

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE.



DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

THESE

présentée par

Amine MOKRAOUI

Magister en électronique, option télécommunications

En vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Electronique appliquée, option télécommunications

**CONTRIBUTION A L'AMELIORATION
DES PERFORMANCES DES ANTENNES TSA.
ANALYSE PAR DES METHODES NUMERIQUES.**

Soutenue le 09 mars 2005 devant la commission d'examen :

Messieurs

Président :	A. ZERGUERRAS	Professeur (ENP)
Rapporteur :	R. AKSAS	Professeur (ENP)
Examineurs :	A. BELOUCHRANI	Maître de conférences (ENP)
	A. GUESSOUM	Professeur (Université de Blida)
	B. HADDAD	Maître de conférences (USTHB)
	S. KELLALI	Maître de conférences (EMP)
Invité :	M. TRABELSI	Maître de conférences (ENP)

Mars 2005

Je remercie le **Seigneur** de m'avoir permis d'acquérir
une infime partie de sa science sans limites

A mes chers parents,
A mes sœurs,
A mon frère,
A leurs conjoints,
A mes neveux et nièces.

Remerciements

J'exprime tous mes remerciements au **Pr. R. AKSAS** pour sa patience,
pour son soutien et pour le suivi de mon travail.

Je suis reconnaissant à **M. A. BELOUHRANI**
de l'aide qu'il m'a apportée.

Je dois toute ma gratitude à **M. M. SI MOUSSA**
qui m'a aidé pour la recherche documentaire.

Je remercie le personnel du laboratoire **EMIC**
de l'Université Catholique de Louvain (**UCL**, Belgique)
pour son soutien logistique.

Je remercie vivement Monsieur **A. ZERGUERRAS**
pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail
en acceptant de présider le jury.

Je souhaite également remercier Messieurs,
A. GUESSOUM
B. HADDAD
S. KELLALI
pour avoir accepté de bien vouloir examiner mon travail.

Je ne saurais oublier également Monsieur **M. TRABELSI**
pour avoir bien voulu répondre à mon invitation.

ملخص

الهوائية ذات الانفتاح التدريجي (TSA) هي عبارة عن تجهيزات مسطحة مستعملة في المجال الطيفي الموافق للأمواج ذات طول يتراوح بين المليمتر و السنتيمتر. تحسين خواص الهوائية يستلزم استعمال برامج تحليل دقيقة تعتمد على مناهج صارمة. من بين هذه المناهج، تم اختيار طريقة العزوم المعبرة عنها في المجال الفضائي. زود البرنامج الأساسي بأداة تحليل أولية تلائم شكل الهوائية. بعد التحقق من دقة البرنامج أجرينا تعيين أبعاد هوائية تستعمل انفتاح ذات شكل مقعر. بعد إنجاز تلك الهوائية، شرعنا في قياس خواصها. تبين عندئذ بلوغ التحسينات المرجوة. عند استعمال المنهج التحليلي السابق ظهرت بعض النقائص و نقط الضعف، مما أدى بنا إلى تركيب برنامج آخر يعتمد على منهج التفاضلات المنتهية في المجال الزمني. تمكننا بفضل هذا البرنامج من توسيع مجال البحوث حيث أجريت تحليلات الهوائيات ذات الانفتاح التدريجي المزدوجة و ذات الثقب. استعملنا إذا تقنيات الثقب لتحسين الهوائية التي أنجزت آنفا.

كلمات مفتاحية : الهوائية ذات الانفتاح التدريجي – انفتاح ذات شكل مقعر – طريقة العزوم – تقسيم غير نظامي – منهج التفاضلات المنتهية في المجال الزمني – تجارب تحليلية – قياس – المجال الكهرومغناطيسي المشع – مقاومة الدخول.

Résumé

Les antennes TSA sont des dispositifs planaires utilisés aussi bien en ondes centimétriques qu'en ondes millimétriques. Afin d'améliorer les caractéristiques radioélectriques de ces structures, il est nécessaire de disposer d'outils d'analyse basés sur des modèles rigoureux. Nous avons donc conçu un programme utilisant la méthode des moments. Un pré-processeur spécifique à la géométrie des TSA a été greffé à ce programme. Après validation, nous avons utilisé notre outil d'analyse afin de tester une TSA ayant une fente de forme parabolique. L'antenne préalablement simulée et dimensionnée a été réalisée et mesurée et les objectifs que nous nous étions fixés ont été atteints. Certaines limites intrinsèques à notre implémentation de la méthode des moments nous ont poussé à concevoir un autre programme d'analyse basé sur la FDTD. La flexibilité de cette méthode nous a permis d'étendre notre étude à plusieurs variantes de TSA dont la TSA bilatérale. Ce programme a également analysé avec succès une TSA avec substrat perforé. L'application de la technique de perçage à l'antenne précédemment conçue permet d'améliorer davantage certaines caractéristiques radioélectriques.

Mots clés : Antenne à ailettes – Fente de forme parabolique – Méthode des moments – Découpage irrégulier – Méthode des différences finies dans le domaine temporel – Simulations – Mesures – Champ rayonné – impédance d'entrée.

Abstract

TSA antennas are planar devices mainly used in both centimetre and millimetre frequency range. To enhance the behaviour of such devices, it is necessary to use a robust analysing tool based on a rigorous full-wave model. Therefore we built a program using the method of moment in the space domain. A customized pre-processor, dealing especially with the geometry of interest has been associated to the main program. After checking the accuracy of the built simulator, we investigated a new taper geometry based on a parabolic shape. The improved antenna has been dimensioned thanks to the simulator. We then built the antenna and measured its characteristics, which were found to be very close to the expected ones. Our implementation of the method of moments suffers from a lack of flexibility. In order to expand the area of our study, we built another program that is based on the FDTD algorithm. As a consequence TSA variants, including bilateral TSAs and micro-machined TSAs have been successfully analyzed. Applying the later technique to the built antenna enhanced much more some of its characteristics.

Keywords: Tapered slot antennas – Parabolic shaped slot – Method of moments – Unequal sectioning – The Finite-differences in the Time-Domain method – Simulations – Measures – Scattered fields – Input impedance.

Sommaire

Sommaire	1
Glossaire	5
Liste des symboles	5
INTRODUCTION	7
CHAPITRE 1 ETAT DE L'ART	11
1. Description des antennes TSA	13
2. Mécanisme de rayonnement	13
3. Avantages	14
4. Inconvénients	15
5. Variantes	15
6. Caractéristiques	16
6.1. Le champ rayonné	16
6.2. Impédance d'entrée et bande passante	19
7. Techniques d'alimentation	20
7.1. Alimentation par sonde coaxiale	20
7.2. Alimentation par micro-ruban	20
7.3. Alimentation par rubans coplanaires	21
7.4. Alimentation par fin-line	22
7.5. Alimentation par couplage de proximité	22
7.6. Alimentation par microsondes	22
7.7. Alimentation par technique orthogonale	23
8. TSA et substrats synthétiques	23
9. Réseaux d'antennes TSA	24
10. Applications	24
10.1. Projet réseau kilométrique carré d'antennes	25
10.2. Détection d'objets enfouis (mines)	25
11. Méthodes d'analyse	26
11.1. Expressions empiriques	26
11.2. Méthodes approximatives	26
11.3. Méthodes numériques full-wave	27
12. Choix de la méthode d'analyse	29
Bibliographie	30

CHAPITRE 2 ANALYSE PAR LA METHODE DES MOMENTS 33

1. Formulation de l'équation intégrale	35
2. Résolution par la méthode des moments	36
2.1. Choix des fonctions de base et de test	37
2.2. Particularité de l'implémentation proposée	39
2.3. Résolution du système d'équations linéaires	44
2.3.1 Méthodes directes	44
2.3.2 Méthodes itératives	44
2.3.3 Choix de l'algorithme	46
2.4. Déduction des caractéristiques de l'antenne	46
2.4.1 Champ rayonné	46
2.4.2 Impédance d'entrée	46
3. Validation du programme	48
4. Limitations	51
Bibliographie	52

CHAPITRE 3 ANALYSE PAR LA FDTD 55

1. Présentation	57
1.1. Avantages	57
1.2. Inconvénients	58
1.3. Domaine d'utilisation	58
2. Discrétisation des équations de Maxwell	58
2.1. Modélisation d'objets dans l'espace virtuel	62
2.2. Matériaux et organisation de la mémoire	64
3. Dispersion et stabilité	66
4. Absorbants et troncature de l'espace de calcul	69
5. Méthodes d'excitation et impédance d'entrée	75
6. Champ lointain	79
7. Visualisation	79
8. Simulations et Validation du programme	82
8.1. Antenne dipôle	82
8.2. Antenne micro-ruban	84
8.3. Antennes TSA	85
9. Limitations	93
Bibliographie	94

CHAPITRE 4 AMELIORATION DES PERFORMANCES DES ANTENNES TSA 97

1. Conception d'une antenne avec une fente de forme particulière	99
1.1. Forme de la fente et dimensionnement	99
1.2. Réalisation	105

1.3.	Mesure du champ rayonné	107
1.4.	Mesure de la bande passante	110
2.	Utilisation de substrats perforés	113
3.	Conclusions	117
	Bibliographie	117
CONCLUSIONS		119
ANNEXES		123
1.	Equation de dispersion liée à la grille de Yee	125
2.	Critère de stabilité de l'algorithme de Yee	126
3.	Mise en place de l'UPML	127
3.1.	Configuration du champ dans un milieu anisotropique uni-axial.	127
3.2.	Synthèse de l'absorbant	129
4.	Logiciel de commande de l'analyseur de réseau	132
5.	Publications	139
5.1.	Première publication	141
5.2.	Seconde publication	143

Glossaire

ABC	Analytic Boundary conditions	Conditions de bord analytiques
Ang-	Introduit un terme en anglais.	
BLTSA	Broken Linearly Tapered Slot Antenna	Antenne à ailettes avec une fente linéaire par morceaux
COM	Complementary operator	Opérateur complémentaire aux ABC.
CWSA	Constant Width Slot Antenna	Antenne à ailettes avec une fente de dimension constante.
DFT	Discrete Fourier Transform	Transformée de Fourier Discrète
ETSA	Exponentially Tapered Slot Antenna	Antenne à ailettes avec une fente en exponentiel.
EMP	Electromagnetic Pulse	Impulsion électromagnétique.
FDTD	Finite Differences in Time Domain	Différences finies dans le domaine temporel.
GPIB	General Purpose Interface Bus	Standard qui a remplacé le HPIB.
HPIB	Hewlett-Packard Interface Bus	Standard initié par Hewlett Packard
LTSA	Linearly Tapered Slot Antenna	Antenne à ailettes avec une fente de forme linéaire.
OpenGL	Open Graphic Library	Librairie de rendu graphique tridimensionnelle.
OSMA	One Square Meter Array	Réseau d'antennes s'étalant sur un mètre carré
PML	Perfectly Matched Layer	Absorbant à couche parfaitement adaptée.
PTSA	Parabolic Tapered Slot Antenna	Antenne à ailettes avec une fente parabolique.
SKA	Square Kilometer Array	Réseau d'antennes de 1 Km ² de superficie.
PML	Perfectly Matched Layer	Absorbant à couche parfaitement adaptée.
SOL	Short Open Load	Technique de calibrage de l'analyseur de réseaux.
TEM-TSA	TSA dépourvue de substrat diélectrique.	
TFSF	Total Field / Scattered Field formulation	Technique du champ total / champ rayonné
TOS	Taux d'ondes stationnaires.	
TSA	Tapered Slot Antenna	Antenne à ailettes ou antennes progressivement fuselées.
UPML	Uniaxial Perfectly Matched Layer	Absorbant à couche parfaitement adaptée utilisant un matériau anisotropique uniaxial.
Vivaldi	Voir Antenne ETSA	
WLAN	Wireless Local Area Network	Réseau informatique local sans fil.

Liste des symboles

ω	Pulsation de l'onde.
λ_0	Longueur d'onde dans le vide.
c	Célérité de la lumière dans le vide.
k_0	Nombre d'ondes dans le vide.
k_u	Nombre d'ondes dans la direction " u ".
v_{ph}	Vitesse de phase.
ε	Permittivité du milieu considéré.
$\overline{\overline{\varepsilon}}$	Tenseur de permittivité.
ε_r	Permittivité relative du substrat.
$\overline{\varepsilon}_r$	Valeur moyenne de la permittivité relative du substrat.
$\widetilde{\varepsilon}(\omega)$	Permittivité complexe du milieu (dépendante de la fréquence)
μ	Perméabilité du milieu considéré.
$\overline{\overline{\mu}}$	Tenseur de perméabilité.
η	Impédance d'onde du milieu considéré.
σ	Conductivité du milieu considéré.
σ_u	Conductivité dans la direction " u ".

L	Longueur de l'antenne TSA
H	Largeur d'une aile de l'antenne TSA
g ou g_0	Dimensions de la fente en début de course
d	Epaisseur du substrat.
d_{eff}	Epaisseur effective du substrat.
$W(z)$	Dimension de la fente de l'antenne TSA en fonction de la coordonnée z .
W_0	Dimension de la fente de l'antenne TSA en bout de course.
α	Angle de fuselage de l'antenne LTSA.
L_x et L_y	Dimensions d'un patch micro-ruban dans la direction x et y , (Chapitre 3)
x_p et y_p	Position de l'alimentation coaxiale utilisée avec le patch micro-ruban.
ϕ	Troisième dimension du système des coordonnées sphériques.
θ	Angle d'incidence de l'onde (par rapport à un vecteur perpendiculaire au milieu absorbant).
θ_H	Angle d'ouverture à -3 dB dans le plan H.
θ_E	Angle d'ouverture à -3 dB dans le plan E.
N_s	Nombre de fonctions de base utilisées afin de modéliser le conducteur.
N_p	Nombre total de fonctions de base utilisées afin de modéliser le substrat diélectrique.
DN_u	Nombre de fonctions de base dans la direction u , utilisées pour modéliser le substrat diélectrique.
L_x, L_y et L_z	Dimensions d'une cellule parallélépipédique dans la direction x , y et z (Chapitre 2)
X_0	Valeur initiale lors de la résolution d'un système d'équations à l'aide de méthodes itératives.
X_k	Valeur du vecteur solution à l'étape k de la résolution d'un système d'équations
P_k	Vecteur direction à la $k^{ème}$ itération de la résolution d'un système d'équations.
r_k	Résidu à l'étape k lors de la résolution d'un système d'équations.
α_k	Facteur réalisant, à l'étape k , la minimisation du résidu (selon l'algorithme).
Δ_x, Δ_y et Δ_z	Incréments spatiaux dans la direction x , y et z
Δt	Incrément temporel
N_λ	Nombre de cellules de Yee par longueur d'onde.
S	Facteur de Courant.
Z_{mn}	Matrice des interactions ou matrice impédance.
V_m	Vecteur d'excitation.
Z_{in}	Impédance d'entrée.
V_{in}	Tension aux bornes du dispositif analysé.
I_0	Courant à l'entrée du dispositif analysé.
D_{in}	Diamètre du trou pratiqué dans le substrat diélectrique.
D_{out}	Distance séparant deux trous adjacents.
$\vec{D}, \vec{E}$ et $\vec{H}$	Vecteurs du flux électrique, champ électrique et champ magnétique exprimés en notation « phaseur » dans le chapitre 2 et en notation complète dans le chapitre 3.
$\tilde{\vec{D}}, \tilde{\vec{E}}$ et $\tilde{\vec{H}}$	Transformée de <i>Fourier</i> des vecteurs du flux électrique, champ électrique et champ magnétique.
$\vec{J}_s$ et $\vec{J}_p$	Courant surfacique de conduction et courant volumique de polarisation respectivement.
$\vec{J}_a$	Courant issu de la source d'alimentation.
$\vec{E}^{inc}, \vec{E}^s$ et $\vec{E}^p$	Champs créés respectivement par $\vec{J}_a, \vec{J}_s$ et $\vec{J}_p$.
$\vec{J}_n^s$ et $\vec{J}_n^p$	Courants de base surfaciques (conduction) et volumiques (polarisation) respectivement.
$\vec{W}_m$ et $\vec{W}_m^p$	Courants de test surfaciques (conduction) et volumiques (polarisation) respectivement.
$\vec{E}_n^s$ et $\vec{E}_n^p$	Champs créés par $\vec{W}_m$ et $\vec{W}_m^p$ respectivement
Sinc	Fonction sinus cardinal. $\text{Sinc}(x) = \sin(x) / x$.

INTRODUCTION

Introduction

Il est de coutume d'introduire les travaux concernant les hyperfréquences par un discours prônant l'impact de ce domaine sur la société. Ne faisons pas exception ! Les télécommunications ont rapproché les distances et ont permis une mobilité sans limites. Le consommateur étant de plus en plus gourmand d'interactivité, les bandes passantes des systèmes constituant la chaîne de communication devaient suivre. Le dernier / premier maillon de la chaîne de communication, ne pouvait faire exception à cette évolution. Les principaux critères en jeu sont, l'ergonomie, la directivité, la bande passante et le diagramme de rayonnement. En effet, il est inconcevable d'avoir un téléphone portable qui mesure 7 cm avec une antenne de 20 cm, comme il est inconcevable de devoir se retourner pour mieux capter les signaux de la balise.

Cet exemple élémentaire illustre ce que serait un cahier des charges concernant la conception d'une antenne donnée. Il reste maintenant au concepteur, muni de son savoir-faire et de ses outils, à choisir et à dimensionner la structure rayonnante qui répondrait le mieux aux exigences de l'ordonnateur. Le savoir-faire du concepteur consiste en sa connaissance des différents types de structures rayonnantes et la compréhension des phénomènes physiques qui régissent le rayonnement. Pour valider son travail, le concepteur doit mesurer les différents paramètres radioélectriques et faire, le cas échéant, des corrections lui permettant de fabriquer une autre antenne qui sera également mise sous test... Néanmoins, une manière de faire plus astucieuse existe actuellement : Il s'agit de l'utilisation de logiciels d'analyse qu'ils soient commerciaux ou faits maison.

Le travail que nous allons présenter reprend les étapes mentionnées ci –dessus. Nous nous imprégnons tout d'abord de la technologie des antennes TSA (Tapered slot antenna) afin de mieux comprendre leur comportement. Puis, dans le but d'améliorer leurs caractéristiques, nous réalisons un outil d'analyse permettant le dimensionnement de la structure. Finalement, l'antenne sera réalisée et ses caractéristiques seront mesurées.

Le premier chapitre résume les travaux effectués dans le domaine des antennes TSA. Pendant de longues années, la plupart des récepteurs en ondes millimétriques faisaient usage d'antennes cornets souvent couplées à des guides d'ondes. A des fréquences plus élevées par contre, il devient assez difficile de fabriquer de tels dispositifs car les tolérances de fabrication sont très faibles. Le poids de la structure est aussi à prendre en considération. Il est alors nécessaire de passer aux antennes planaires. C'est pour cette raison que les antennes TSA ont connu un essor considérable cette dernière décennie. Elles doivent leur succès essentiellement au fait qu'elles soient facilement intégrées aux circuits planaires déjà existant par le biais de transitions bien connues. Ces antennes présentent également un autre point avantageux : Elles sont totalement compatibles avec la gamme des ondes millimétriques et fournissent une importante bande passante.

