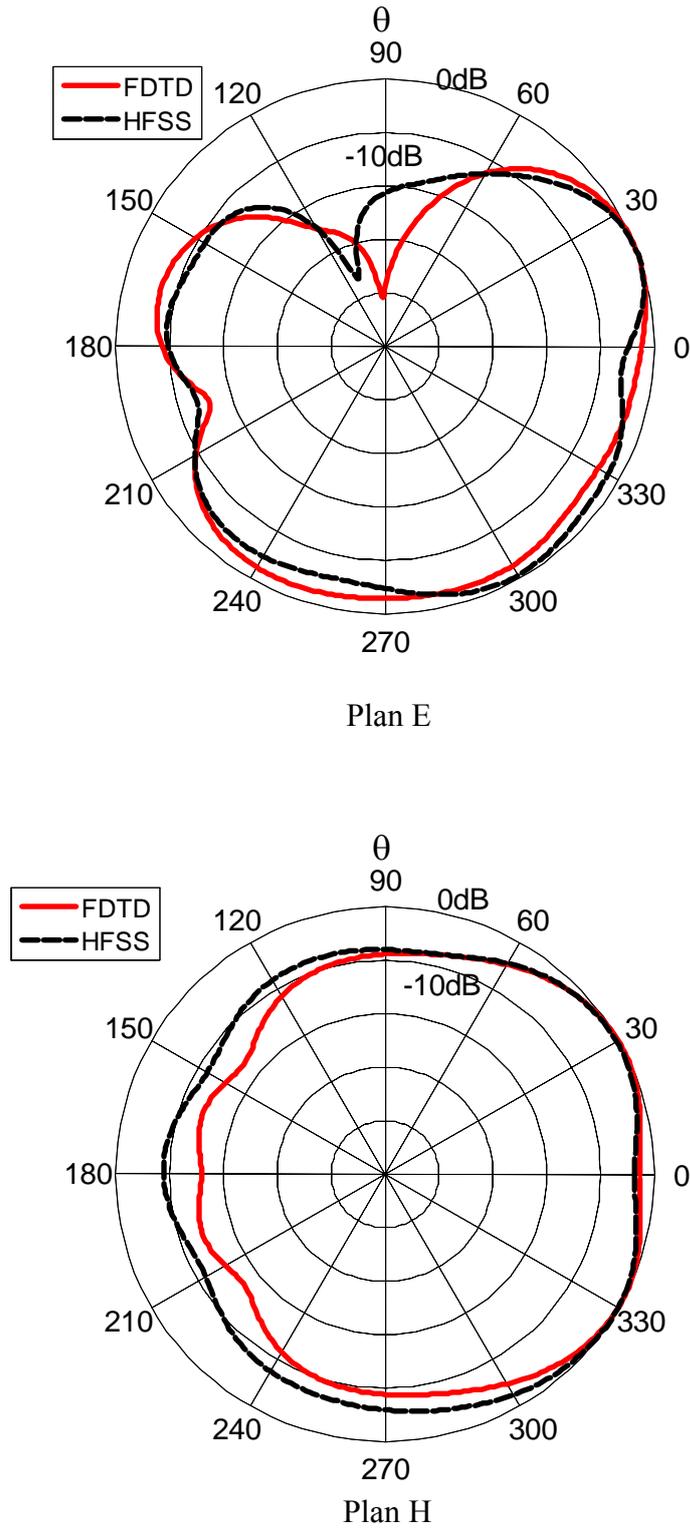


Figure III.14. Diagrammes de rayonnement de l'antenne DR empilée à 10.5 GHz.

### III.4.5. Etudes paramétriques

Une étude paramétrique a été effectuée pour optimiser la bande passante de l'antenne DR, pour atteindre la bande passante recommandée par la réglementation de la FCC ; de 3.1 GHz jusqu'à 10.6GHz. L'étude s'est faite par des variations dans les paramètres géométriques et physiques de la structure proposée. Où on va varier le type de substrat ' $\epsilon_{rs}$ ', la longueur de plan de masse ' $l_g$ ', la longueur ' $l_p$ ' et la largeur ' $w_p$ ' du rectangle métallique.

- **L'effet de la permittivité du substrat ' $\epsilon_{rs}$ '**

Premièrement, le type de matériau de substrat est changé pour étudier son effet sur le coefficient de réflexion de l'antenne. Le coefficient de réflexion est calculé et tracé pour trois type de matériaux ; Rogers RT5880 (avec permittivité  $\epsilon_{rs} = 2.2$ ), Rogers RO3003 ( $\epsilon_{rs} = 3$ ) et Rogers RO3003 ( $\epsilon_{rs} = 3.55$ ), comme le montre la figure III.15. D'après cette figure, on constate que l'augmentation de la permittivité du substrat mène à une désadaptation dans les hautes fréquences (pour les fréquences supérieures à 9.5 GHz). Le substrat qui offre une bande passante convenable pour des applications ULB est le Rogers RT5880 ( $\epsilon_{rs} = 2.2$ ).

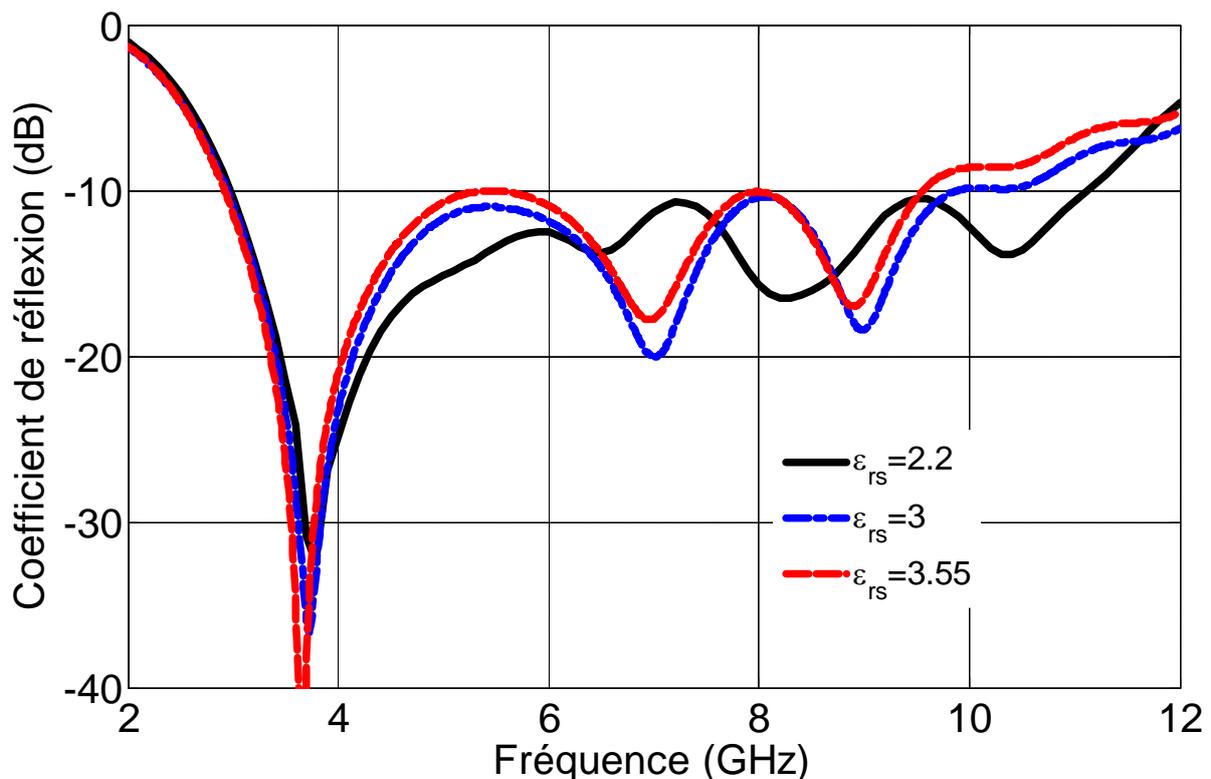


Figure III.15. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la permittivité du substrat.

- **L'effet de la longueur de plan de masse ' $l_g$ '**

L'effet de la longueur du plan de masse ' $l_g$ ' sur le coefficient de réflexion de l'antenne à résonateur diélectrique empilée est représenté sur la figure III.16. On peut voir que la longueur de plan de masse est un paramètre très critique sur la largeur de la bande passante de l'antenne. En augmentant le paramètre ' $l_g$ ', l'adaptation d'impédance devient médiocre aux basses fréquences et vice versa. La valeur optimisée de ce paramètre est  $l_g = 16$  mm.

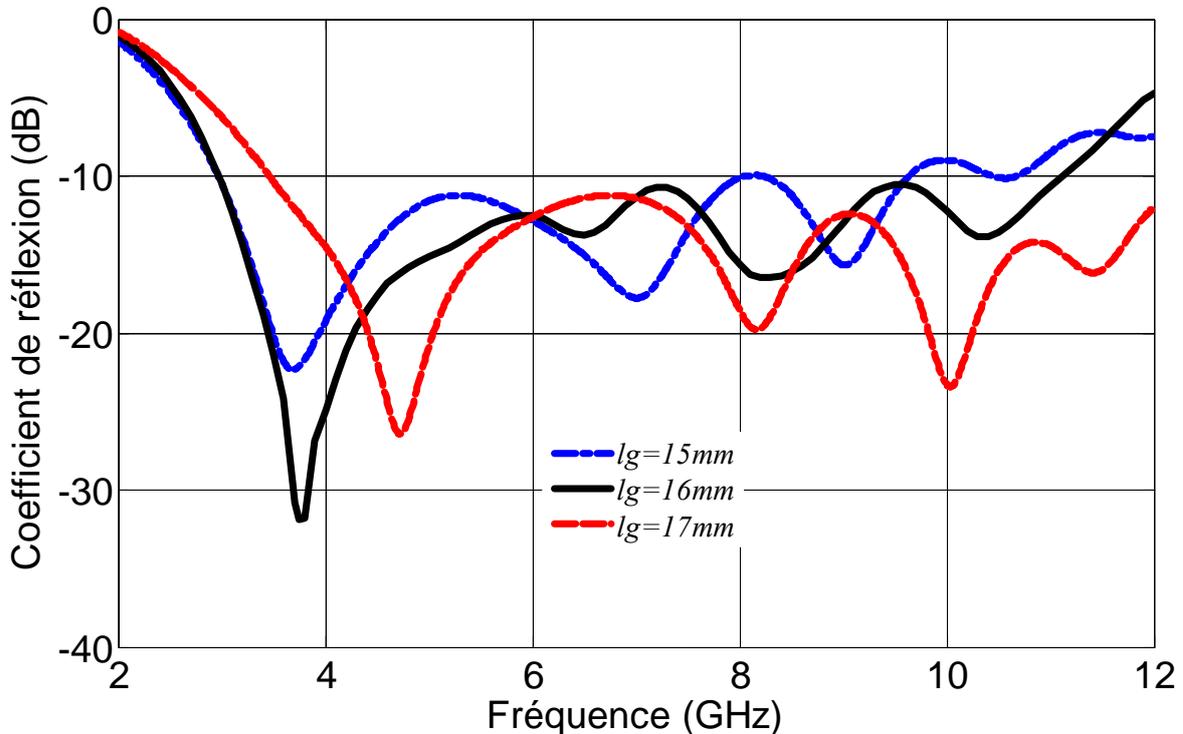


Figure III.16. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de plan de masse.

- **L'effet de la longueur ' $l_p$ ' et la largeur ' $w_p$ ' du rectangle métallique**

Une autre étude paramétrique s'est faite sur les dimensions de patch rectangulaire qui est utilisé comme une technique d'excitation. Il est clairement observé, à partir de la figure III.17, que la diminution de la longueur du patch ' $l_p$ ' fournit une largeur de bande d'impédance réduite. En outre, les coefficients de réflexion pour différentes largeurs de patch ' $w_p$ ' sont présentés sur la figure III.18. D'après cette figure, on constate que la valeur optimale de la largeur de patch est  $w_p = 11$  mm.

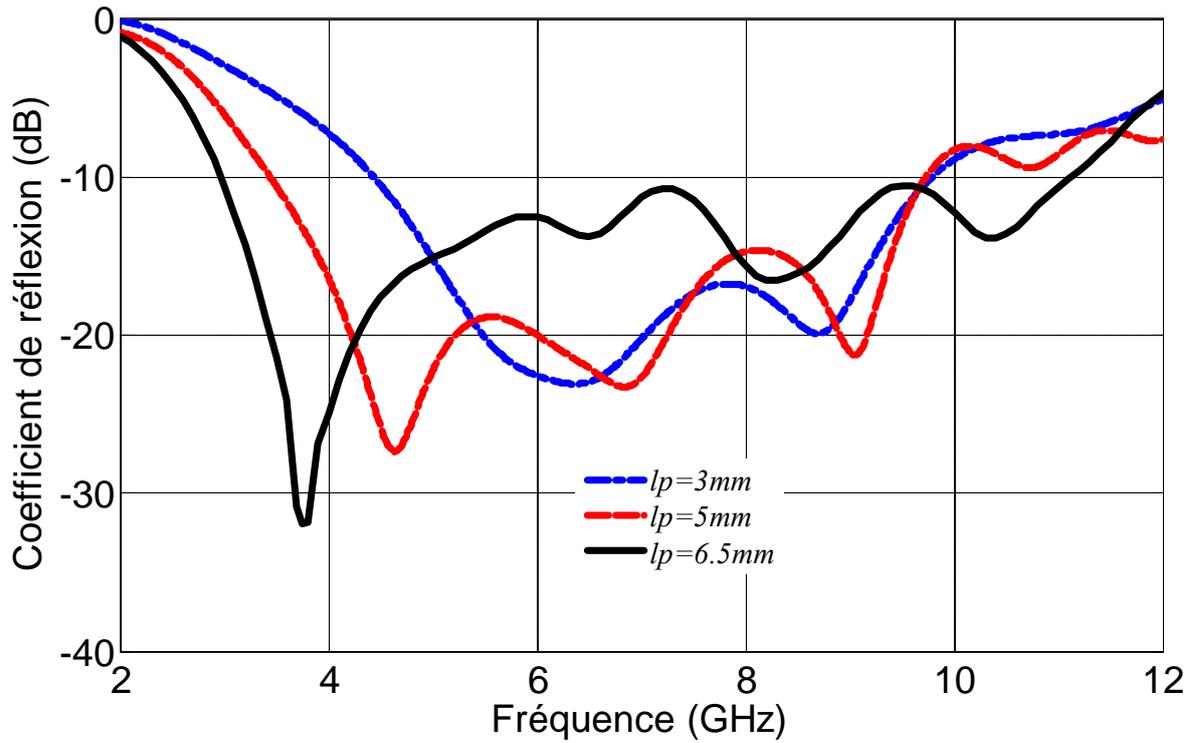


Figure III.17. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de patch rectangulaire.

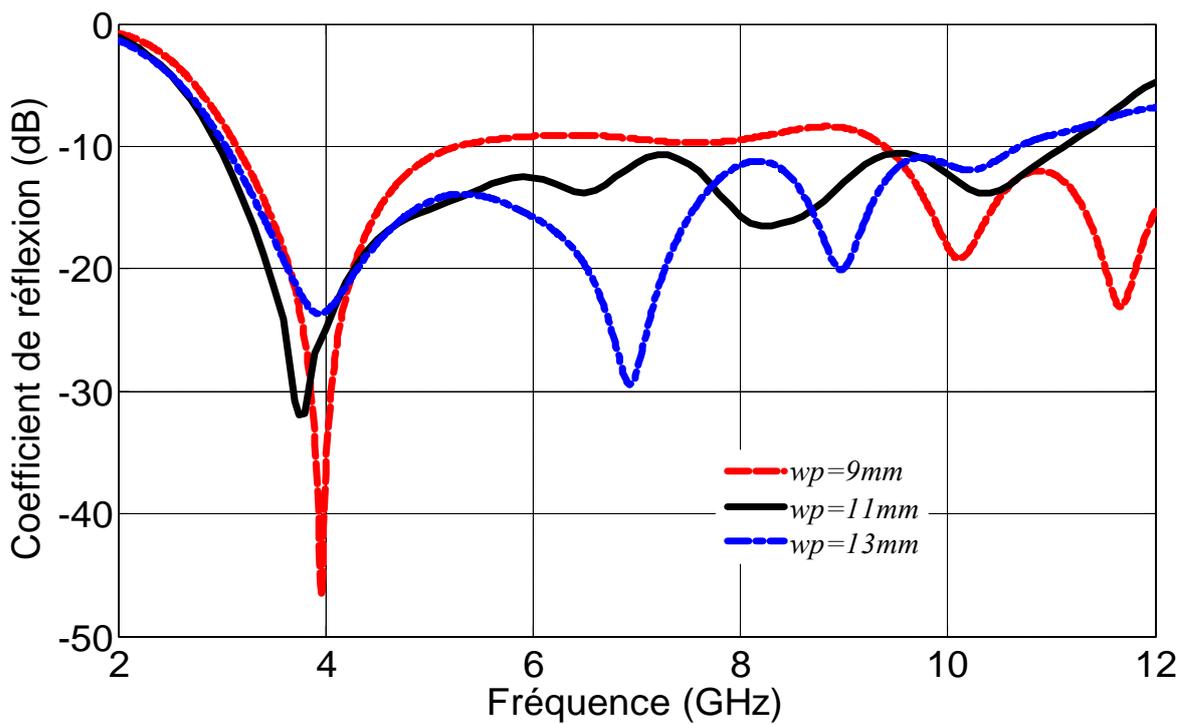


Figure III.18. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de patch rectangulaire.

### **III.5. Conclusion**

Dans ce chapitre, une nouvelle antenne à résonateur diélectrique empilé est analysée et optimisée par notre modèle CPML-FDTD et deux autres logiciels de modélisation électromagnétique. Les résultats numériques issus des différentes simulations, présentés en termes de coefficient de réflexion et de diagramme de rayonnement, sont en bon accord. Avec les caractéristiques électromagnétiques présentées précédemment, l'antenne proposée est convenable aux applications sans fils Ultra Large Bande. On s'intéresse dans les chapitres suivants à la conception et à la réalisation des antennes pour des applications sans fil.

### Références bibliographiques du chapitre III

- [1] M. J. Ammann and Z.N. Chen, "Wideband monopole antennas for multiband wireless systems," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 45, pp. 146–150, 2003.
- [2] L. Jianxin, C.C. Chiau, X. Chen, and C.G. Parini, "Study of a printed circular disc monopole antenna for uwb systems," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 53, pp. 3500–3504, 2005.
- [3] I. Messaoudene, T.A. Denidni, and A. Benghalia, "Experimental investigations of ultra-wideband antenna integrated with dielectric resonator antenna for cognitive radio applications," *Prog. Electromagn. Res. C.*, vol. 45, pp. 33-42, 2013.
- [4] G. Augustin and T.A. Denidni, "Coplanar Waveguide-Fed Uniplanar Trapezoidal Antenna with Linear and Circular Polarization," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, pp. 2522 – 2526, 2012.
- [5] R. Chair, A. Kishk, and K.F. Lee, "Ultrawide-band coplanar waveguide fed rectangular slot antenna," *IEEE Antennas Wireless. Propag. Lett.*, vol. 3, pp. 227–229, 2004.
- [6] Y. Liu, K.L. Lau, and C.H. Chan, "A circular microstrip-fed single-layer single-slot antenna for multi-band mobile communications," *Micro. Opt. Technol. Lett.*, vol. 37, pp. 59–62, 2003.
- [7] H.D. Chen, "Broadband CPW-fed square slot antenna with a widened tuning stub," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.51, pp. 1982–1986, 2003.
- [8] L. Bennett and G.F. Ross, "Time domain electromagnetics and its applications," *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, pp. 299-318, 1978.
- [9] R. W. Andreson, *S-parameter techniques for faster, more accurate network design*, Hewlett-Packard Company, Tech. Rep., November 1996.
- [10] A. Taflove, *Computational Electromagnetics: The finite difference time domain method*, Artech House, Boston, London 1995.
- [11] W. L. Stutzman and G. A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, 2<sup>nd</sup> ed. New York; John Wiley & Sons, 1998.
- [12] R. J. Luebbers, K. S. Kunz, M. Scnizer, and F. Hunsberger, "A finite-difference time-domain near zone to far zone transformation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 39, pp. 429 – 433, 1991.

- [13]R. J. Luebbers, D. Ryan and J. Beggs, “A two dimensional time domain near zone to far zone transformations,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, pp. 848 – 851, 1992.
- [14]S. A. Schelkunoff, “Some equivalence theorem of electromagnetics and their application to radiation problem,” *Bell System Technical Journal*, vol. 15, pp. 92-112, 1936.
- [15]C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnitics*, New York, Wiley, 1989.
- [16]A. Z. Elsherbeni, C.G. Christodoulou, and J. Gomez-Tagle, *Handbook of Antennas in Wireless Communications*, Boca Raton, FL: CRC Press, 2001.
- [17]Ansoft High Frequency Structure Simulator (HFSS) Based on Finite Element Method 2007, v. 11.0.2, Ansoft Corp.
- [18]CST Microwave Studio (MWS) CST Corporation, 2008 [Online]. Available: <http://www.cst.com>.

## *Chapitre IV*

# *Optimisation et réalisation d'une antenne RD pour des applications ULB (Ultra Large Bande)*

## IV.1. Introduction

Dans les deux dernières décennies, les antennes à résonateur diélectrique (DRAs) ont reçu une attention particulière en raison de leurs caractéristiques, comme la taille réduite, l'efficacité de rayonnement élevée, le poids léger, et l'absence de pertes ohmiques. Dans la littérature, plusieurs études ont été rapportées des antennes à résonateur diélectrique pour des applications large bande et ultra large bande. Premièrement, pour les applications large bande plusieurs modèles DRA ont utilisé dans différentes configurations, comme l'utilisation des résonateurs diélectriques empilés [1], DR empilés intégrés [2], DRA hybride [3], et des géométries spéciales de DR, comme conique [4], tétraédrique [5], elliptique [6], en escalier [7], en forme de H [8] et en forme de P [9]. Deuxièmement, pour les applications ULBs certains DRA ont été proposés; à l'aide d'une antenne à résonateur diélectrique demi-cylindrique [10], un résonateur en forme A [11], et un DRA excité par une ligne coplanaire CPW [12]. Par rapport à la forme rectangulaire, le DR en forme U peut augmenter les résonances et la bande passante d'impédance, offrant une largeur de bande de fréquence entre 60-80 % [13, 14]. Par rapport à ces concepts, l'antenne proposée en forme U fournit une largeur de bande supérieure à 110%, recouvrant la totalité de la bande ULB.

Dans ce chapitre, on propose une nouvelle antenne à résonateur diélectrique de forme U alimentée par un monopôle microtrip. Cette antenne couvre tout le spectre Ultra-large bande et offre un diagramme de rayonnement omnidirectionnel avec un niveau de polarisation croisée inférieure à -20 dB, ce qui est exigé pour des applications ULB. En plus, le concept de l'antenne proposée présente un gain amélioré et stable par rapport aux antennes omnidirectionnelles existantes. L'analyse électromagnétique a été réalisée en utilisant à la fois les deux logiciels de simulation CST Microwave Studio et Ansoft HFSS. En outre pour valider le concept proposé, un prototype d'antenne expérimental a été fabriqué et mesuré. Les mesures ont été effectuées au sein du laboratoire RF (Radio Frequency) de l'institut national de la recherche scientifique INRS à Montréal-Canada, en utilisant l'analyseur de réseau Agilent 8722ES et une chambre anéchoïde.

## IV.2. Evolution de la géométrie de l'antenne proposée

L'évolution de l'antenne proposée est illustrée dans la figure IV.1. La configuration simple de cette antenne est constituée d'un résonateur diélectrique de forme U, en utilisant un substrat

Rogers RT6010LM avec une permittivité relative  $\epsilon_r = 10.2$  et une tangente de perte de 0.0023. Ce résonateur est excité par un monopôle microstrip, situé juste à côté de son extrémité, et placé sur un deuxième substrat de type Rogers RT588LZ (avec une permittivité  $\epsilon_{rs} = 1,96$  et une tangente de perte de 0.0019). Comme illustré sur la figure IV.1.(a), le plan de masse est partiellement imprimé au dessous du substrat.

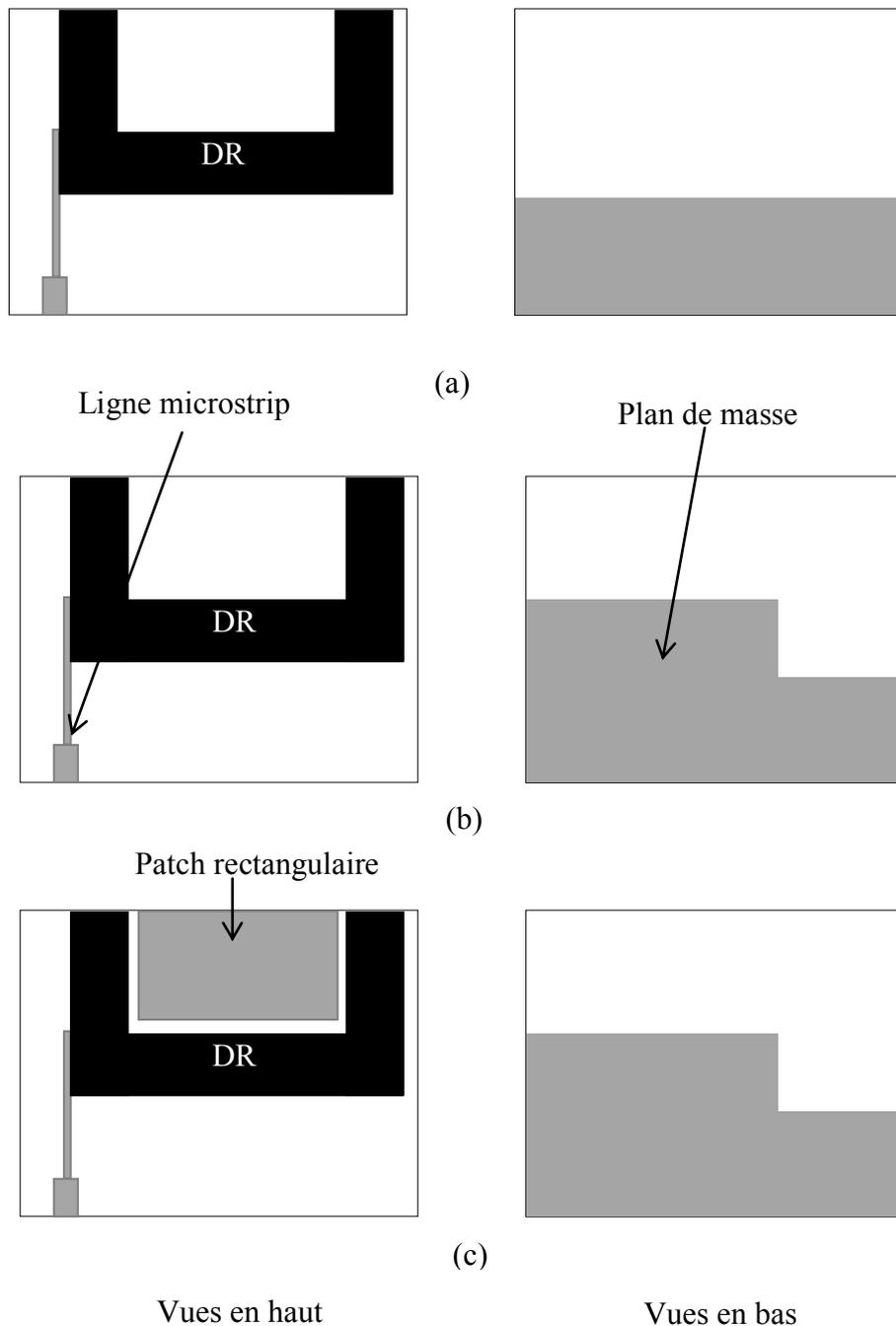


Figure IV.1. L'évolution de la géométrie de l'antenne proposée (a) prototype I, (b) prototype II, (c) prototype final.

D'après les simulations, effectuées par le logiciel de modélisation électromagnétique CST, présentées sur la figure IV.2, cette configuration simple d'antenne (prototype I) fournit une largeur de bande d'impédance entre 5.45 GHz et 10.8 GHz (pour  $S_{11} < -10$  dB).

La première étape pour améliorer la largeur de bande d'impédance consiste à modifier le plan de masse de l'antenne initiale, comme le montre la figure IV.1.(b) (prototype II). La largeur de bande est augmentée pour couvrir la bande de fréquence entre 4 GHz et 10.8 GHz, comme le montre la figure IV.2. Puis, une pellicule métallique rectangulaire est insérée à l'intérieur de la forme U de la DRA, comme le montre la figure.1.c. Le tableau IV.1 résume l'évolution de la bande passante pour les différents prototypes. Les résultats de simulation montrent que la largeur de la bande passante de l'antenne finale est augmentée en 2.9 GHz par rapport à la première version, ce qui donne une bande passante entre 2.63 GHz et 10.92 GHz.

Tableau IV.1. Bandes passantes pour différents prototypes.