Dans le deuxième chapitre, nous élaborons un programme d'analyse basé sur la résolution de l'équation intégrale formulée dans le domaine spatial en utilisant la méthode des moments. Cette implémentation est particulière aux antennes TSA. Le modèle déjà proposé par certains auteurs, a été amélioré au niveau du pré-processeur. En effet, l'analyse de la distribution des courants au niveau de l'antenne suggère l'utilisation d'un découpage irrégulier. Cette opération a permis d'une part l'analyse de TSA dont la forme de la fente est quelconque et d'autre part, l'analyse de TSA dont la largeur est importante. Avant d'utiliser notre programme en tant qu'outil de conception, nous avons confronté nos résultats avec des mesures tirées de différents articles. Malgré des conditions d'expérimentation différentes de

celles considérées dans le modèle d'analyse, nous avons obtenu de bons résultats et ce, en considérant une multitude de variantes, dont, l'antenne Vivaldi et l'antenne Fermi. La supériorité de la Méthode des moments comparée à des méthodes approximatives a été démontrée, malgré que ces dernières aient été conçues spécifiquement pour de larges antennes TSA. Ce travail a fait l'objet de la publication de l'article joint en annexe 5.1.

La méthode des moments est une méthode d'ordre 2. Cela signifie que l'augmentation de la charge de calcul en fonction de la précision désirée (ou de manière équivalente, en fonction des dimensions de l'antenne) est quadratique. Ceci est essentiellement dû au fait que chaque simulation s'achève par la résolution d'un système d'équations linéaires simultanées. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés à la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite differences in Time Fomain) FDTD. C'est une méthode numérique très utilisée, susceptible de réduire le temps de calcul car elle est d'ordre 1 puisqu'**elle ne nécessite pas de résolution de systèmes d'équations**. Nous exposons au chapitre 3 les différents aspects de la méthode. Nous expliquons étape par étape la formulation des équations discrètes de récurrence ainsi que les conditions de stabilité. Les méthodes d'excitation du système sont présentées. Un important point d'actualité consiste à l'élaboration d'une technique de troncature de l'espace de calcul. Nous en expliquons le fonctionnement et nous soulignons l'effet des absorbants sur la caractéristique recherchée. Nous validons notre simulateur en testant plusieurs structures rayonnantes. Plusieurs avantages ont été constatés par rapport à la méthode des moments. Des inconvénients ont également été soulignés. Néanmoins, le simulateur a été utilisé pour tester des antennes TSA bilatérales ainsi que des antennes TSA dont le substrat a été perforé, ce qui prouve la flexibilité de la méthode quant à l'analyse de configurations diverses.

Au chapitre 4, nous proposons d'utiliser une antenne TSA possédant une fente dont la forme est parabolique. Ce choix est dûment argumenté par des principes déduits des investigations expérimentales exposées au chapitre 1. Le dimensionnement de l'antenne ainsi que le choix du substrat a été effectué grâce à l'exécution d'intenses calculs numériques dont le but était de diminuer le niveau de la composante contrapolaire dans le plan D tout en gardant une importante directivité. Sur la base des résultats issus des précédents calculs, une antenne a été conçue. Les circuits d'adaptation et de transition ont été réalisés par le biais de formules fermées. Les champs issus de l'antenne ont été mesurés et les améliorations espérées ont été constatées. Ce travail a fait également l'objet d'une publication jointe en annexe 5.2.

En parallèle, nous avons conçu un logiciel permettant de piloter l'analyseur de réseau du laboratoire. Entre autre, nous avons tenu compte des corrections de calibrage nécessaires à l'obtention de résultats précis. La bande passante de l'antenne couplée à ses circuits d'adaptation a été mesurée. Une bande passante assez importante a été obtenue. Cette dernière a été améliorée en corrigeant la dimension d'un transformateur (stub) grâce à un vernis métallisant. Grâce à la disponibilité de ces mesures, nous avons testé l'aptitude de la FDTD à prévoir cette caractéristique.

Une partie du chapitre 4 traite de la possibilité d'améliorer davantage les caractéristiques de l'antenne TSA grâce à la réalisation de trous au niveau du substrat. Une distribution théorique de la permittivité est testée à l'aide de la méthode des moments. Son équivalent pratique (faisant usage de trous) est simulé grâce à la FDTD. La concordance des résultats issus des deux méthodes démontre l'efficacité de la technique.

En finalité, nous proposons au lecteur initié plusieurs perspectives afin de poursuivre la recherche dans ce domaine. En bref, il s'agit d'une part, d'améliorer les performances des outils de simulation et d'autre part de s'intéresser davantage aux circuits annexés à l'antenne.

CHAPITRE 1

ETAT DE L'ART

Ce chapitre de vulgarisation permet de s'imprégner des antennes TSA. Nous y décrivons l'antenne puis nous en expliquons le mécanisme de rayonnement. Les avantages et inconvénients de ces structures sont passés en revue. Les différentes variantes de TSA et leurs caractéristiques sont exposées. Nous présentons également les diverses manières d'alimenter ces antennes. Un paragraphe est consacré aux TSA utilisées en réseau. Les substrats synthétiques constituent une solution originale au problème de la fragilité des TSA en ondes millimétriques : nous consacrons à cette technique un paragraphe. Quelques applications utilisant les antennes TSA sont aussi énumérées. Une multitude de méthodes d'analyses est utilisée avec les TSA, nous décrivons les plus pertinentes et nous argumentons le choix quant à la méthode qui sera utilisée afin d'améliorer les caractéristiques radioélectriques de ces structures.

1. Description des antennes TSA

Les antennes progressivement fuselées TSA (*Ang-Tapered Slot Antenna*) appelées également « antennes à ailettes », sont des lignes à fentes constituées de deux plaques métalliques déposées sur un substrat dont la permittivité relative ϵ_r est en général de faible valeur [1]. Afin de permettre le rayonnement, des pertes volontaires sont associées à cette structure planaire. La manière la plus simple d'occasionner de telles pertes consiste à augmenter progressivement les dimensions de la fente (Figure 1-1).

Ces antennes sont réalisées par technique photo-lithographique. Ainsi, des circuits auxiliaires peuvent être adjoint sur le même substrat, ce qui a pour effet de créer un dispositif compact avec une importante bande passante.

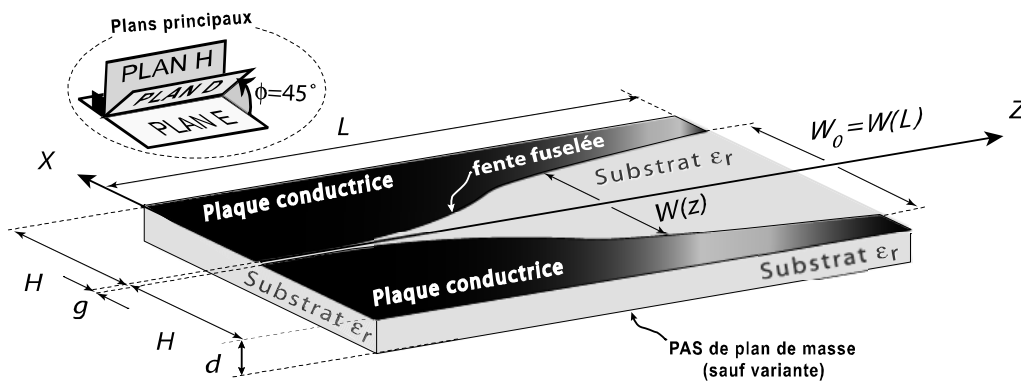


Figure 1-1 : Antenne TSA type

Elles sont apparues à la fin des années 1950 [1]. C'est **Eberle et Al** [2] qui ont pour la première fois utilisé ces structures sur des avions à des emplacements où aucune autre antenne conventionnelle ne put être aussi facilement intégrée. C'est par contre à **Gibson** [3] que l'on attribua l'émergence de ces antennes car, à travers son antenne dite « Vivaldi » il mit en exergue leurs avantageuses caractéristiques : Fuselée de manière exponentielle, l'antenne « Vivaldi » exhibe des champs symétriques dans les principaux plans, des lobes secondaires de faibles niveaux et un gain modéré.

La structure étudiée est classifiée en tant qu'antenne à ondes progressives, car en bout de course, il y a virtuellement adaptation. De ce fait, les propriétés bien connues des antennes progressives constituent un point de départ pour l'analyse des TSA. L'antenne est également considérée à ondes de surface, car l'onde se déplace à une vitesse de phase inférieure à la célérité de la lumière [4].

2. Mécanisme de rayonnement

Afin de comprendre le mécanisme de rayonnement, l'antenne TSA peut être divisée en trois parties ayant chacune un rôle distinct (Figure 1-2). Dans la première zone, les dimensions de la fente sont très faibles et l'énergie électromagnétique, introduite par une technique d'alimentation adéquate, est fortement couplée à la fente : Cette zone joue le rôle de ligne de transmission. **Zucker** [5] estime que pour que l'onde se stabilise sur la ligne, il est nécessaire que celle-ci ait une longueur l_1 telle que :

$$l_1 k_z - l_1 k_0 = \pi / 3 \quad (1-1)$$

k_0 étant le nombre d'ondes dans le vide, et k_z le nombre d'ondes de la ligne dans la direction Z.

Au fur et à mesure que les dimensions de la fente augmentent (zone 2), l'énergie commence à s'échapper [6]. Selon **Yngvesson** [4], le rayonnement devient considérable à partir du seuil correspondant à une largeur de fente $W(z) > 0.5 \lambda_0$. Au bout de cette zone, la fente doit être assez prononcée afin que la majeure partie de l'onde électromagnétique soit perdue par rayonnement.

Arrivée à la troisième zone, une onde résiduelle heurte la discontinuité. Une partie de cette onde est transmise au milieu environnant (rayonnement), tandis qu'une onde de faible intensité (selon la largeur de la fente et la permittivité du substrat) est réfléchi. Il est montré [7] que cette onde ne contribue pas au rayonnement car, contrairement à l'onde incidente, celle-ci est de plus en plus confinée par la ligne à fente.

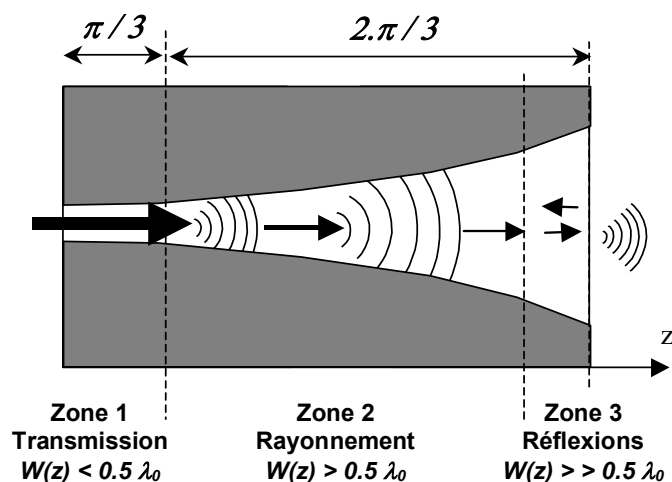


Figure 1-2 : Découpage fonctionnel d'une antenne TSA

Vu l'intensité amoindrie de l'onde réfléchi, le taux d'onde stationnaire au niveau de la fente est voisin de l'unité : C'est une onde progressive qui s'est donc établie au niveau de la fente, d'où, la classification de ces structures en tant qu'antennes à ondes progressives.

Des analyses récentes [8] montrent qu'à l'instar des ondes de surface, des modes correspondant à des ondes à pertes peuvent également participer au mécanisme de rayonnement.

3. Avantages

1. Antenne large bande [1]. Pour le cas de l'antenne « Vivaldi », la bande passante est théoriquement infinie car l'antenne est continuellement échelonnée [3],
2. Gain important comparé à d'autres structures planaires [1],
3. Lobes secondaires de faible niveau [1],
4. Faible coût comparé aux antennes diélectriques utilisées en ondes millimétriques [9],
5. Intégration aisée de composants tels que les détecteurs, oscillateurs ou filtres [10],
6. Poids et encombrement amoindris comparé au cornet ou au barreau diélectrique (*Ang-dielectric rod*) [9],
7. Reproduction aisée [9],
8. Tolérances de fabrication moins contraignantes [6],
9. Techniques d'alimentation très versatiles [4],
10. En réseau, ces antennes peuvent être étroitement positionnées [4] car le couplage mutuel est faible.

4. Inconvénients

1. Taille importante en ondes centimétriques,
2. Niveau de la composante contrapolaire important dans le plan D [4],
3. Substrats trop fins en ondes millimétriques,
4. L'utilisation en réseau est toujours sujette à l'expérience du concepteur.

5. Variantes

Après que l'antenne Vivaldi ait été présentée par **Gibson** [3], une multitude de variantes est apparue. Selon leurs investigateurs, le choix d'une autre forme de fuselage permettrait d'améliorer certaines caractéristiques du champ rayonné (§ 6.1). C'est justement en jouant sur cette particularité que nous espérons corriger certaines imperfections supposées être intrinsèques aux antennes TSA.

L'antenne Vivaldi, appelée également ETSA possède une ouverture $W(z)$ suivant une loi exponentielle (Figure 1-3). **Yngveson** [10] a étudié les LTSA pour lesquelles $W(z)$ est une fonction linéaire. Les CWSA [11] utilisent un profil exponentiel jusqu'à aboutissement à une fente de dimension constante. Pour améliorer certaines caractéristiques du champ rayonné, un autre type de TSA est apparu, les BLTSA. Pour cette variante, la fonction $W(z)$ est linéaire par morceaux avec des pentes différentes. Dans le même ordre d'idée, **Sugawara et Al** [12] ont proposé une antenne pour laquelle $W(z)$ suit la loi de **Fermi**.

Afin d'améliorer la bande passante de l'antenne (§ 6.2), plusieurs combinaisons sont associées à une forme de fente donnée. La version TSA bilatérale (Figure 1-4-b) correspond à un dédoublement des plaques conductrices sous le substrat diélectrique. Pour la version antipodale (Figure 1-4-a), les deux plaques sont placées de manière asymétrique de part et d'autre du substrat. La version antipodale équilibrée (Figure 1-4-c) est constituée de deux plaques conductrices faisant face, déposées de part et d'autre du substrat diélectrique et auxquelles, une plaque complémentaire intermédiaire est ajoutée. Ces différentes combinaisons sont souvent utilisées dans la constitution de réseaux car elles permettent une meilleure densification.

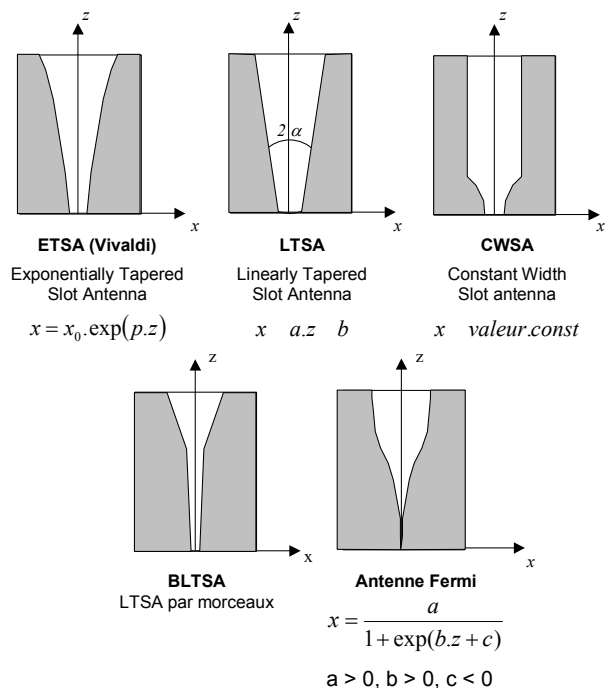


Figure 1-3 : Variantes selon la forme de la fente

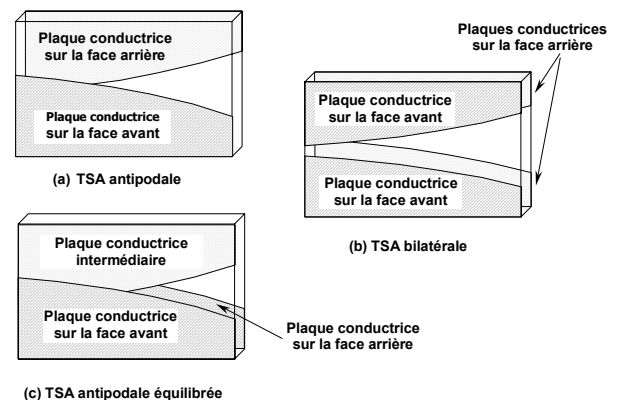


Figure 1-4 : Variantes selon l'emplacement des plaques conductrices

6. Caractéristiques

6.1. Le champ rayonné

Les TSA possèdent un rayonnement longitudinal (*Ang- End-fire*) polarisé linéairement dans le plan (*OXZ*). Les premières conceptions d'antennes TSA possédaient une largeur H importante ($H > 3\lambda_0$). Par la suite, *Janaswamy* [13] a montré expérimentalement que ces structures présentaient également des caractéristiques intéressantes quand elles étaient étroites ($H < 2\lambda_0$). Les angles d'ouverture sont approximativement les mêmes dans les plans principaux.

Les antennes TSA ont une directivité inférieure à celle des cornets ondulés car elles rayonnent également par le biais des bords latéraux [10]. Prenons l'exemple de l'antenne LTSA. Selon [4], les antennes utilisables ont en général des angles de fuselage 2α compris entre 6 et 15° et des longueurs allant de $3\lambda_0$ à $10\lambda_0$. On observe dans ces conditions une directivité comprise entre 11 et 17dB.

La théorie des antennes à ondes progressives peut être utilisée pour mieux comprendre la dépendance du gain vis à vis des caractéristiques physiques de l'antenne. Ainsi, il est dit [5] qu'il existe une vitesse de phase v_{ph} optimale qui conduit à un gain optimum (*hansen-woodyard*). Cette vitesse est définie comme suit :

$$\frac{c}{v_{ph}} = 1 + \frac{\lambda_0}{2L} \quad (1-2)$$

"c" étant la célérité de la lumière. Cette expression traduit le fait que l'onde devra être retardée de 180° par le diélectrique afin d'obtenir un gain optimal [4]. Au-delà de ce déphasage, l'onde se transforme en onde de surface et l'antenne devient inutilisable. La référence [4] traduit cela par le passage de l'onde dans l'espace invisible et l'apparition d'un minimum dans la direction principale. Dans le cas d'une TSA, la vitesse de phase n'est pas constante le long du trajet de l'onde et l'obtention du cas optimal n'est pas triviale. Ce cas de figure est similaire au barreau diélectrique fuselé présenté par *Zucker* [5], et qui est classifié, par opposition au cas optimal, comme étant le cas « à faibles niveaux des lobes secondaires ». La plage de TSA utilisable est alors comprise entre ces deux cas et est réalisée en choisissant la permittivité et l'épaisseur du substrat ou/et la forme de la fente. Dans le même ordre d'idée *Gibson* [3] procède à une compensation accentuée de la phase en opérant des modifications physiques sur le substrat.

Afin de mesurer la directivité d'une antenne TSA, *Yngvesson* [4] a procédé de deux manières différentes. En premier lieu, il utilisa une antenne TSA avec une transition fin-line (§ 7.4) dont il connaissait les caractéristiques (atténuation). Le signal émis par l'antenne est capté par un détecteur puis, il est comparé avec celui émis par un cornet de référence : Le gain en découle. En deuxième lieu, il a intégré le champ copolaire mesuré dans les plans E et H. Il a trouvé que le résultat issu de la première méthode est toujours inférieur à celui obtenu avec la seconde méthode. Pour que les deux méthodes concordent, il lui a fallu intégrer les composantes copolaires mais aussi contrapolaires du champ non seulement dans les plans principaux E et H, mais également dans le plan diagonal D. De cette expérience, il faut déduire qu'une partie conséquente de l'énergie initiale est transformée en champs contrapolaires. Il faut également comprendre que la forme du champ est plus complexe dans les plans intermédiaires et qu'à eux seuls, les représentations dans les plans E et H ne suffisent pas pour décrire le champ rayonné par l'antenne.

A l'instar des antennes à ondes progressives, le gain des TSA est proportionnel à la longueur L de l'antenne ainsi qu'au taux d'évacuation de l'onde [3]. Les résultats de simulations [14] présentés ci-dessous (Figures 1-5 et 1-6) illustrent cette proposition. Nous apprenons de plus,

qu'au-delà d'une certaine valeur (correspondant au changement de la pente sur la figure 1-5), il n'est plus avantageux d'augmenter la taille de l'antenne car l'énergie électromagnétique se sera libérée de la fente bien avant qu'elle n'arrive en bout de course. Le taux d'évacuation de l'onde, matérialisé pour une antenne LTSA par l'angle de fuselage 2α , est lui aussi astreint à rester dans une plage de valeurs car si l'onde est trop rapidement libérée, elle ne sera pas conditionnée par la totalité de l'antenne, d'où une diminution de la directivité.

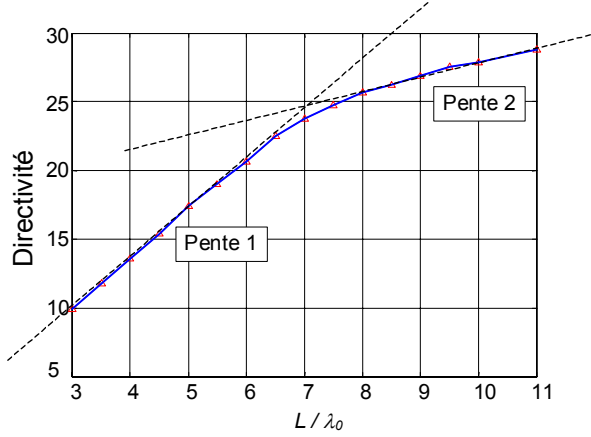


Figure 1-5 : Directivité en fonction de la longueur L

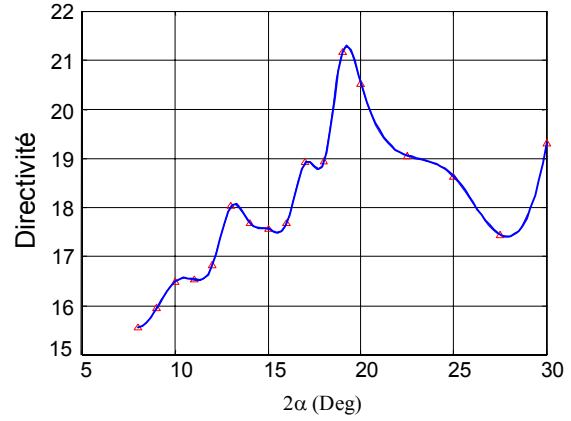


Figure 1-6 : Directivité en fonction de l'angle de fuselage 2α

Pour une LTSA, l'angle d'ouverture à -3 dB dans le plan H, θ_H est pratiquement insensible à l'angle du fuselage α . Par contre, en concordance avec la théorie des antennes à ondes progressives, ce dernier varie avec la longueur de l'antenne [10]. Ces résultats expérimentaux sont corroborés par simulations [14] (voir figures 1-7 et 1-8)

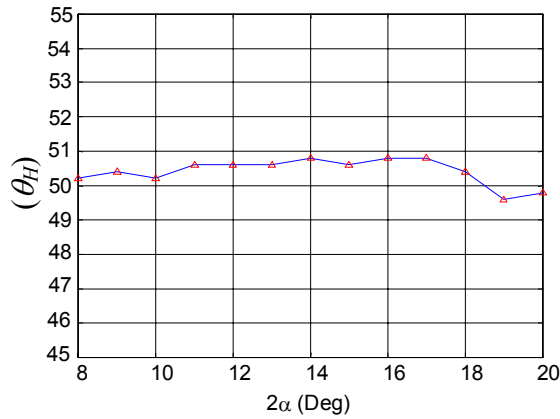


Figure 1-7 : Angle d'ouverture à -3 dB, plan H, en fonction de l'angle de fuselage 2α

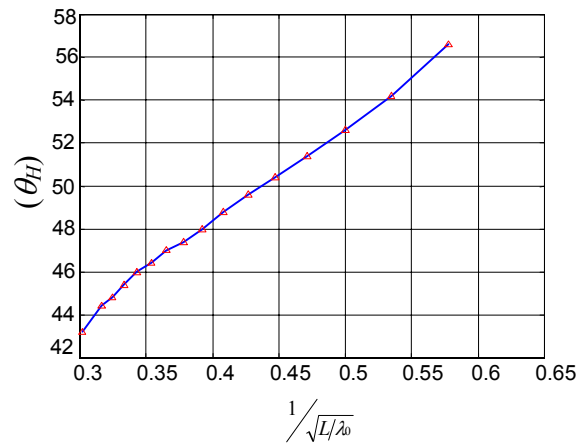


Figure 1-8 : Angle d'ouverture à -3 dB dans le plan H en fonction de $1/\sqrt{L/\lambda_0}$

Dans le plan E, l'angle d'ouverture à -3 dB, θ_E est inversement proportionnel à la taille de l'ouverture W .

Pour des antennes de longueur comprise entre $4\lambda_0$ et $10\lambda_0$, la gamme de substrats utilisables est expérimentalement donné selon [10] par :

$$0.005 \leq \frac{d}{\lambda_0} = \frac{d}{\lambda_0} (\sqrt{\epsilon_r} - 1) \leq 0.03 \quad (1-3)$$

Les variations de la directivité et du niveau de la composante contrapolaire dans le plan D en fonction des caractéristiques physiques du substrat ont été obtenues par simulation [14]. Les tendances (figures ci-dessous) dénotent la dégradation rapide des caractéristiques du champ lors de l'augmentation de la compensation de phase.

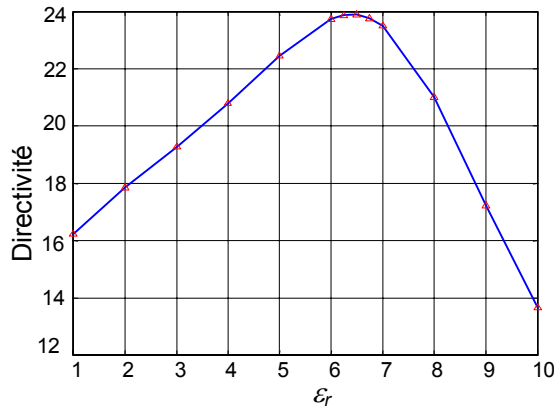


Figure 1-9 : Directivité en fonction de la constante diélectrique ϵ_r

$$L = 5\lambda_0, \quad H = 1.5\lambda_0, \quad 2\alpha = 12^\circ, \quad d = 0.01\lambda_0$$

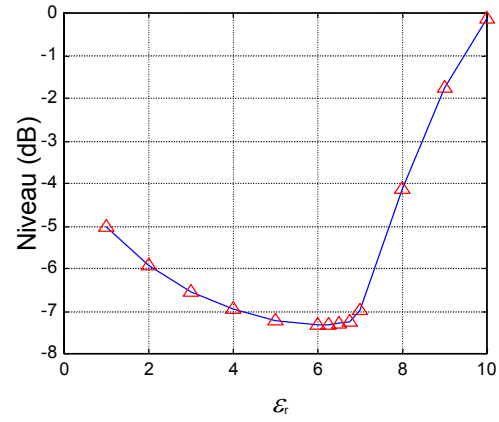


Figure 1-10 : Niveau de la composante contrapolaire dans le plan D en fonction de ϵ_r

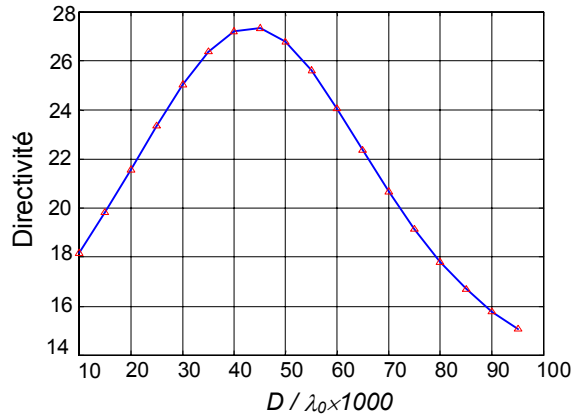


Figure 1-11 : Directivité fonction de l'épaisseur du substrat d

$$L = 5\lambda_0, \quad H = 1.5\lambda_0, \quad 2\alpha = 12^\circ, \quad \epsilon_r = 2.33$$

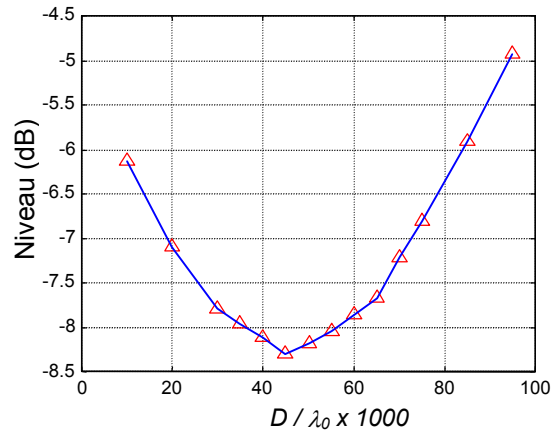


Figure 1-12 : Niveau de la composante contrapolaire dans le plan D en fonction de d

L'antenne TSA dépourvue de diélectrique (TEM-TSA), trouve certaines applications pratiques [15], mais elle présente un angle d'ouverture plus grand que son équivalente avec diélectrique [4]. La composante contrapolaire dans le plan D est également plus importante, par contre sa pureté de polarisation (plan E) est meilleure.

Une étude comparative entre LTSA, CWSA et Vivaldi a été entreprise par *Yngvesson* [11]. Considérons une LTSA, une CWSA et une antenne Vivaldi ayant la même longueur, largeur et ouverture en bout de course. Il est constaté que l'antenne CWSA est la plus directive, suivie de la LTSA. L'antenne Vivaldi est la moins directive [10]. En contre partie, cette dernière exhibe des lobes secondaires dont le niveau est plus faible que celui de la LTSA, suivie de celui de la CWSA.

L'un des inconvénients des antennes TSA est leur niveau contrapolaire élevé dans le plan D. Il s'étend de -5 dB à -15 dB. La plus faible valeur est réalisée avec les antennes Vivaldi,

suivies des antennes LTSA puis des antennes CWSA [16]. Cette situation n'est pas avantageuse car les antennes Vivaldi ont également le plus faible gain. Pour palier à ce problème, l'antenne BLTSA a été proposée comme étant un compromis [17]. La mesure révéla un gain de 13 à 14 dB avec un niveau contrapolaire de -11 dB, (2 dB plus faible qu'une LTSA classique).

En général, une TSA a des lobes secondaires dans le plan E qui ont des niveaux différents de ceux du plan H. Afin d'obtenir un digramme de rayonnement quasi symétrique, **Sugawara et al** [12] ont conçu l'antenne Fermi. L'obtention d'un champ symétrique est une condition importante si on veut avoir un réseau d'antennes ayant des champs de vision globalement similaires [18].

Il a été constaté que les caractéristiques du champ de l'antenne Vivaldi sont assez stables vis à vis de la fréquence : Il a été possible de réaliser une antenne ayant un gain de 10 dBI et des niveaux de lobes secondaires inférieurs à -20 dB sur une bande de fréquence s'étendant de 2 GHz à 40 GHz [3]. Ceci résulte de l'aspect continuellement échelonné de l'antenne.

En général, pour une TSA quelconque, la bande de fréquence utilisable (du point de vue du champ rayonné) est fixée par les facteurs suivants. La valeur fréquentielle inférieure est limitée par la taille de l'ouverture en bout de course puisque pour qu'il y ait rayonnement, il est nécessaire que celle-ci ait une taille au moins une demi-fois plus grande que la longueur d'onde dans le vide. De plus, si la longueur d'onde est trop grande, l'antenne peut se transformer en dispositif résonant (multiples réflexions). La borne supérieure est imposée par la permittivité relative du substrat diélectrique : Un substrat trop épais (électriquement) conduit à l'apparition d'ondes de surface qui parasiteront le champ rayonné. A partir de l'expression (1-3), et pour un substrat donné, il est possible d'avoir une idée préliminaire de la plage de fréquences utilisables.

6.2. Impédance d'entrée et bande passante

L'impédance d'entrée de l'antenne TSA est quasi-indépendante de la forme de la fente [4].

En pratique, il a été constaté une impédance d'entrée constante sur une plage de fréquence trois fois plus grande que la fréquence pour laquelle l'antenne est utilisée (3:1). C'est la technique d'alimentation de l'antenne (§ 7) qui est, en général, responsable de la restriction de la bande passante globale du dispositif.

L'antenne (isolée des circuits associés à la technique d'alimentation) possède une impédance d'entrée approximativement égale à l'impédance caractéristique de la ligne à fente en début de course [13]. Ceci est dû au fait que l'onde est virtuellement adaptée au bout de l'antenne. On comprend alors, pourquoi la plupart des premières investigations expérimentales ne s'intéressaient pas à la valeur de l'impédance d'entrée puisqu'une simple expression fermée quasi-statique était en mesure de prévoir cette caractéristique avec une précision satisfaisante.

L'obtention d'une antenne TSA ultra-large bande se résume en pratique à trouver une technique d'alimentation adéquate à la structure de l'antenne. Une combinaison « gagnante » consiste à utiliser une antenne TSA antipodale avec une ligne micro-ruban [19]. Malheureusement l'antenne conçue possède des composantes contrapolaires très élevées dues à l'asymétrie de la structure [18]. **Guillanton et al** [20] ont utilisé une antenne Vivaldi antipodale équilibrée afin d'abaisser le niveau de la composante contrapolaire. La bande passante obtenue s'étend de 1.3 à 20 GHz.

7. Techniques d'alimentation

Pour une antenne à bande étroite, le choix de la technique d'alimentation est en général dépendant du matériel disponible au laboratoire et des interconnexions dont dispose ce dernier (guide d'ondes ou connecteur coaxial). Par contre, pour des antennes à large bande telles que les TSA, il faut tenir compte de l'influence de la technique d'alimentation sur la bande passante globale du dispositif. A cet effet, les concepteurs se sont ingéniés à créer des transitions multiples susceptibles de travailler sur une large bande de fréquence. D'autres facteurs, tels que les pertes par insertion ou encore l'influence sur les composantes du champ rayonné, peuvent également guider le concepteur afin d'opérer un choix adéquat. Les techniques d'alimentation documentées dans la littérature sont décrites ci-après.

7.1. Alimentation par sonde coaxiale

Selon *Knott et al* [21], ce type d'alimentation est avantageux quand il n'est pas désirable (ou pas possible) d'utiliser un substrat à double face (voir figures ci-dessous). Il permet également d'éviter les réflexions indésirables susceptibles d'être créées par un connecteur coaxial. Le symétriseur permet une transition douce entre la géométrie du câble coaxial et celle de la ligne à rubans coplanaires. Il est conçu de la sorte que les rayonnements excessifs soient évités. La longueur du symétriseur est fonction de la plus petite fréquence utilisable ainsi que du plus important coefficient de réflexion tolérable [21].

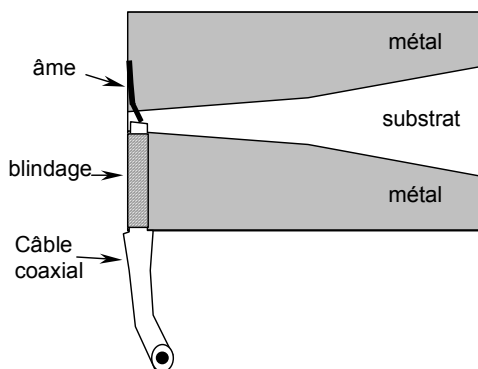


Figure 1-13 : Alimentation par sonde coaxiale
Version déséquilibrée [18]

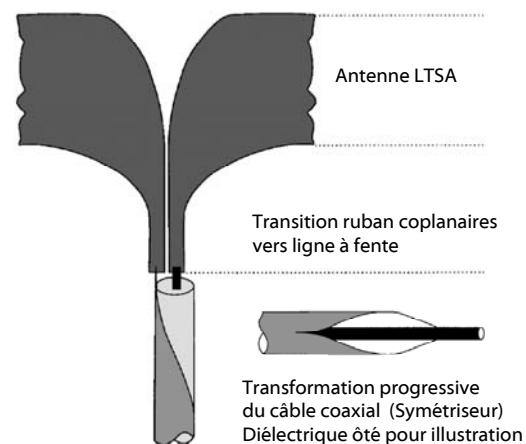


Figure 1-14 : Alimentation par sonde coaxiale
Version avec symétriseur [15][21]

7.2. Alimentation par micro-ruban

Un ruban métallique de faible épaisseur est déposé en dessous du substrat diélectrique de manière à former une croix avec la fente (Figure 1-15). Le ruban, ainsi placé, constitue avec le conducteur supérieur, une ligne micro-ruban. Au bord de l'antenne, un connecteur coaxial est relié à la ligne micro-ruban afin d'y connecter la source d'excitation. L'énergie électromagnétique est véhiculée par la ligne micro-ruban jusqu'à ce que l'on atteigne l'ouverture de la ligne à fente. A ce niveau, il se produit un couplage entre la ligne à fente et la ligne micro-ruban, ce qui conduit à un transfert d'énergie. Il a été montré que l'on obtenait un maximum de couplage quand les lignes étaient disposées de manière orthogonale. Cette transition a été étudiée par *Knorr* [22]. Un circuit électrique équivalent est proposé. Il inclut un modèle dit du transformateur afin de tenir compte du couplage électromagnétique. Cette transition a été améliorée par *Zinieris* [23], qui fit usage de stubs large bande. Sa conception a été réalisée grâce à des considérations empiriques et des simulations numériques. Cet auteur ne propose pas de formules fermées permettant le dimensionnement des différents stubs.

Malgré les améliorations apportées, cette conception reste de par nature sélective en fréquence.

Quand le substrat utilisé est de forte permittivité, les pertes par rayonnement sont négligeables et la transition en elle-même n'est pas rayonnante [3]. Comme il est souhaitable d'utiliser ces antennes sur de larges bandes de fréquence, il est rare que le substrat ait une permittivité élevée : Pour cette raison, l'éventualité d'avoir des rayonnements occasionnés par la ligne micro-ruban [1] n'est pas écartée. Il est alors recommandé de couvrir cette ligne avec un ruban supplémentaire : On obtient alors une ligne à ruban ou encore une ligne à micro-ruban inversée [24].