	Prototype I	Prototype II	Antenne proposée
La bande passante	5.45 GHz-10.84 GHz	3.93 GHz -10.8 GHz	2.63 GHz -10.92 GHz

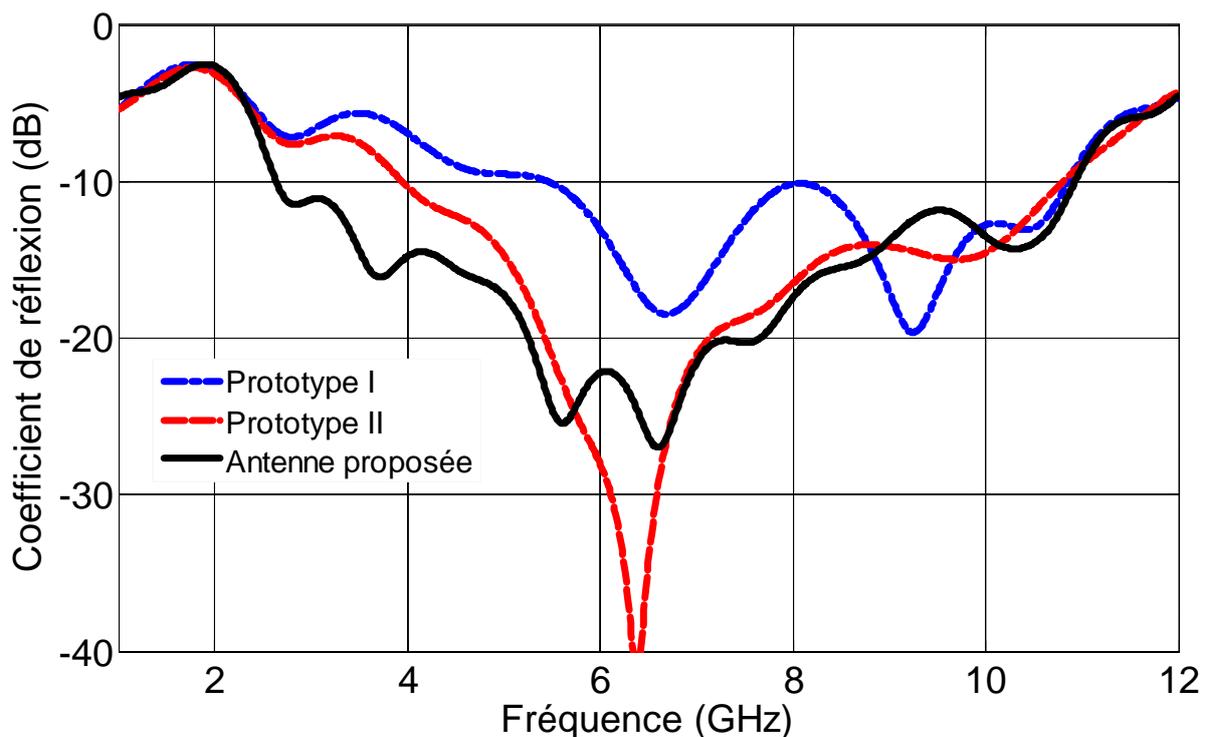


Figure IV.2. Coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes configurations d'antenne.

### IV.3. Etude paramétrique

Une étude paramétrique a été réalisée pour étudier les effets des paramètres de l'antenne sur l'adaptation d'impédance. Cette étude est importante parce qu'elle fournit une certaine compréhension des caractéristiques de l'antenne pour le concepteur de l'antenne. Cette étude a été effectuée en agissant sur la hauteur du résonateur diélectrique  $D$ , l'épaisseur du substrat  $h$ , largeur du plan de masse modifié  $Wg$  et les dimensions de la ligne d'excitation. Dans les simulations, à l'exception du paramètre d'intérêt, les autres paramètres sont maintenus constants. Les simulations sont faites par le logiciel de modélisation électromagnétique CST Microwave Studio. A partir de ces études paramétriques, nous avons extrait les paramètres optimisés de l'antenne ULB proposée. En se référant à la figure IV.3, ces valeurs optimisées sont présentées dans le tableau IV.2.

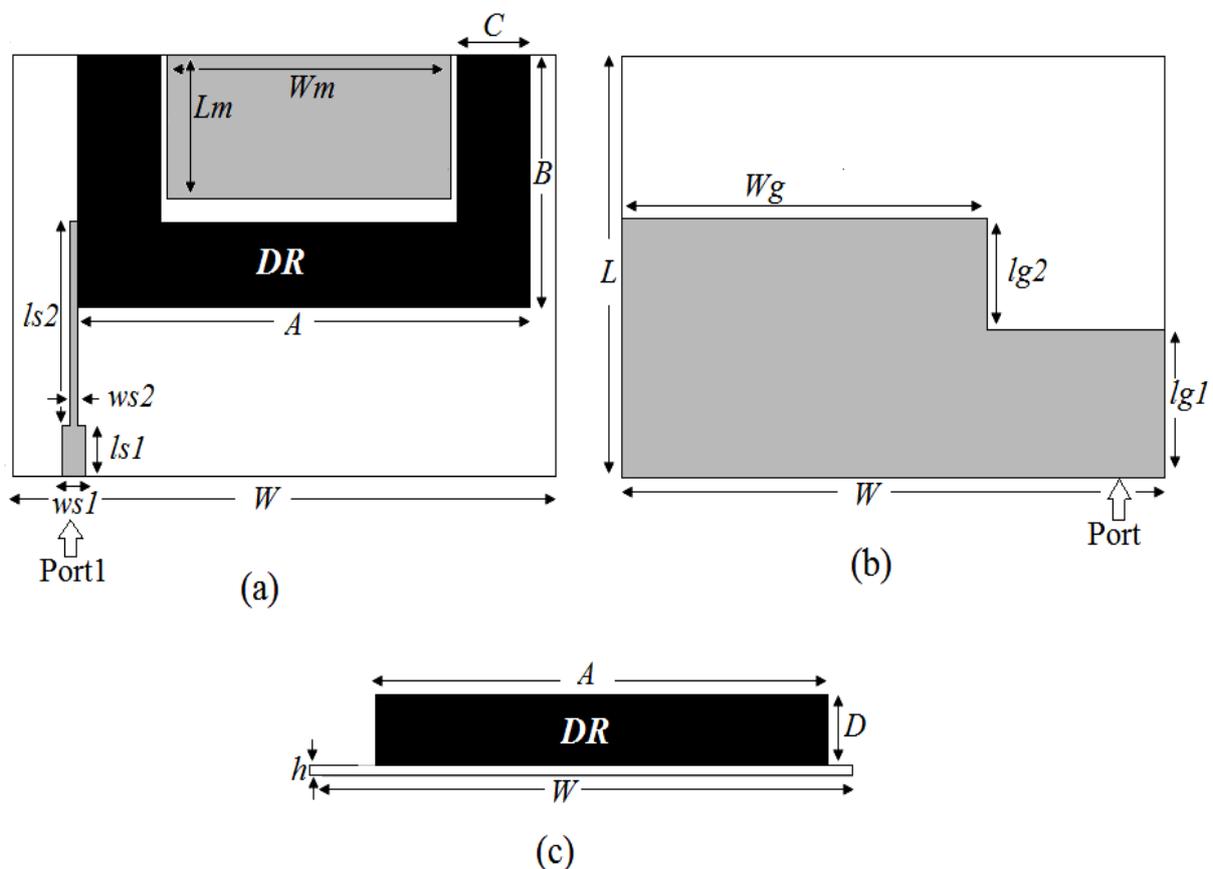


Figure IV.3. Géométrie de l'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale.

Tableau IV.2. Paramètres optimisés pour l'antenne proposée.

Paramètres de l'antenne	Valeur optimale (mm)
$L$	30
$W$	42
$h$	0.762
$A$	35
$B$	18
$C$	6
$D$	5
$ls1$	3.75
$ls2$	14.5
$ws1$	1.9
$ws2$	0.7
$Lm$	10.3
$Wm$	22
$Lg1$	10.6
$Lg2$	8
$Wg$	28.25

### IV.3.1. L'effet de la hauteur de résonateur diélectrique 'D'

L'effet de la hauteur du résonateur diélectrique de forme U sur le coefficient de réflexion de l'antenne proposée est illustré dans la figure IV.4. D'après cette figure, on peut voir que la hauteur du résonateur est un paramètre critique de la largeur de bande d'impédance de l'antenne. En augmentant le paramètre  $D$ , l'adaptation d'impédance devient meilleure pour les hautes fréquences et la bande passante est élargie. La valeur optimale de ce paramètre est  $D = 5 \text{ mm}$ .

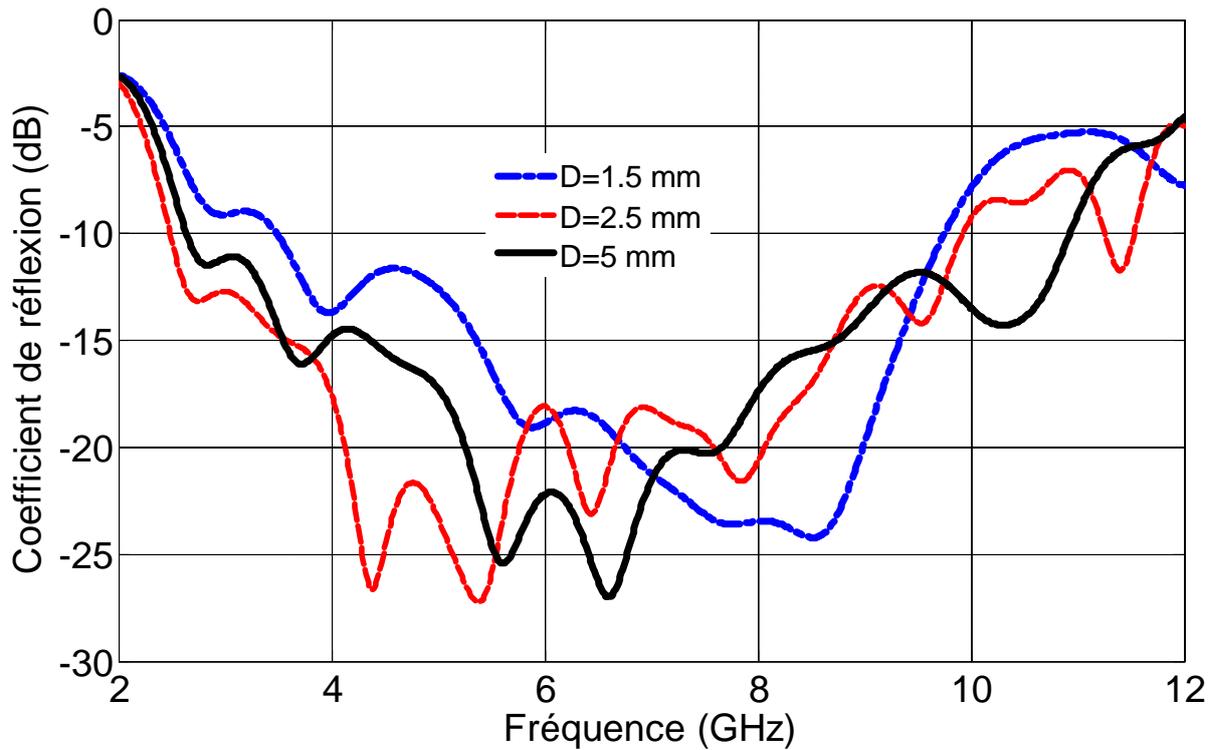


Figure IV.4. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la hauteur du résonateur diélectrique.

### IV.3.2. L'effet de l'épaisseur du substrat 'h'

Les coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'épaisseur du substrat  $h$  ont été tracés dans la figure IV.5. A partir de cette figure, on peut conclure que la variation de l'épaisseur de substrat fournit une largeur de bande impédance réduite. L'épaisseur optimisée pour la largeur de bande d'impédance maximale est égale à 0.767 mm.

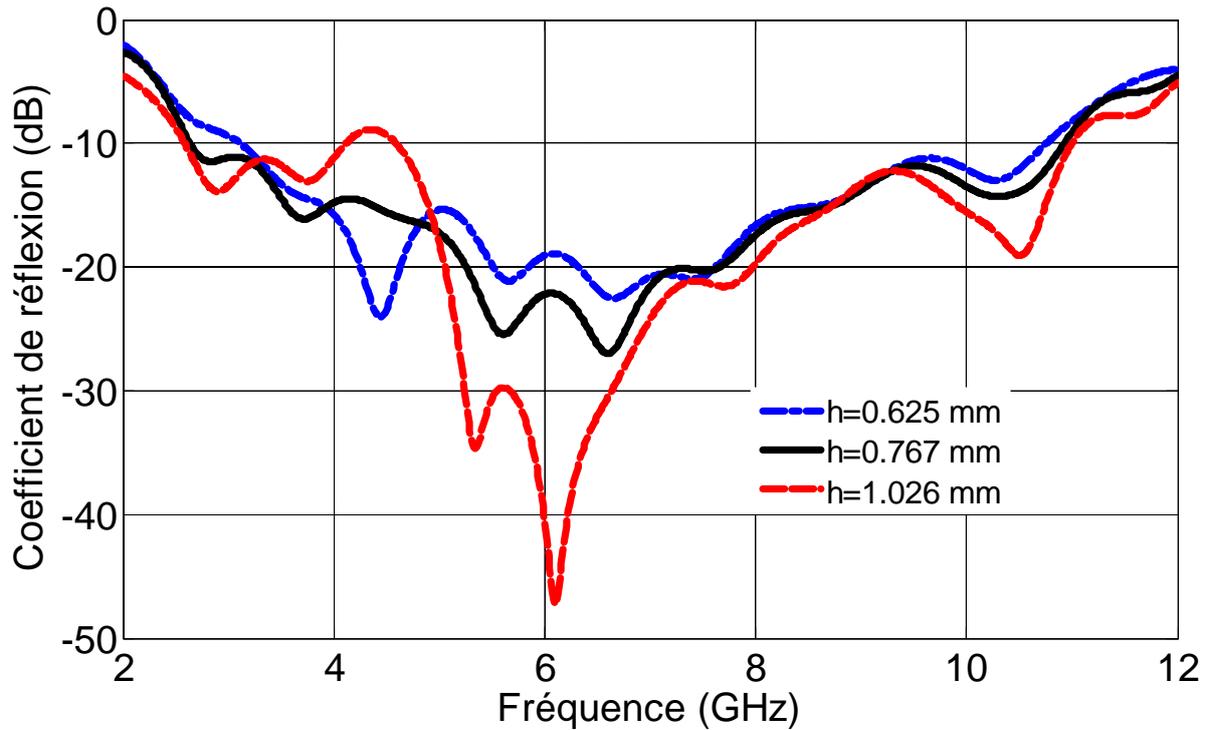


Figure IV.5. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de l'épaisseur du substrat.

### IV.3.3. L'effet de la largeur de plan de masse modifié 'Wg'

L'influence de la largeur du plan de masse modifié  $Wg$  sur les performances de l'antenne à résonateur diélectrique est illustrée dans la figure IV.6. Il est clairement observé à partir de la figure IV.6, que la diminution de la largeur  $Wg$  donne une largeur de bande étroite. En outre, l'adaptation d'impédance devient médiocre aux basses fréquences lorsque la largeur  $Wg$  est augmentée. Une largeur de  $28.25 \text{ mm}$  est utilisée comme valeur optimisée.

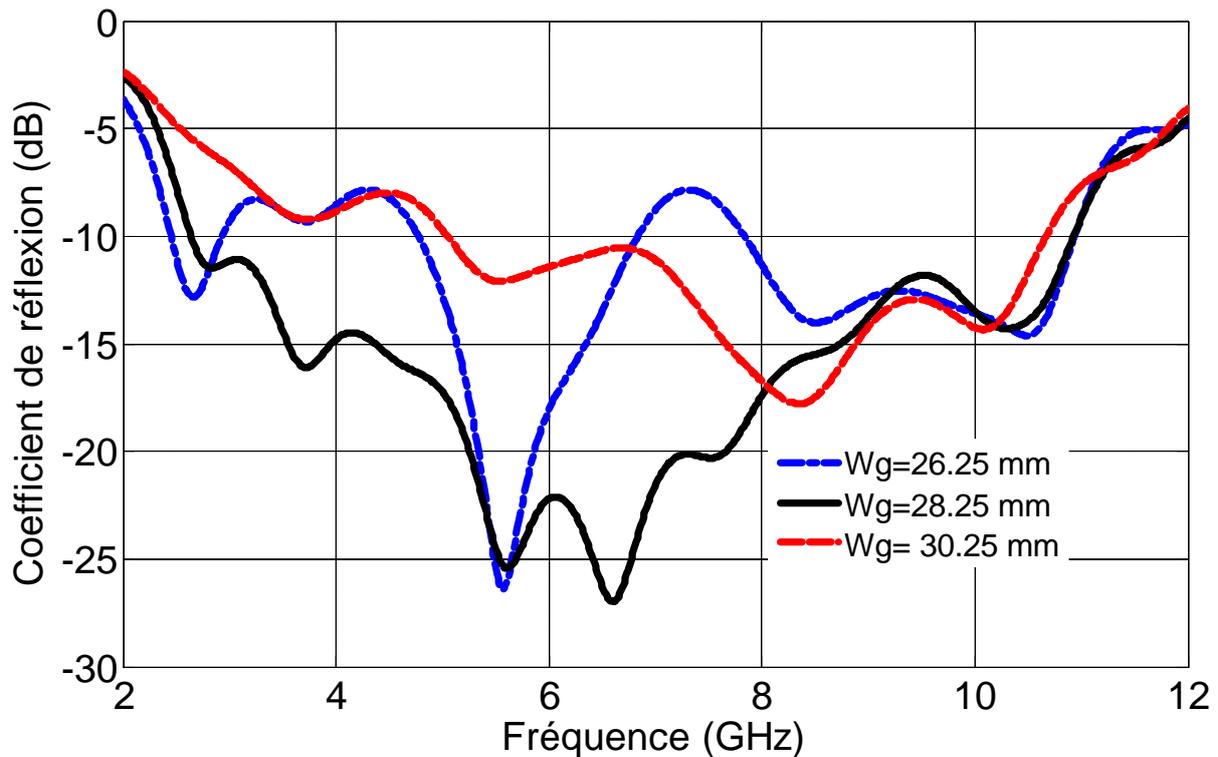


Figure IV.6. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de la largeur du plan de masse modifié.

#### IV.3.4. L'effet de la longueur ' $ls_2$ ' et la largeur ' $ws_2$ ' de la ligne microstrip

Une autre étude paramétrique s'est faite sur la longueur et la largeur de la ligne de transmission microstrip qui est utilisée pour alimenter le résonateur diélectrique. Les coefficients de réflexion pour différentes valeurs de  $ls_2$  et  $ws_2$  sont présentés respectivement dans les figures IV.7 et IV.8. L'analyse de ces résultats montre que lorsque les paramètres  $ls_2$  et  $ws_2$  sont diminués, l'adaptation d'impédance devient médiocre aux basses fréquences et vice versa. Donc la taille de la ligne de transmission qui permet la couverture de toute la bande ULB, est  $ls_2 \times ws_2 = 14.5 \times 0.7 \text{ mm}^2$ .

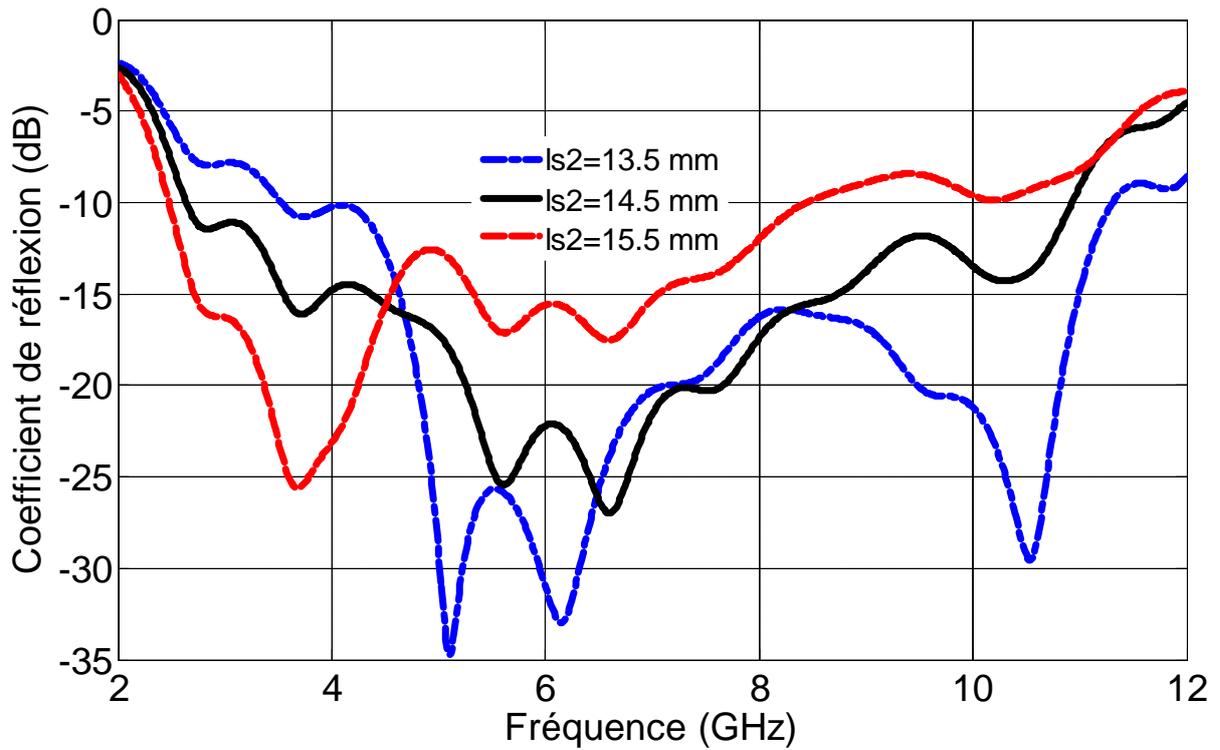


Figure IV.7. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de la largeur de la ligne microstrip.

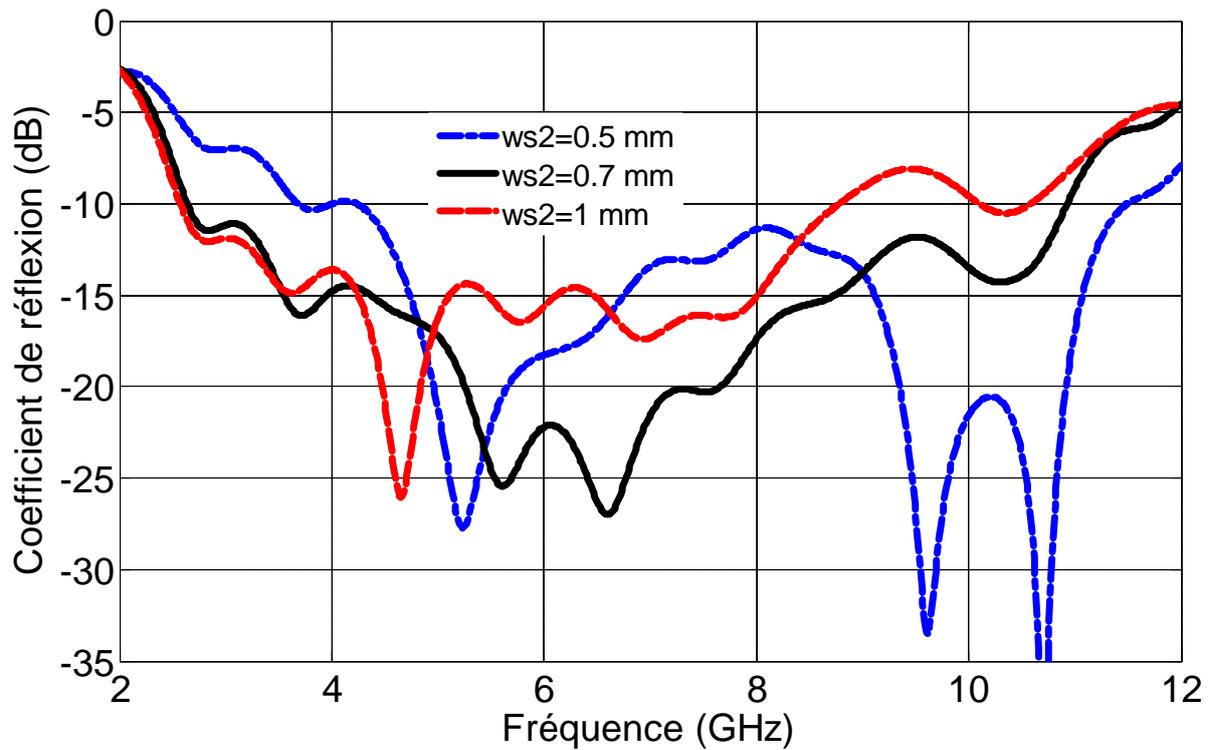


Figure IV.8. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte de l'effet de la longueur de la ligne microstrip.

## **IV.4. Techniques de fabrication et de mesure**

Toutes les fabrications et les mesures qui vont être présentées dans la suite de cette thèse ont été effectuées au sein du laboratoire RF (Radio Frequency) de l'institut national de la recherche scientifique INRS à Montréal, Canada.

### **IV.4.1. Fabrication**

Les précisions des dimensions des antennes sont très critiques en hyperfréquences. Par conséquent, la machine de gravure Laser LPKF ProtoLaser S, illustrée dans la figure IV.9, est utilisée pour fabriquer les prototypes des antennes proposées. Un résumé du processus de fabrication qu'on a suivi est décrit ci-dessous:

- a. On exporte les structures de simulation CST Microwave Studio sous forme de fichier de type Gerber. Ce type de fichier nous permet de travailler avec le logiciel de la machine LPKF ProtoLaser S, comme le montre la figure IV.10.
- b. Le substrat diélectrique est fixé sur un support dans la machine LPKF ProtoLaser S (figure IV.11).
- c. Après avoir fixé le substrat, le processus d'enlever le cuivre indésirable par le Laser est lancé, comme il est illustré dans la figure IV.12.
- d. Pour découper le substrat diélectrique, on a utilisé la machine LPKF ProtoMat C60, comme le montre la figure IV.13.
- e. Enfin, les connecteurs SMA fonctionnant jusqu'à 20 GHz sont directement soudés aux points d'alimentation pour effectuer les mesures nécessaires.



Figure IV.9. La machine LPKF ProtoLaser S.

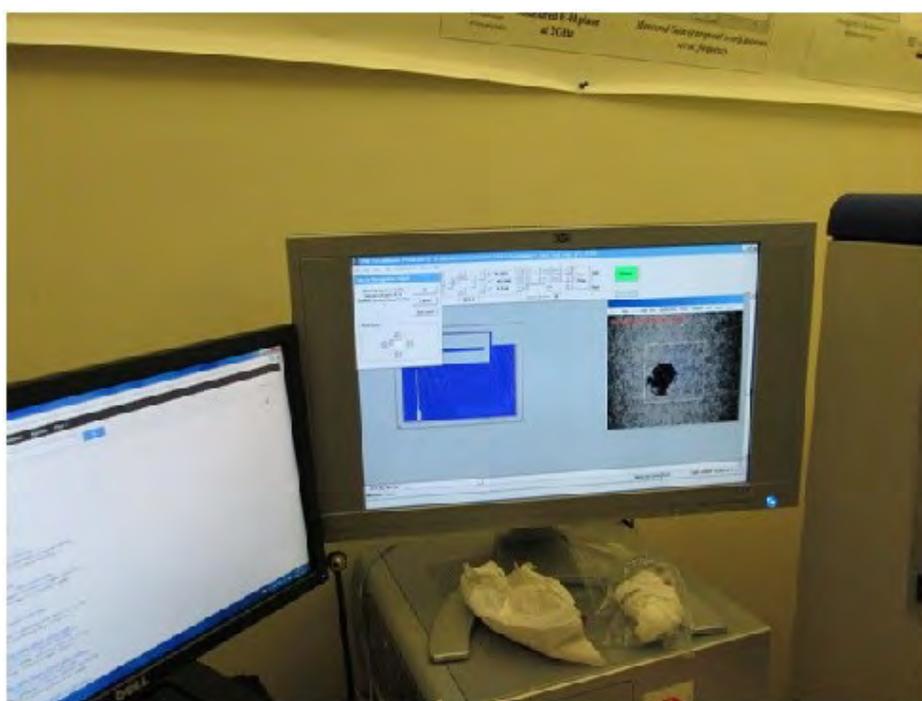


Figure IV.10. Le logiciel de la machine LPKF ProtoLaser S.

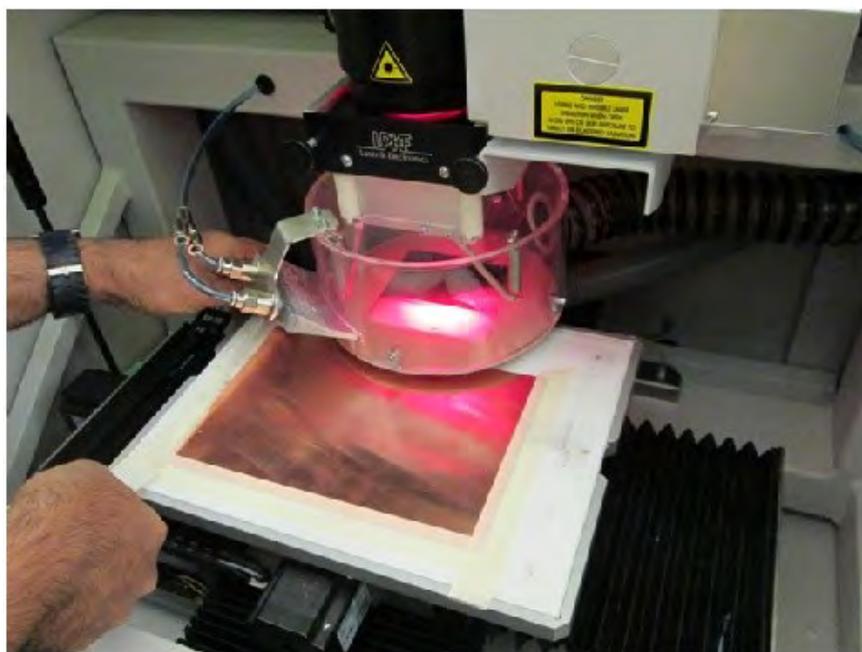


Figure IV.11. Fixation du substrat dans la machine LPKF ProtoLaser S

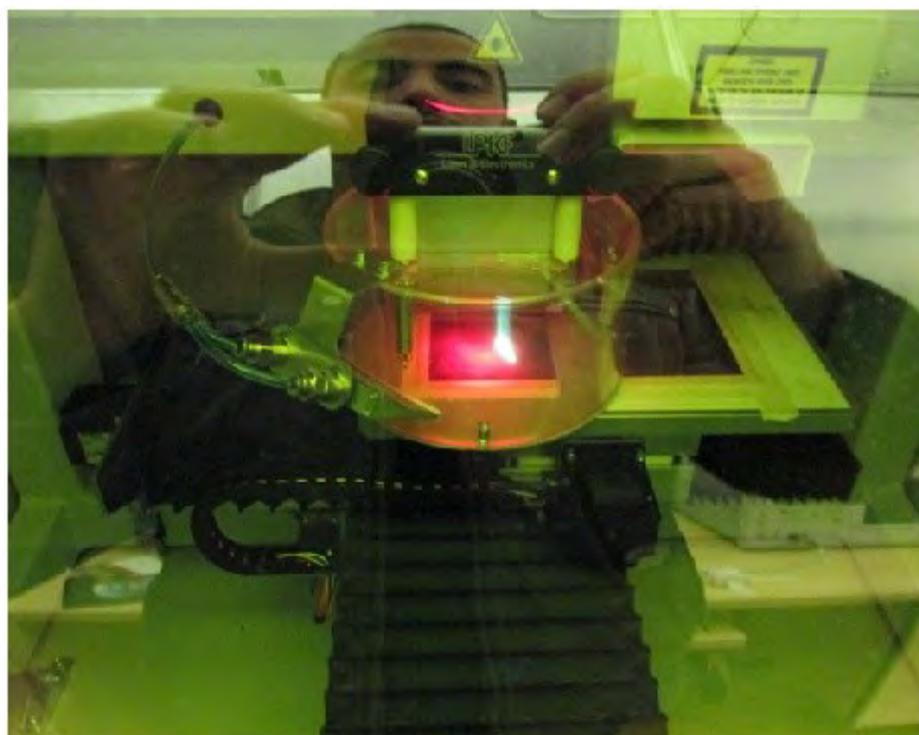


Figure IV.12. Enlèvement du cuivre par le Laser



Figure IV.13. La machine LPKF ProtoMat C60

#### **IV.4.2. Mesure des paramètres de répartition S**

L'analyseur de réseau Agilent 8722ES, illustré dans la figure IV.14, est un équipement sophistiqué capable de faire des mesures rapides et précises dans le domaine de fréquence et de temps [15]. L'analyseur de réseau peut mesurer l'amplitude et la phase des paramètres S. Le système microcontrôleur MC68000-32 bits peut mesurer deux paramètres de port, tels que  $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{22}$ ,  $S_{21}$  et affiche les résultats dans de nombreux formats. On peut synthétiser des fréquences de 50 MHz à 40 GHz. Les fréquences peuvent être réglées en mode pas à pas ou en mode de rampe en fonction de la précision de mesure requise. L'antenne en cours de test est connectée à l'unité à deux ports d'appareil d'essai, l'onde incidente et l'onde réfléchie sont converties en une fréquence intermédiaire de 20 MHz. Ces signaux sont traités de manière appropriée pour afficher les informations sur les amplitudes et les phases des paramètres S dans le format requis.