Au lieu d'aboutir à un connecteur coaxial, la ligne micro-ruban peut aussi bien être orientée derrière l'antenne en vue d'intégrer des dispositifs tels que les mélangeurs, filtres, amplificateurs ou oscillateurs.

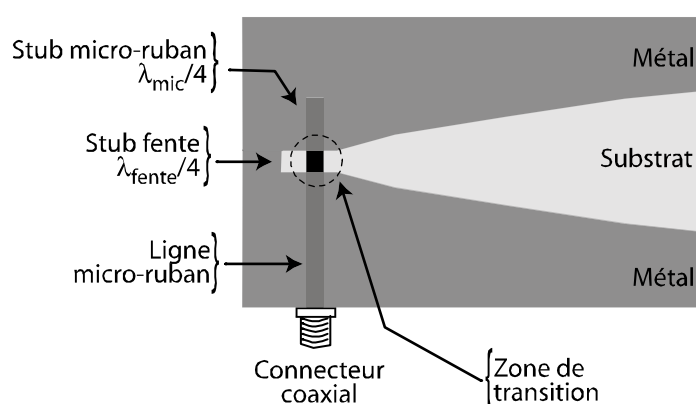


Figure 1-15 : Alimentation par ligne micro-ruban

7.3. Alimentation par rubans coplanaires

C'est une transition uni-planaire [25] avec symétriseur intégré, permettant de passer d'une ligne micro-ruban vers une paire de rubans coplanaires qui alimentent directement les ailettes de l'antenne TSA. La ligne micro-ruban est aisément reliée à un connecteur SMA au bord de l'antenne ou à des circuits auxiliaires situés sur le même substrat. Une telle transition est illustrée sur la figure 1-16. Cette structure est également sélective en fréquence car elle utilise des lignes quart d'ondes comme dispositif d'adaptation ainsi que des lignes à retard dont la conception dépend de la fréquence.

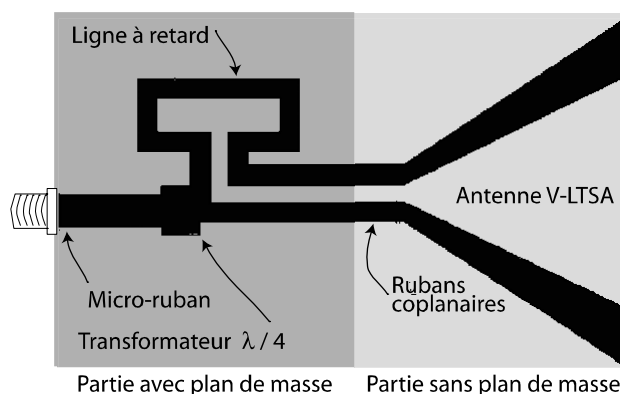


Figure 1-16 : Transition micro-ruban → rubans coplanaires → ligne à fente

7.4. Alimentation par fin-line

La ligne à fente faisant office d'antenne est fuselée en amont et en aval. La partie arrière de l'antenne est introduite dans un guide d'ondes, ce qui constitue une ligne de transmission dite « fin-line » [26]. La portion introduite dans le guide rassemble l'énergie électromagnétique et la transmet à la ligne à fente. La terminaison ouverte du guide d'ondes peut entraîner la distorsion du lobe principal et l'obtention de lobes secondaires plus importants. Une solution consiste à utiliser un guide de plus petites dimensions. La figure 1-17 illustre la transition.

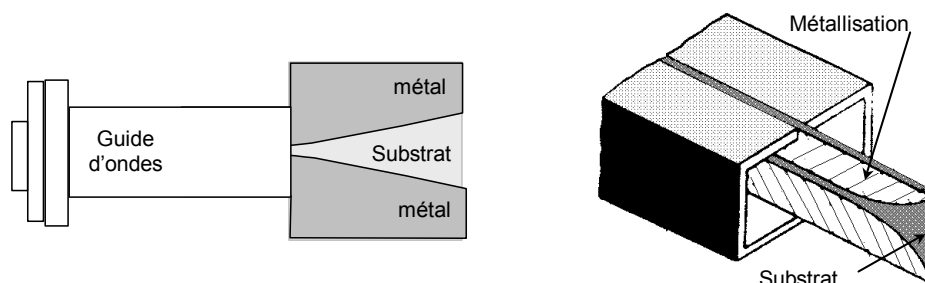


Figure 1-17 : Alimentation par fin-line

7.5. Alimentation par couplage de proximité

Cette technique a été utilisée par *Nakada et Arai* [27] afin de dissocier l'alimentation de l'antenne. La source d'alimentation est connectée à un dipôle déposé à proximité de la ligne à fente. Le fait d'utiliser un dispositif résonnant limite de manière évidente la bande passante globale du dispositif.

7.6. Alimentation par microsondes

Cette technique d'alimentation a été utilisée par *Lee et Al* [28] afin d'étudier le couplage entre antennes LTSA coplanaires. Il s'agit d'une microsonde contenant la masse et le signal qui sont acheminés aux bornes d'une ligne à rubans coplanaires de courte longueur. Cette dernière conduira l'énergie électromagnétique vers la fente de l'antenne TSA (Figure 1-18). Les microsondes assurent une transition progressive entre la géométrie du câble coaxial et celle de la ligne à rubans coplanaires.

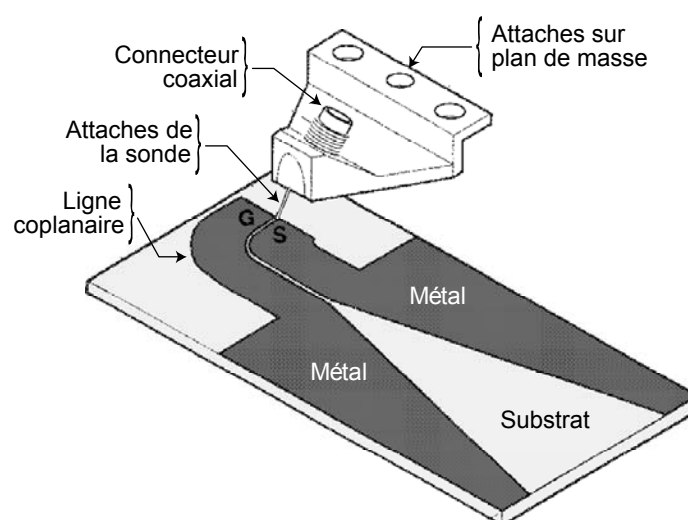


Figure 1-18 : Alimentation par microsondes selon [28]

7.7. Alimentation par technique orthogonale

Cette technique a été élaborée par **Lee et Simons** [29] afin d'alimenter des alignements de TSA. Il s'agit d'une transition entre micro-ruban et ligne à fente qui est effectuée comme suit. En premier lieu on dispose les deux structures perpendiculairement en maintenant une distance de séparation (Figure 1-19). La structure micro-ruban est horizontale. Son plan de masse fait face à la TSA. A proximité de la ligne à fente, on pratique au niveau du plan de masse de la ligne micro-ruban, une ouverture qui permettra à l'énergie de passer de la ligne micro-ruban vers la ligne à fente. Il faut noter que la fente pratiquée dans le plan de masse est disposée perpendiculairement à la ligne à fente. Les caractéristiques de la transition peuvent être ajustées en modifiant la distance de séparation entre les deux structures.

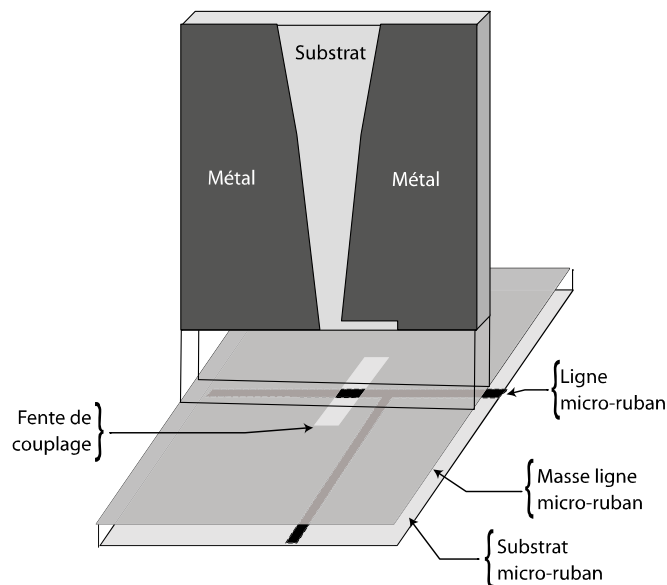


Figure 1-19 : Alimentation par technique orthogonale utilisée pour les alignements de TSA

8. TSA et substrats synthétiques

Bien que les antennes TSA aient été conçues pour fonctionner en ondes millimétriques, chaque réalisation destinée à des fréquences très élevées posait problème du fait de l'épaisseur électrique du substrat. Ainsi, **Acharya** [17] utilisa une membrane très fine ($1,7 \mu\text{m}$) afin de concevoir une antenne à 802 GHz. Quand il est acceptable d'avoir des lobes secondaires dont le niveau est important, il est concevable d'utiliser des TSA dépourvues de substrat. Une telle réalisation a été effectuée par **Bowen** [15]. Une solution intermédiaire consiste à supprimer le substrat juste au niveau de la fente [4][30].

Les deux solutions précédentes censées résoudre le problème de l'utilisation des TSA à des fréquences élevées ont en réalité un inconvénient inhérent : L'antenne obtenue est très fragile. Il faut alors faire preuve d'ingéniosité quant à la manière de la supporter.

Muldavin et Rebeiz [31] ont proposé en 1999 une autre alternative à ce problème. Afin de préserver la robustesse du substrat tout en disposant d'une faible épaisseur électrique, ils pratiquèrent des micro-trous au niveau du substrat (Figure 1-20). Une approximation quasi statique de l'épaisseur effective équivalente est facilement déductible en considérant la moyenne des volumes creux et pleins. Ces mêmes auteurs ont montré que ce procédé était insensible à la forme des trous pratiqués. A notre niveau, ce travail a une autre implication. Il montre qu'il est possible de modifier de manière localisée, la permittivité du substrat. Il sera

donc possible d'expérimenter (numériquement) des distributions de permittivité $\varepsilon_r(x,z)$ susceptibles d'améliorer les caractéristiques radioélectriques de l'antenne TSA.

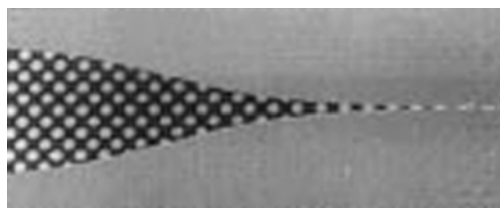


Figure 1-20 : Substrat micro usiné selon [31]

9. Réseaux d'antennes TSA

Une antenne TSA individuelle n'est pas en mesure de rivaliser avec un cornet. Il est alors intéressant de grouper de telles structures afin d'obtenir de meilleures caractéristiques radioélectriques. De plus, de par leur capacité à travailler sur de larges bandes de fréquence, elles sont *à priori* des candidates idéales à la réalisation de réseaux phasés large bande. Bien que de multiples réalisations satisfaisantes aient été exposées, le développement des réseaux à base de TSA n'a pas suivi la même cadence que celui des antennes TSA isolées. Ceci est dû à de multiples problèmes de résonances qui, en 1997, n'ont pas été totalement maîtrisées [32] : Il est alors moins évident d'obtenir un alignement à large bande comme il était attendu. Jusqu'à présent, les phénomènes régissant le couplage entre TSA n'ont pas été maîtrisés et l'obtention d'une réalisation adéquate est toujours dépendante de l'expérience du concepteur.

En l'an 2000, *Hotler* [33] supprime quelques anomalies (résonances) associées au substrat diélectrique en pratiquant des trous métallisés (*via*) dans le substrat. Il mentionne clairement que l'analyse par le modèle de la cavité prévoit uniquement quelques anomalies. Ceci indique que les autres pics (anomalies) trouvent leurs origines ailleurs et que la modélisation par des méthodes purement numériques s'impose afin de lever le voile sur ces incompréhensions.

10. Applications

Les antennes TSA sont très versatiles. Nous pouvons dénombrer une multitude d'applications, dont :

1. Antenne isolée pour une liaison point à point en visibilité directe [4],
2. Communications satellite [1],
3. Télémessure [1],
4. Alimentation des sous-réflecteurs des télescopes Cassegrain (conséquence des caractéristiques du champ rayonné) [1] [10],
5. Système d'imagerie : Un réseau d'antenne TSA positionné au niveau du plan focal d'un réflecteur (radiotélescope par exemple) ou d'une lentille, permet d'échantillonner l'image produite par le système optique dans le plan considéré [4][10],
6. Formation de voies (*Ang*- Beamforming) et balayage,
7. Alimentation des systèmes quasi-optiques [15].
8. Passerelle entre systèmes optiques et radiofréquences [34]
9. Radars de faible portée [6].
10. Réseaux informatiques **WLAN** (*Ang*- **W**ireless **L**ocal **A**rea **N**etwork)

Les applications que nous avons cités précédemment sont courantes et se sont rapidement vulgarisées. Nous citons plus bas deux applications remarquables des antennes TSA.

10.1. Projet réseau kilométrique carré d'antennes

La communauté radio astronomique internationale est sur le point de développer un nouveau radiotélescope [35]. Il s'agit de l'interféromètre basé sur le « réseau au kilomètre carré d'antennes » (**Ang- Square Kilometer Array- SKA**). L'instrument sera cent fois plus sensible que les radiotélescopes actuellement en usage. Parmi les challenges annoncés, on note la possibilité d'utiliser un réseau phasé avec plus de 10^6 éléments avec formation de voies adaptative. En ce moment, une réalisation à une échelle amoindrie (un mètre carré) est disponible. Il s'agit du réseau OSMA (**O**ne **S**quare **M**eter **A**rray) [36]. Il contient 144 éléments organisés en 16 canaux numériques adaptatifs destinés au beam-forming (formation de voies). La figure 1-21 illustre cette application.



Figure 1-21 : Réseau OSMA
Alignement d'antennes Vivaldi

10.2. Détection d'objets enfouis (mines)

Les mines antipersonnelles ne cessent de faire des ravages même des décennies après les conflits. Des organisations internationales ont lutté et ont eu gain de cause quant à l'interdiction d'utiliser de tels engins en temps de guerre. Mais en attendant le respect de ces résolutions, il faut déjà déminer les champs de bataille inondés de ces engins. Un système permettant de détecter les objets enfouis a été proposé par [37]. Il utilise un radiomètre fonctionnant sur une large bande passante afin de prendre en compte plusieurs matériaux. C'est l'antenne Vivaldi qui a alors été retenue pour cette application. L'efficacité du dispositif est illustrée par la figure 1-22. Le changement de fréquence permet d'obtenir une autre image et de divulguer d'autres objets.

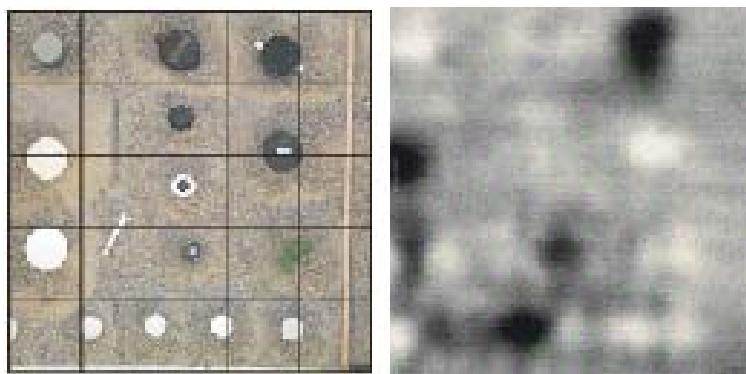


Figure 1-22 : Détection d'objets enfouis
Radiomètre utilisant une antenne Vivaldi selon [37]

11. Méthodes d'analyse

11.1. Expressions empiriques

Yngvesson et al [10] Ont expérimentalement étudié les antennes LTSA, CWSA et Vivaldi.. Ils testèrent l'influence de la permittivité du substrat ainsi que la forme de la fente sur les principales caractéristiques du champ rayonné. Ils firent également la comparaison entre leurs résultats expérimentaux et les prédictions de *Zucker* [5] concernant les antennes à ondes progressives. Le plus important de leurs résultats fut la détermination d'une plage de substrats utilisables pour laquelle les TSA se comportent comme des antennes à ondes progressives (équation 1-3) En dehors de cette plage, les performances de l'antenne se dégradent. Les expressions empiriques du gain G et de l'angle d'ouverture θ_{3dB} pour une conception à gain optimisé (réalisée en considérant une vitesse de phase v_{ph} optimale donnée par l'expression 1-2) sont données par les expressions suivantes :

$$G = 10 \cdot \log \left(10 \frac{L}{\lambda_0} \right) \quad (1-4)$$

$$\theta_{-3dB}(\text{deg}) = \frac{55}{\sqrt{\frac{L}{\lambda_0}}} \quad (1-5)$$

Ces mêmes auteurs tentèrent de comparer l'antenne LTSA avec une antenne filaire en V. L'argument principal qui leur aurait permis de valider leur comparaison est le fait que sur une antenne TSA, les courants électriques sont concentrés au voisinage de la fente. Ils constatèrent que leur analogie n'était pas valide, car les champs rayonnés étaient trop différents de leurs prédictions.

Pour ce qui est de la caractérisation de l'impédance d'entrée, ils utilisèrent comme approximation, les résultats disponibles concernant l'antenne biconique [11]

11.2. Méthodes approximatives

En 1986, *Janaswamy et al* [7] ont développé une méthode permettant l'analyse des TEM-LTSA. En premier lieu, ils déterminent la distribution des courants magnétiques au niveau de la fente. A cet effet, les bords de l'antenne sont supposés être situés à l'infini et leur influence est négligée. De ce fait, ils supposent que les seuls modes existants au niveau de la fente correspondent à ceux d'une onde progressive. Afin de tenir compte de la longueur finie de l'antenne on introduit une onde régressive. Le problème se résume alors en la détermination des courants magnétiques au niveau d'une ligne à fente de forme conique. Ce problème est résolu en utilisant la technique de la transformation conforme initiée par *Carrel* [38]. Une fois la distribution des courants magnétiques déterminée, la seconde étape consiste en la détermination du champ rayonné dans les plans E et H en utilisant la fonction de *Green* correspondant au demi-plan infini afin de tenir compte des effets de diffraction au bout de l'antenne. Les informations dans le plan D ne sont pas disponibles. La méthode a été validée avec succès par confrontation à des mesures du champ relatives à des antennes TEM-LTSA ayant une importante largeur ($H=3\lambda_0$) et une longueur L comprise entre $3\lambda_0$ et $10\lambda_0$. Bien que cette méthode ait un domaine d'application assez réduit, elle a néanmoins permis de compléter les investigations expérimentales précédemment effectuées sur les TEM-LTSA.

En 1987, *Janaswamy et al* [13] ont amélioré leur modèle théorique afin de tenir compte du substrat diélectrique et d'une fente de forme quelconque. Cette dernière est discrétisée en sections successives. La distribution des courants est alors déterminée en résolvant un

problème aux valeurs propres associé à des conditions de continuité entre les différentes sections successives. Les paramètres de chaque fente sont obtenus en utilisant la méthode de **Galerkin** dans le domaine spectral. Après détermination de la distribution des courants au niveau de la fente, le champ lointain est obtenu en utilisant la fonction de **Green** correspondant au demi-plan infini. Cette méthode considère uniquement les champs copolaires [30]. Le diélectrique est pris en compte que lors de la première étape [30]. L'antenne est censée avoir des dimensions infinies. Les initiateurs de cette méthode montrent que les antennes étroites ont des caractéristiques très intéressantes et qu'il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes d'analyses plus sophistiquées.

Ce modèle a été amélioré par **Bowen** [17] afin de prédire le champ contrapolaire et copolaire dans le plan D.

Se basant sur les précédents travaux, **Stockbroeckx** [39] utilisa une succession de lignes coniques dans le but de discrétiser la fente. De plus, des fonctions de **Green** asymptotiques ont été utilisées afin de tenir compte du substrat diélectrique.

Les méthodes que nous avons brièvement décrites ont permis de mieux comprendre le comportement des antennes TSA. Elles sont rapides, ne nécessitent pas de ressources informatiques très importantes. Malheureusement, elles ne fonctionnent que sous des conditions qui ne sont pas toujours satisfaites en pratique. Les chercheurs se sont dès lors orientés vers des méthodes numériques que nous décrivons ci-après.

11.3. Méthodes numériques full-wave

Afin d'analyser les antennes TEM-LTSA, **Johanson** [40] a utilisé la méthode des moments. La géométrie de l'antenne est quelque peu modifiée dans le but d'éviter les erreurs issues de la discrétisation de la fente, conséquence du choix des fonctions de base : Des ailettes rectangulaires formant un angle 2α sont considérées. L'analyse aboutie à l'obtention (pour la première fois) de la distribution des courants de conduction. Les champs rayonnés sont alors disponibles dans n'importe quel plan. Ce modèle ne s'applique pas aux TSA de forme quelconque.

Janaswamy [41] améliora le précédent modèle afin de tenir compte d'un substrat électriquement fin. Selon lui, cette restriction n'est pas très limitative car la plupart des antennes TSA reposent sur de tels substrats. L'influence du substrat est prise en compte en utilisant une approximation jugée assez précise : le conducteur supposé parfait couvert par un matériau diélectrique est remplacé par un conducteur ayant une impédance de surface. Cette dernière permet de relier le courant et la composante tangentielle du champ électrique. La matrice des interactions (matrice impédance) se trouve alors modifiée sur la diagonale, et les courants électriques du cas « sans diélectriques » subiront également une variation. Le champ rayonné est obtenu en tenant compte des courants électriques au niveau des ailettes et des courants de polarisation au niveau de la fente. Le modèle est valide pour une épaisseur électrique du substrat telle que :

$$(\epsilon_r - 1) \cdot \frac{d}{\lambda_0} \leq 0.04 \quad (1-6)$$

C'est **Koksal et al** [42] qui ont présenté en 1994, pour la première fois, un modèle rigoureux basé sur la résolution de l'équation intégrale par la méthode des moments. La forme exacte de l'antenne a été considérée. Le substrat diélectrique est pris en compte de manière rigoureuse. Les inconnues du système sont les courants de conduction et ceux de polarisation : Ceci permet le calcul du champ rayonné par le biais de la fonction de **Green** en espace libre. L'antenne fait l'objet d'un découpage régulier sur toute sa surface à l'exception des environs

de la fente où des fonctions de base de taille irrégulières sont ajoutées afin de minimiser les erreurs de discrétisation. Selon les initiateurs de ce modèle, cet artifice est adapté à la plupart des antennes LTSA puisqu'en général, leur angle de fuselage α est souvent inférieur à 9° . Le modèle a été appliqué à l'analyse d'antennes LTSA de faible largeur.

D'autres variantes utilisant la méthode des moments ont aussi été développées. Ainsi, **Kang** [43] remplaça la distribution des courants au niveau du conducteur par une source filaire équivalente située non seulement sur le contour de la fente, mais également sur les bords situés en fin de course. La distribution du courant sur la ligne filaire est obtenue en forçant l'annulation de la composante tangentielle du champ au niveau du conducteur. Les résultats obtenus donnent plus une tendance qu'une prédiction exacte du champ. Néanmoins les auteurs de cette méthode prônent la rapidité de la méthode et la possibilité de l'adapter à une forme de fente quelconque.

Dans le domaine spectral, la méthode des moments a été utilisée par **Mirshekar** [8] ainsi que par **Wang** [44]. Les résultats présentés ne concernent que la distribution des courants. Selon notre expérience [45], il est déconseillé d'utiliser cette méthode avec des objets de grande taille.

Parallèlement, **Thiele et al** [46] ont analysé l'antenne Vivaldi grâce à la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Parmi les avantages énoncés, on cite, la capacité naturelle de la FDTD à tenir compte des phénomènes physiques tel que la diffraction issue de la longueur finie des plaques conductrices. La méthode permet d'analyser avec précision les conséquences d'une perturbation du système. Ainsi, l'effet d'un déplacement du plan de masse (Autre variante de l'antenne Vivaldi) ou de l'alimentation ont pu être prédits. Il a été énoncé au début de l'article que la méthode serait utilisée pour le calcul de l'impédance d'entrée. Les résultats n'ont malheureusement pas été publiés. Les champs copolaires obtenus sont en accord avec la mesure. Concernant les composantes contrapolaires, les différences obtenues ont été dûment interprétées.

Gentili [47] a également utilisé la FDTD afin de caractériser l'impédance d'entrée d'une antenne Vivaldi bilatérale. Il a utilisé une grille non uniforme afin que cette dernière épouse mieux le contour de la fente. Les symétries de l'antenne ont été exploitées afin de réduire le temps de calcul. Les résultats obtenus n'ont pas fait l'objet de confrontation avec des mesures. Les résultats concernant le champ lointain n'ont pas été présentés.

Kuo et al [48] ont également fait usage de la FDTD en vue d'analyser l'antenne LTSA antipodale. Selon eux, les résultats théoriques et expérimentaux sont en bon accord. En ce qui nous concerne, un examen détaillé des figures « miniatures » du champ qu'ils ont présentées révèle une différence de plus de 10 dB entre mesure et théorie, et ce au voisinage du lobe principal (30°). Néanmoins, pour ce qui est du TOS, la théorie et la mesure sont bien en dessous de 2 sur une bande allant de 25 à 35 GHz. Nous aurions tout de même désiré avoir les valeurs du TOS en dehors de la bande de fréquence énoncée pour savoir si la théorie est bien capable de suivre la tendance de la mesure là où le TOS serait supérieur à 2.

Plusieurs autres publications traitent des antennes TSA et de la FDTD. Ainsi **Simons et al** [25] ont analysé la transition uni-planaire décrite au paragraphe 7.3 de ce chapitre par cette méthode. A travers leurs résultats, nous pouvons constater que la FDTD est bien en mesure de déterminer la bande passante d'un tel circuit.

L'optimisation de l'impédance d'entrée des antennes TSA a été réalisée par **Oraizi** [49]. La méthode développée est basée sur l'utilisation du modèle de la ligne (matrice) de transmission. L'antenne est décomposée en succession de lignes à fente uniformes. Les

caractéristiques de ces sous-sections sont calculées par une approche spectrale. L'optimisation de la géométrie de la fente est quant à elle réalisée par la méthode des moindres carrés. Le terme d'erreur est minimisé grâce à un algorithme basé sur la méthode du gradient conjugué.

12. Choix de la méthode d'analyse

Le choix d'une méthode d'analyse parmi la pléthore de modèles brièvement décrits ci-dessus, est guidé par les critères suivants. Le dit modèle doit prendre en compte naturellement tous les phénomènes physiques tels que les ondes de surface, les ondes à perte ou encore la diffraction. Il faut également choisir une méthode ayant déjà fait ses preuves : Il n'est pas question de se hasarder avec des méthodes émergentes. Nous avons également tenté de sélectionner les méthodes les mieux documentées : Il faut comprendre pourquoi la méthode est susceptible de fonctionner dans tel ou tel cas : Bénéficier de l'expérience de nos prédécesseurs est aussi un atout important. La méthode choisie doit également être démunie d'approximations ou d'hypothèses trop contraignantes pour notre travail. La complexité de la forme de l'objet analysé (tel que l'existence de plusieurs couches diélectriques) ne doit pas être un obstacle pour la méthode retenue. La facilité d'intégrer ces objets (pré-processeur) est également un critère important. Le dernier des critères de choix que nous considérons est la richesse des informations que la méthode est censée fournir concernant les champs proches et lointains.

D'autre part, la disponibilité de ressources informatiques importantes et intégrées actuellement en standard sur les ordinateurs de bureau, nous encourage à porter notre choix sur des modèles utilisant de manière intensive le calcul numérique.

Deux méthodes candidates ont été retenues.

La méthode de la résolution de l'équation intégrale dans le domaine spatial par la méthode des moments nous a paru être la meilleure réponse à nos exigences. C'est l'implémentation de **Koksal** [42] qui a été programmée. Initialement utilisée pour d'étroites antennes LTSA, une modification s'impose afin que la forme de la fente et la largeur de l'antenne ne soient pas un handicap majeur.

La FDTD est la seconde méthode que nous avons retenue en vue d'analyser les antennes TSA. En premier lieu, nous étions réticents quant à la possibilité technique d'implémenter cette méthode (mémoire). Ceci est dû à un amalgame entre la méthode des différences finies et l'algorithme FDTD appelé communément « Méthode FDTD ». La première se termine par la résolution d'un système d'équation linéaire et comme le nombre d'inconnues est beaucoup plus important que pour la méthode des moments, nous avons hâtivement conclu que l'implémentation était impossible. Un intérêt plus approfondi à cette méthode nous a appris qu'aucune inversion de système n'était nécessaire. Dès lors, la FDTD est apparue être une autre alternative à notre problème.

Au chapitre 2 nous donnerons les détails d'implémentation de la méthode des moments. Les modifications au niveau du pré-processeur sont mises en évidence. Le programme est validé par des mesures. Le chapitre 3 présente de manière détaillée la FDTD. Les éléments clés liés à la méthode sont exposés. L'implémentation est appliquée à plusieurs antennes dans le but de la valider.

Bibliographie

- [1]. R. C. Johnson, "Antenna Engineering Handbook Third Edition", *Mc-Graw-Hill* 1993 (Chapitre 9: Slot antennas).
- [2] J.W.Eberle, C.A. Lewis, and D. McCoy, "The Flared Slot: A Moderatly Directive Flush Mounted Broadband Antenna", *IRE Trans. Ant. and Propagat.*, Vol AP-8, 1960, pp. 461-468.
- [3] P.J. Gibson, "The Vivaldi Aerial" *European Microwave Conferences*, 1979, pp. 101-105.
- [4] K.Sigfrid Yngvesson, T.L.Korzeniowski, Young-Sik Kim, Erik L.Kollberg and Joakim F.Johanson "The Tapered Slot Antenna – A new Integrated Element For Millimeter – Wave Applications » *IEEE MTT* Vol 37, No 2, February 1989.
- [5] H.Jasik Ed, (Zucker), "Antenna Engineering Handbook" *Mc-Graw-Hill* 1961 (Chapitre 16 : Surface Wave Antennas by Zucker).
- [6] S.N. Prasad and S.Mahapatra, "A Novel MIC Slot-Line Antenna" *European Microwave Conferences*, 1979, pp. 120-124.
- [7] Ramakrishna Janaswamy, Daniel H.Schaubert and David M. Pozar, "Analysis of the Transverse Electromagnetic Mode Linearly Tapered Slot Antenna" *Radio Science*, Vol 21 No 5, September-October 1986, pp 797-804.
- [8] O.Mirsheka-Syahkal and W.K. Oforu, "Analysis of open-end slot-line for examining radiation mechanism of constant width and tapered slot antennas " *European Microwave Conference*, pp 201-203, 1993.
- [9] Michel de Vecchis, "Mic Radiation Elements and Arrays", *European Microwave Conference*, pp 489-493, 1974.
- [10] T.Thungren, E.L. Kollberg, K.S. Yngvesson, "Vivaldi Antennas for Single Beam Integrated Receivers" *European Microwave Conference*, N° 12, 1982, pp 361-366.
- [11] K .S. Yngvesson, D. H. Schaubert, T. L. Korzeniowski, E. L. Kollberg, T. Thungren, J. Johansson, "Enfire tapered slot antennas on dielectric substrate", *IEEE, Trans. Ant. And Propagat.* Vol-33, No 12, December 1985, pp 1392-1400.
- [12] Satoru Sugawara, Yutaka Kazuhiki adachi, Koji Mori and Koji Mizuno, "A MM-WAVE Tapered Slot Antenna With Improved Radiation Pattern" *IEEE MTT-S Digest*, 1997 pp 959-962.
- [13] Ramakrishna Janaswamy and Daniel H.Schaubert, "Analysis of the Tapered Slot Antenna" *IEEE Trans Antennas and Propagat*, Vol AP-35 No 9, September 1987.
- [14] A. MOKRAOUI, "Etude du champ rayonné par les antennes LTSA" *Thèse de Magister*, Juillet 2000, Ecole Nationale Polytechnique.
- [15] J.W. Bowen, "Astigmatism In Tapered Slot Antennas", *International Journal Of Infrared and Millimeter Waves*, Vol-19, No. 10, 1995 , pp 1733-1756.
- [16] Gabriel M.Rebeiz, Millimeter-Wave and Terahertz Integrated Circuit Antennas" *Proceedings of the IEEE (Invited paper)* Vol 80 No11 November 1992.
- [17] Pranay R.Acharya, Hans Ekström, Steven S.Gearhart, Stellan Jacobsson, Joakim F. Johansson, Erik L. Kollberg and Gabriel M.Rebeiz, "Tapered Slotline Antennas at 802 GHz" *IEEE MTT* Vol 41 No 10, October 1993, pp. 1715-1719.

- [18] N.Fourikis, N.Lioutas, N.V.Shuley, "Parametric Study Of Co- and Crosspolarisation Characteristics Of Tapered and Antipodal Slotline Antennas " *IEE Proceedings*, Vol-140 No 1, February 1993, pp 17-21.
- [19] J.D.S.Langley. P.S.Hall and P.Newham, "Balanced Antipodal Vivaldi Antenna for Wide Bandwith Phased Array" *IEE Proc-Microw. Antennas Propag*, Vol 143 No 2, April 1986, pp. 97-102.
- [20] E. Guillaumont , J. Y. Dauvignac, Ch. Pichot and J. Cashman, "A new Design Tapered Slot Antenna for Ultra-Wideband Applications" *Mic. And Opt. Tech. Letters*, Vol-19 No. 4, November 1998, pp. 286-289.
- [21] P. Knott and A. Bell, "Coaxially-fed tapered slot antenna" *Elect. Letters*, Vol. 37, No. 18, August 2001, pp. 1103-1104.
- [22] J.B.Knorr, "Slot-line transitions" *IEEE Trans, MTT*, May 1974, pp 548-554.
- [23] M.M. Zinieris, R.Sloan and L.E. Davis, "A Broadband Microstrip to Slotline Transition", *Mic. and Opt. Tech. Letters*, Vol-18 No 8, August 1998, pp 339-342.
- [24] Chen Wu; Linping Shen; Gang-Yi Deng; Ying Shen; Litva, J, " Experimental study of a wide band LTSA which is fed by an inverted microstrip line (IML)", *IEEE , Ant. and Propagat. Soc. Int. Symp.* Vol-4 , June 1998, pp. 2328 – 2331.
- [25] Simons, R.N.; Dib, N.I.; Lee, R.Q.; Katehi, L.P.B., "Integrated uniplanar transition for linearly tapered slot antenna", *IEEE, Trans. Ant. and Propagat*, Vol-43, No. 9, Sept 1995 pp. 998-1002.
- [26] Bharati Bhat and Shibani K.Koul, " Analysis, Design and Applications of Fin lines " *Artech house*, 1989.
- [27] K. Nakada and H. Arai, "Tapered Slot Antenna Excited by Proximity Dipole Antenna", *Pacific Microwave Conference*, 1997, pp. 621-624.
- [28] Q.Lee and R.Simons, "Measured Mutual Coupling Between Linearly Tapered Slot Antennas" *IEEE Trans AP*, Vol-45 No. 8, August 1997, pp. 1320-1322.
- [29] Q.Lee and R.Simons, "Orthogonal Feeding Techniques For Tapered Slot Antennas" *NASA Lewis Research Center*.
- [30] U.Kotthaus and B. Vowinkel, "Investigation of planar antennas for submillimeter receivers" *IEEE Trans. MTT*, Vol 37, Feb 1989, pp 375-380.
- [31] Jeremy B.Muldavin and Gabriel M.Rebeiz, "Millimeter – Wave Tapered Slot Antennas on Synthesized Low Permittivity Substrates " *IEEE Transact Ant. and propagat.*, Vol 47, No 8, August 1999, pp 1276-1280.
- [32] Daniel H. Schaubert, "Wideband Phased Arrays of Vivaldi Notch Antennas" *IEE, 10th conf. Ant. Propagat.*, No 436, April 1997, pp 1.6-1.12.
- [33] H. Hotler, T-H, Chio, D.H. Schaubert, " Elimination of Impedance Anomalies In Single and Dual Polarized Endfire Tapered Slot Phased Array" *IEEE, Trans. Ant. And Propagat.*, Vol-48, No 1, January 2000, pp. 122-124.
- [34] B. S. Ke, T. Chau, Y. Qian, M. C.Wu, T. Itoh, "Tapered Slot Antenna Integrated With Velocity-Matched Distributed Detector", *IEEE, MTT-S Digest*, 1998, pp. 1241-1244.