Figure IV.14. L'analyseur de réseau Agilent 8722ES

### **IV.4.3. Mesure des caractéristiques de rayonnement**

Ce processus de mesure fréquentiel consiste à caractériser les antennes sous test dans le domaine fréquentiel afin de définir la fonction de transfert et d'en déduire le gain et le diagramme de rayonnement des prototypes. Les mesures se sont déroulées dans la chambre anéchoïde de l'INRS (figure IV.15).

Une chambre anéchoïde (ou chambre sourde) est une salle d'expérimentation dont les parois absorbent les ondes sonores ou électromagnétiques, en reproduisant des conditions de champ libre et ne provoquant donc pas d'écho pouvant perturber les mesures. La chambre anéchoïde contient des absorbants micro-ondes fixés sur les murs, le toit et le plancher pour éviter les reflets EM. Les formes tronconiques des absorbants assurent une bonne adaptation d'impédance. Des feuilles d'aluminium sont utilisées pour protéger la chambre des interférences électromagnétiques externes.

La chaîne de transmission est composée principalement d'un analyseur de réseaux vectoriel (Agilent 8722ES), de l'antenne d'émission (antenne de référence), de câbles et de l'antenne de réception (antenne sous test). Les ouvertures des deux antennes sont suffisamment séparées d'une distance  $D$  assurant la condition du rayonnement en champ lointain. Les résultats sont recueillis sur l'analyseur de réseau.

L'antenne de référence utilisée a été placée en émission. Cette antenne est le cornet AH-118 fabriqué par la société Antcom (figure IV.16). Afin de bien caractériser l'antenne testée, on doit connaître toutes les caractéristiques de l'antenne de référence. Premièrement, on se réfère à la fiche technique du fournisseur. La AH-118 présente une très bonne adaptation sur une bande s'étalant de 1 GHz jusqu'à 18 GHz. Ceci se manifeste par un VSWR inférieur à 1,9 ( $|S_{11}| < 10$  dB) sur toute cette bande. Son gain varie entre 4 et 15 dB. Elle est directive dans le sens de son ouverture avec une polarisation linéaire. Son entrée est conçue de telle manière à être adaptée à 50 Ohms afin d'être connectée à un SMA. Cette antenne est très peu dispersive, ce qui réduit fortement les déformations que peuvent subir les impulsions émises. L'antenne d'émission peut pivoter de  $90^\circ$  afin de changer la polarisation des mesures.

Les prototypes d'antenne sous test sont placés en réception. Ils sont fixés sur une tour mobile sous commande. La tour permet de faire un balayage de  $-180^\circ$  à  $+180^\circ$ . Le support de l'antenne est également mobile permettant ainsi une rotation de  $360^\circ$ . Ce dispositif permet de mesurer différents plans des prototypes.

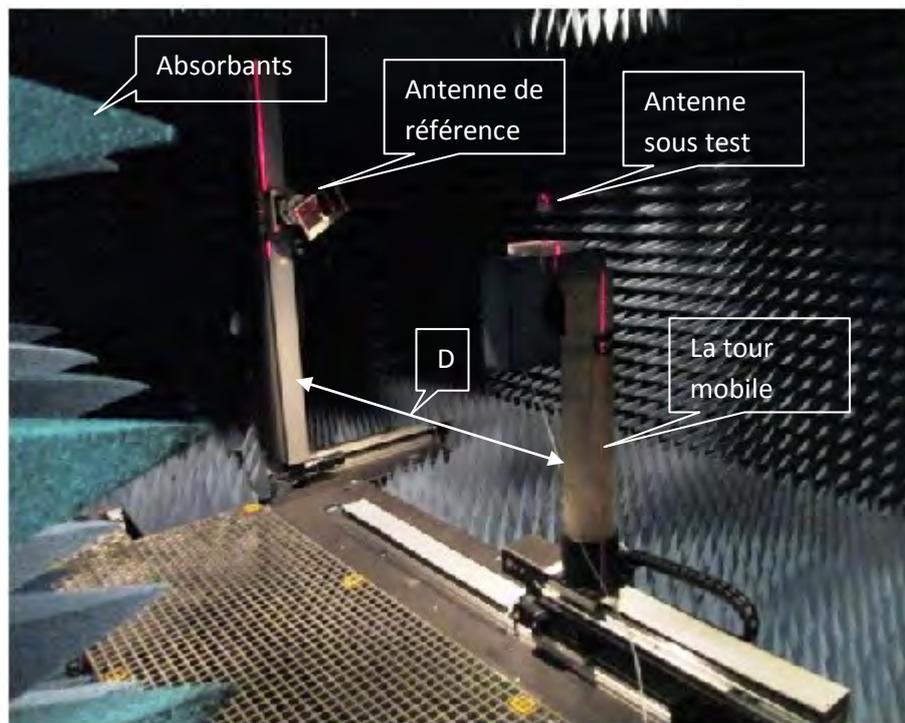


Figure IV.15. La chambre anéchoïque de l'INRS



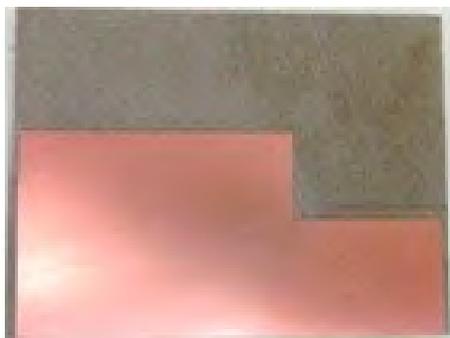
Figure IV.16. L'antenne de référence cornet AH-118

### IV.5. Résultats de mesure et discussions

Pour examiner les performances de l'antenne proposée, des simulations numériques ont été effectuées à l'aide de deux simulateurs électromagnétiques commerciaux: CST Microwave Studio et Ansoft HFSS. En outre, un prototype expérimental, illustré dans la figure IV.17, a été fabriqué et mesuré à l'intérieur d'une chambre anéchoïde.



(a)



(b)

Figure IV.17. Le prototype de l'antenne fabriquée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous

### IV.5.1. Le coefficient de réflexion ( $S_{11}$ )

Le coefficient de réflexion mesuré de l'antenne proposée ainsi que les résultats de simulation sont tracés sur la figure IV.18. D'après ces courbes, une bonne adaptation d'impédance de l'antenne ULB est atteinte et la largeur de bande passante, pour un coefficient de réflexion inférieur à -10 dB, est de 2.94 GHz à 11.34 GHz pour les résultats de mesure, de 2.65 GHz à 10.9 GHz pour la simulation CST Microwave Studio et entre 2.9 à 10.9 GHz pour la simulation Ansoft HFSS (ce qui peut couvrir toute la bande de fonctionnement des applications Ultra-large bande 3.1GHz-10.6GHz). Cela signifie que la largeur de bande d'impédance mesurée de l'antenne à résonateur diélectrique est d'environ 117.6% (121.8 et 115.4% pour le CST et l'Ansoft HFSS, respectivement) par rapport à la fréquence centrale 7.1GHz. Un bon accord entre les mesures et les simulations peut être obtenu. Cependant, le faible écart entre eux est principalement causé par les erreurs de fabrication et les câbles RF de l'analyseur de réseau, qui affectent légèrement les mesures des antennes à petite taille.

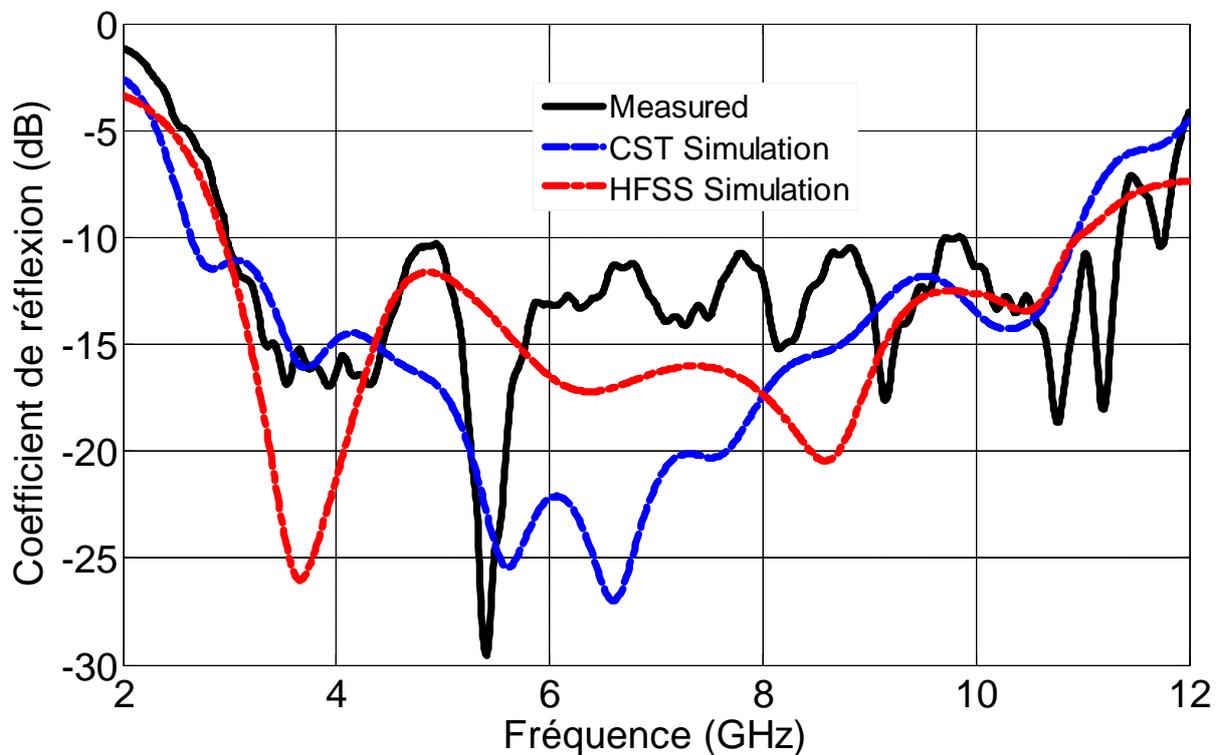


Figure IV.18. Coefficient de réflexion simulé et mesuré de l'antenne proposée en fonction de la fréquence.

### **IV.5.2. Les diagrammes de rayonnement**

Les figures IV.19, IV.20 et IV.21 présentent les diagrammes de rayonnement, mesurés et simulés, de l'antenne à résonateur diélectrique dans les deux principaux plans (plan E et plan H) à 3.5 GHz, 6.5 GHz et 9.5 GHz, respectivement. Il est observé que l'antenne proposée a des diagrammes de rayonnement bidirectionnels dans le plan E, tandis que les diagrammes de rayonnement dans le plan H sont presque omnidirectionnels dans toute la bande de fréquence opérationnelle. En plus, elle présente un faible niveau de polarisation croisée inférieure à -20 dB, ce qui est convenable pour des applications ULB. Les résultats de mesure en termes de diagrammes de rayonnement sont en bon accord avec ceux de la simulation par l'Ansoft HFSS.

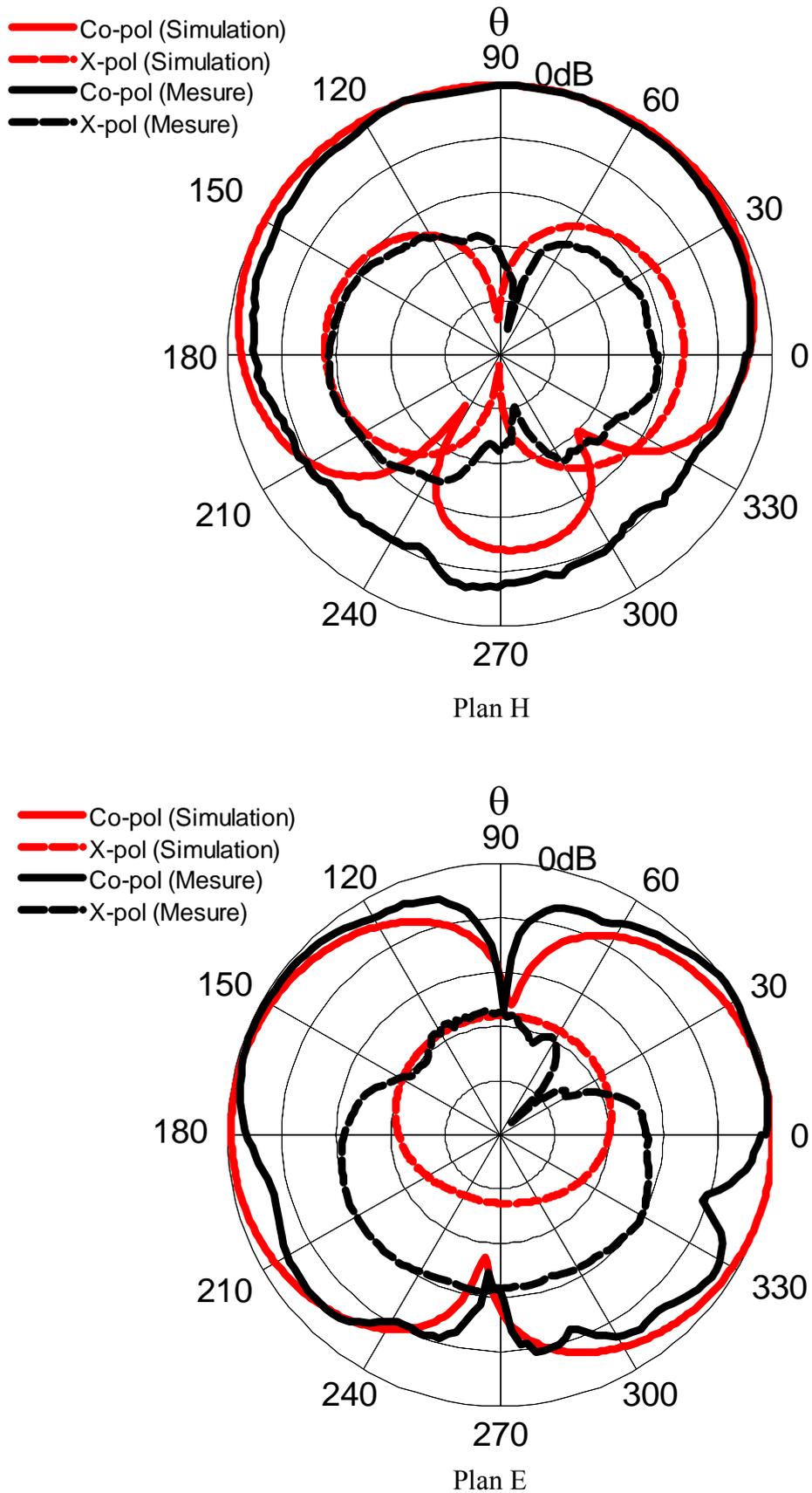


Figure IV.19. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré à 3.5 GHz

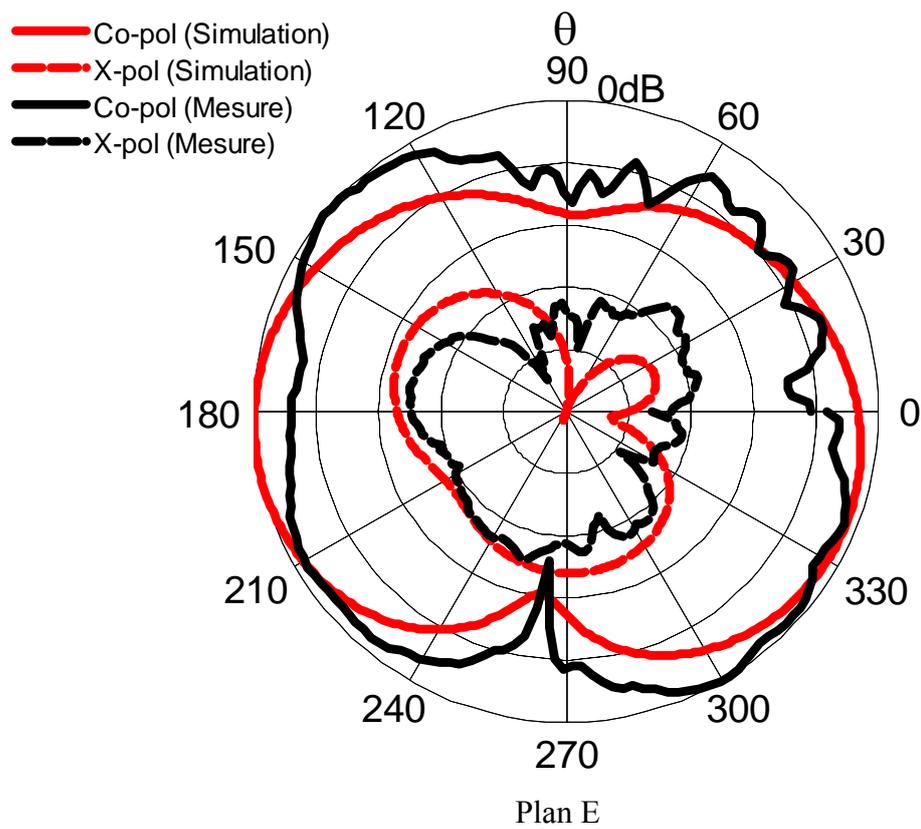
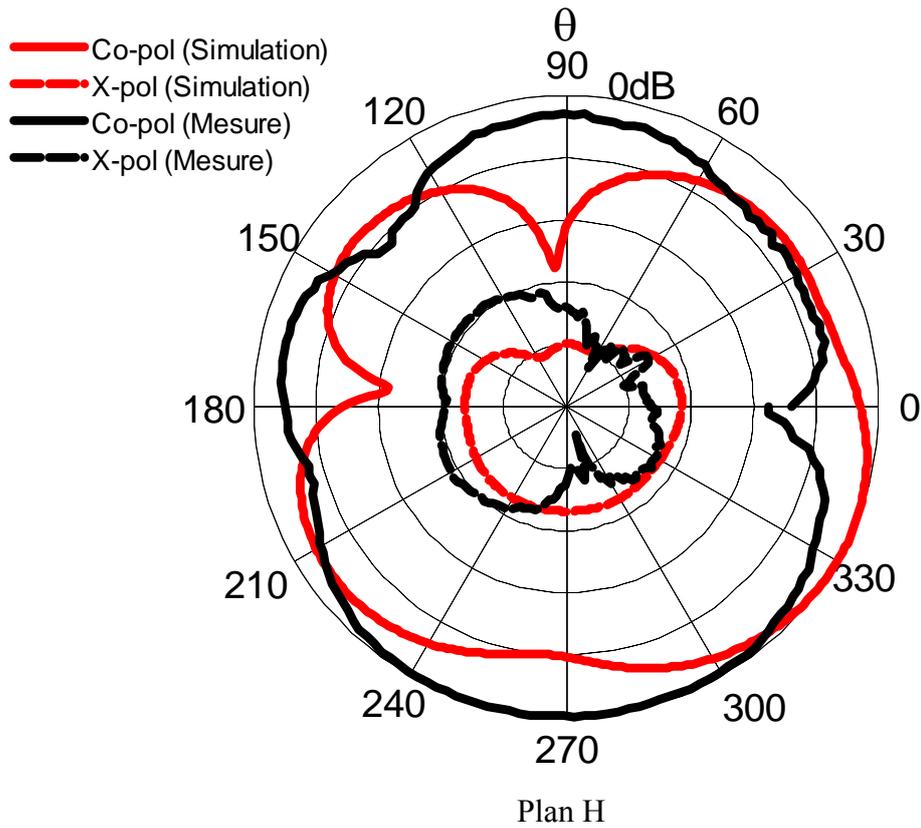


Figure IV.20. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré à 6.5 GHz

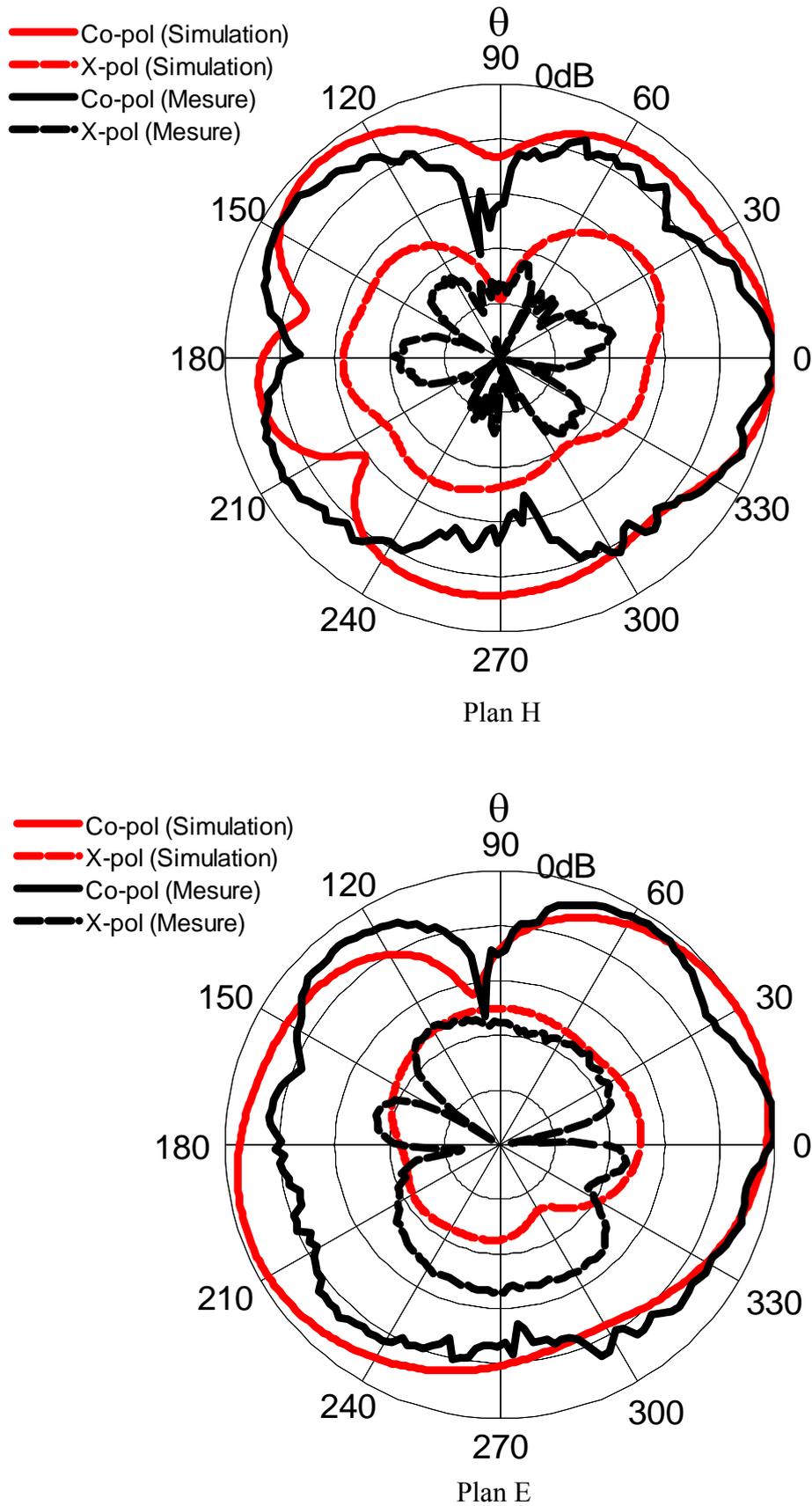


Figure IV.21. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré à 9.5 GHz

Le tableau IV.3 présente une comparaison entre l'antenne proposée et les antennes à résonateur diélectrique de forme U existantes. La structure d'antenne proposée offre une bande passante plus large que les structures existantes dans la littérature, couvrant la bande passante exigée par la commission FCC pour les applications ULB. En plus, ce concept présente un diagramme de rayonnement omnidirectionnel.

Tableau IV.3 Comparaison entre l'antenne proposée et les antennes DRA en forme U existantes.

	La bande passante		Diagramme de rayonnement
	GHz	%	
Référence [21]	3.82–8.12	72	Unidirectionnel
Référence [22]	3.115–7.635	84.1	Unidirectionnel
Antenne proposé	2.94–11.34	117.6	Omnidirectionnel

#### IV.5.2. Le gain

La figure IV.22 montre le gain mesuré et simulé en fonction de la fréquence. Cette antenne à résonateur diélectrique ULB présente un gain presque stable dans toute la bande de fréquence de fonctionnement. D'après les résultats de mesure, on constate que le gain de l'antenne UWB est compris entre 3 dB et 6 dB.

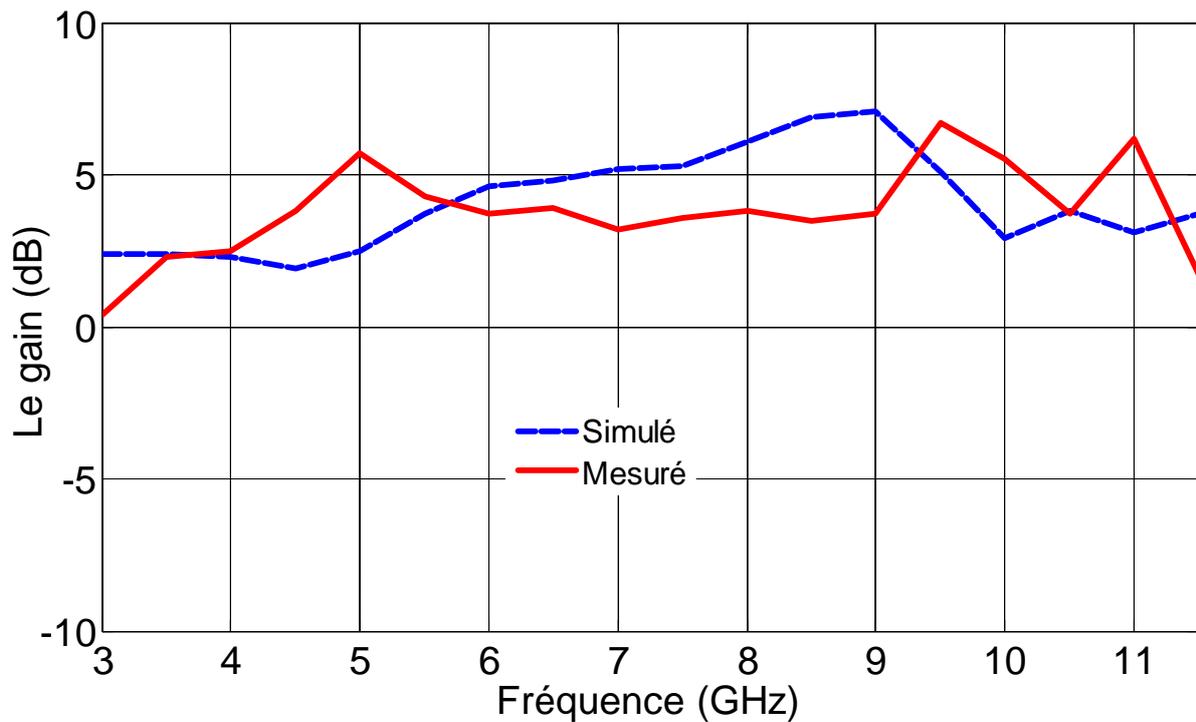


Figure IV.22. Le gain simulé et le gain mesuré de l'antenne proposée en fonction de la fréquence.

## IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, tout d'abord nous avons présenté l'évolution de la structure d'antenne réalisée. Puis, une étude paramétrique a été faite pour étudier l'effet de certains paramètres sur les performances de l'antenne. Les méthodologies de fabrication et de mesure sont en suite abordées. Enfin les résultats de simulation et de mesure sont présentés et comparés en termes de coefficient de réflexion, de diagramme de rayonnement et de gain. Les résultats numériques issus des différentes simulations sont en bon accord avec ceux de la mesure. Avec les caractéristiques électromagnétiques présentées précédemment, l'antenne proposée est adéquate pour des applications Ultra Large Bande.