- [35] A. Ardenne, F.M.A. Smits, "Technical aspects for the square kilometer array interferometer" *ESA Workshop on Large Antennas in Radio Astronomy Noordwijk, The Netherlands*, 1996, pp. 117-128.
- [36] S. Hulshof, "Analysis of infinite arrays of Vivaldi-like antennas". *M.Sc.Thesis, Eindhoven University of Technology*, Electromagnetics Division, EM-13-96, 1996.
- [37] M. Peichl, H. Süß, M. Zeiler, S. Dill, "Recent Advance in the Detection and Identification of Landmines by MW Radiometry", *Research on Demining Technologies Joint Workshop*, JRC, Ispra, Italy, July 2000.
- [38] Carrel L.R, "The Characteristic impedance of two infinite cones of arbitrary cross section" *IEEE Trans AP* 6(2), , 1958, pp. 197-201.
- [39] Benoît Stockbroeckx, "Space Wave and Surface Wave Radiation in the Vivaldi Antenna" *thèse de doctorat, Université catholique de Louvain*. Avril 1998.
- [40] Joakim F. Johansson, "A Moment Method Analysis Of linearly Tapered Slot Antennas" *AP-S/URSI Conference Proceedings* , June 1989, pp. 383-386.
- [41] Ramakrishna Janaswamy, "An Accurate Moment Method Model for the Tapered Slot Antenna" *IEEE Transact AP* VOL-37 No12 Dec 1989.
- [42] Adnan Köksal and J.Frank Kauffman, "Moment Method Analysis of Linearly Tapered Slot Antennas" *International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer Aided Engineering*, Vol.4 No1, 1994, pp. 76-87.
- [43] kai Kang, Wen Xun and K.E. Tsang, "Equivalent Source Analysis Of Curved Edge Tapered Slot-Line Antennas " *International Journal of Infrared and Millimeter-Wave*, Vol.6 No 12 , 1995, pp 2223-2229.
- [44] H.Y.Wang, D.Mirshekar-Syahkal and I J Dilworth, "A Rigorous Analysis Of Tapered Slot Antennas On Dielectric Substrates", *IEEE, 10th Int Conf on ant. and Propagat.*, No 434, April 1997, pp 1.286-1.289.
- [45] A. MOKRAOUI, "Analyse d'une structure rayonnante microruban de forme rectangulaire à l'aide de la méthode de l'équation intégrale dans le domaine spectral" *Projet de fin d'études*, Juin 1997 *Ecole nationale polytechnique*.
- [46] E. Thiele and A. Taflov, "FD-TD Analysis of Vivaldi Flared Horn Antennas and Arrays » *IEEE Trans. on Ant. and Propagat.*, Vol-40, No. 5, May 1994, pp. 633-641.
- [47] G.B.Gentili, R.Braccini, M.Leoncini, "FDTD Analysis Of Broad-Band Tapered Slot Antennas" *Proc in the PIERS* 1994.
- [48] Liang-Chen Kuo; Meng-Chung Tsai; Huey-Ru Chuang, "3 -D FDTD design simulation and experimental measurement of a Ka-band planar antipodal linearly-tapered slot antenna (ALTSA)" *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol-11, No. 9, Sep 2001, pp 382-384.
- [49] H. Oraizi and S. Jam, "Optimum Design of Tapered Slot Antenna Profile", *IEEE, Trans. Ant. and Propagat*, Vol-11, No. 8, August 2003, pp 1987-1995.

CHAPITRE 2

ANALYSE PAR LA METHODE DES MOMENTS

Nous entreprenons, dans ce chapitre, l'analyse des antennes TSA par la technique de l'équation intégrale formulée dans le domaine spatial et résolue par la méthode des moments. Afin d'obtenir l'équation intégrale, le substrat diélectrique est remplacé par des courants de polarisation. Les inconnues du problème sont alors les courants de conduction et de polarisation. Les fonctions de base et de test utilisées par la méthode des moments conduisent à un découpage de l'antenne. La distribution des courants au niveau de l'antenne suggère que ce découpage soit plus affiné au niveau de la fente. D'autre part, les grandes dimensions de l'antenne TSA engendreront un système linéaire d'ordre important. Il est alors nécessaire de revoir les méthodes utilisées afin de résoudre de tels systèmes. Après obtention de la distribution des courants, les caractéristiques de l'antenne sont déduites. Le programme d'analyse est ensuite validé par des mesures. A la fin de ce chapitre, les limites de cette implémentation sont énumérées.

1. Formulation de l'équation intégrale

Considérons la structure rayonnante illustrée par la figure 2-1a. Au niveau du diélectrique, de permittivité ϵ , la quatrième équation de **Maxwell** s'écrit :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2-1)$$

Il est commun de faire ressortir à partir de cette relation, la notion de courant de polarisation. Pour cela, nous effectuons la décomposition suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_p + j\omega\epsilon_0\vec{E} \quad (2-2)$$

avec

$$\vec{J}_p = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\vec{E} \quad (2-3)$$

Les expressions précédentes traduisent la possibilité de passer de la structure rayonnante initiale de la figure 2-1.a à un système équivalent composé des plaques conductrices en présence d'une densité volumique de courant $\vec{J}_p$ occupant l'emplacement du substrat diélectrique. Ainsi, les distributions des courants sont à présent toutes disposées à l'air libre. Le problème consiste à formuler une équation intégrale les reliant.

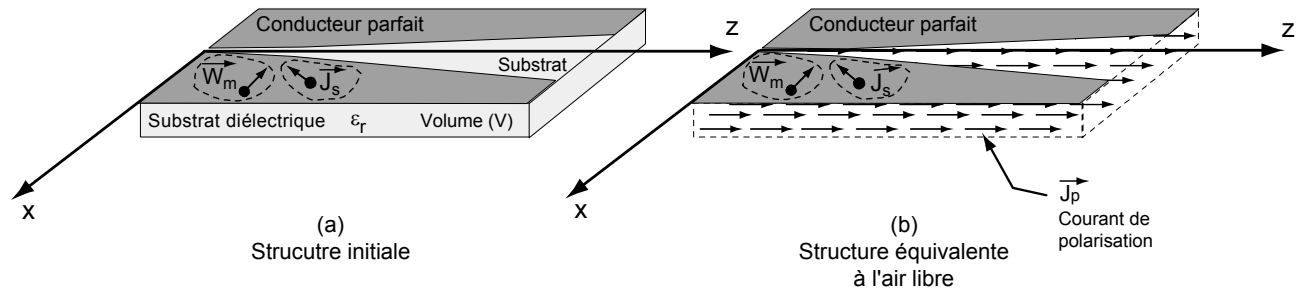


Figure 2-1 :Antenne TSA et problème équivalent

Considérons à cet effet les champs $\vec{E}^{inc}$, $\vec{E}^s$ et $\vec{E}^p$ respectivement créés par le courant d'excitation $\vec{J}_a$, par le courant sur la structure métallique $\vec{J}_s$ et par le courant de polarisation $\vec{J}_p$. Puisque les plaques métalliques sont constituées d'un conducteur parfait, la composante tangentielle du champ électrique total est nulle. Condition que l'on peut formuler comme suit :

$$(\vec{E}_s^{total})_{tan} = (\vec{E}^{inc} + \vec{E}^s + \vec{E}^p)_{tan} = \vec{0} \quad (2-4)$$

La réaction entre le champ total et un courant test $\vec{W}_m^s$ se trouvant sur le conducteur est nulle. **Richmond** [1] exprime cela de la manière suivante :

$$\int_S \vec{E}_m^s \vec{J}_s dS + \int_V \vec{E}_m^s \vec{J}_p dV = - \int_{S_a} \vec{E}_m^s \vec{J}_a dS \quad (2-5)$$

avec $\vec{E}_m^s$, champ créé par le courant $\vec{W}_m^s$, $\vec{J}_s$, courant sur le conducteur de surface (S) et $\vec{J}_a$ courant d'excitation situé sur la surface (S_a) constituant la source d'excitation.

En tenant compte de (2-3), le champ total dans le volume (V) vaut :

$$\vec{E}^{total} = \vec{E}^{inc} + \vec{E}^s + \vec{E}^p = \frac{\vec{J}_p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)} \quad (2-6)$$

On définit à présent le produit intérieur entre deux fonctions mathématiques :

$$\langle f, g \rangle = \int f \cdot g^* dx \quad (2-7)$$

Soit $\vec{W}_m^p$ un courant volumique de test situé dans (V) . Le produit intérieur de (2-6) avec $\vec{W}_m^p$ donne :

$$\int_V \vec{E}^s \vec{W}_m^p dV + \int_V \left(\vec{E}^p - \frac{\vec{J}_p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)} \right) \cdot \vec{W}_m^p dV = - \int_V \vec{E}^{inc} \vec{W}_m^p dV \quad (2-8)$$

Les relations (2-5) et (2-8) représentent les équations intégrales couplées que nous devons résoudre afin de déterminer les courants $\vec{J}_s$ et $\vec{J}_p$. Dans cette optique, nous appliquons ci-après la méthode des moments.

2. Résolution par la méthode des moments

Selon le procédé initié par **Harrington** [2], les courants $\vec{J}_s$ et $\vec{J}_p$ sont décomposés en une série de fonctions connues $\vec{J}_n^s$ et $\vec{J}_n^p$ (dites fonctions de base) pondérées par des coefficients inconnus I_n^s et I_n^p soit :

$$\vec{J}_s = \sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \vec{J}_n^s \text{ et } \vec{J}_p = \sum_{n=1}^{N_p} I_n^p \vec{J}_n^p \quad (2-9)$$

Il s'agit à présent de déterminer les coefficients inconnus à partir desquels il sera possible de reconstituer la distribution du courant de conduction et de polarisation.

En introduisant les équations (2-9) dans les équations intégrales (2-5) et (2-8), et en utilisant N_s courants de test surfaciques $\vec{W}_m$ et N_p courants de test volumiques $\vec{W}_m^p$ distincts et linéairement indépendants, nous obtenons le système à $N_s + N_p$ équations algébriques suivant :

$$\sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \int_S \vec{E}_m^s \vec{J}_n^s dS + \sum_{n=1}^{N_p} I_n^p \int_V \vec{E}_m^s \vec{J}_n^p dv = - \int_{S_i} \vec{E}_m^s \vec{J}_a dS \quad (m = 1, N_s) \quad (2-10)$$

$$\sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \int_V \vec{E}_n^s \vec{W}_m^p dV + \sum_{n=1}^{N_p} I_n^p \int_V \left(\vec{E}_n^p - \frac{\vec{J}_n^p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)} \right) \cdot \vec{W}_m^p dV = - \int_V \vec{E}^{inc} \vec{W}_m^p dV \quad (m = 1, N_p) \quad (2-11)$$

Le champ $\vec{E}_n^s$ est issu du courant $\vec{J}_n^s$. Le champ $\vec{E}_n^p$, quant à lui, est issu du courant volumique $\vec{J}_n^p$. Dans ce qui précède, nous avons implicitement utilisé la linéarité du système étudié. Les équations précédentes sont à présent données sous forme matricielle, soit :

$$[Z] \cdot [I] = [V] \quad (2-12)$$

avec

$$Z_{mn} = \begin{cases} A_{mn} = \int_S \vec{E}_m^s \vec{J}_n^s dS & \text{avec } 0 \leq m < N_s & 0 \leq n < N_s \\ B_{mn} = \int_V \vec{E}_m^s \vec{J}_{n-N_s}^p dv & \text{avec } 0 \leq m < N_s & N_s \leq n < N_s + N_p \\ C_{mn} = \int_V \vec{E}_n^s \vec{W}_{m-N_s}^p dv & \text{avec } N_s \leq m < N_s + N_p & 0 \leq n < N_s \\ D_{mn} = \int_V \left(\vec{E}_{n-N_s}^p - \frac{\vec{J}_{n-N_s}^p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)} \right) \cdot \vec{W}_{m-N_s}^p dv & \text{avec } N_s \leq m < N_s + N_p & 0 \leq n < N_s + N_p \end{cases} \quad (2-13)$$

et

$$V_m = \begin{cases} - \int \vec{E}_m^s \vec{J}_a dS & \text{avec} & 0 \leq m < N_s \\ - \int_V \vec{E}^{inc} \vec{W}_{m-N_s}^p dv & \text{avec} & N_s \leq m < N_s + N_p \end{cases} \quad (2-14)$$

Il est à présent nécessaire de définir les expressions analytiques des fonctions de base et de test impliquées dans le calcul des éléments de la matrice impédance Z_{mn} et du vecteur V_m . C'est la répartition de ces fonctions qui permettra la modélisation de la géométrie de la structure rayonnante. Ces aspects sont mentionnés dans ce qui suit.

2.1. Choix des fonctions de base et de test

Afin de modéliser le courant sur les plaques conductrices, l'implémentation que nous avons choisie utilise des fonctions de base en brins de sinusoïdes (**Ang**- Piecewise sinusoids - PWS). Nous associons à ces fonctions de base des courants de test similaires. Ceci signifie que pour une antenne dépourvue de diélectrique, nous faisons usage de la méthode de **Galerkin**.

Pour ce qui est du substrat diélectrique, c'est la combinaison du point coïncident (**Ang**- point matching) qui est utilisée. Elle correspond à la représentation du courant par des fonctions de base en échelon (version volumique). Les fonctions de test correspondantes sont des impulsions de **Diracs** situées au centre des parallélépipèdes occasionnés par l'emploi des fonctions en échelon. La topologie de la matrice impédance, dictée par les équations (2-13) et (2-14), est exposée sur la figure 2-2. En général, la matrice n'est pas symétrique. Par contre, les sous-matrices A et D , le sont.

Les expressions des courants de base et de test sont données ci-dessous :

$$\vec{J}_{s,u} = \hat{u} \cdot \begin{cases} \frac{\sin(k_0(u - u_0 + w_1))}{\sin(k_0 w_1)} & -w_1 \leq u - u_0 \leq 0 \quad \text{et} \quad -\frac{h}{2} \leq u_t - u_{t0} \leq \frac{h}{2} \\ \frac{\sin(k_0(u_0 - u + w_2))}{\sin(k_0 w_2)} & 0 \leq u - u_0 \leq w_2 \quad \text{et} \quad -\frac{h}{2} \leq u_t - u_{t0} \leq \frac{h}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2-15)$$

avec (u, u_t) correspondant à (x, z) ou à (z, x) . Pour w_1 différent de w_2 , la fonction de base est dissymétrique par rapport à son maximum. C'est cette dissymétrie qui permet d'employer des fonctions de base irrégulières se recouvrant mutuellement.

Les expressions des courants utilisées pour modéliser le diélectrique, sont données ci-dessous :

$$\vec{J}_{m,u}^p = \frac{L_u}{L_x L_y L_z} \hat{u} \cdot \begin{cases} 1 & \text{si } |x - x_m| \leq \frac{L_x}{2} \quad \text{et} \quad |y - y_m| \leq \frac{L_y}{2} \quad \text{et} \quad |z - z_m| \leq \frac{L_z}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2-16)$$

$$\vec{W}_{m,u}^p = \delta(x - x_m, y - y_m, z - z_m) \hat{u} \quad (2-17)$$

avec $u = (x, y, z)$. La cellule parallélépipédique a des dimensions $L_x \times L_y \times L_z$. Le point (x_m, y_m, z_m) correspond au centre de cette cellule. D'après **Koksal** [3], les charges surfaciques virtuelles, créées par le découpage du substrat, ont un effet négligeable sur la solution du problème.

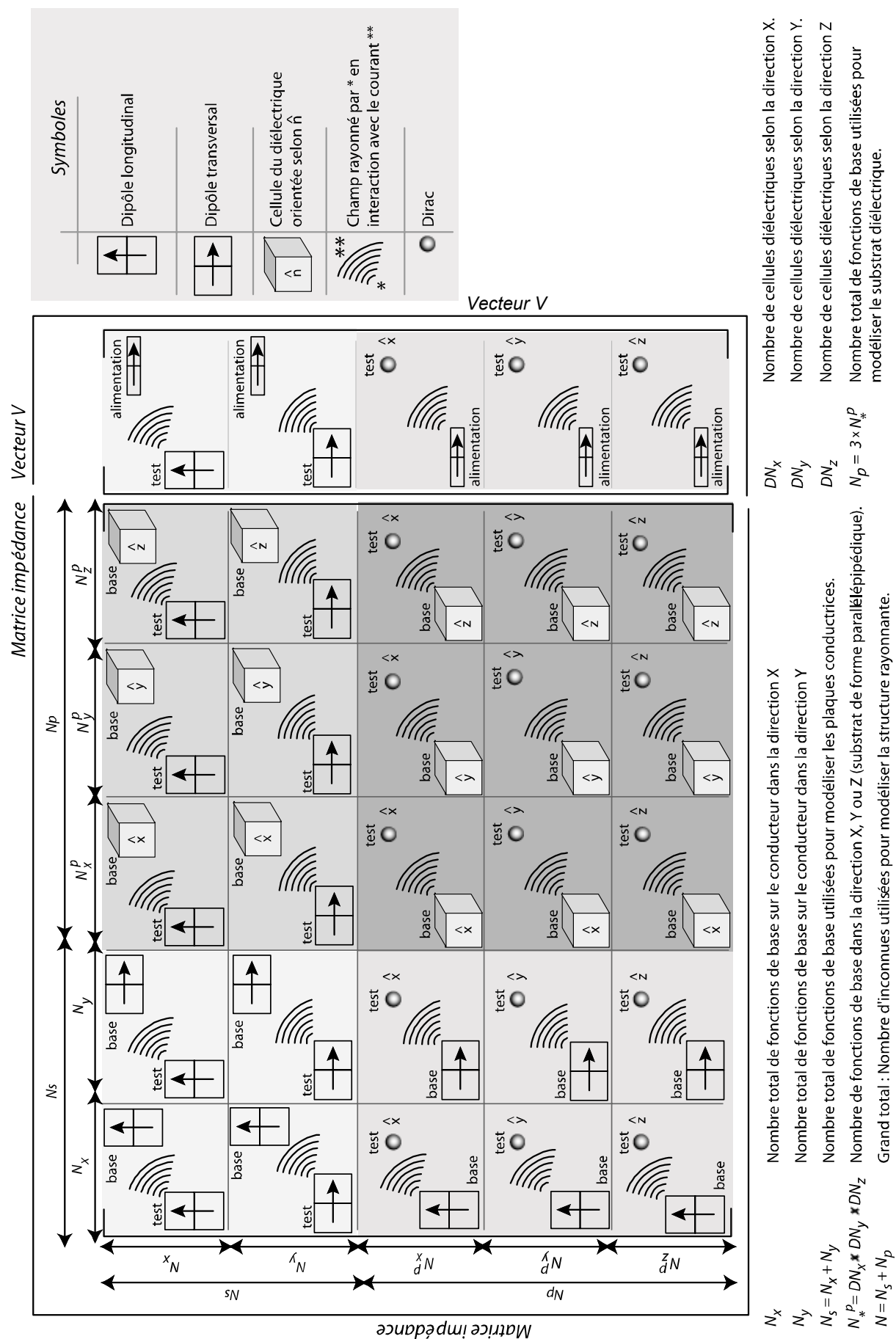


Figure 2-2 : Configuration de la matrice impédance

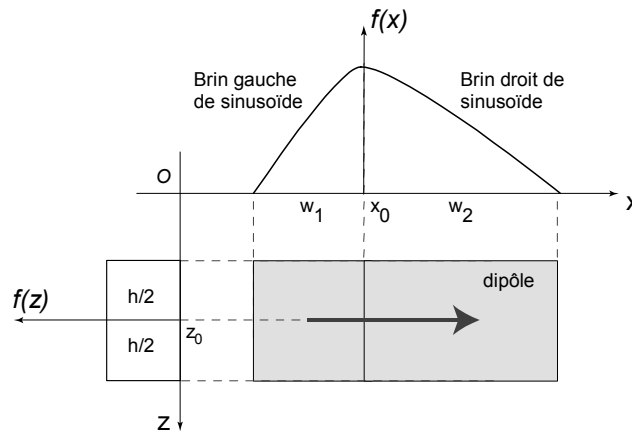


Figure 2-3 : Fonction de base sur le conducteur

La combinaison des courants de base et de test présentée ci-dessus est le fruit d'un compromis entre deux aspects antagonistes, la simplicité d'évaluation des intégrales et la précision désirée. Grâce à ce choix et à des développements analytiques intenses [3] [4] [5] [6], il a été possible de réduire les intégrales multidimensionnelles des éléments de la matrice impédance de la façon suivante : Pour ce qui est de la sous matrice A : Les interactions entre dipôles parallèles sont évaluées en sommant des exponentielles intégrales et en calculant six intégrales unidimensionnelles. Les interactions entre dipôles perpendiculaires se calculent par une somme de fonctions exponentielles intégrales uniquement. Les éléments de la matrice B sont évalués en considérant la somme de **Riemann** du champ proche créée par le dipôle dans une série de parallélépipèdes contigus formant l'espace occupé par la fonction de base volumique. Les éléments de la matrice C représentent le champ proche créé par le dipôle (base) au niveau du point spécifié par la fonction de test (**Dirac**). La matrice D , est calculée en prenant le champ rayonné par une densité de courant volumique constante, au niveau de l'emplacement de la fonction de test (**Dirac**). De plus, il est possible de s'arranger de telle sorte que les matrices A et D aient une structure pseudo-**Toplitz**, ce qui implique qu'un nombre restreint d'éléments sont calculés. Les autres en sont déduits. Les détails concernant l'implémentation du pré-processeur responsable de cet arrangement, sont mentionnés dans [5]

2.2. Particularité de l'implémentation proposée

Afin de minimiser les erreurs de discrétisation au niveau de la fente, **Koksai** [4] propose de combler les vides issus du découpage régulier (Figure 2-4a) par des fonctions de base de taille inférieure à celles utilisées sur le reste du conducteur (Figure 2-4b).