### Références bibliographiques du chapitre IV

- [1] S. M. Shum, and K. M. Luk, "Stacked annular-ring dielectric resonator antenna excited by axi-symmetric coaxial probe," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 889–892., 1995.
- [2] A. G. Walsh, S. D. Young, and S. A. Long, "An investigation of stacked and embedded cylindrical dielectric resonator antennas,". *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* vol. 5, pp. 130–133, 2006.
- [3] T. A. Denidni, and Q. Rao, "Hybrid Dielectric Resonator Antennas With Radiating Slot for Dual-Frequency Operation," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* vol. 3, pp. 320–323, 2004.
- [4] A. A. Kishk, Y. Yin, and A. W. Glisson, "Conical dielectric resonator antennas for wideband applications," *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 50, pp. 469–474, 2002.
- [5] A. A. Kishk, "Wideband dielectric resonator antenna in a truncated tetrahedron form excited by a coaxial probe," *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 51, pp. 2907–2912, 2003.
- [6] P. V. Vijumon, S. K. Menon, M. N. Suma, B. Lehakumari, M. T. Sebastian, and P. Mohanan, "Broadband elliptical dielectric resonator antenna," *Microw. Opt. Technol. Lett.* vol. 48, pp. 65–67, 2006.
- [7] R. Chair, A.A. Kishk, and K.F. Lee, "Wideband stair-shaped dielectric resonator antennas," *IET Microw. Antennas Propag.* vol. 1, pp. 299–305, 2007.
- [8] X. L. Liang, and T. A. Denidni, "H-shaped dielectric resonator antenna for wideband applications," *IEEE AntennasWireless Propag. Lett.* vol. 7, pp. 163–166, 2008.
- [9] A. A. Kishk, R. Chair, and K.F. Lee, "Broadband dielectric resonator antennas excited by L-shaped probe," *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 54, pp. 2182–2189, 2006.
- [10] O. M. H. Ahmed, A. R. Sebak, and T. A. Denidni, "Size Reduction and Bandwidth Enhancement of a UWB Hybrid Dielectric Resonator Antenna for Short-Range Wireless Communications," *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 19, pp. 19-30, 2010.
- [11] K. S. Ryu, and A. Kishk; "Ultrawideband Dielectric Resonator Antenna with Broadside Patterns Mounted on a Vertical Ground Plane Edge," *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 58, pp. 1047–1053, 2010.

- [12] K. S. Ryu, and A. Kishk, "UWB Dielectric Resonator Antenna Having Consistent Omnidirectional Pattern and Low Cross-Polarization Characteristics," *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 59, pp. 1403–1408, 2011.
- [13] L. N. Zhang, S. S. Zhong, and S. Q. Xu, "Broadband U-Shaped Dielectric Resonator Antenna with Elliptical Patch Feed," *Electronics Letters*, vol. 44, pp. 947 – 949, 2008.
- [14] L. N. Zhang, S. S. Zhong, and X. Ling, "Wideband U-Shaped Dielectric Resonator Antenna Fed by Triangle Patch," *Micro. Opt. Technol. Lett.*, vol. 52, pp. 2435– 2438, 2010.
- [15] S. Bories, J. Keignart, C. Delaveaud, "Time domain Ultra-wideband antennas characterizations facilities," *Annual Symposium of the Antenna Measurement Techniques Association*, 2007.

## *Chapitre V*

*Conception et réalisation des  
antennes ULB intégrées avec  
des antennes à bande étroite*

## **V.1. Introduction**

Dans les dernières années, certaines équipes de recherche ont porté leurs travaux dans l'incorporation de deux antennes, une antenne ultra large bande ULB et une autre à bande étroite, dans un espace limité [1-5]. Dans ces concepts, plus de défi a été focalisé sur une intégration efficace des deux antennes, en assurant une bonne isolation entre les deux ports. Selon la Commission Fédérale de Communications (FCC) [6], l'antenne omnidirectionnelle ULB est utilisée pour la détection de spectre dynamique tandis que l'élément directionnel à bande étroite est utilisé pour la transmission. Ce type de structure a été principalement proposé pour les systèmes radar, l'imagerie médicale, les applications de radio cognitive et les systèmes de détection d'armes.

Dans ce chapitre, on propose deux nouvelles structures d'antenne avec deux ports ; Port 1 excite l'antenne ULB qui sera utilisée pour la détection du spectre et Port2 alimente une antenne à bande étroite qui sera utilisée pour la communication des informations.

La première structure est composée de deux antennes: une antenne monopôle patch de forme rectangulaire ayant une base elliptique utilisée pour détecter le spectre de 2.44 GHz à 12 GHz et d'une antenne à résonateur diélectrique rectangulaire (RDRA) qui fonctionne autour de 5.8 GHz. Alors que la deuxième structure comporte une antenne à résonateur diélectrique qui couvre le spectre ULB et une fente rayonnante dédiée à la transmission. En comparant avec les concepts existants, les structures hybrides proposées (antenne patch /antenne à résonateur diélectrique) présentent un faible couplage mutuel, avec un coefficient de transmission  $S_{12} < -20$  dB, entre les deux ports d'antenne ce qui assure une intégration efficace.

## **V.2. Monopôle patch ULB intégré avec une antenne RD**

### **V.2.1. Géométrie de la structure proposée**

Plusieurs antennes ULB planaires ont été conçues avec diverses formes (fente [6-8] et monopôle [9-13]) et différentes techniques d'excitation (microstrip et ligne de transmission coplanaire CPW). Ces antennes sont proposées pour être exploitées dans la bande de spectre ULB (entre 3.1 GHz et 10.6 GHz). L'antenne excitée par une ligne coplanaire CPW a de nombreuses caractéristiques intéressantes, telles que une faible perte de rayonnement, l'intégration facile avec des circuits RF intégrés MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits) et gravés sur un seul côté du substrat fournissant une configuration simplifiée [14]. Notre conception se compose de deux parties; une antenne unipolaire ULB alimentée par une

ligne CPW pour le spectre de détection, et une autre antenne à résonateur diélectrique rectangulaire utilisée comme une antenne à bande étroite pour la communication.

La figure V.1 montre la configuration de la structure d'antenne proposée. L'antenne ULB est composée d'un monopôle planaire rectangulaire ayant une base elliptique et imprimé sur un substrat Rogers TMM6 avec une permittivité  $\epsilon_{rs} = 6$ , une tangente de perte de 0.0023, une épaisseur  $h = 0.762$  mm, et une surface de  $42 \times 40$  mm<sup>2</sup>. L'antenne patch est excitée à partir du port P1, par une ligne de transmission coplanaire CPW ayant une largeur  $W_s$ , comme illustré sur la figure V.1.

L'antenne à bande étroite est constituée d'une antenne à résonateur diélectrique de forme rectangulaire, avec des dimensions  $12.5 \times 12.5 \times 6.35$  mm<sup>3</sup> et une permittivité relative  $\epsilon_{rd} = 9.8$  (tronqué d'un substrat TMM10i), placée au-dessus de l'antenne patch (qui est considérée comme un plan de masse) et excitée via le port P2, par une ligne de transmission microruban (avec une largeur  $W_s = 3$  mm et une longueur  $L_s = 12$  mm) à travers une ouverture étroite ayant des dimensions  $1 \times 6$  mm<sup>2</sup>.

Afin d'étudier le mécanisme de l'isolation et du rayonnement électromagnétique, une analyse des courants de surface est utilisée. L'amplitude du courant de surface sur l'antenne ULB sans l'intégration de l'antenne à bande étroite, pour les fréquences 3.5 GHz, 6 GHz et 10.5 GHz, est représentée sur la figure V.2. Il est clair que les régions de surfaces coniques des deux côtés de l'antenne (Région I) ont une distribution de courant d'excitation élevée et elles contribuent au rayonnement. Cependant, il est également clair que la région supérieure indiquée par le rectangulaire en pointillés (Région II) ne contient pas un courant d'excitation. Cette région est utilisée pour intégrer l'antenne à résonateur diélectrique.

Les deux antennes intégrées sont excitées séparément à travers le port P1 et le port P2 et les tracés de la distribution de courant sont illustrés sur la figure V.3. On voit sur les tracés que le courant de couplage, de l'antenne ULB à l'antenne à bande étroite et vice versa, est très faible, ce qui entraîne une intégration efficace des deux antennes avec une bonne isolation.

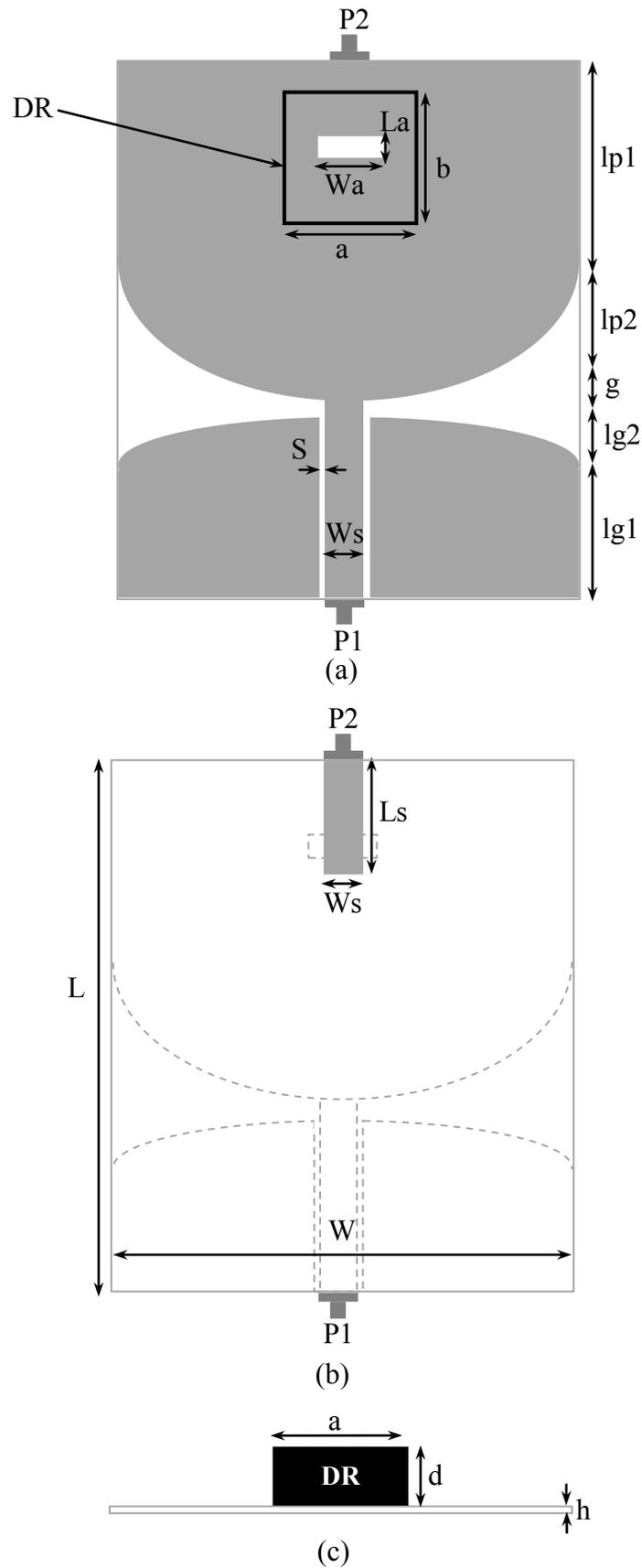


Figure V.1. Géométrie de la structure d'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale.

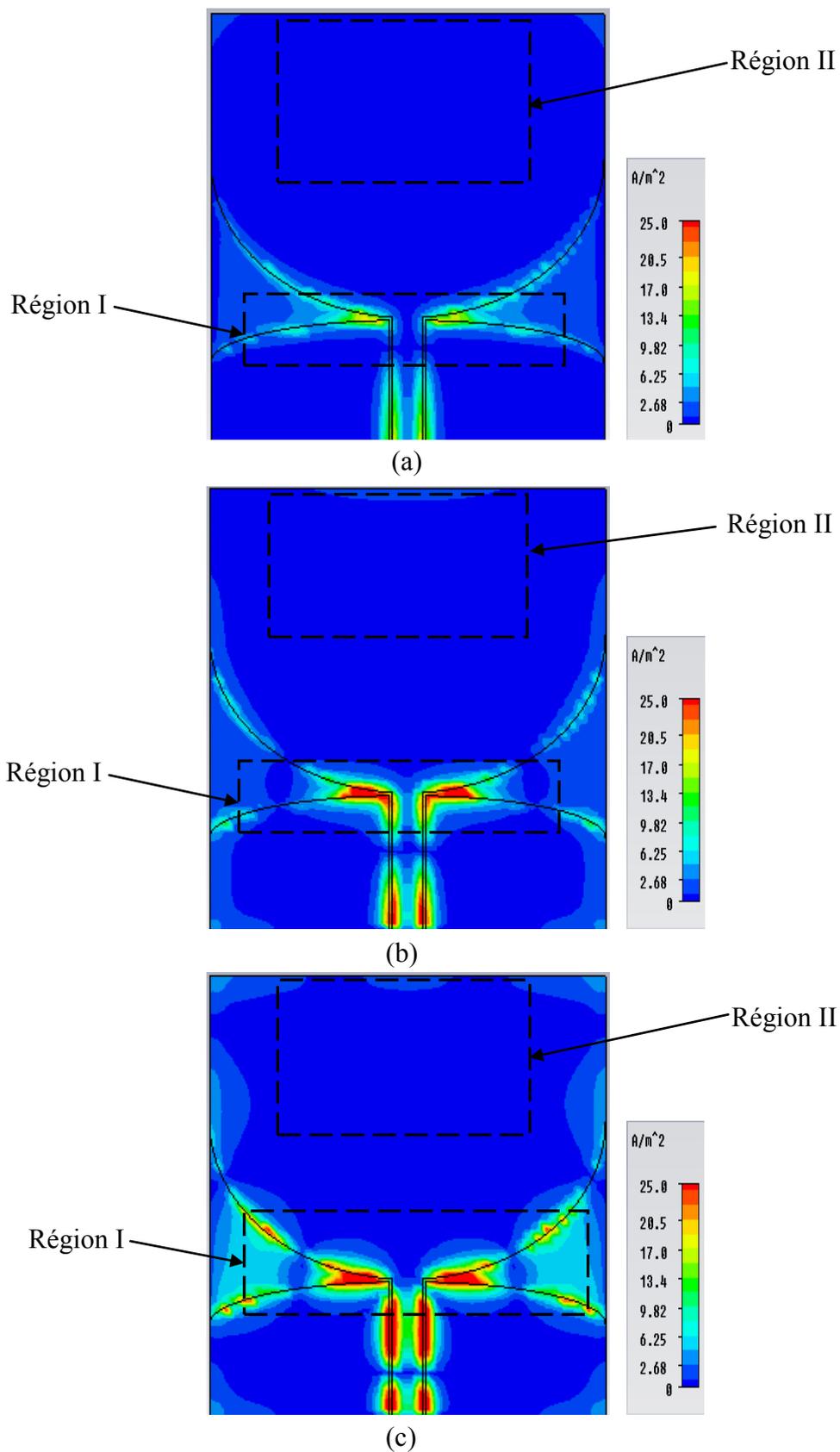


Figure V.2. La distribution du courant surfacique de l'antenne ULB sans intégration de l'antenne à bande étroite à ; (a) 3.5 GHz, (b) 6 GHz et (c) 10.5 GHz.

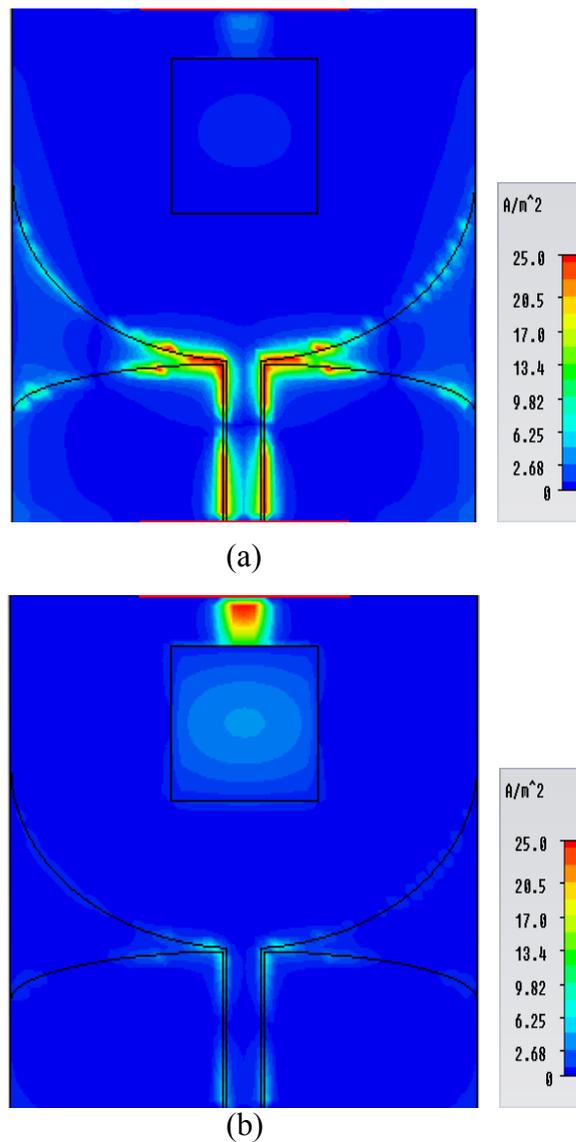


Figure V.3. La distribution du courant surfacique de la structure proposée excitée à la fréquence 5.8 via le port ; (a) P1, (b) P2.

### V.2.2. Etude paramétrique

Une étude paramétrique a été faite pour optimiser les paramètres des deux antennes. Pour l'antenne patch ULB, les paramètres étudiés sont ; l'espacement entre le plan de masse et le patch 'g' (figure V.4), la largeur de gap de la ligne CPW 'S' (figure V.5), la largeur de la ligne d'excitation CPW 'Ws' (figure V.6) et la longueur du patch 'lp1' et 'lp2' (figure V.7).

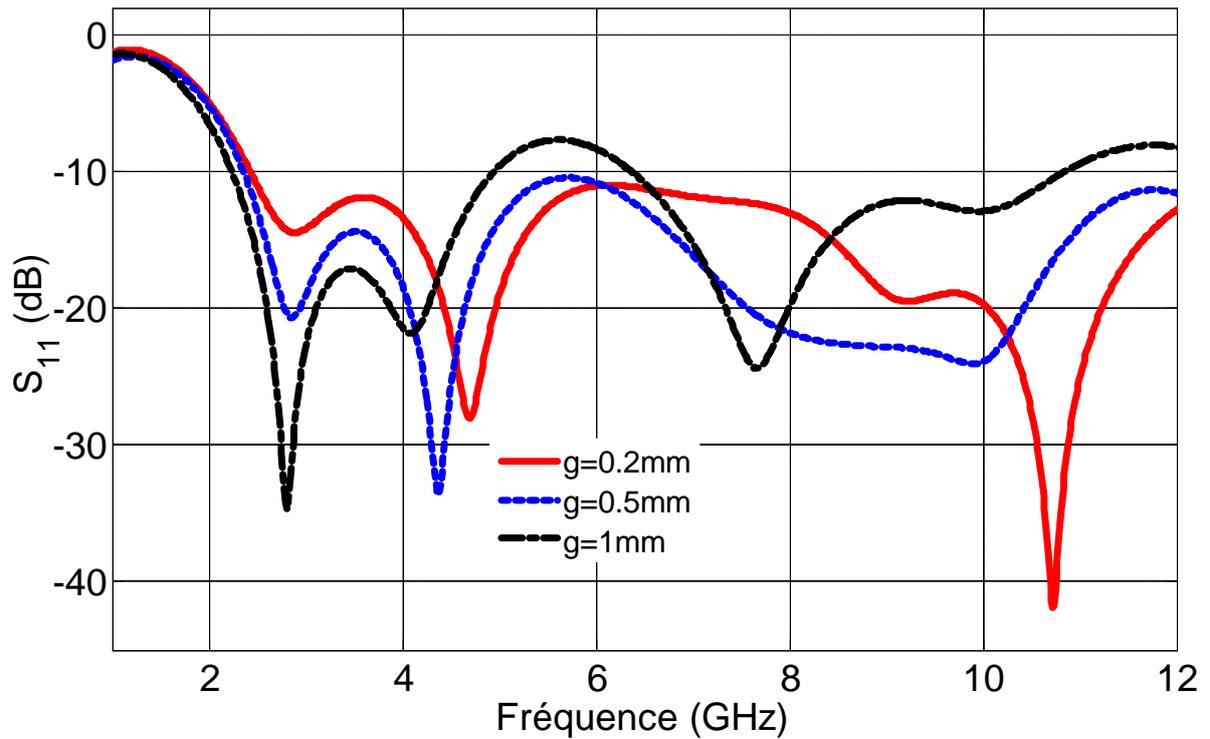


Figure V.4. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la hauteur de l'espace 'g' de l'antenne ULB.

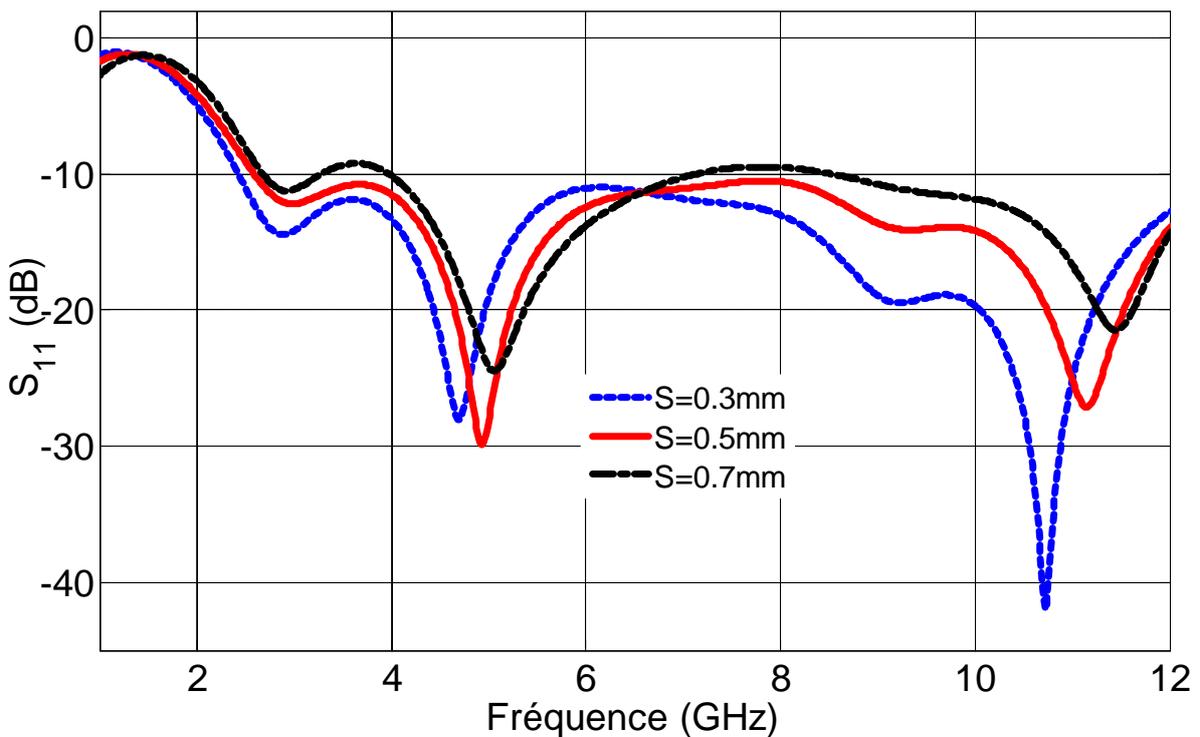


Figure V.5. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet du gap 'S' de la ligne CPW.

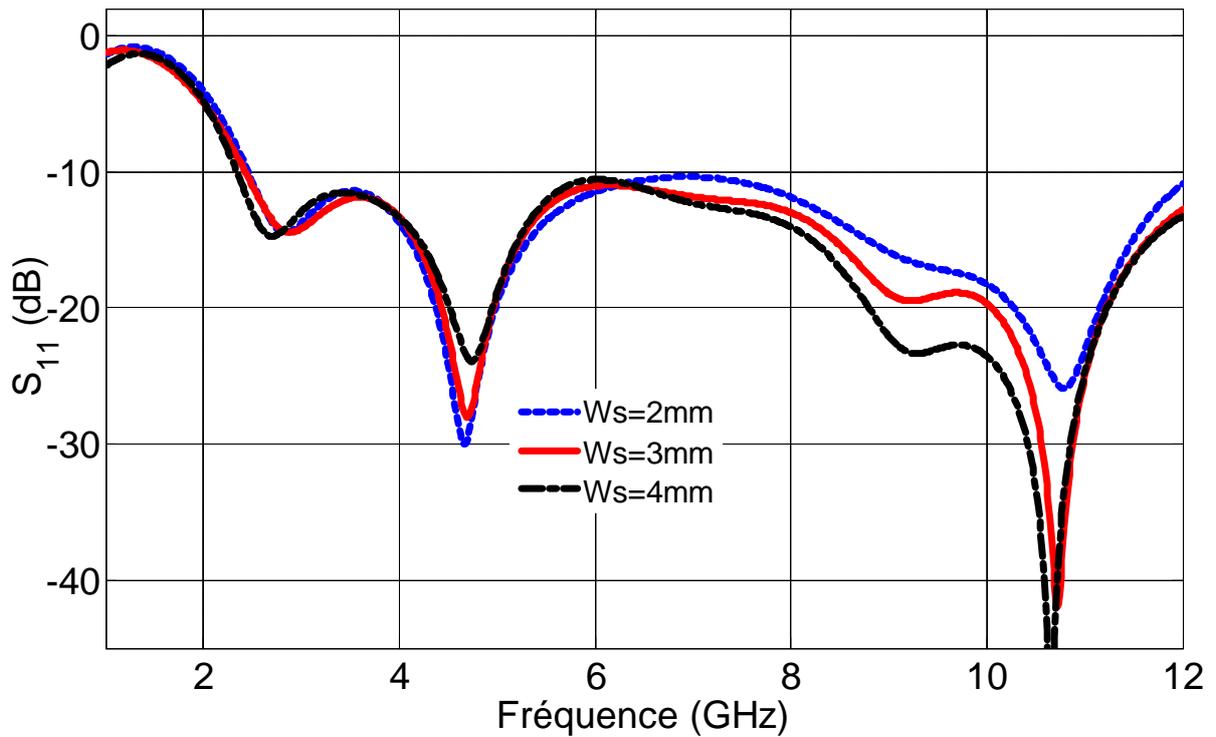


Figure V.6. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de la ligne de transmission CPW 'Ws'.

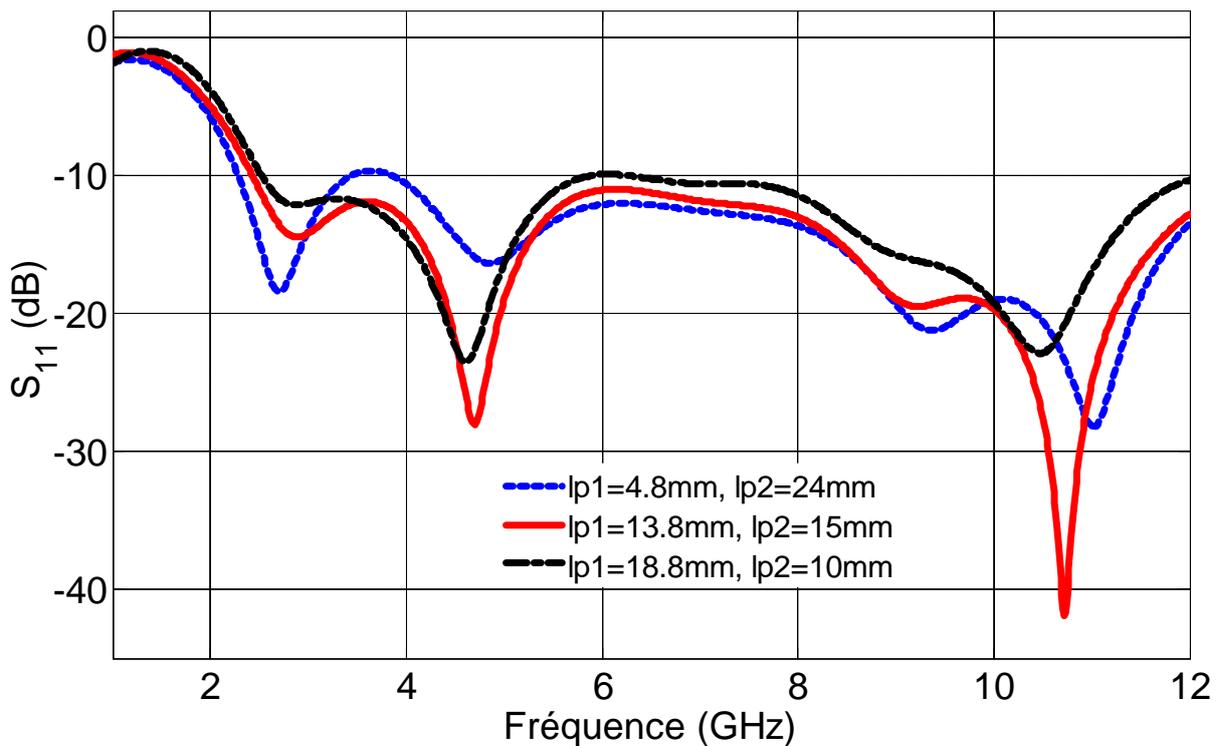


Figure V.7. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet des longueurs de patch 'lp1' et 'lp2' de l'antenne ULB.

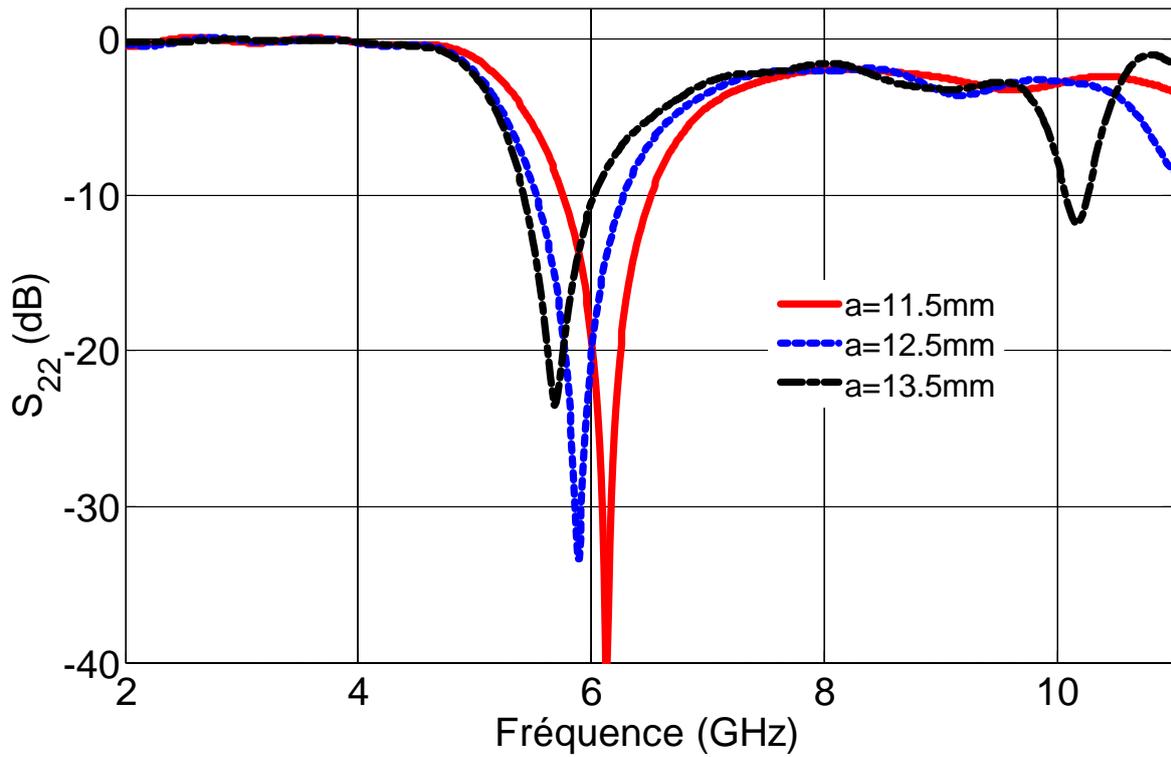


Figure V.8. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur du résonateur diélectrique 'a'.

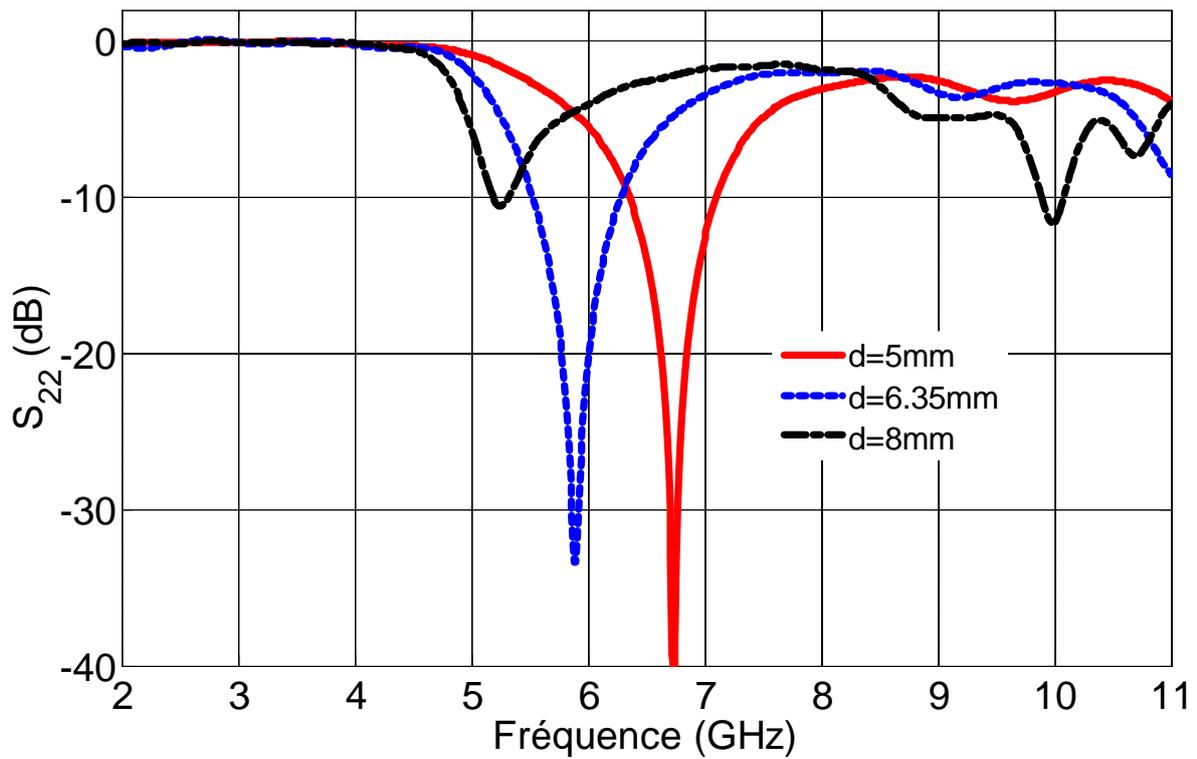


Figure V.9. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la hauteur du résonateur diélectrique 'd'.

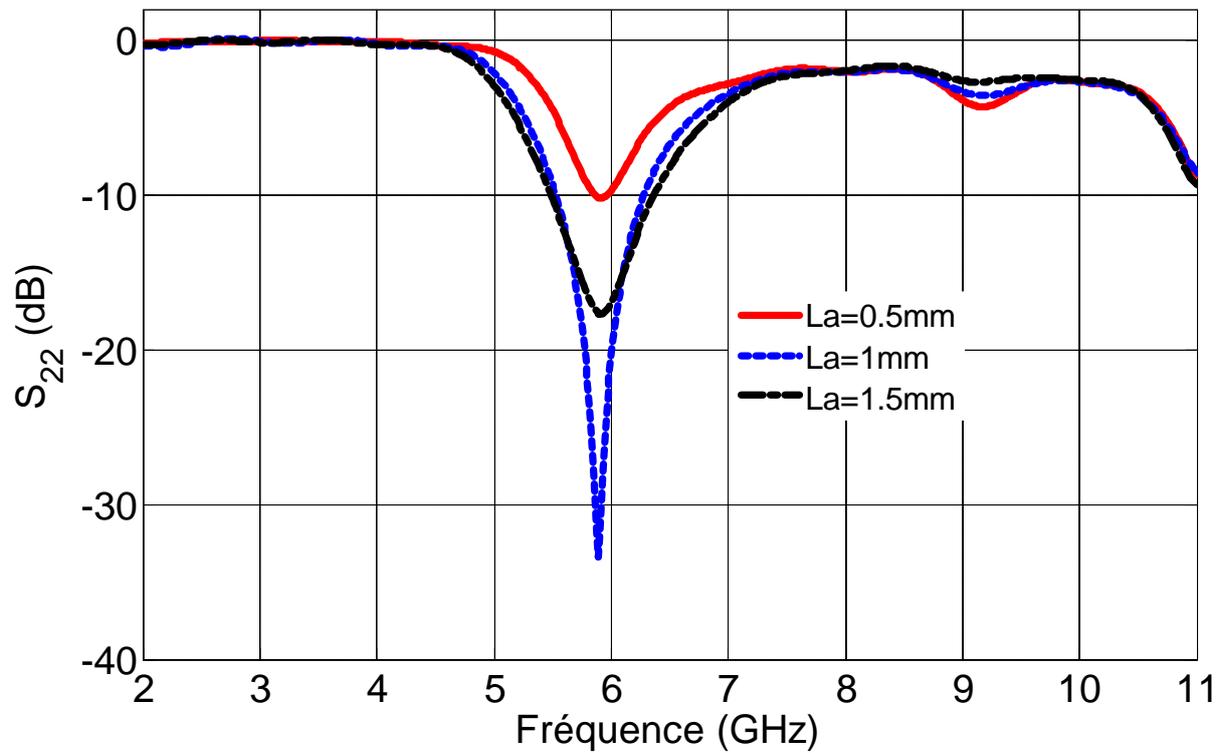


Figure V.10. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de l'ouverture d'excitation 'La'.

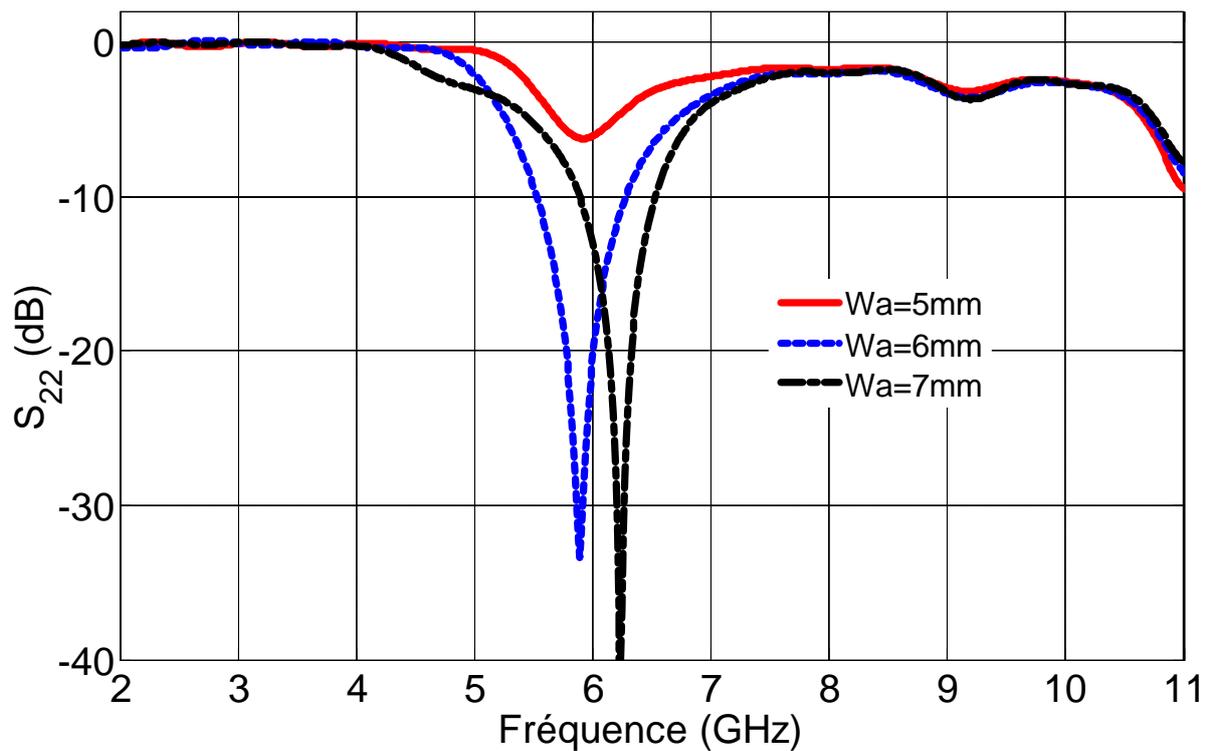


Figure V.11. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de l'ouverture d'excitation 'Wa'.

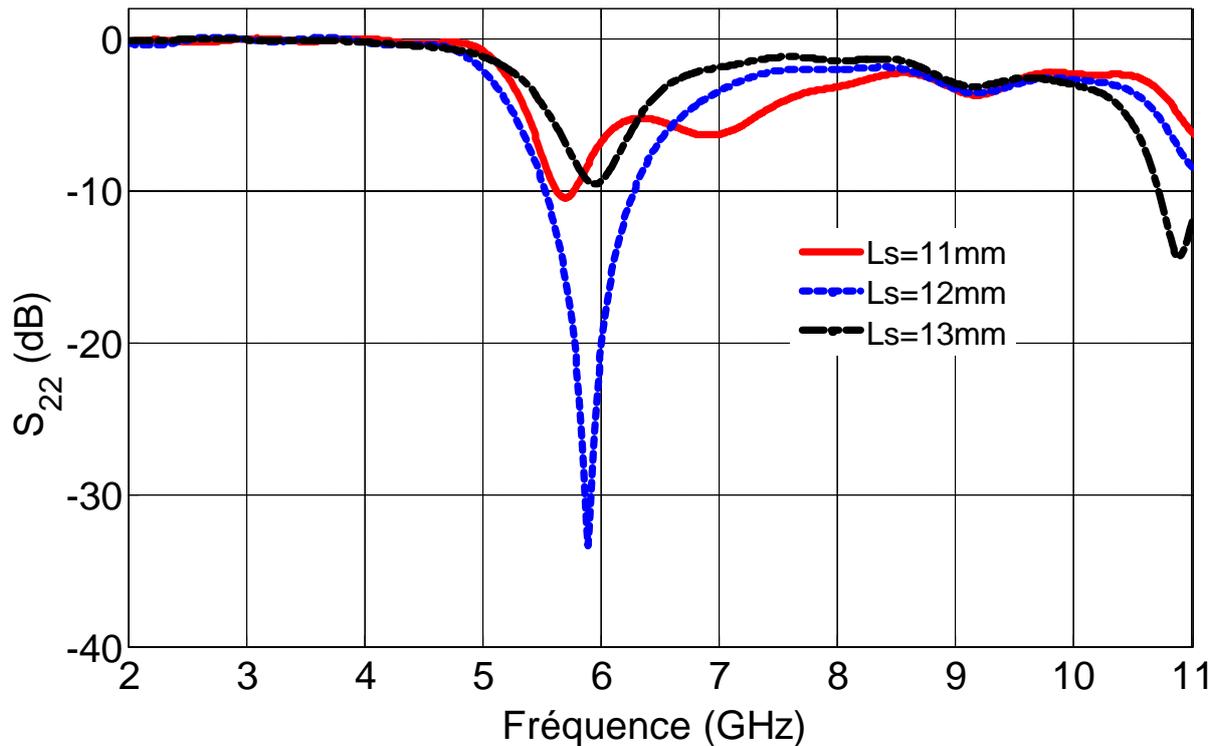


Figure V.12. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de la ligne de transmission microstrip 'Ls'.

Une autre étude paramétrique est effectuée pour l'analyse de l'effet des paramètres de l'antenne à résonateur diélectrique sur ses caractéristiques, en agissant sur les dimensions du résonateur rectangulaire 'a' et 'd' (figure V.8 et figure V.9), la longueur et la largeur de l'ouverture d'excitation 'La' et 'Wa' (figure V.10 et figure V.11) et la longueur de la ligne de l'excitation 'Ls'(figure V.12). Les résultats numériques sont obtenus à partir des simulations par le logiciel de modélisation électromagnétique CST Microwave Studio. A partir des études paramétriques présentées précédemment, les valeurs optimisées des paramètres des deux antennes, qui offrent une bande passante ultra large bande pour l'antenne monopôle patch et une fréquence de résonance autour de 5.8 GHz pour l'antenne à résonateur diélectrique avec une bonne adaptation, sont présentées dans le tableau V.1.

Tableau V.1. Paramètres optimisés pour l'antenne proposée.

Paramètres de l'antenne	Valeur optimale (mm)
L	42
W	40
h	0.762
Ws	3
S	0.3
lg1	9
lg2	4
g	0.2
lp1	15
lp2	13.8
a	12.5
b	12.5
d	6.35
La	1
Wa	6
Ls	12

#### **V.2.4. Résultats de mesure et discussions**

Les simulations ont été réalisées à l'aide de deux simulateurs électromagnétiques commerciaux: l'Ansoft HFSS qui utilise la méthode des éléments finis (FEM) dans le domaine fréquentiel et le CST Microwave Studio basé sur la technique d'intégration finie (FIT) dans le domaine temporel. Afin de valider les résultats numériques de simulation, un prototype expérimental de la structure d'antenne proposée a été fabriqué, comme illustré dans la figure V.13. Les mesures ont été effectuées en utilisant l'analyseur de réseau Agilent 8722ES et une chambre anéchoïde pour mesurer les paramètres S et les caractéristiques de rayonnement de la structure d'antenne proposée.

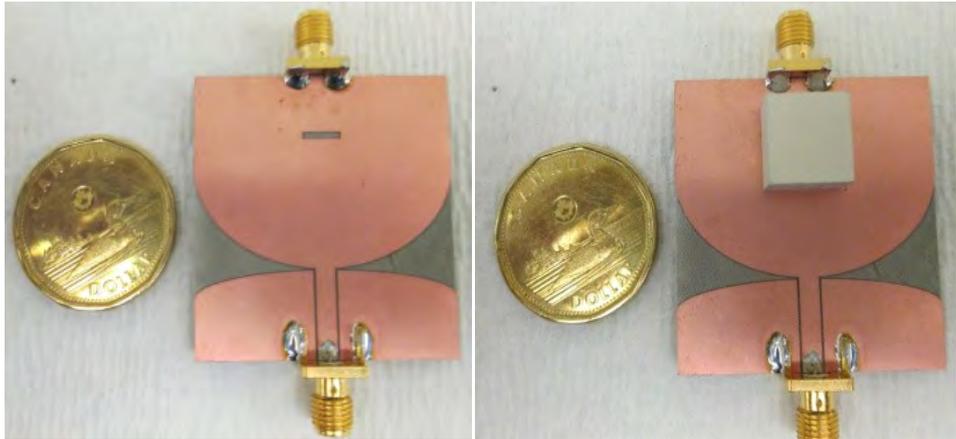


Figure V.13. La photographie du prototype de l'antenne fabriquée

#### V.2.4.1. Paramètres de répartition S

Les paramètres de répartition (S) simulés et mesurés de la structure proposée sont tracés en fonction de la fréquence, comme illustré dans les figures V.14, V.15 et V.16. Les figures V.14 et V.15 représentent respectivement les coefficients de réflexion de l'antenne métallique ULB et de l'antenne à résonateur diélectrique, alors que la figure V.16 présente le coefficient de transmission entre les deux ports d'antennes. A partir de la figure V.14, On voit que la largeur de la bande passante mesurée de l'antenne patch ULB est de 2.44 GHz à 12 GHz pour un coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) inférieur à -10 dB (ce qui couvre la totalité de la bande de fréquence ULB de 3.1 à 10.7 GHz). En plus, l'antenne à large bande proposée présente presque la même largeur de bande issue de la simulation (à partir de 2.54 GHz à 12 GHz pour le CST MS et de 2.7 GHz à 12 GHz pour l'Ansoft HFSS). L'antenne à résonateur diélectrique fonctionne à 5.8 GHz où le mode fondamental  $TE_{111}$  de résonateur diélectrique de forme rectangulaire est excité, et fournit une bande passante ( $S_{22} < -10$  dB) de 900 MHz (entre 5.2 et 6.2 GHz) pour les résultats de mesure et 800 MHz pour celles de simulations (entre 5.5 et 6.3 GHz pour le CST et de 5.6 à 6.4 GHz pour le HFSS), qui est adéquate pour transmettre les informations via l'application HiperLAN ou WLAN. Afin d'ajuster la fréquence de fonctionnement de l'antenne à bande étroite, pour être convenable pour les systèmes de radio cognitive, des circuits d'adaptation externe peuvent être utilisés. Les procédures pour l'adaptation des antennes à résonateur diélectrique rectangulaires ont été rapportées dans des documents récents [15, 16].

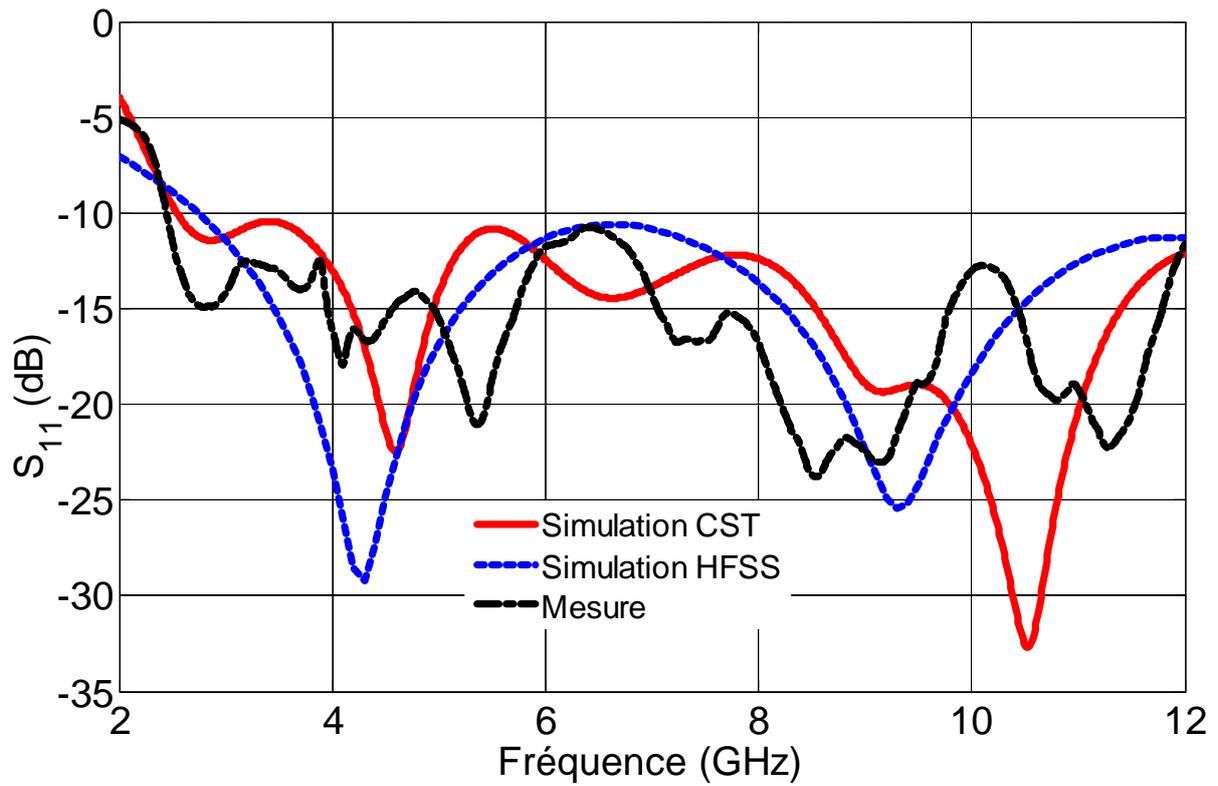


Figure V.14. Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) simulé et mesuré de l'antenne ULB en fonction de la fréquence.

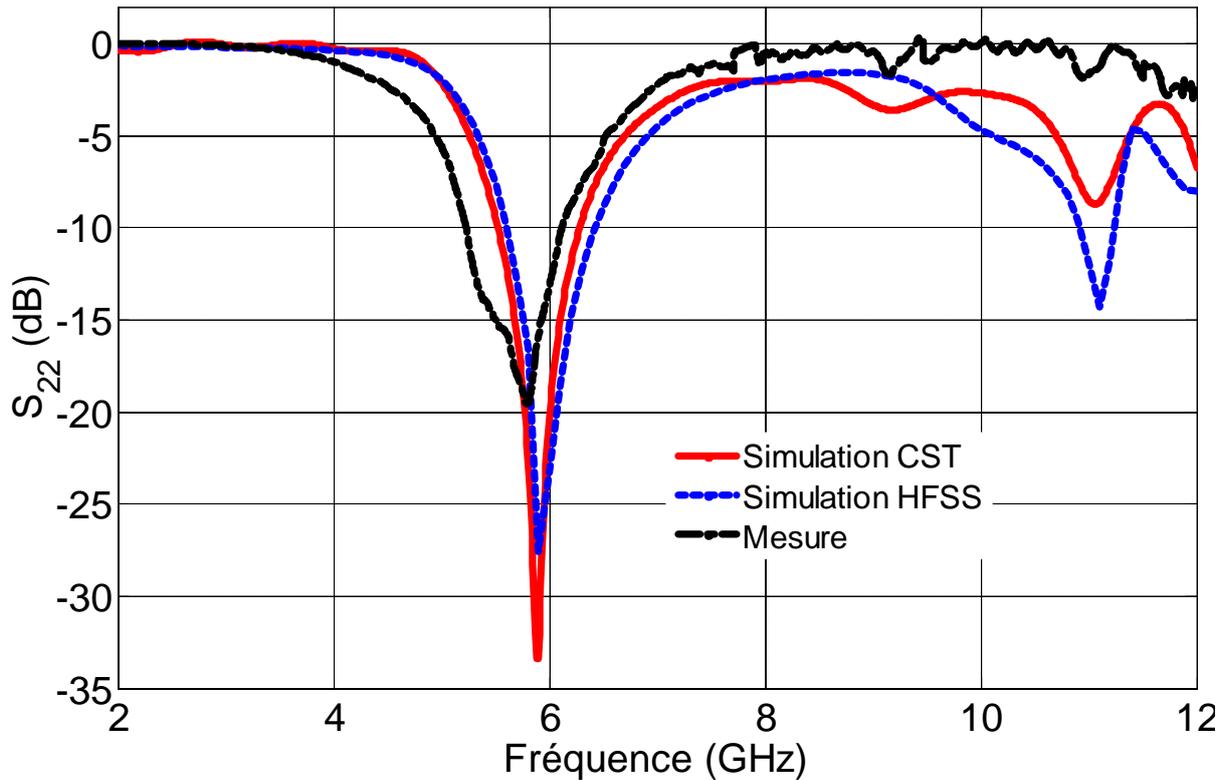


Figure V.15. Coefficient de réflexion ( $S_{22}$ ) simulé et mesuré de l'antenne à bande étroite en fonction de la fréquence.

A partir de la figure V.16, il peut être observé que le coefficient de transmission est inférieur à -20 dB dans la bande opérationnelle finale ( $S_{21} < -20$  dB) pour tous les résultats issus de simulation et de mesure, ce qui assure une très bonne isolation entre les deux ports d'antenne et il permet une intégration efficace. Les résultats mesurés et simulés sont en bon accord. Cependant, le faible écart est principalement causé par les erreurs de fabrication et le câble RF de l'analyseur de réseau, ce qui affecte légèrement les mesures des petites antennes.

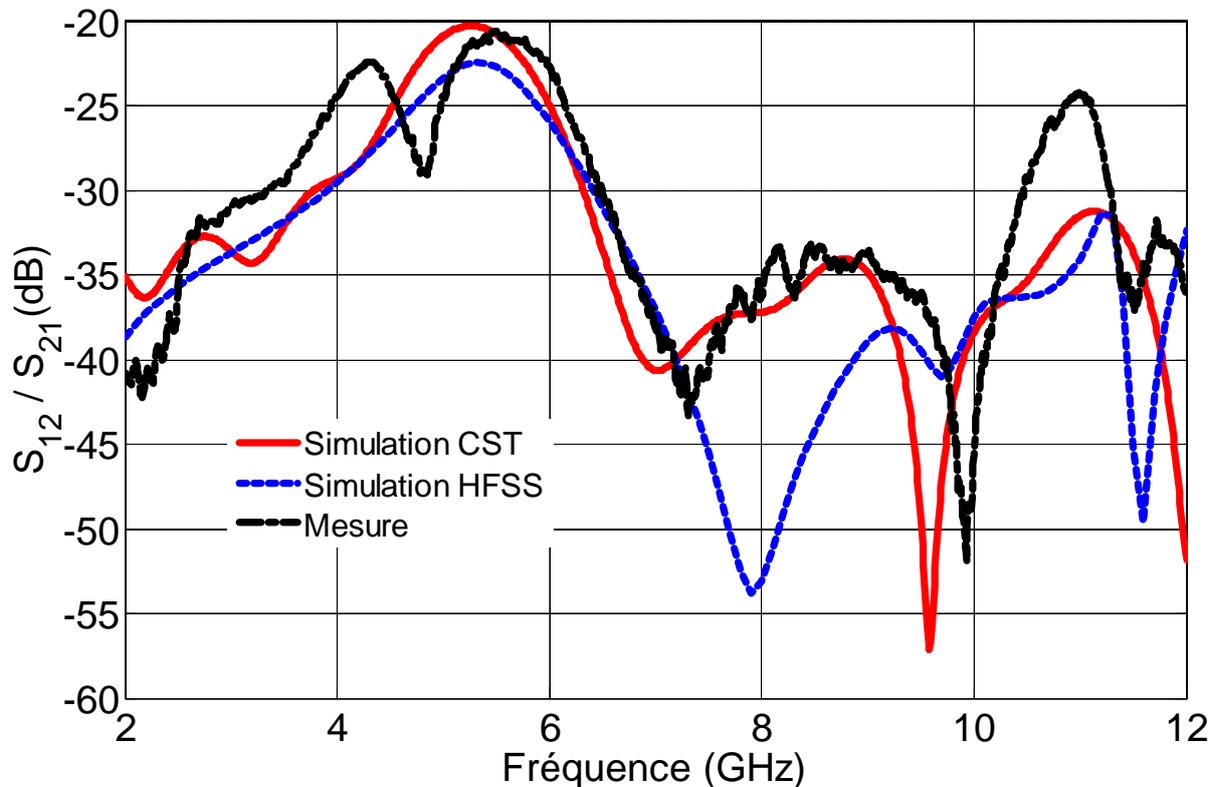


Figure V.16. Coefficient de transmission ( $S_{12}/S_{21}$ ) simulé et mesuré entre les deux ports d'antenne en fonction de la fréquence.

#### V.2.4.2. Caractéristiques de rayonnement

Les diagrammes de rayonnement dans les deux principaux plans (plan E et H) de l'antenne ULB pour des fréquences échantillons 3.5 GHz, 6.5 GHz et 10.5 GHz sont simulés et mesurés, comme illustré sur les figures V.17, V.18 et V.19, respectivement. Il peut être observé que l'antenne patch comporte des diagrammes de rayonnement bidirectionnels dans le plan E avec peu de variation à 6.5 GHz et 10.5 GHz, tandis que les diagrammes de rayonnement dans le plan H sont pratiquement omnidirectionnel à travers toute la bande de fréquence de résonance. Il est à noter que le diagramme de rayonnement dans le plan H présente une division de faisceau à 10.5 GHz, due aux effets des modes d'ordre supérieur.