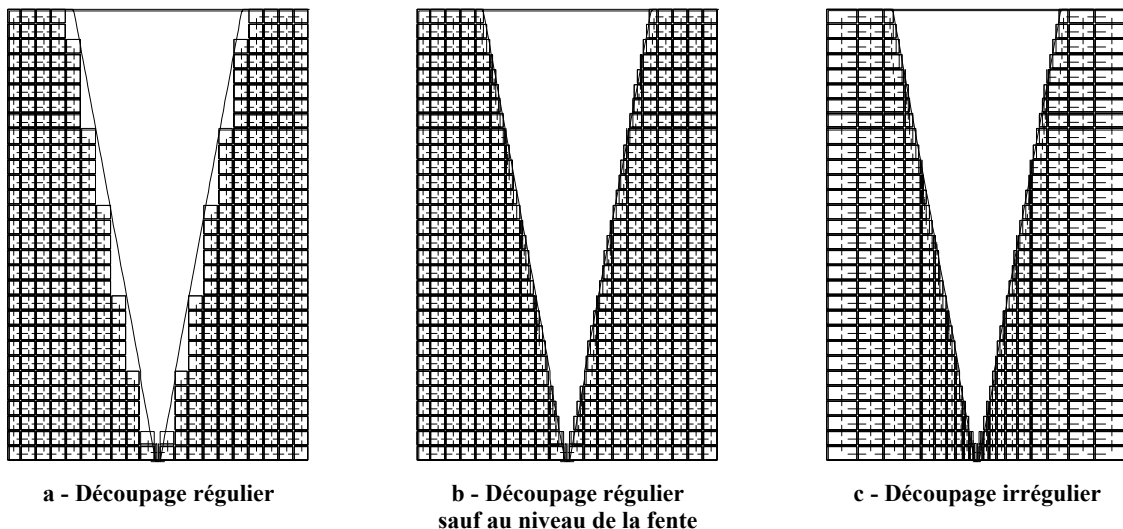


Figure 2-4 : Modélisation de la fente par adjonction de fonctions de base de taille irrégulières au niveau de la fente

A ce stade, une amélioration supplémentaire est opérée. Les figures 2-5 et 2-6 illustrent la distribution des courants de conduction et de polarisation au niveau de l'antenne. Comme il a été constaté expérimentalement, les courants circulant sur l'antenne TSA sont importants au niveau de la fente, puis, ils diminuent très rapidement en s'y éloignant. Il serait alors plus judicieux de distribuer les dipôles de sorte qu'ils soient plus condensés là où une précision importante est souhaitable. Ainsi, dans notre implémentation, les dipôles utilisés sont de plus en plus petits au fur et à mesure que l'on se rapproche de la fente. Cette configuration est illustrée par la figure 2-4c.

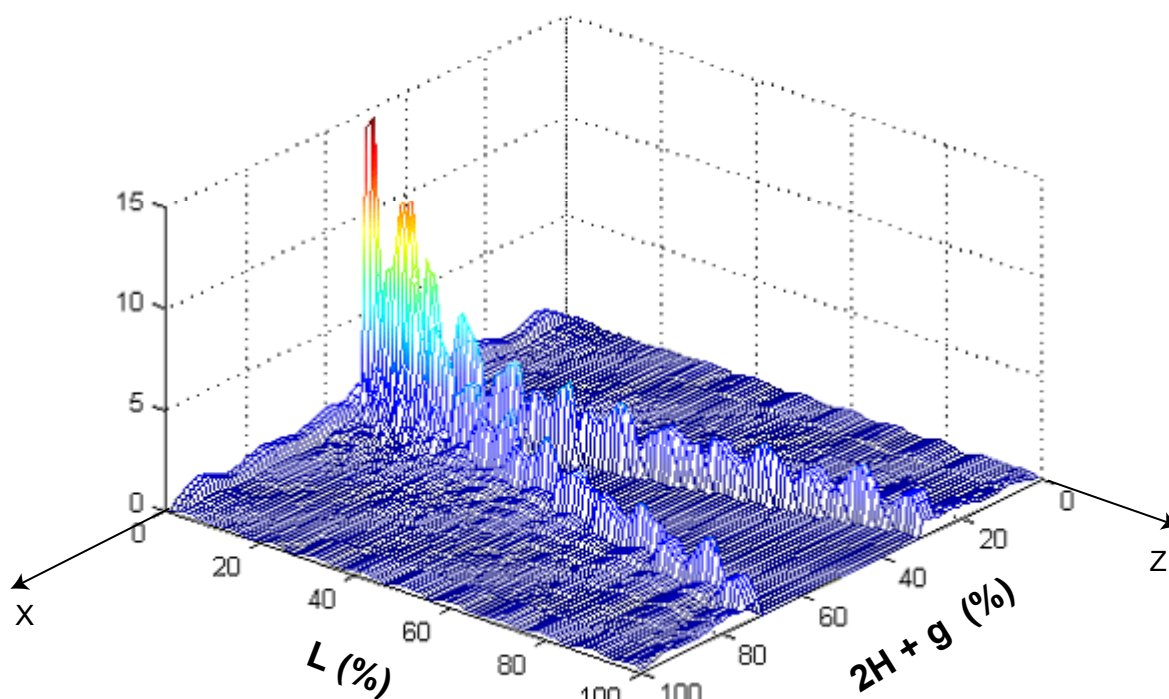


Figure 2-5 : Distribution du courant de conduction

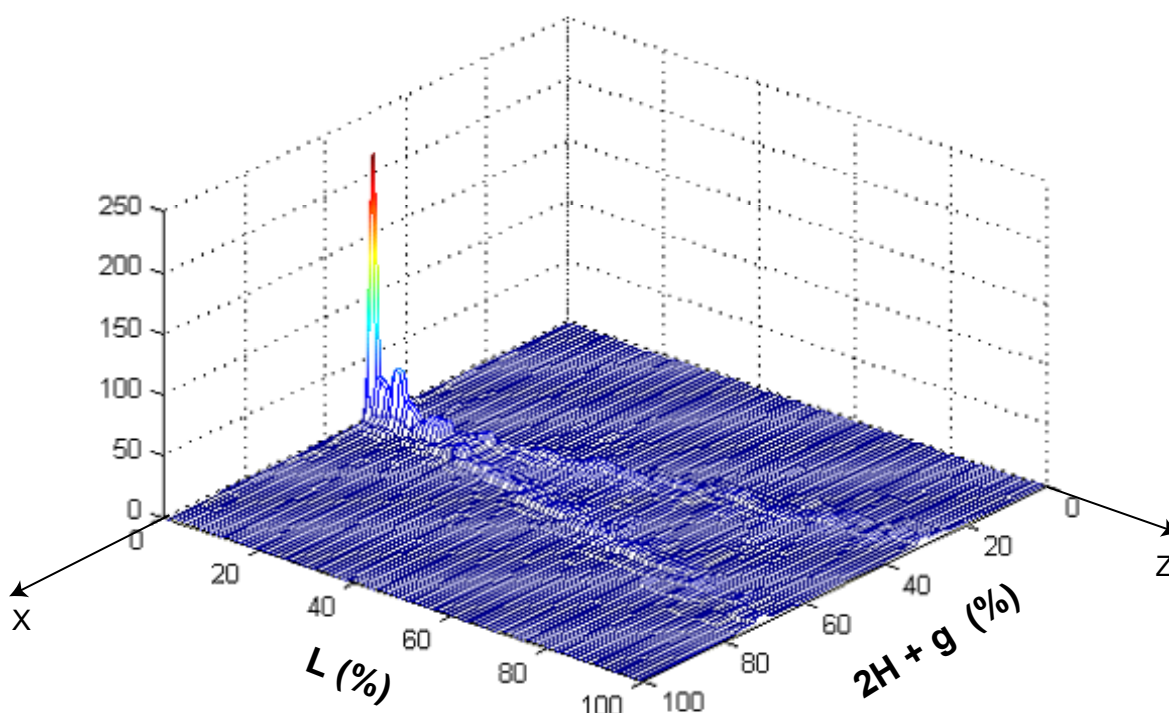


Figure 2-6 : Distribution du courant de polarisation

Afin de mieux observer les avantages qu'apporte notre découpage par rapport à celui de **Koksal** [4], considérons la reconstitution d'une sinusoïde atténuée sur l'intervalle $[0, \pi]$.

$$f(x) = 8.3 \times \sin(x) \cdot \exp(-3 \cdot x) \quad (2-18)$$

La fonction considérée est tracée sur la figure 2-7. Nous avons choisi cette fonction pour ses similarités avec la distribution transversale du courant (Similitudes avec le demi-intervalle droit de la figure 2-8). La fonction est estimée par une somme de brins de sinusoïdes $f_j(x)$ (§ 2.1) pondérés par des coefficients inconnus α_j . Le produit intérieur avec ces mêmes fonctions donne le système d'équations permettant la détermination des coefficients inconnus.

$$\sum_{j=1}^N \alpha_j \langle f_j, f_i \rangle = \langle f(x), f_i \rangle \quad i = 1, N \quad (2-19)$$

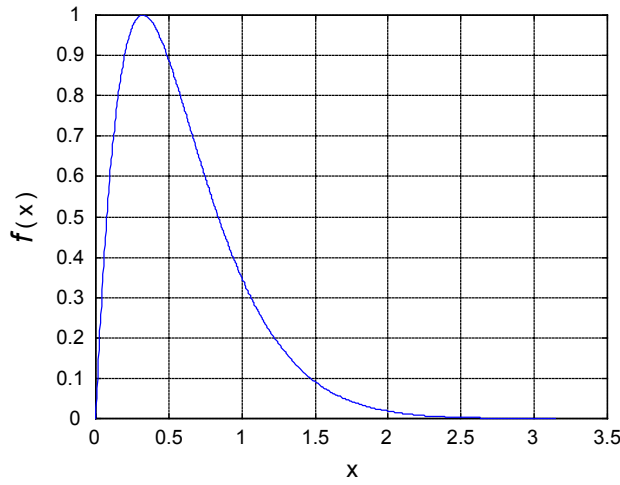


Figure 2-7 : Fonction utilisée pour tester l'efficacité du découpage irrégulier

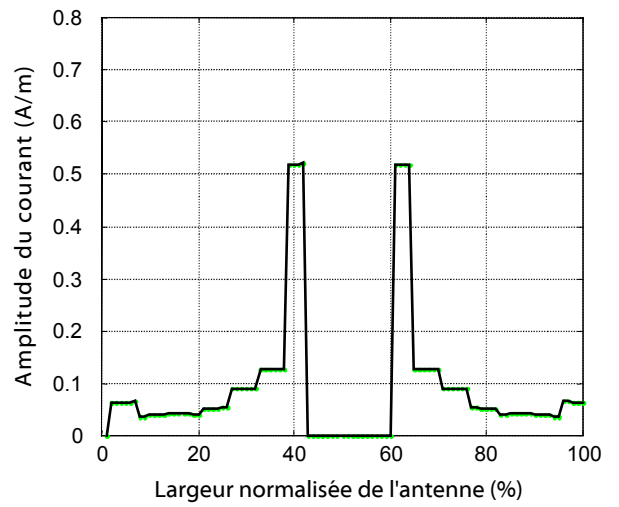


Figure 2-8 : Distribution du module du courant. Coupe transversale selon [5]

Afin que l'utilisation des fonctions de base soit validée, il est nécessaire que la taille d'un demi-brin soit inférieure à $\lambda_0/4$. Ainsi, pour procéder au découpage irrégulier, une largeur initiale inférieure à cette valeur limite est utilisée. Le remplissage de la plage spécifiée se fait par adjonction de fonctions de base ayant des étendues $w_{1,n}$ et $w_{2,n}$ de plus en plus petites selon la figure 2-9.

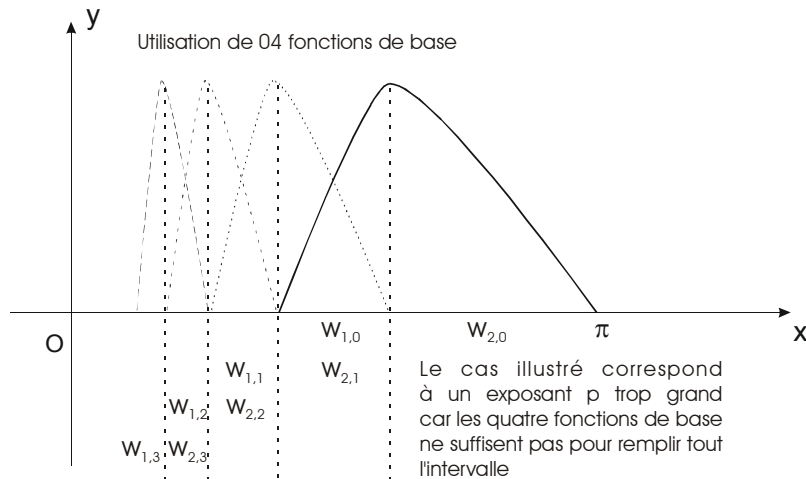


Figure 2-9 : Procédure de découpage irrégulier

Nous imposons les conditions suivantes :

$$\begin{cases} w_{2,n} = w_{1,n-1} \\ w_{1,n} = w_{1,n-1} \exp(-p) \end{cases} \quad (2-20)$$

et

$$\sum_{i=0}^N w_{2,i} = \pi \quad (2-21)$$

En spécifiant le nombre de fonctions de base souhaité, un algorithme basé sur la dichotomie permet de déduire le paramètre p permettant le remplissage complet de l'intervalle spécifié.

L'exécution de l'algorithme dicté par l'équation (2-19) et appliqué avec des fonctions régulières et irrégulières. Ceci nous permet de mener notre étude comparative. Les reconstitutions par un découpage régulier et irrégulier sont illustrées respectivement par les figures 2-10 et 2-11. Dans les deux cas, nous avons utilisé dix fonctions de base. Les fonctions pondérées par les coefficients α_j sont tracées sur les figures 2-10a et 2-11a. La somme de ces fonctions est comparée à la fonction d'origine $f(x)$ (Figures 2-10b et 2-11b). Il est tout de suite perceptible que l'utilisation du découpage irrégulier produit un meilleur résultat. Ce constat est agrémenté par le calcul de l'erreur absolue (Figures 2-10c et 2-11c). Cette dernière est, en moyenne, dix fois plus petite pour un découpage irrégulier que pour un découpage régulier.

Afin de s'assurer que ce résultat n'est pas le fruit du hasard, l'erreur absolue moyennée par rapport au nombre de points utilisé sur l'intervalle considéré, a été tracée en fonction du nombre de fonctions de base mis à contribution. Le résultat est donné par la figure 2-12. On constate que l'erreur issue d'un découpage irrégulier converge beaucoup plus rapidement que celle issue d'un découpage régulier. Ainsi, pour obtenir une erreur de 0.002, il a fallu inclure uniquement 10 fonctions de base irrégulières, contre 20 fonctions dans le cas d'un découpage régulier.

Au-delà de 20 fonctions de base, les deux découpages ont des performances similaires, avec un léger avantage pour le découpage régulier. Ceci est dû au fait que la largeur initiale du découpage irrégulier est maintenue constante pour tous les essais de la figure 2-12 et de ce fait, la fonction $f(x)$ est mal représentée au voisinage de π . Cette situation peut être contournée en choisissant une largeur initiale plus petite.

En conclusion, l'adaptation de la répartition des fonctions de base grâce à des informations *a priori* sur la forme de la solution permet l'obtention d'un résultat précis à partir d'un nombre minime d'inconnues impliquées dans la résolution de l'équation intégrale. Vu la similitude entre les distributions des courants de conduction et de polarisation, un stratagème similaire est utilisé pour modéliser le substrat diélectrique. Nous présentons, dans la partie validation, un exemple concret, comportant l'analyse d'une antenne Vivaldi et mettant en valeur le gain apporté par notre découpage.