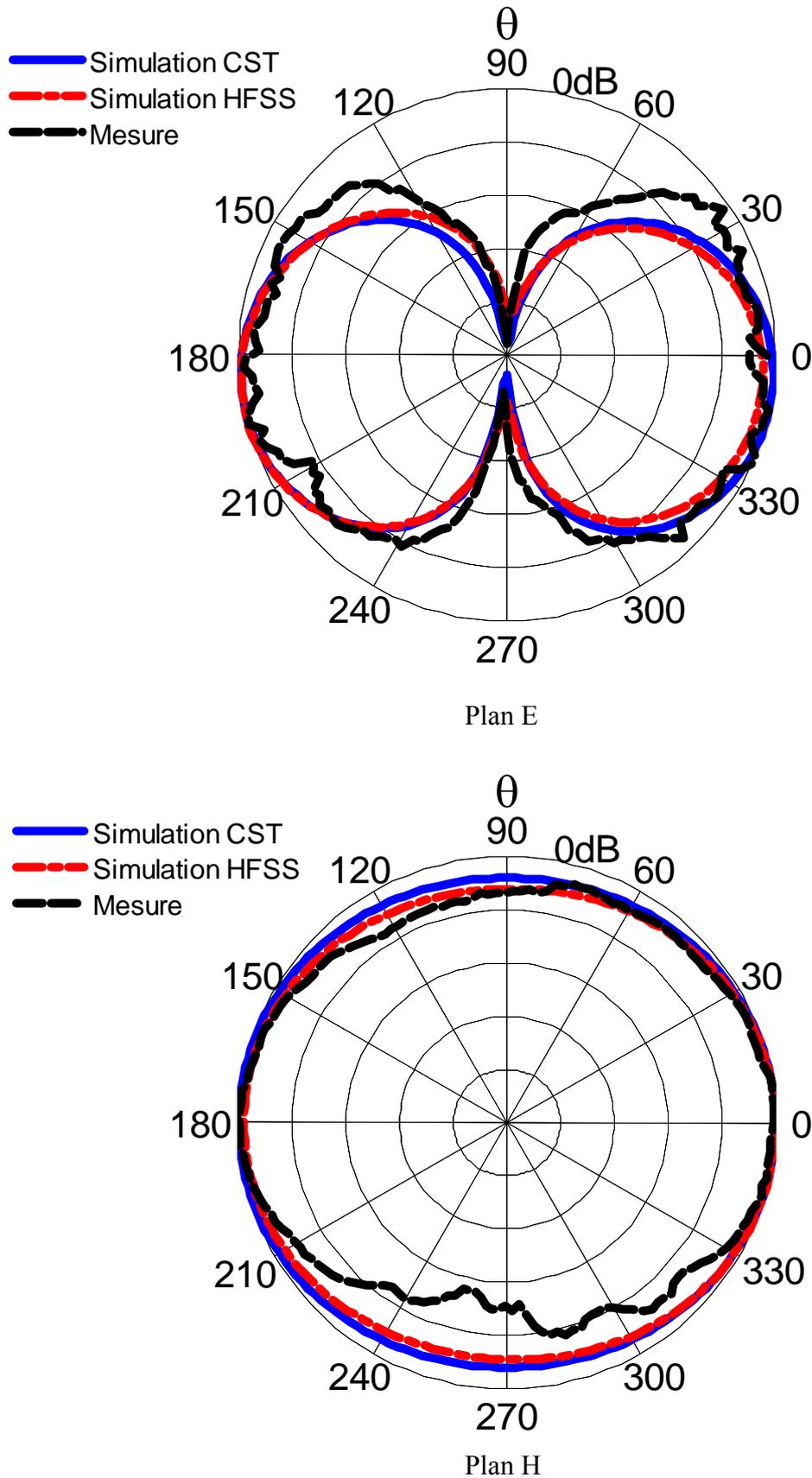


Figure V.17. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 3.5 GHz

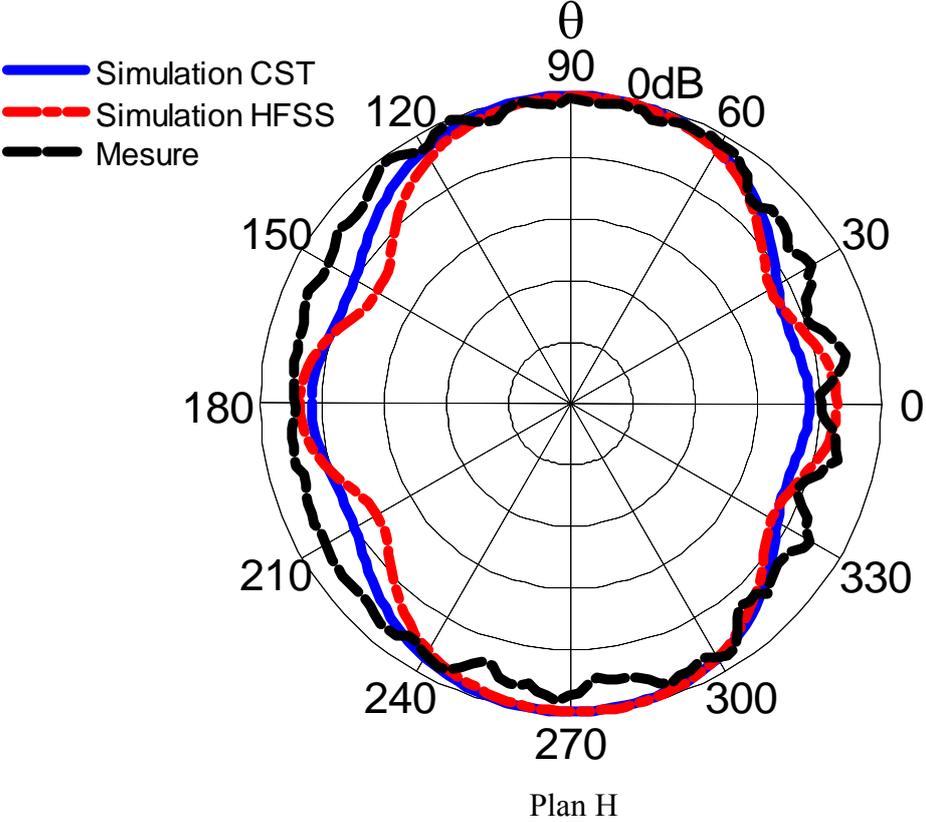
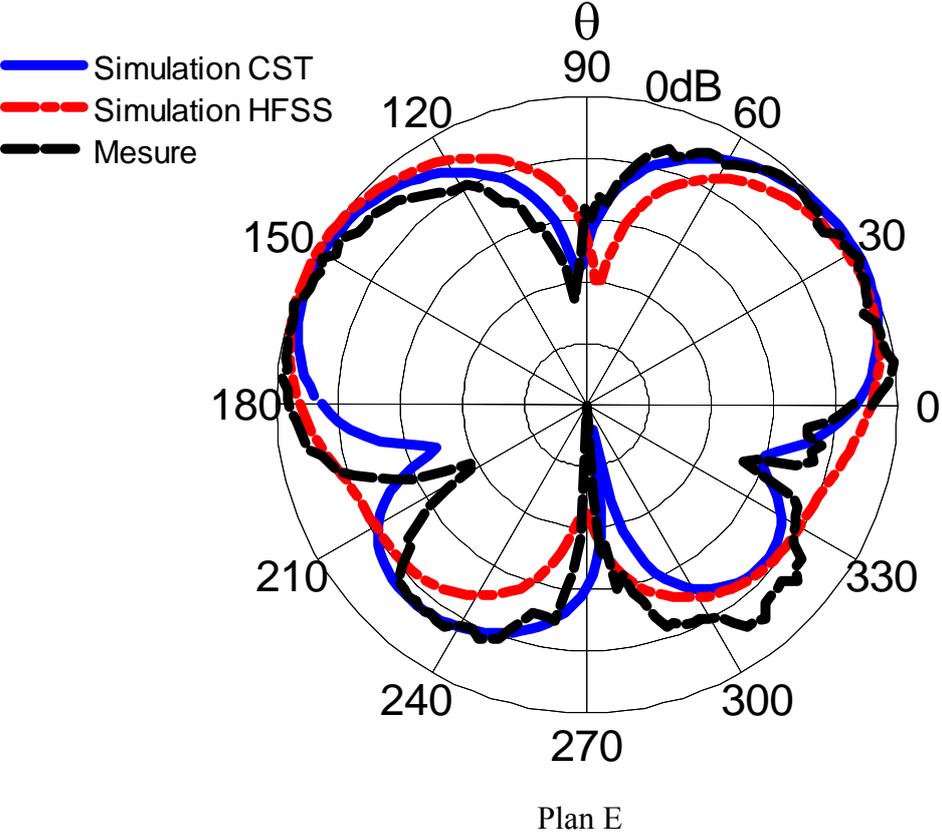


Figure V.18. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 6.5 GHz

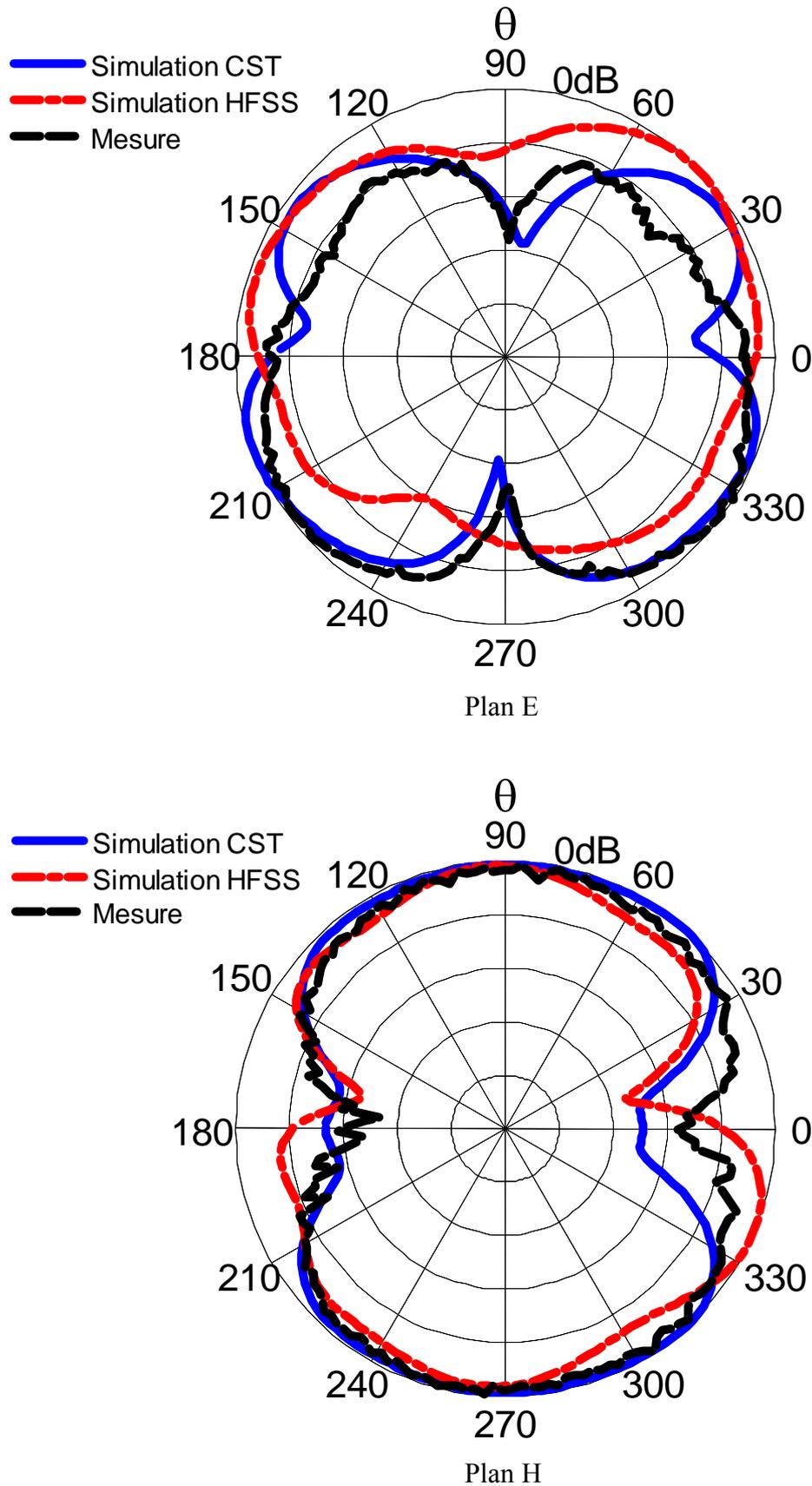


Figure V.19. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 10.5 GHz

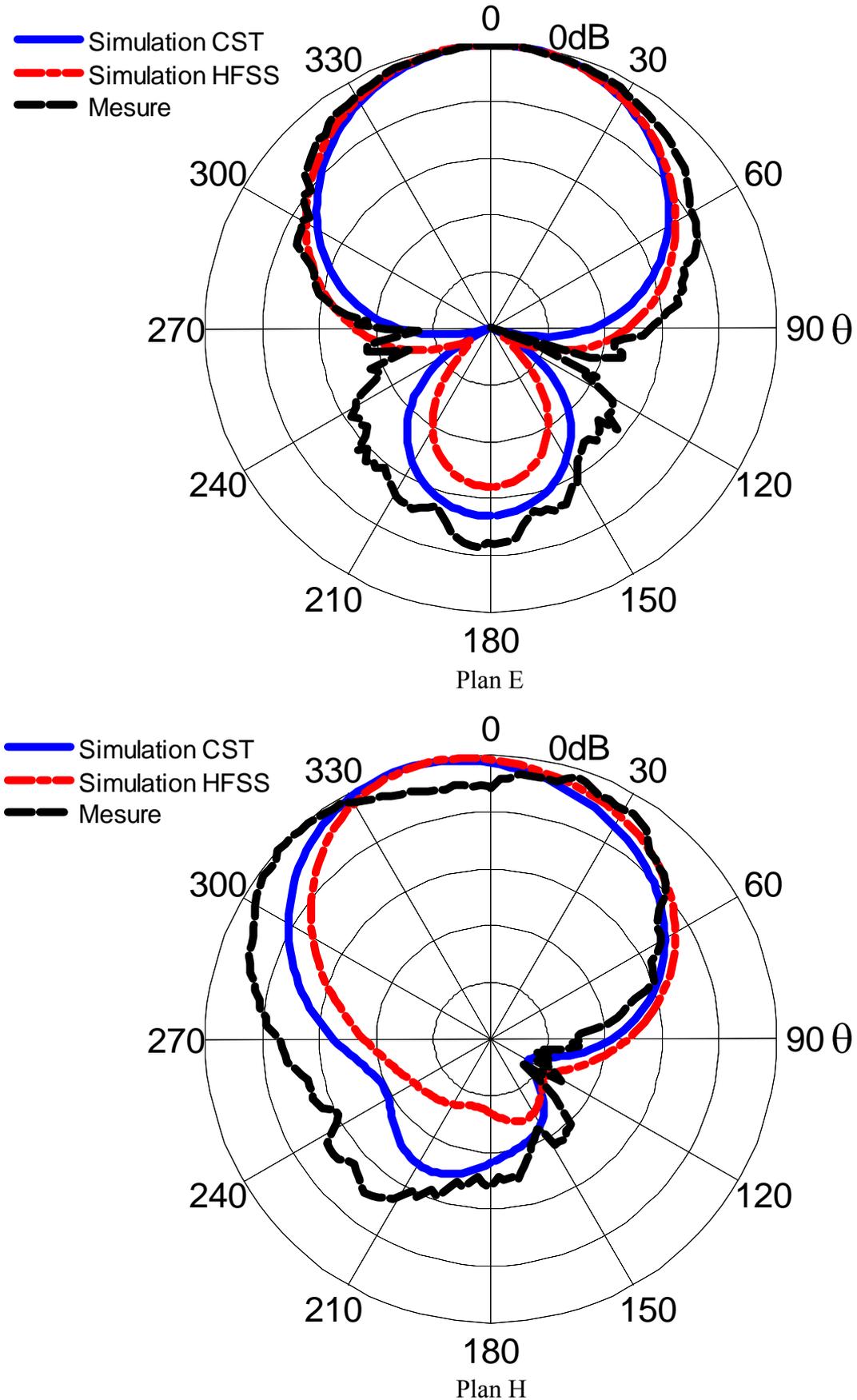


Figure V.20. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne DRA à 5.8 GHz

Les diagrammes de rayonnement de l'antenne à résonateur diélectrique, dans les deux plans E et H, sont montrés dans la figure V.20.

Les gains simulés et mesurés des deux antennes, large bande et à bande étroite, sont présentés respectivement dans les figures V.21 et V.22. On constate que le gain de l'antenne ULB varie de 1.4 dB à 4.4 dB pour les résultats de mesure et de 1.6 dB à 4.4 dB pour les résultats simulés. Le gain de l'antenne à bande étroite atteint sa valeur maximale 7.1 dB (6.7dB pour la simulation) à la fréquence de résonance 5.8 GHz. Les résultats mesurés en termes de diagramme de rayonnement en champ lointain et de gain sont en bon accord avec ceux des simulations.

Le tableau V.2 présente l'efficacité de rayonnement des deux antennes ultra-large bande et à bande étroite à des fréquences sélectionnées. On peut voir que l'antenne patch a une efficacité moyenne de 82.33%, et l'antenne DRA rectangulaire offre une efficacité de rayonnement élevée, plus de 98%, à sa fréquence de résonance.

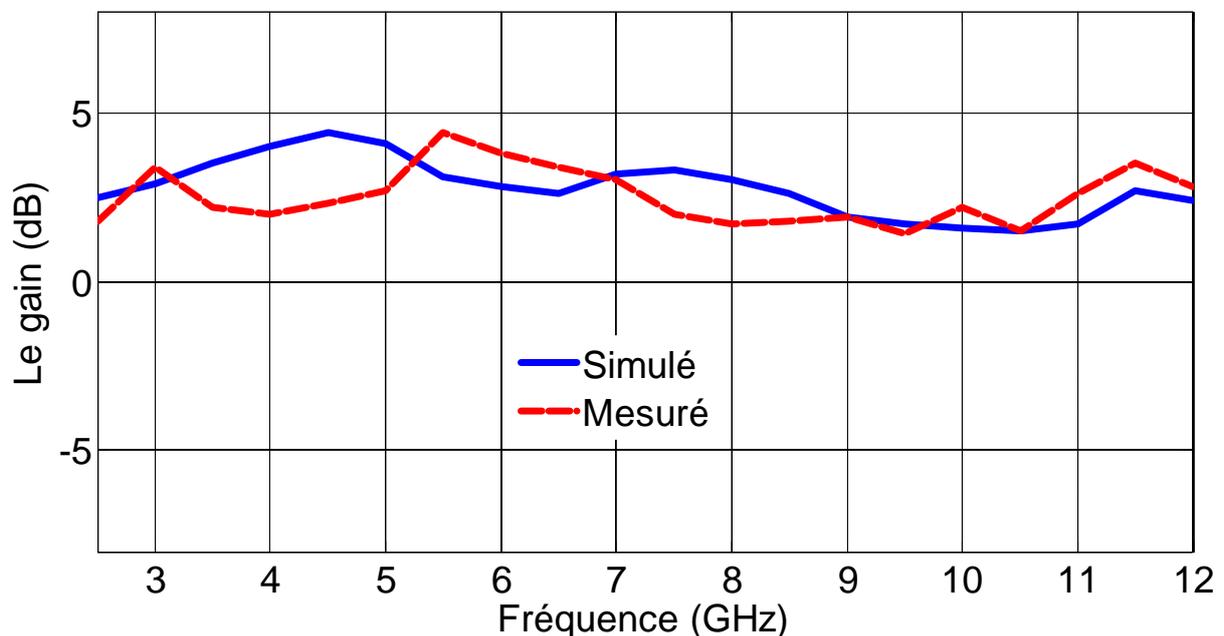


Figure V.21. Le gain simulé et mesuré de l'antenne ULB en fonction de la fréquence.

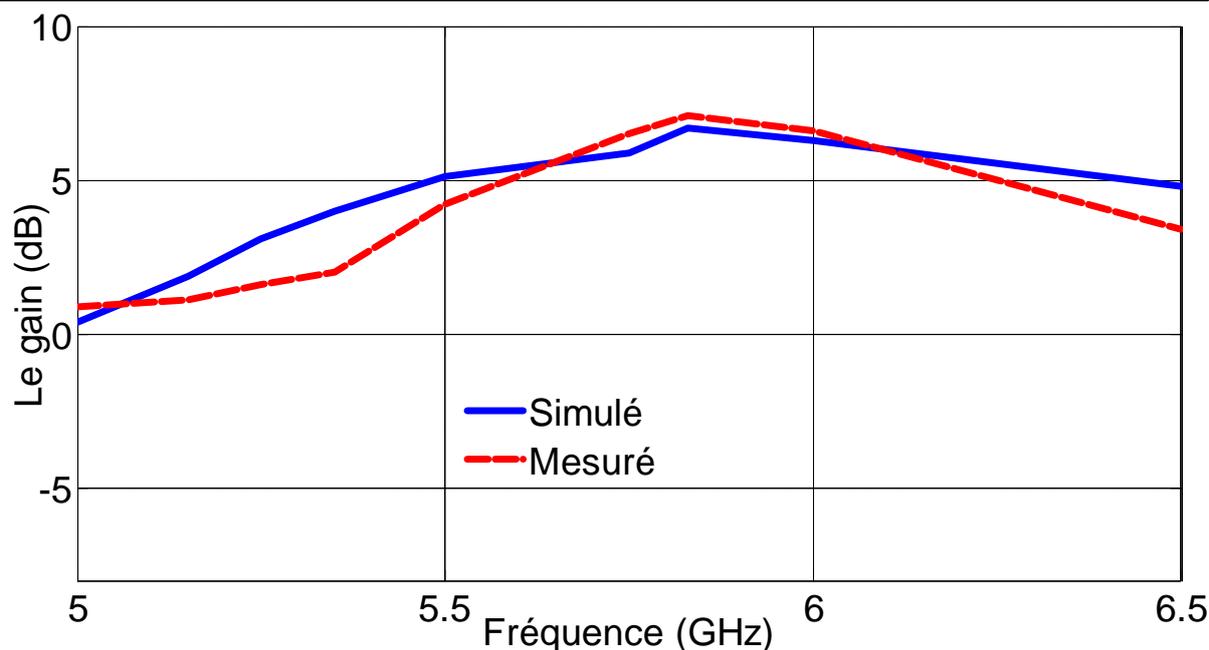


Figure V.22. Le gain simulé et mesuré de l'antenne à résonateur diélectrique en fonction de la fréquence.

Tableau V.2 Efficacité de rayonnement à des fréquences sélectionnées

Fréquence (GHz)	Efficacité de rayonnement, $\eta$ (%)	
	Antenne ULB	Antenne à bande étroite
3.5	90.8	/
5.8	/	98.46
6.5	80	/
10.5	76.2	/

### V.3. Antenne à résonateur diélectrique ULB intégrée avec une fente rayonnante

#### V.3.1. Géométrie de la structure proposée

La deuxième structure proposée comporte deux parties; une antenne ultra large bande pour la détection du spectre et une antenne à bande étroite pour la transmission des informations. La figure V.23 illustre la configuration du concept proposé.

L'antenne ULB est composée d'un monopôle micro-ruban excité à travers le Port2 et chargé avec un résonateur diélectrique de forme U de matériau Rogers RT6010LM avec une permittivité relative  $\epsilon_{rd} = 10.2$  et une tangente de perte de 0.0023. Ce résonateur est monté sur un substrat de type Rogers RT588LZ, avec une permittivité  $\epsilon_{rs} = 1.96$ , une tangente de perte

de 0.0019, une épaisseur  $h = 0.762$  mm et une surface de  $30 \times 42$  mm<sup>2</sup>. Le plan de masse est partiellement imprimé au dessous du substrat comme illustré dans la figure V.23(b).

Sur l'autre coté du substrat, une antenne à fente est intégrée à l'intérieur du résonateur diélectrique de forme U. L'antenne à bande étroite est excitée à partir du Port2 par une ligne de transmission microruban imprimée sur la face arrière du substrat.

Comme pour la première structure présentée dans la section V.2, une analyse des courants de surface est utilisée pour étudier le mécanisme de l'isolation entre les deux ports. L'amplitude du courant de surface sur l'antenne ULB sans l'intégration de l'antenne à bande étroite, pour les fréquences 3.5 GHz, 6 GHz et 9.5 GHz, est représentée sur la figure V.24. Il est clair que la région supérieure indiquée par le rectangle en pointillés (Région I) ne contient pas un courant d'excitation, cette région est effectivement utilisée pour intégrer l'antenne à bande étroite.

Les deux antennes intégrées sont excitées séparément à travers le Port1 et le Port2 et les tracés de la distribution de courant correspondants sont illustrés sur la figure V.25. On voit sur les tracés que le courant de couplage, de l'antenne ULB à l'antenne à bande étroite et vice versa, est très faible, ce qui assure une intégration efficace des deux antennes avec une bonne isolation.

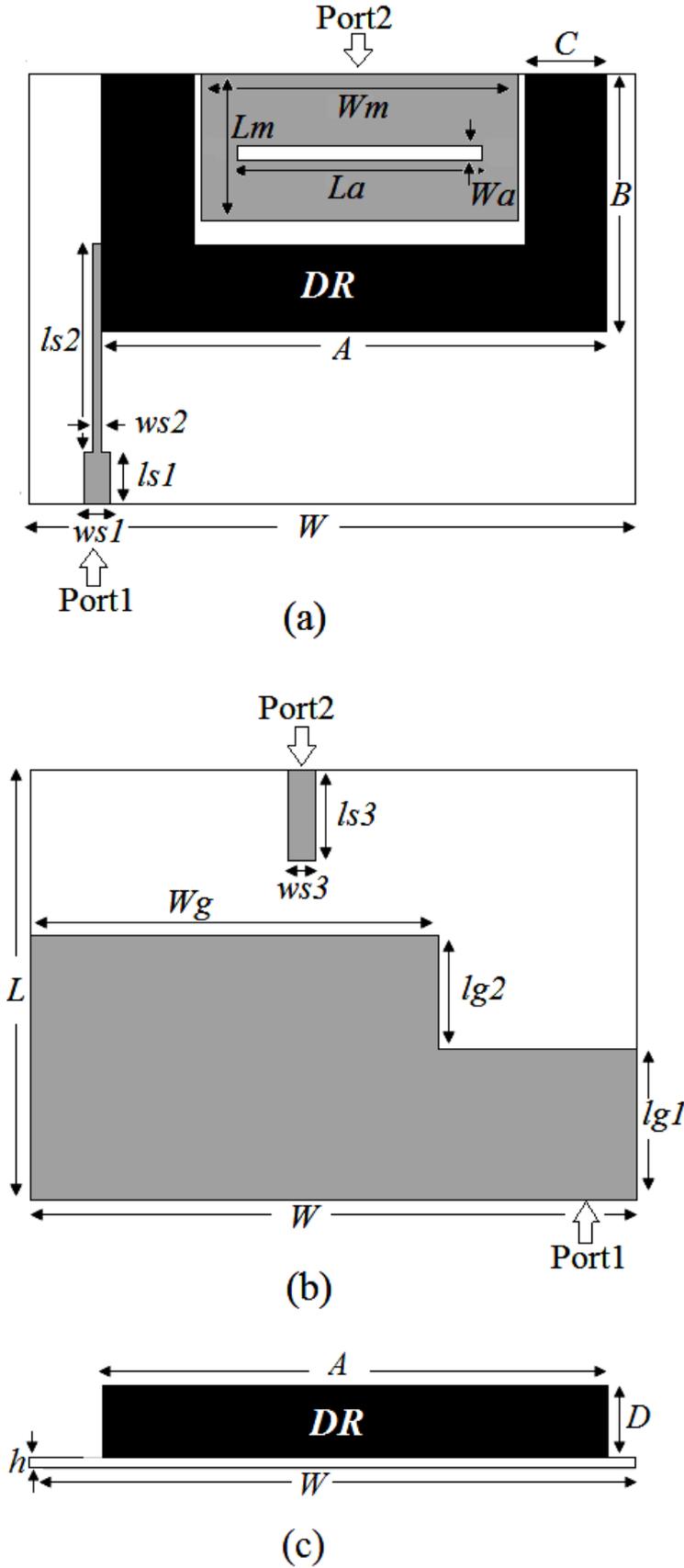


Figure V.23. Géométrie de la structure d'antenne proposée ; (a) vue de dessus, (b) vue de dessous, (c) vue latérale.

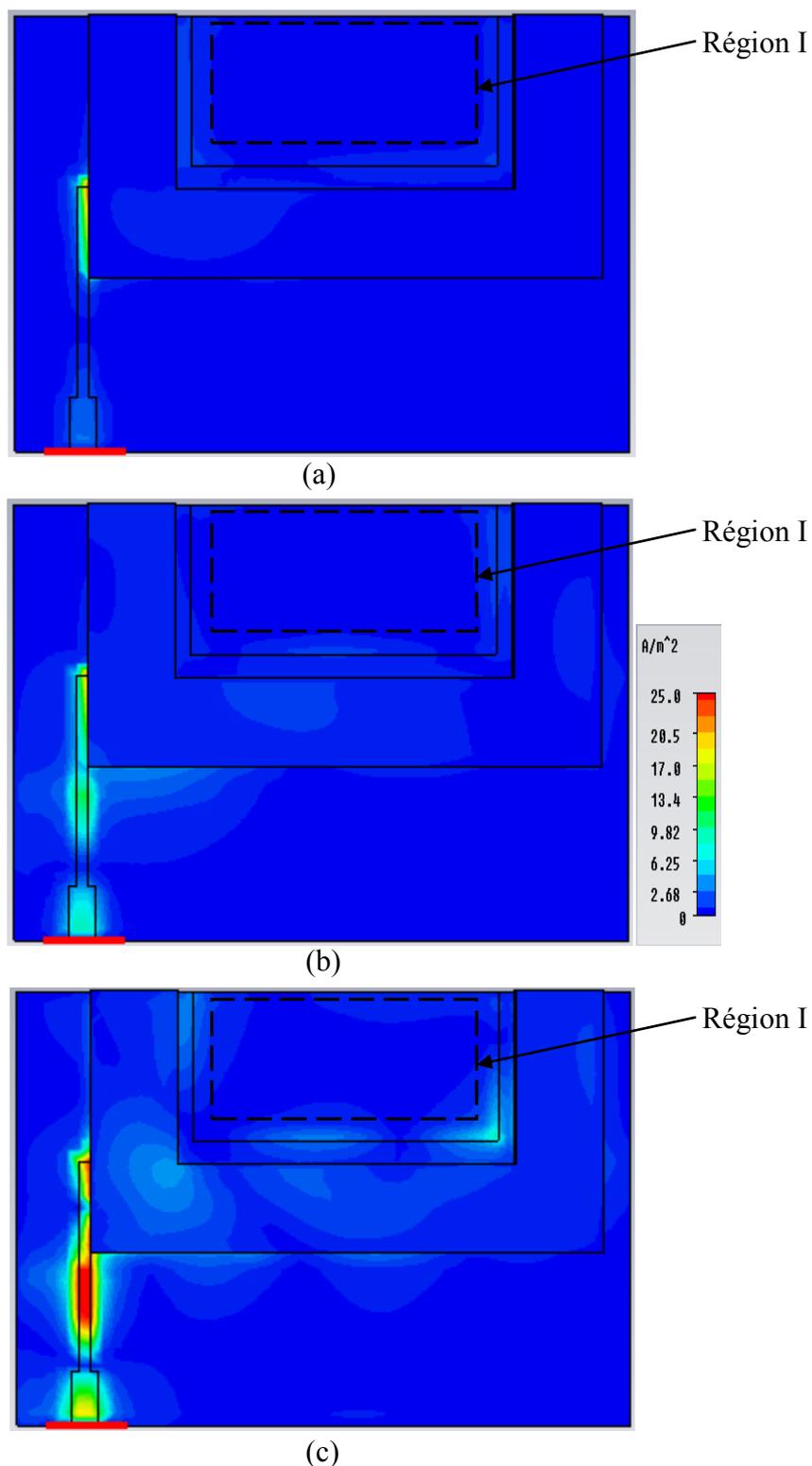


Figure V.24. La distribution du courant surfacique de l'antenne ULB sans intégration de l'antenne à bande étroite à ; (a) 3.5 GHz, (b) 6.5 GHz et (c) 9.5 GHz.

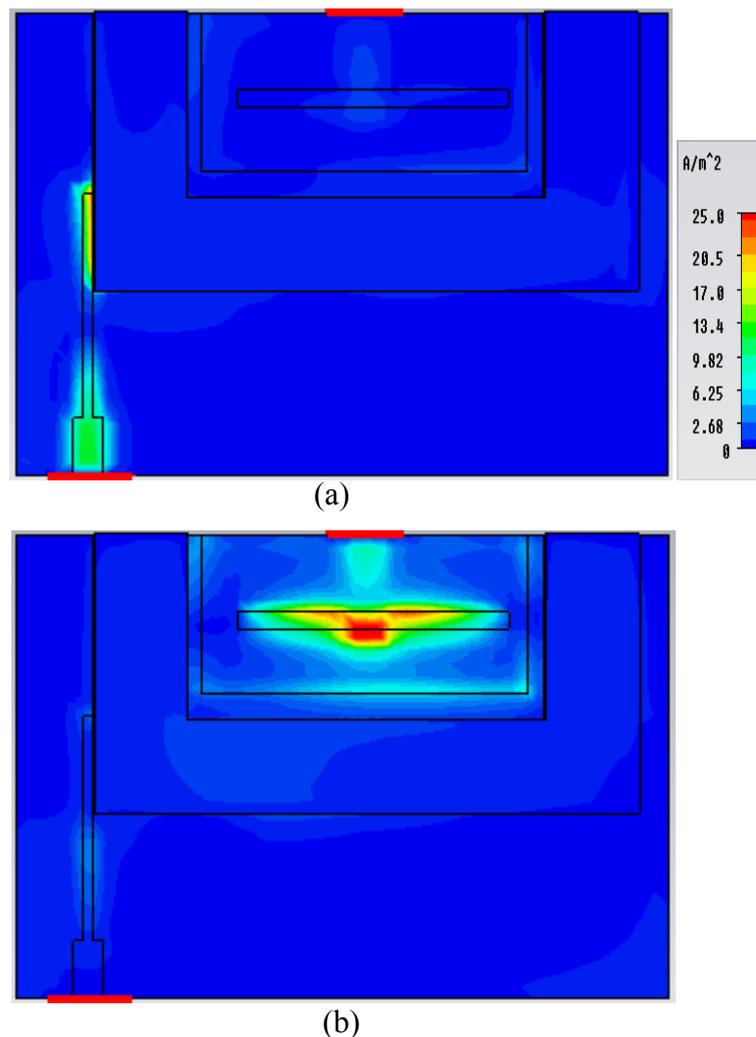


Figure V.25. La distribution du courant surfacique de la structure proposée excitée à la fréquence 5.8 via le port ; (a) P1, (b) P2.

### V.2.2. Etude paramétrique

Une étude paramétrique a été faite pour optimiser les caractéristiques des deux antennes. Les effets de certains paramètres physiques et géométriques de l'antenne à résonateur diélectrique ULB ont été effectués dans le chapitre IV. Pour la fente rayonnante, les paramètres étudiés sont ; la longueur et la largeur de la fente 'La' et 'Wa' (figure V.26 et figure V.27) ainsi que la longueur et la largeur de la ligne de transmission microstrip 'ls3' et 'ws3' (figure V.28 et figure V.29). Les résultats numériques présentés dans cette section sont obtenus à partir des simulations par le logiciel de modélisation électromagnétique CST Microwave Studio. A partir de ces résultats numériques, il est conclu que les dimensions de la fente rayonnante affectent la fréquence de résonance, alors que les dimensions de ligne d'alimentation influent sur l'adaptation de l'antenne.

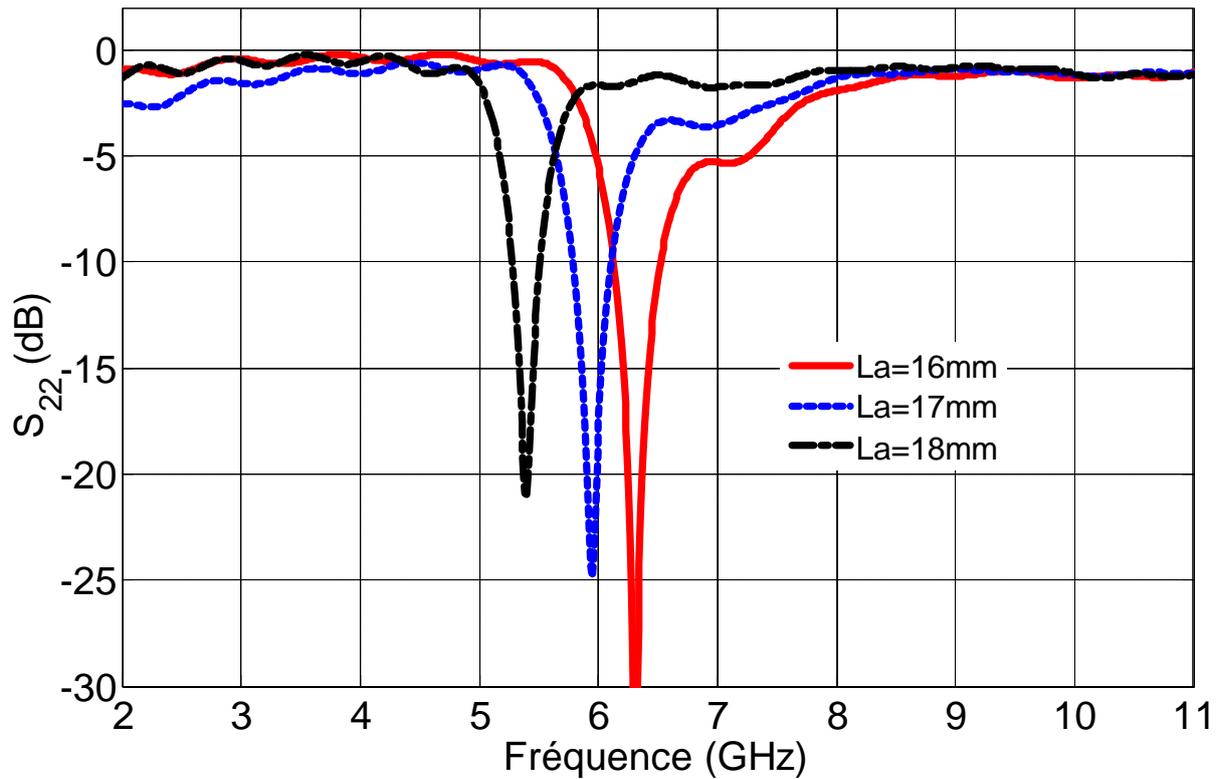


Figure V.26. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de la fente 'La'.

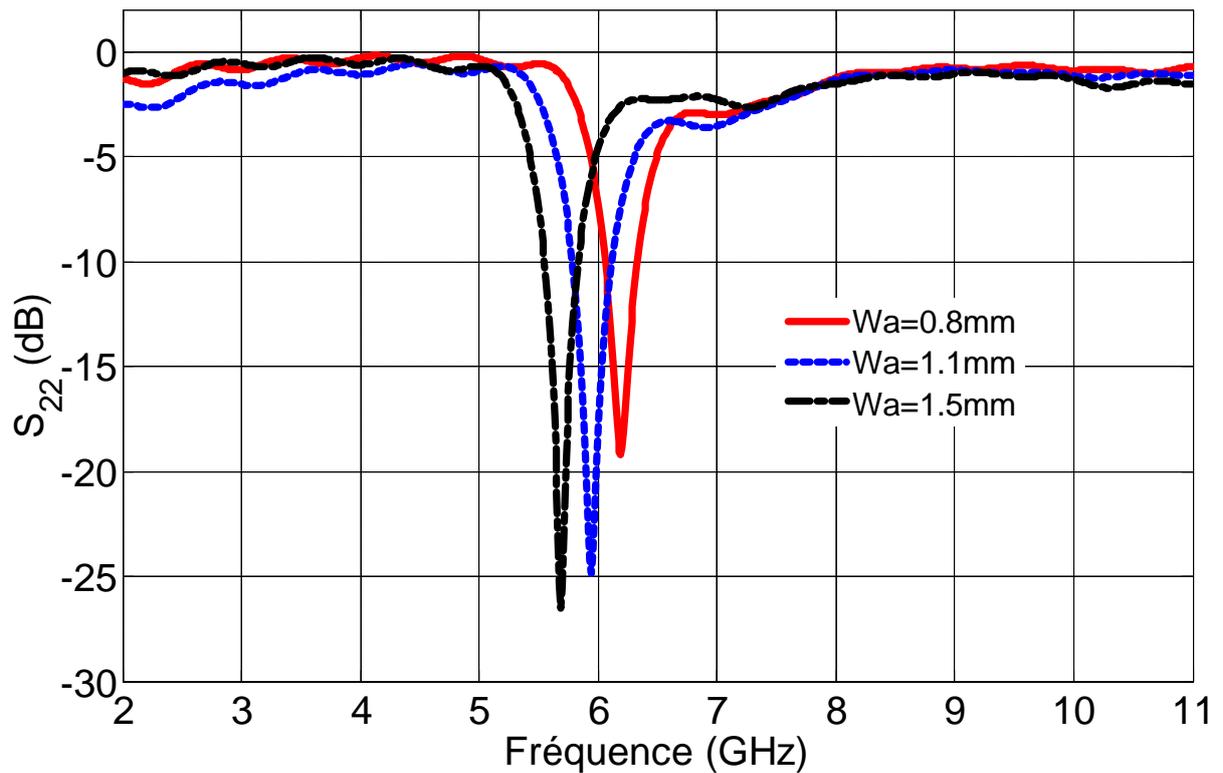


Figure V.27. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de la fente 'Wa'.

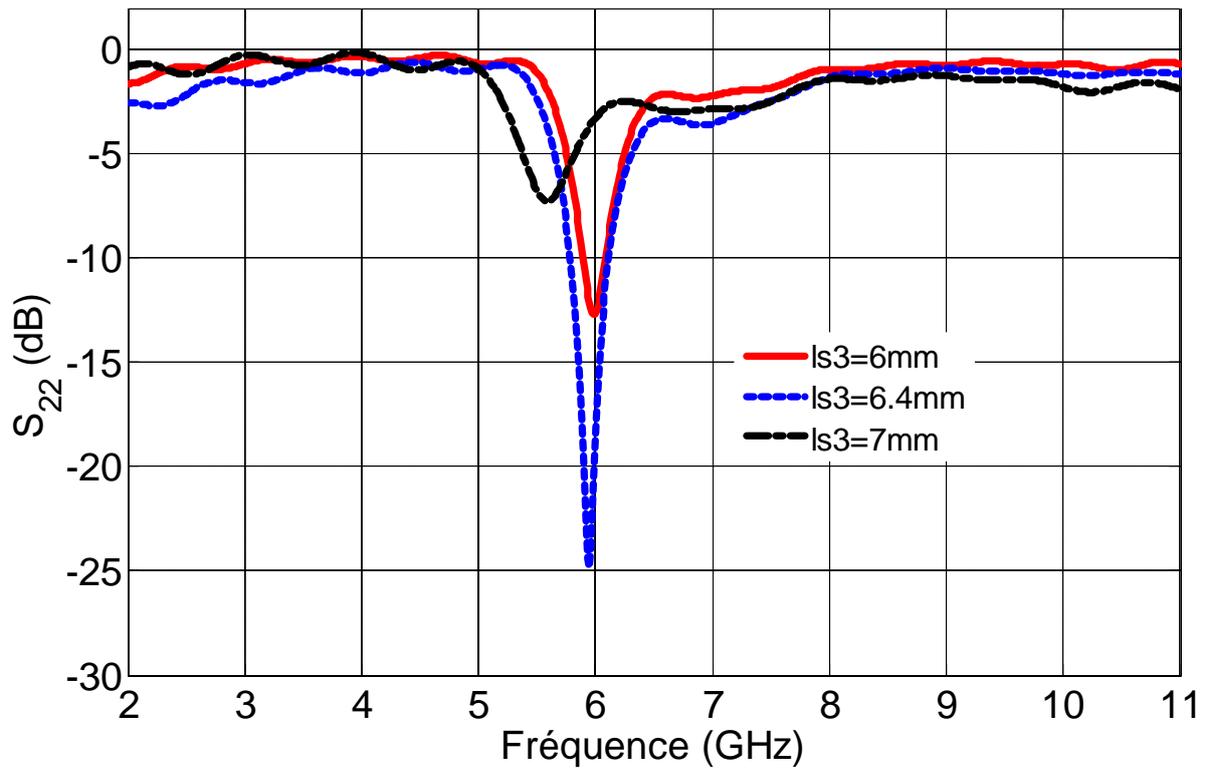


Figure V.28. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la longueur de la ligne de transmission microstrip 'ls3'.

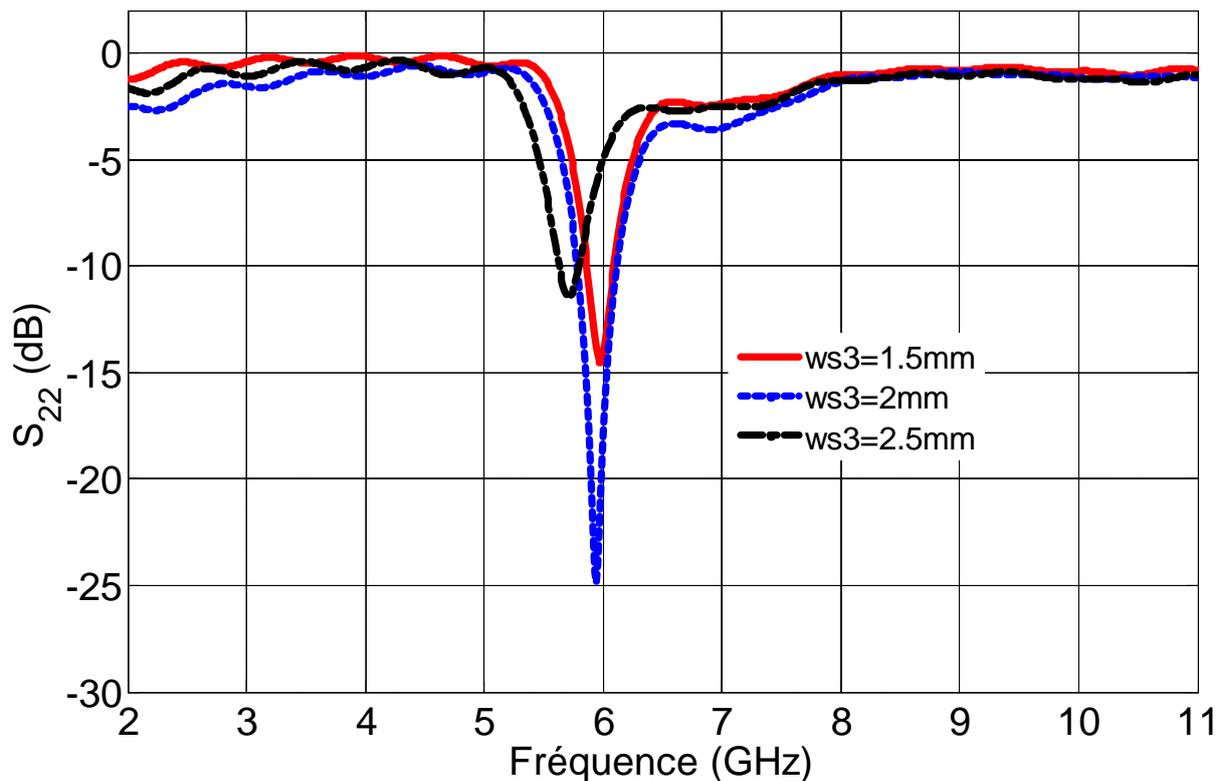


Figure V.29. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence tenant compte l'effet de la largeur de la ligne de transmission microstrip 'ws3'.

A partir de ces études paramétriques, les valeurs optimisées des paramètres des deux antennes qui offrent une bande passante ultra large bande pour l'antenne à résonateur diélectrique et une fréquence de résonance autour de 5.8 GHz pour l'antenne à fente rayonnante avec une bonne adaptation, sont présentées dans le tableau V.3.

Tableau V.3. Paramètres optimisés pour la structure proposée.

Paramètres de l'antenne	Valeur optimale (mm)
L	30
W	42
h	0.762
A	35
B	18
C	6
D	5
ls1	3.75
ls2	14.5
ws1	1.9
ws2	0.7
Lm	10.3
Wm	22
Lg1	10.6
Lg2	8
Wg	28.25
La	17
Wa	1.1
ls3	6.4
ws3	2

#### **V.2.4. Résultats de mesure et discussions**

Les simulations ont été effectuées par deux logiciels de simulation électromagnétique: l'Ansoft HFSS et le CST Microwave Studio. Pour valider les résultats numériques de simulation, un prototype de la structure proposée a été fabriqué, comme le montre la figure

V.30. Les fabrications et les mesures ont été effectuées au sein du laboratoire RF de l'institut INRS, en utilisant l'analyseur de réseau Agilent 8722ES et une chambre anéchoïde pour mesurer les caractéristiques électromagnétiques de la structure d'antenne proposée.

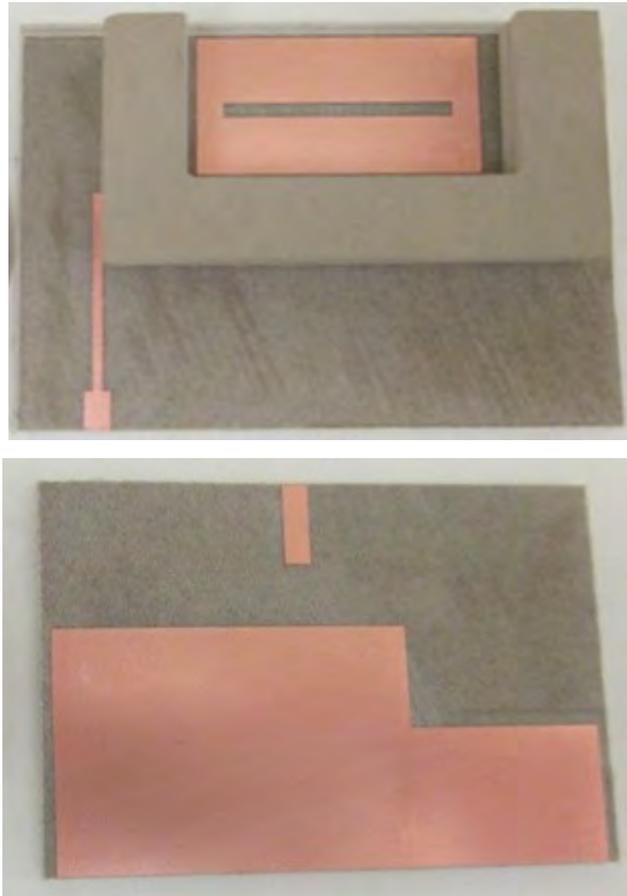


Figure V.30. La photographie du prototype de l'antenne fabriquée

#### **V.2.4.1. Paramètres de répartition S**

Les paramètres de répartition (S) simulés et mesurés de la structure proposée sont tracés en fonction de la fréquence, comme illustré dans les figures V.31, V.32 et V.33. Les coefficients de réflexion de l'antenne à résonateur diélectrique ULB et de l'antenne à bande étroite sont présentés respectivement dans les figures V.31 et V.32. A partir des courbes des figures V.31 et V.32, on voit que la largeur de bande passante mesurée pour l'antenne DR-ULB est de 2.94 GHz à 11.34 GHz pour un coefficient de réflexion inférieur à -10 dB (ce qui couvre la bande de fréquence exigée par la commission fédérale de communication FCC pour des application ULB, de 3.1GHz à 10.6 GHz), et l'antenne à fentes résonne autour de 5.8 GHz et fournit une bande passante d'impédance de 420 MHz (5.71 GHz à 6.13 GHz pour  $S_{22} < -10$  dB).

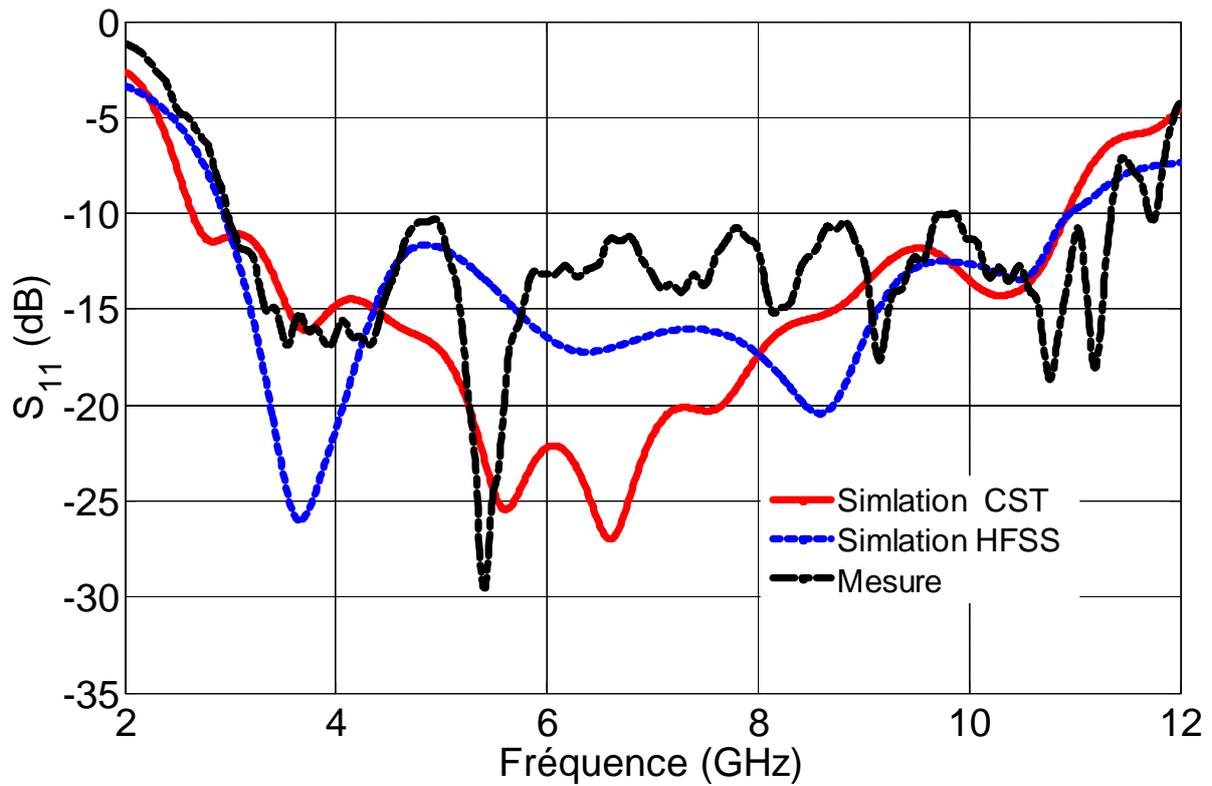


Figure V.31. Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) simulé et mesuré de l'antenne ULB en fonction de la fréquence.

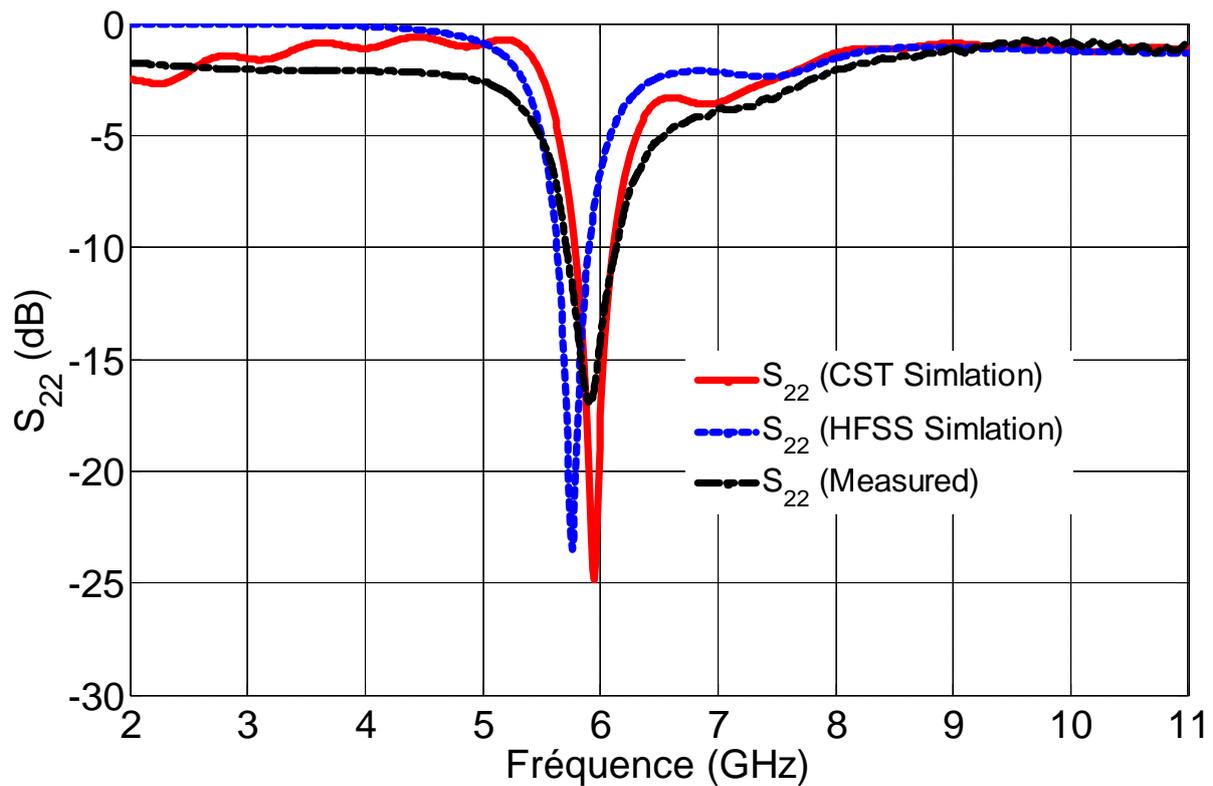


Figure V.32. Coefficient de réflexion ( $S_{22}$ ) simulé et mesuré de l'antenne à bande étroite en fonction de la fréquence.

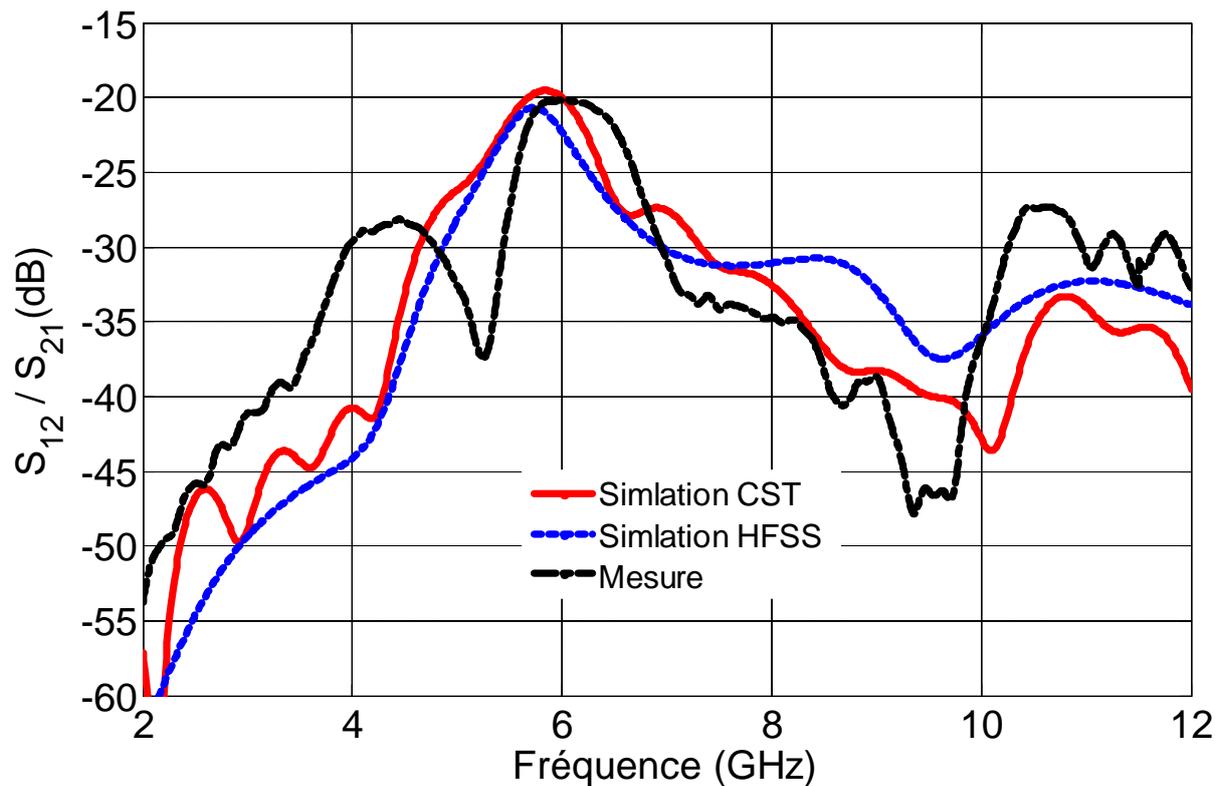


Figure V.33. Coefficient de transmission ( $S_{12}/S_{21}$ ) simulé et mesuré entre les deux ports d'antenne en fonction de la fréquence.

La figure V.33 montre le coefficient de transmission, mesuré et simulé, entre les deux ports d'antennes. Il peut être observé que le coefficient de transmission est inférieur à -20 dB dans la bande toute opérationnelle ( $S_{21} < -20$  dB), ce qui assure une bonne isolation entre les deux ports d'antenne. Les résultats mesurés et simulés sont en bon accord. Cependant, le faible écart est principalement dû aux erreurs de fabrication et au câble RF de l'analyseur de réseau.

#### V.2.4.1. Caractéristiques de rayonnement

Les diagrammes de rayonnement dans les deux principaux plans (plan E et H) de l'antenne ULB pour des fréquences échantillons 3.5 GHz, 6 GHz et 9.5 GHz sont simulés et mesurés, comme illustré dans les figures V.34, V.35 et V.36, respectivement. Il peut être observé que l'antenne à résonateur diélectrique fournit des diagrammes de rayonnement bidirectionnels dans le plan E, alors que les diagrammes de rayonnement dans le plan H sont pratiquement omnidirectionnels dans toute la bande de fréquence opérationnelle. Les diagrammes de l'antenne à fente rayonnante, à la fréquence de résonance 5.8 GHz, sont présentés dans la figure V.37. L'antenne à bande étroite présente des diagrammes de rayonnement similaires à ceux de l'antenne à large bande.

Le tableau V.3 présente l'efficacité de rayonnement des deux antennes ultra-large bande et à bande étroite à des fréquences sélectionnées. On peut voir que l'antenne DRA a une efficacité moyenne de 98.30%, et l'antenne à fente rayonnante offre une efficacité de rayonnement de 81.40%, à la fréquence de résonance.

Tableau V.3 Efficacité de rayonnement à des fréquences sélectionnées

<i>Fréquence (GHz)</i>	<i>Efficacité de rayonnement, <math>\eta</math> (%)</i>	
	Antenne ULB	Antenne à bande étroite
3.5	97.40	/
5.8	/	81.40
6.5	98.30	/
9.5	99.20	/

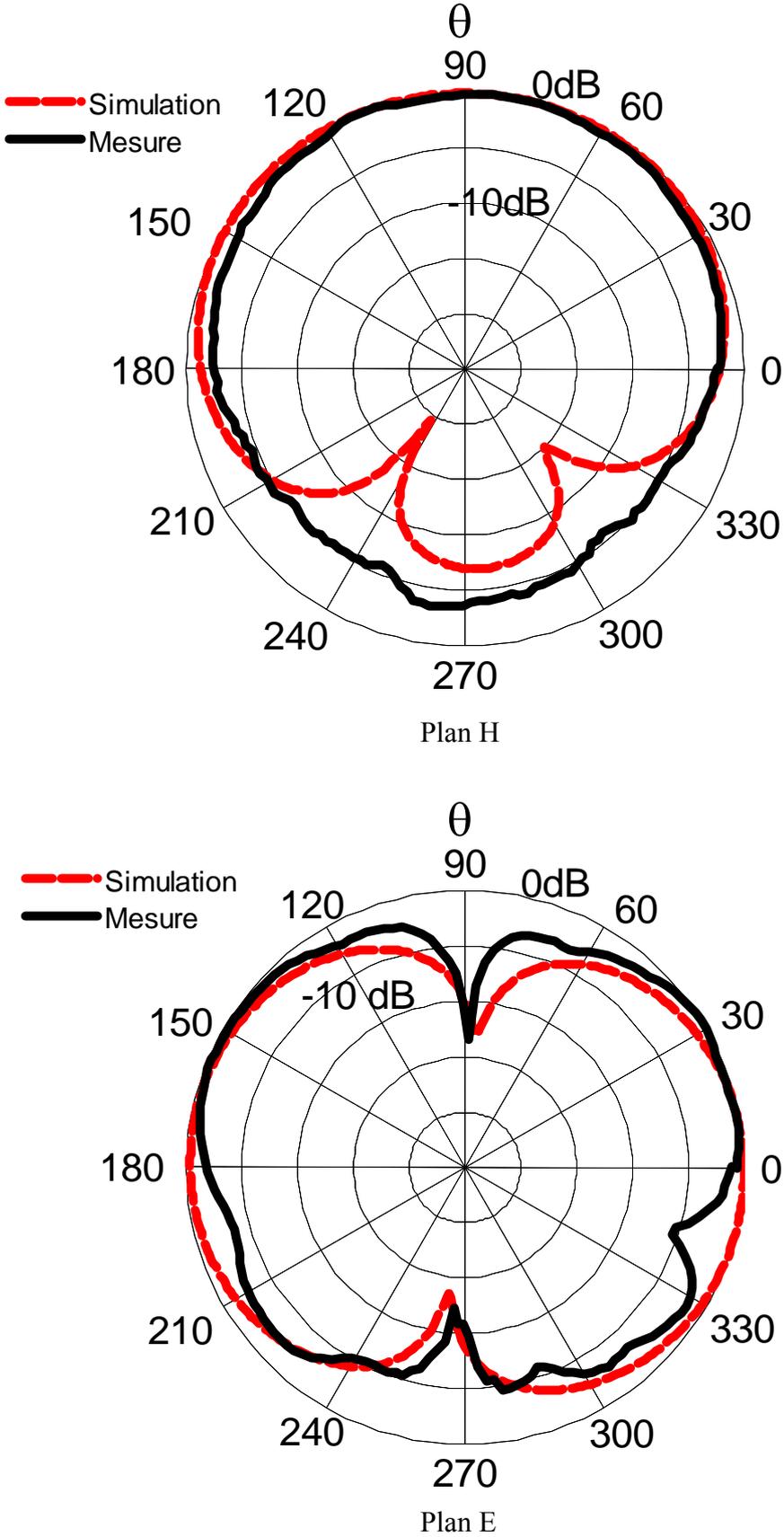


Figure V.34. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 3.5 GHz

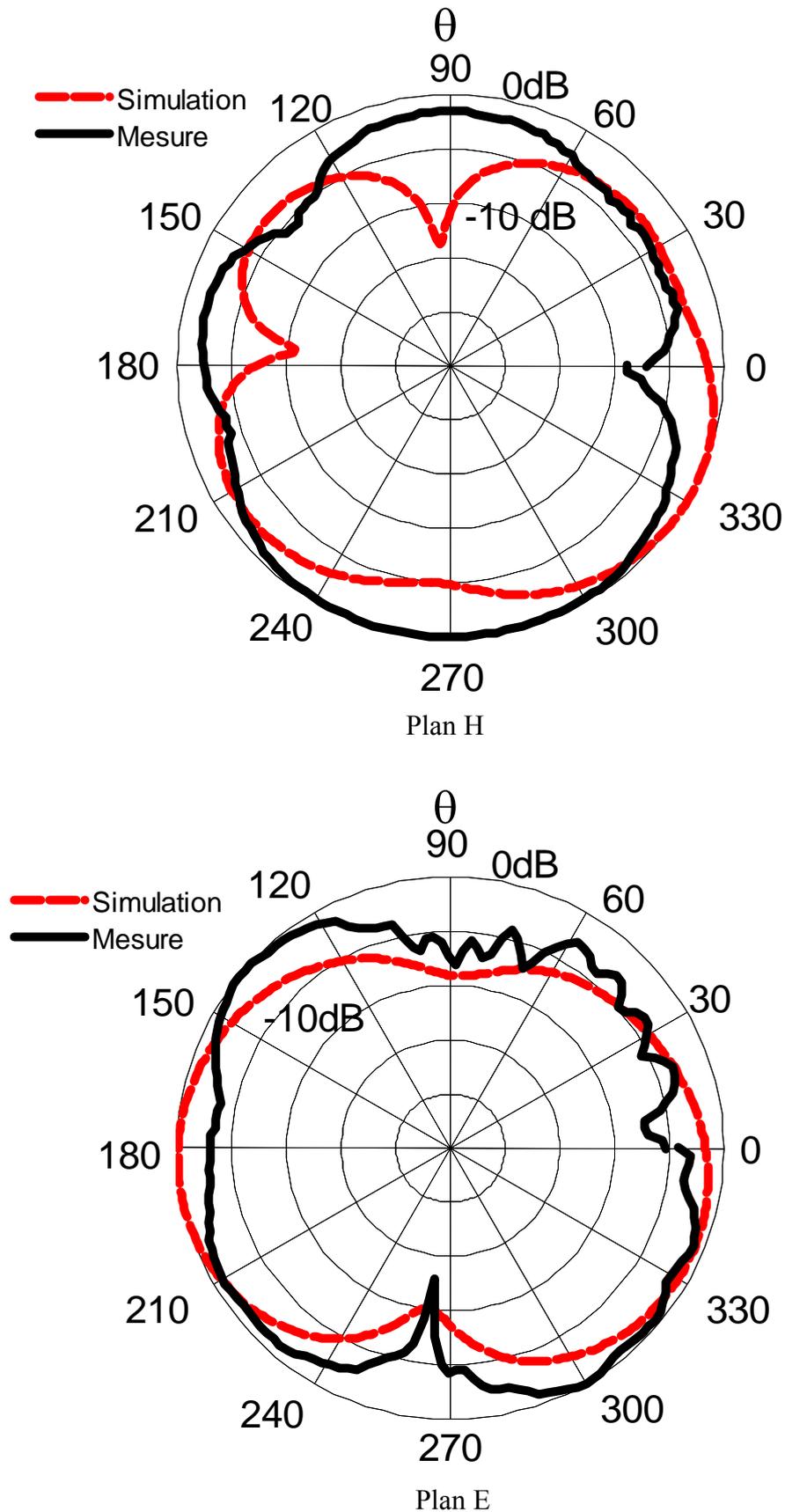


Figure V.35. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 6 GHz

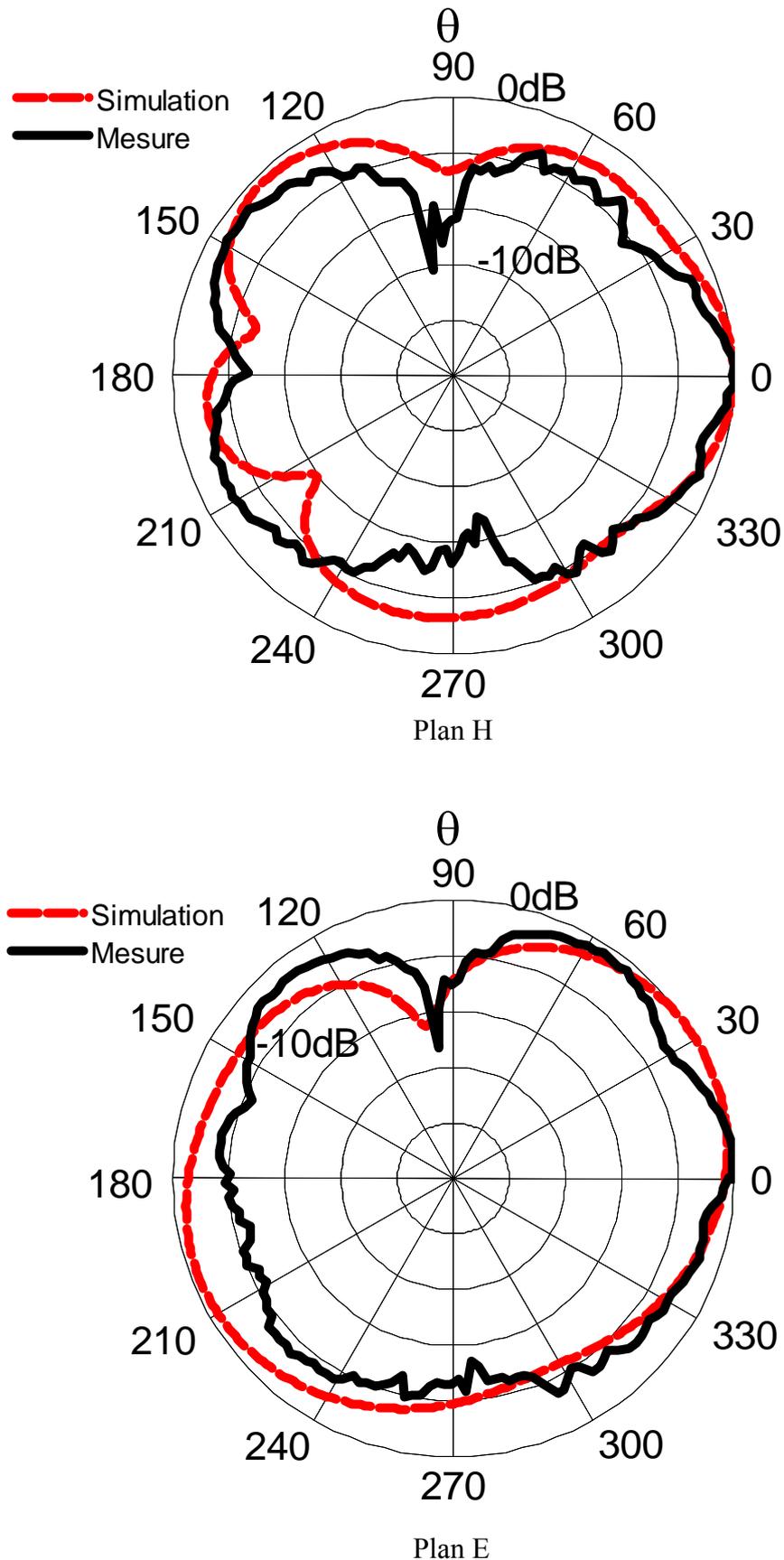


Figure V.36. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de l'antenne ULB à 9.5 GHz

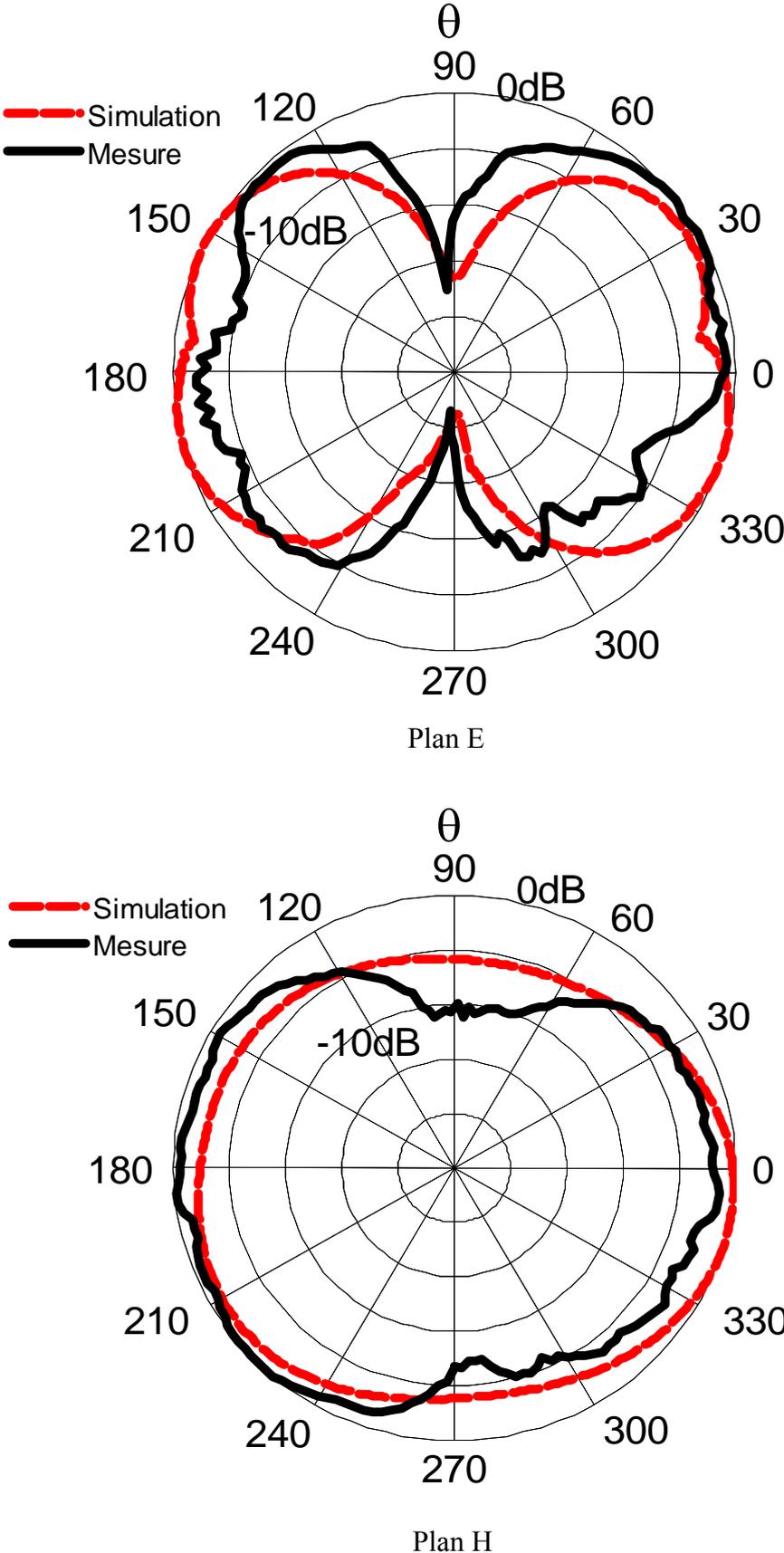


Figure V.37. Diagrammes de rayonnement simulé et mesuré de la fente rayonnante à 5.8 GHz.

## **V.4. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons proposé deux nouvelles structures qui intègrent deux antennes, une antenne ultra-large bande et une autre à bande étroite. Premièrement, des études paramétriques ont été faites pour étudier l'effet de certains paramètres sur les performances des antennes. Pour valider les résultats numériques de simulation, des prototypes expérimentaux ont été réalisés et mesurés. Enfin les résultats de simulation et de mesure sont présentés et comparés en termes des paramètres S, de diagramme de rayonnement, de gain et d'efficacité de rayonnement. Les résultats numériques issus des différentes simulations sont en bon accord avec ceux de mesure. Ces structures d'antennes hybrides (patch/DRA) proposées présentent un faible couplage entre les deux ports, ce qui permet une bonne efficacité d'intégration.

### Références bibliographiques du chapitre V

- [1] J. R. Kelly, P. Song, P. S. Hall, and A. L. Borja, “Reconfigurable 460MHz to 12GHz antenna with integrated narrowband slot,” *Progress in Electromagnetics Research C*, vol. 24, pp. 137-145, Sept. 2011.
- [2] E. Ebrahimi, J. R. Kelly, and P. S. Hall, “Integrated wide-narrowband antenna for multi-standard radio,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no.7, pp. 2628-2635, Jul 2011.
- [3] G. Augustin and T. A. Denidni, “An integrated ultra wideband / narrow band antenna in uniplanar configuration for cognitive radio systems,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, no.11, pp. 5479 - 5484, Nov. 2012.
- [4] E. Erfani, J. Nourinia, C. Ghobadi, M. Niroo-Jazi, and T. A. Denidni, “Design and implementation of an integrated UWB/reconfigurable-slot antenna for cognitive radio applications,” *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 11, pp. 77– 80, 2012.
- [5] I. Messaoudene, T. A. Denidni, and A. Benghalia, “Ultra-wideband CPW antenna integrated with narrow band dielectric resonator,” *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI National Radio Science Meeting*, Orlando Florida, USA, July 7-12, 2013.
- [6] P. S. Hall, P. Gardner, and A. Faraone, “Antenna requirement for software defined and cognitive radios,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 99, pp. 1-9, 2012.
- [7] R. Chair, A. Kishk, K.F. Lee, “Ultrawide-band coplanar waveguide fed rectangular slot antenna,” *IEEE Antennas Wireless. Propag. Lett.*, vol. 3, pp.227–22, 92004.
- [8] Y. Liu, K.L. Lau, and CH. Chan, “A circular microstrip-fed single-layer single-slot antenna for multi-band mobile communications,” *Micro. Opt. Technol. Lett.*, vol. 37, pp. 59–62, 2003.
- [9] H. D. Chen, “Broadband cpw-fed square slot antenna with a widened tuning stub,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 51, pp. 1982–1986, 2003.
- [10] M. J. Ammann and Z.N. Chen, “Wideband monopole antennas for multiband wireless systems,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 45, pp. 146–150, 2003;.
- [11] L. Jianxin, CC. Chiau, X. Chen, and CG. Parini, “Study of a printed circular disc monopole antenna for uwb systems,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 53, pp. 3500–3504, 2005.

- [12] M. Gopikirishna, D. Krishna, C.K. Anandan, P. Mohanan, and K. Vasudevan, "Design of a Compact Semi-Elliptic Monopole Slot Antenna for UWB Systems," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 57, pp 1834–1837, 2009.
- [13] G. Augustin and T.A. Denidni, "Coplanar Waveguide-Fed Uniplanar Trapezoidal Antenna with Linear and Circular Polarization," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, pp. 2522 – 2526, 2012.
- [14] A. K. Gautam, S. Yadav, and B. K. Kanaujia, "A CPW-Fed Compact UWB Microstrip Antenna," *IEEE Antennas Wireless. Propag. Lett.*, vol. 12, pp. 151–154, 2013.
- [15] C.X. Hao, B. Li, K.W. Leung, and X.Q. Sheng, "Frequency-Tunable Differentially Fed Rectangular Dielectric Resonator Antennas," *IEEE Antennas Wireless. Propag. Lett.*, vol. 10, pp 884–887, 2011.
- [16] J. Desjardins, D.A. McNamara, S. Thirakoune, and A. Petosa, "Electronically Frequency-Reconfigurable Rectangular Dielectric Resonator Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, pp. 2997 – 3002, 2012.

# *Conclusion Générale*

## **Conclusion Générale**

L'objectif de cette thèse était de modéliser, de concevoir et de réaliser des nouvelles antennes à résonateur diélectrique pour des applications sans fil. Ce travail est constitué de trois axes ; des études analytiques, des analyses numériques et des réalisations pratiques des antennes à résonateur diélectrique.

Dans un premier lieu, nous avons détaillé les notions propres aux antennes à résonateur diélectrique y compris les formes coniques, les modes d'opération ainsi que les différentes techniques d'alimentation de ce type d'antenne. Dans le même contexte, nous avons établi une étude analytique d'une antenne à résonateur diélectrique de forme cylindrique excitée par une sonde coaxiale, en utilisant le modèle de la cavité résonante. Ce modèle est appliqué pour calculer la fréquence de résonance de l'antenne ainsi que ses diagrammes de rayonnement dans les deux principaux plans (plan E et H).

Ensuite, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est mise en équation pour des structures électromagnétiques ouvertes en tenant compte des couches absorbantes adaptées convolutionnelles (CPML) comme des conditions aux limites absorbantes. Les discrétisations spatiales et temporelles sont aussi présentées et développées pour la construction de l'algorithme de la méthode CPML-FDTD. Pour appliquer cette méthode pour l'analyse des structures électromagnétiques rayonnantes, comme les antennes, nous avons abordé les techniques utilisées pour le calcul des paramètres de ce type de structure y compris les paramètres de répartition S et les diagrammes de rayonnement à partir des champs proches issus de l'implémentation numérique de l'algorithme de la méthode CPML-FDTD.

Une nouvelle antenne à résonateur diélectrique empilée est proposée pour des applications Ultra-large bande (ULB). Cette structure d'antenne proposée est analysée et optimisée par notre modèle CPML-FDTD et deux logiciels de modélisation électromagnétique ; l'Ansoft HFSS qui utilise la méthode des éléments finis (FEM) dans le domaine fréquentiel et le CST Microwave Studio basé sur la technique d'intégration finie (FIT) dans le domaine temporel. Les résultats numériques obtenus sont présentés et comparés en termes de coefficient de réflexion  $S_{11}$  et diagrammes de rayonnement. En plus, une étude paramétrique a été effectuée

pour étudier l'effet de certains paramètres de l'antenne sur ses performances. Les résultats numériques issus des différentes simulations sont en bon accord.

Nous nous sommes concentrés par la suite sur la caractérisation expérimentale des antennes à résonateur diélectrique. Après avoir détaillé les méthodologies de fabrications et de mesures effectuées, le premier prototype fabriqué est celui d'une antenne à résonateur diélectrique de forme U. L'étude et la réalisation de cette structure sont basées sur une technique d'alimentation en utilisant un monopôle électrique imprimé et un plan de masse modifié. Cette antenne couvre tout le spectre Ultra-large bande ULB et offre un diagramme de rayonnement omnidirectionnel avec un niveau de polarisation croisée inférieure à -20 dB, ce qui est exigé pour des applications ULB. En plus, le concept de l'antenne proposée présente un gain amélioré et stable par rapport aux antennes omnidirectionnelles existantes. Les fabrications et les mesures ont été effectuées au sein du laboratoire RF (Radio Frequency) de l'institut national de la recherche scientifique INRS à Montréal-Canada, en utilisant une machine de gravure Laser (LPKF ProtoLaser S), un analyseur de réseau Agilent 8722ES et une chambre anéchoïde.

Enfin, nous avons étudié, conçu et réalisé deux nouvelles structures qui intègrent deux ports d'antenne; une antenne ultra large bande utilisée pour la détection du spectre et une antenne à bande étroite utilisée pour la transmission des informations. Dans les deux structures proposées, nous avons intégré deux antennes hybrides ; une antenne métallique (un monopôle patch planaire ou une fente rayonnante) et une antenne à résonateur diélectrique. Les deux concepts hybrides proposés présentent un faible couplage entre les deux ports (avec un coefficient de transmission inférieure à -20 dB), ce qui permet une bonne efficacité d'intégration.

En ce qui concerne le futur, d'excellentes perspectives se dégagent, ci -dessous :

- Etudes, conceptions et réalisations des antennes à résonateur diélectrique pour des systèmes Multi-input Multi-output (MIMO), en utilisant différentes techniques d'alimentation pour exciter plusieurs modes d'opération.
- Introduction des réseaux de neurone dans la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), afin d'améliorer la précision et la rapidité du modèle développé.

- Conception et optimisation d'antennes reconfigurables multifonctionnelles et ultra large bande, en introduisant des éléments actifs ce qui permet une exploitation optimale du spectre disponible.

# *Annexe A*

## *Principe des différences finies centrées*

## Principe des différences finies centrées

Soit  $f(x)$ , une fonction continue et dérivable, il est possible d'obtenir une approximation pour la dérivée au point  $x_0$ , le développement en série de Taylor de la différenciation à droite limitée au deuxième ordre est donné par :

$$f\left(x_0 + \frac{h}{2}\right) = f(x_0) + \frac{h}{2}f'(x_0) + \frac{h^2}{8}f''(x_0) + \frac{h^3}{48}f'''(x_0) + \dots \quad (A.1)$$

A gauche est donnée par :

$$f\left(x_0 - \frac{h}{2}\right) = f(x_0) - \frac{h}{2}f'(x_0) + \frac{h^2}{8}f''(x_0) - \frac{h^3}{48}f'''(x_0) + \dots \quad (A.2)$$

Maintenant on soustrait ces deux équations (A.1) et on divise le résultat par  $h$ , ce qui nous donne le résultat suivant :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{h}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{h}{2}\right)}{h} + \theta(h^2) \quad (A.3)$$

$\theta(h^2)$ : représente l'erreur d'ordre 2 commise, sera négligé par la suite.

On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droite ou gauche, dont les formules (A.4 - A.5) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + h) - f(x_0)}{h} + \theta(h) \quad (A.4)$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f(x_0 - h)}{h} + \theta(h) \quad (A.5)$$

On remarque que le terme  $\theta(h)$  qui est du premier ordre est moins précis en comparaison avec celui du deuxième ordre de la dérivée centrée. Par conséquent, on utilisera l'approximation centrée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

On calcule la dérivée centrée d'une fonction (figure A.1) au centre d'un intervalle en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.

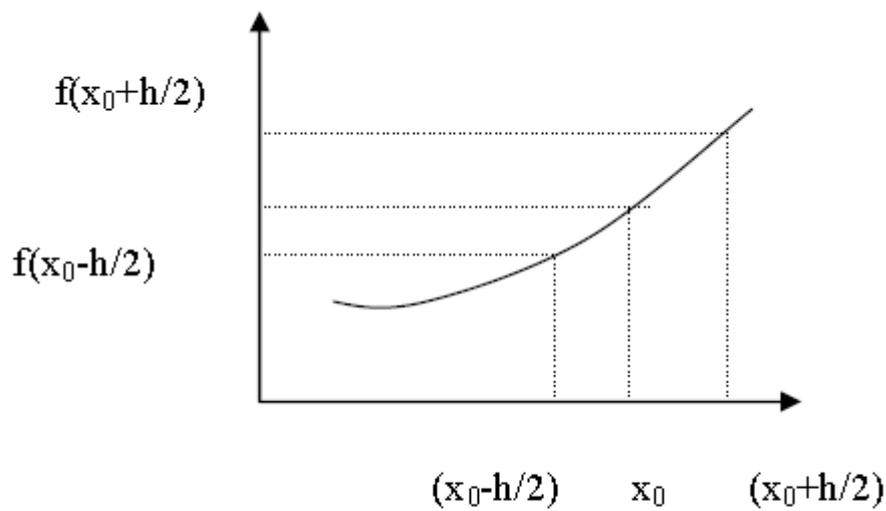


Figure A.1. Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée

Par conséquent, les six équations de Maxwell seront exprimées sur chaque intervalle à partir de cette approximation. On peut noter que les dérivées spatiales sont liées aux dérivées temporelles. Elles feront chacune l'objet d'une discrétisation particulière, soit par rapport à l'espace, soit par rapport au temps.