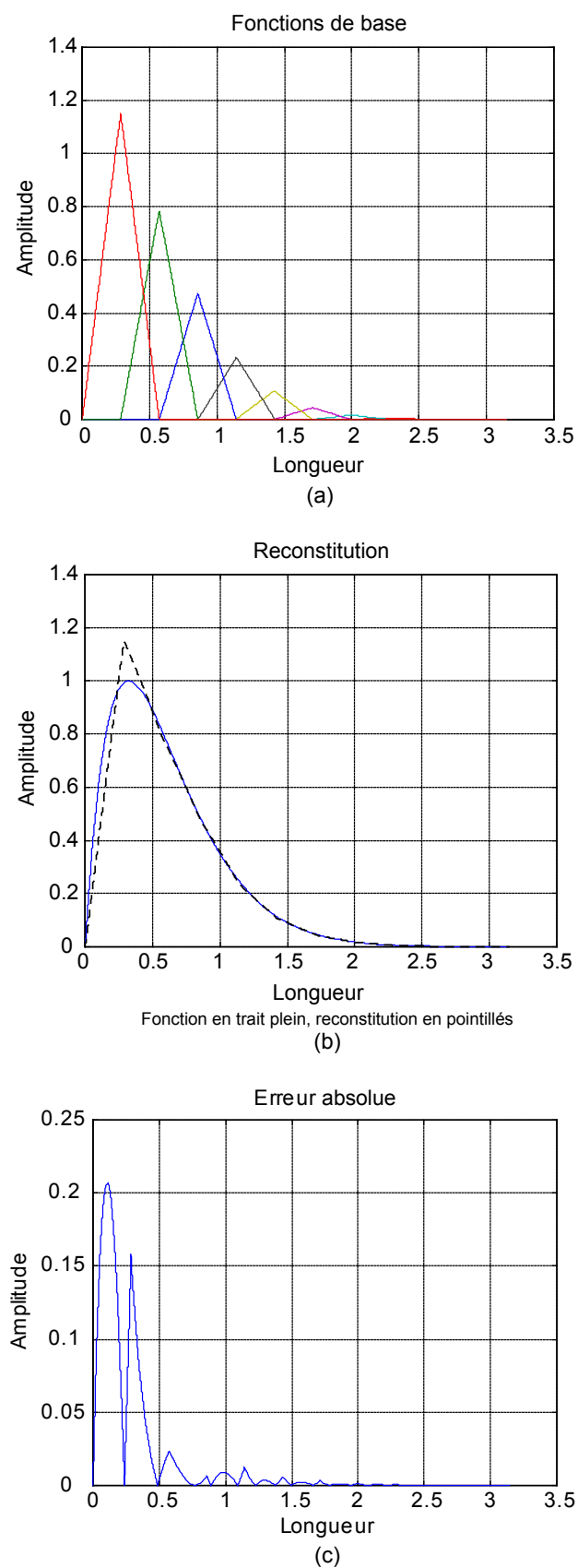


Figure 2-10 : Découpage régulier
Dix fonctions de base sont utilisées

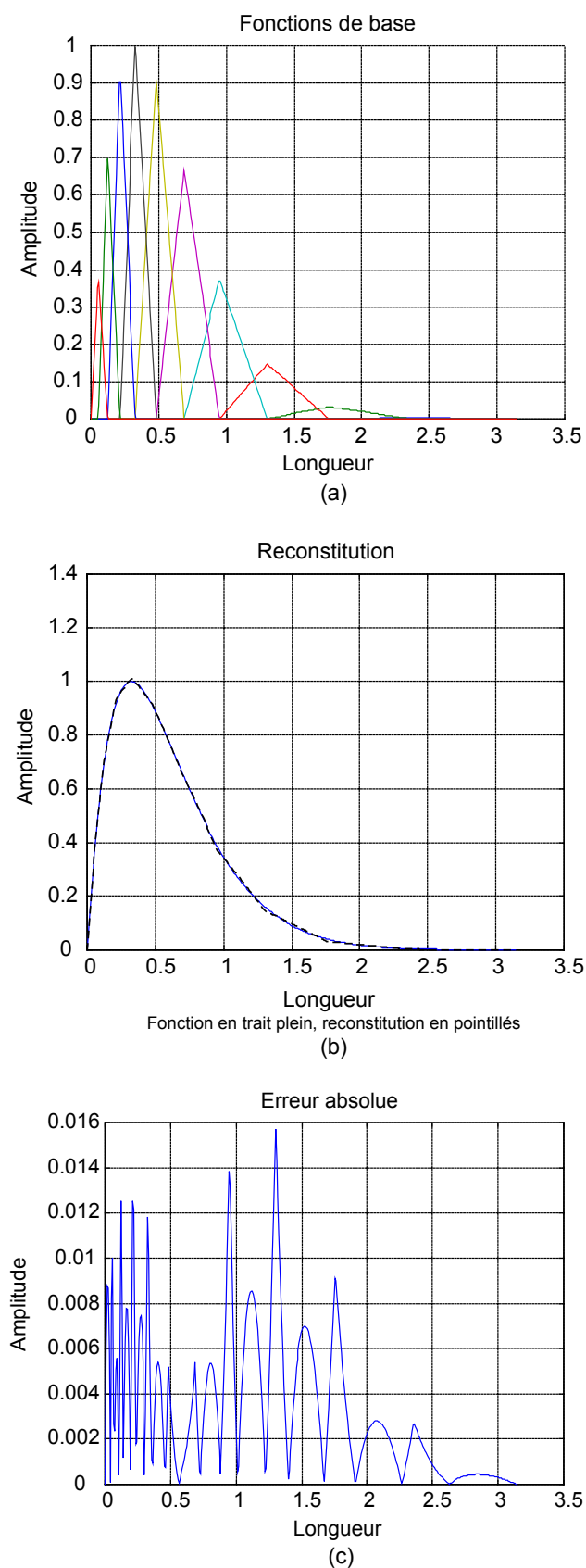


Figure 2-11 : Découpage irrégulier
Dix fonctions de base sont utilisées

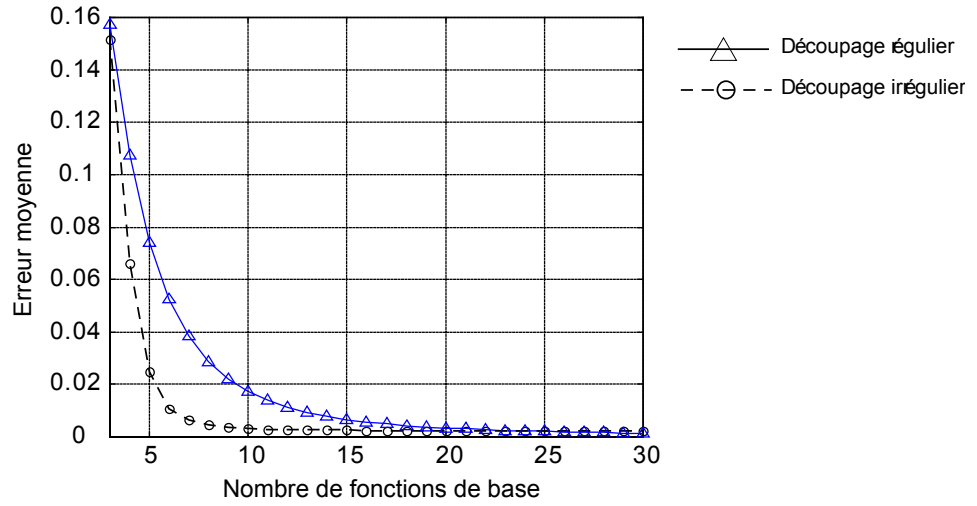


Figure 2-12 : Comparaison entre découpages régulier et irrégulier

2.3. Résolution du système d'équations linéaires

A la suite de l'application de la méthode des moments, nous obtenons un système d'équations linéaires de dimensions importantes. Ceci est dû à la taille de la structure étudiée et au choix des fonctions de base et de test utilisées lors de la décomposition des courants de conduction et de polarisation. Dans ce qui suit, nous présentons les méthodes susceptibles de convenir à la résolution du système de la forme :

$$AX = B \quad (2-22)$$

où A est une matrice carrée $N \times N$ et X est le vecteur inconnu ($N \times 1$).

2.3.1 Méthodes directes

Il s'agit de la méthode d'élimination successive de **Gauss** et des méthodes qui en sont dérivées, telles que la méthode de décomposition LU et la méthode de **Cholesky**. Nous faisons abstraction de la méthode de **Kramer** car elle est trop exigeante en nombre d'opérations et donc en temps de calcul. Notre implémentation de la méthode de **Gauss** est démunie de contrôle de pivots : ceci permet un gain de temps en évitant des tests répétitifs lors de la recherche de valeurs maximales. Les permutations nécessaires à l'application du pivot total sont également évitées. Au bout de N itérations, et en supposant que le système ne possède pas de déterminant ou de mineurs nuls, la solution est obtenue. Il aura fallu approximativement $N^3/3$ opérations [7]. Cette méthode est robuste et universelle : elle convient à tout type de matrice. Le seul inconvénient est le nombre excessif d'opérations requises. Il arrive également que des erreurs d'arrondi se propagent et entachent le résultat final.

2.3.2 Méthodes itératives

Ces méthodes produisent une suite de vecteurs X_k convergeant vers une solution approchée X_m de sorte que :

$$X_{k+1} = X_k + \alpha_k P_k \quad (2-23)$$

Les raffinements successifs sont réalisés en optimisant les valeurs de la constante α_k . Les vecteurs P_k donnent la direction du minimum d'erreur. Le cas particulier de l'élimination de **Gauss** peut être déduit en choisissant les vecteurs P_k grâce à la procédure d'orthogonalisation de **Graam-Schmidt**. La méthode de **Newton** peut être également déduite de cette procédure. Ceci est réalisé en prenant les vecteurs P_k comme étant les résidus consécutifs des itérations [8], soit :

$$P_k = r_k = B - AX_k \quad (2-24)$$

A partir du choix des vecteurs directeurs P_k , une autre classe de méthodes itératives peut être dérivée. Ainsi **Sarkar** [9] définit la classe des méthodes dites « à directions conjuguées » dont fait partie, la méthode du gradient conjugué.

Malheureusement, la convergence de ces méthodes n'est garantie que si la matrice A est hermitienne et définie positive [10]. Nous avons constaté que ces méthodes étaient efficaces quand il s'agit du cas démuné de diélectrique (**Galerkin**). Pour le cas général avec diélectrique, on remarque une stagnation de l'algorithme. En effet, à partir des premières itérations, α_k tend vers zéro et X_k n'évolue plus.

La solution intuitive à ce problème est la multiplication de la matrice A par sa transposée. Cette opération nécessite alors N^3 opérations, d'où l'inefficacité de cette procédure. Afin de contourner cette multiplication matricielle, il est possible d'utiliser une autre variante de la méthode du gradient conjugué faisant appel à la notion de pré-conditionnement. Il a été montré, d'autre part, que si la matrice A est mal conditionnée, alors la matrice $A^T A$ sera conditionnée de manière encore plus défavorable, ce qui occasionne une convergence beaucoup plus lente [10].

Afin de résoudre de manière itérative un système d'équations linéaires comprenant une matrice de forme quelconque, il est conseillé d'utiliser la méthode du gradient bi-conjugué [11] [12] [13] [14]. Notre implémentation de cette méthode nous a donné des résultats décevants : Comme il a été signalé dans la littérature [13], les résidus associés à cette méthode ne diminuent pas de manière monotone. On constate, au contraire, un comportement erratique (Figure 2-13). La convergence n'est pas garantie et l'algorithme peut stagner. Les implémentations du gradient bi-conjugué utilisées dans les environnements de développement mathématique (logiciels commerciaux) prévoient également cette possibilité. Il est également noté que la convergence de l'algorithme dépend fortement de la valeur initiale X_0 utilisée.

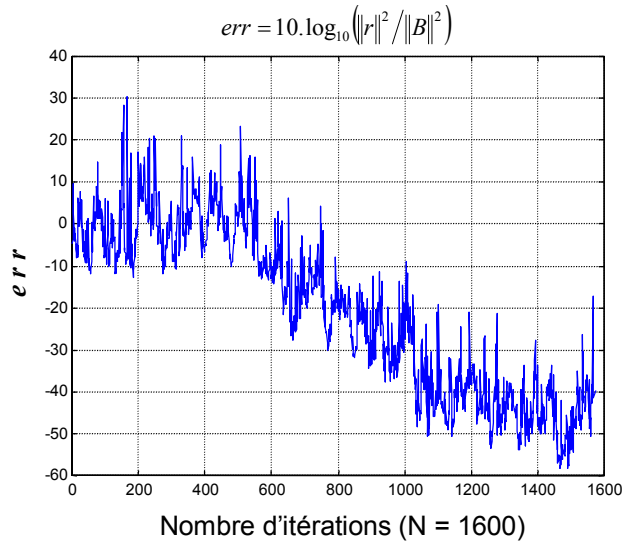


Figure 2-13 : Allure de la convergence associée à l'algorithme du gradient bi-conjugué

D'autre part, un examen de la structure de l'algorithme du gradient bi-conjugué indique qu'une itération nécessite deux multiplications entre matrice et vecteur, soit, $2 \cdot N^2$ multiplications. Ainsi, afin que l'algorithme soit compétitif, il est nécessaire qu'il converge avant $N/6$ itérations. Nos tests avec la matrice issue de l'application de la méthode des moments, indiquent que cette condition est largement dépassée.

2.3.3 Choix de l'algorithme

Vu la structure non symétrique, non particulière et mal conditionnée de la matrice impédance, et comparant les performances des méthodes mentionnées ci-dessus, nous avons constaté que la méthode d'élimination de **Gauss** est l'unique alternative permettant de trouver avec certitude la distribution des courants après N itérations. Afin de nous assurer de la précision du résultat obtenu par cette méthode, nous avons calculé la norme carrée du résidu normalisé et nous avons trouvé une valeur de l'ordre de 4.10^{-10} . Ceci prouve que les erreurs d'arrondi ont, dans notre cas, une influence très négligeable sur le résultat final et ceci en dépit du fait que les calculs aient été effectués avec des valeurs complexes à simple précision. Nous rappelons également que nous n'avons pas fait usage de la stratégie du pivot partiel ou total susceptible de réduire d'avantage de telles erreurs.

2.4. Déduction des caractéristiques de l'antenne

2.4.1 Champ rayonné

A partir de la distribution des courants volumiques et surfaciques, il est aisé de déduire les composantes du champ lointain E_θ et E_ϕ . En effet, le fait d'avoir substitué le problème initial par des distributions situées à l'air libre, nous permet d'utiliser la fonction de **Green** de base en tant que noyau de convolution. Les expressions intégrales sont disponibles sur la plupart des ouvrages traitant des antennes [15] [16]. A partir des composantes du champ lointain, nous déduisons également une mesure de la pureté de polarisation du champ rayonné, et ce, par utilisation de la troisième définition de **Ludwig** [17] des composantes copolaires et contrapolaires du champ. La directivité de l'antenne est également déduite à partir des champs lointains après discrétisation de l'expression intégrale par la somme de **Riemann**.

2.4.2 Impédance d'entrée

Afin de calculer l'impédance d'entrée d'une structure rayonnante par la méthode des moments, deux approches sont possibles.

La première consiste à alimenter l'antenne par une tension électrique. Ceci conduit à l'utilisation du modèle de la faille infinitésimale (**Ang-delta gap**), pour lequel, le champ d'excitation est supposé exister uniquement au niveau de cette faille. Cette dernière considération facilite le calcul du vecteur V puisqu'il contiendra uniquement une composante non nulle : celle correspondant à l'interaction du champ électrique d'excitation avec le courant qui circule au niveau de la faille (générateur). En supposant que cette dernière soit suffisamment petite afin d'y considérer le champ comme dérivant du potentiel, il est alors possible d'évaluer l'impédance d'entrée. Plusieurs applications font usage de ce modèle malgré qu'il ait une petite imperfection. En effet, la négligence des interactions de la source d'excitation avec les courants voisins peut fausser la distribution du courant résultante de l'application de la méthode des moments. En conclusion, ce modèle est à utiliser avec parcimonie. Il faut entre autre s'assurer que la géométrie de l'antenne permette effectivement de négliger les interactions entre la source d'excitation et les courants électriques voisins.

La deuxième approche, duale du modèle précédent, utilise un générateur de courant afin d'alimenter l'antenne. La déduction de l'impédance d'entrée est réalisée grâce à des considérations de puissance. Les initiateurs de la méthode des moments préconisent l'emploi de la relation suivante pour calculer l'impédance d'entrée Z_{in} .

$$Z_{in} = \sum_{i=1}^N V_i I_i \quad (2-25)$$

où V_i et I_i sont les composantes des vecteurs V et I de l'équation (2-12).

Nous montrons dans ce qui suit que cette relation n'est pas correcte dans notre cas, car en général, nous ne faisons pas usage de la méthode de **Galerkin**. Pour ce faire, considérons une structure rayonnante alimentée par un générateur de courant de surface S_a parcouru par un courant surfacique $\vec{J}_a$ et délivrant un courant linéique I_0 aux bornes de la structure rayonnante (Figure 2-14). Le vecteur $\hat{n}$ est unitaire et normal à (C') . Nous avons.

$$I_0 = \int_{C'} \vec{J}_a(l') \cdot \hat{n} dl' \quad (2-26)$$

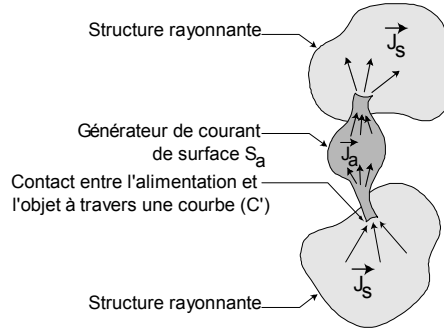


Figure 2-14 : Alimentation d'une structure rayonnante par une source de courant

L'expression générale de l'impédance d'entrée est donnée [18] par la relation :

$$Z_{in} = - \frac{\iint_{S_a} \vec{E}^{scat}(s') \cdot \vec{J}_a(s') ds'}{\|I_0\|^2} \quad (2-27)$$

où $\vec{E}^{scat}$ est le champ émanant de la structure rayonnante. C'est la résultante du champ issu des courants de conduction et des courants de polarisation, soit :

$$\vec{E}^{scat} = \vec{E}^s + \vec{E}^p = \sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \cdot \vec{E}_n^s + \sum_{n=N_s+1}^{N_s+N_p} I_n^p \cdot \vec{E}_n^p \quad (2-28)$$

En introduisant (2-28) dans (2-27) nous obtenons :

$$Z_{in} = - \frac{\sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \cdot \iint_{S_a} \vec{E}_n^s(s') \cdot \vec{J}_a(s') ds' + \sum_{n=N_s+1}^{N_s+N_p} I_n^p \cdot \iint_{S_a} \vec{E}_n^p(s') \cdot \vec{J}_a(s') ds'}{\|I_0\|^2} \quad (2-29)$$

On reconnaît immédiatement dans la première somme de l'équation (2-29) et selon (2-14) le terme

$$\iint_{S_a} \vec{E}_n^s(s') \cdot \vec{J}_a(s') ds' = -V_n \quad (2-30)$$

Par contre, pour la deuxième somme, le théorème de réciprocité donne :

$$\iint_{S_a} \vec{E}_n^p(s') \cdot \vec{J}_a(s') ds' = \iiint_{V_p} \vec{E}^{inc} \vec{J}_n^p \quad (2-31)$$

Malheureusement, dans le cas de notre implémentation, les courants de base et de test sont différents au niveau du substrat diélectrique et donc

$$V_n = \iiint_{V_p} \vec{E}^{inc} \vec{W}_{n-N_s}^p dv \neq \iiint_{V_p} \vec{E}^{inc} \vec{J}_{n-N_s}^p \quad (2-32)$$

Nous retiendrons alors, pour l'impédance d'entrée, l'expression suivante :

$$Z_{in} = \frac{\sum_{n=1}^{N_s} I_n^s V_n - \sum_{n=N_s+1}^{N_s+N_p} I_n^p \cdot \iiint_{V_p} \vec{E}^{inc} \vec{J}_{n-N_s}^p}{\|I_0\|^2} \quad (2-33)$$

En général, on s'arrange de telle sorte que $\|I_0\| = 1$. Nous obtenons finalement :

$$Z_{in} = \sum_{n=1}^{N_s} I_n^s V_n - \sum_{n=N_s+1}^{N_s+N_p} I_n^p \cdot \iiint_{V_p} \vec{E}^{inc} \vec{J}_{n-N_s}^p \quad (2-34)$$

La triple intégrale de l'équation (2-34) est calculée de la même manière que les éléments de la matrice B (§ 2.1). Ceci est possible car dans notre cas, la structure rayonnante est alimentée par un courant ayant la même distribution que les courants de base $\vec{J}_n^s$.

3. Validation du programme

Afin de valider notre programme, nous avons considéré une antenne LTSA à 24.125 GHz. Avec $5\lambda_0$ de longueur, $4.2\lambda_0$ de largeur et 30° d'angle d'ouverture, nous estimons que le cas choisi reflète bien une situation limite que notre programme est censé résoudre. L'angle d'ouverture de la fente a été choisi de manière à obtenir d'importantes erreurs de discrétisation. Les dimensions électriques du substrat sont en dehors de la plage spécifiée par *Janaswamy* [19]. La Figure 2-15 illustre les résultats obtenus.

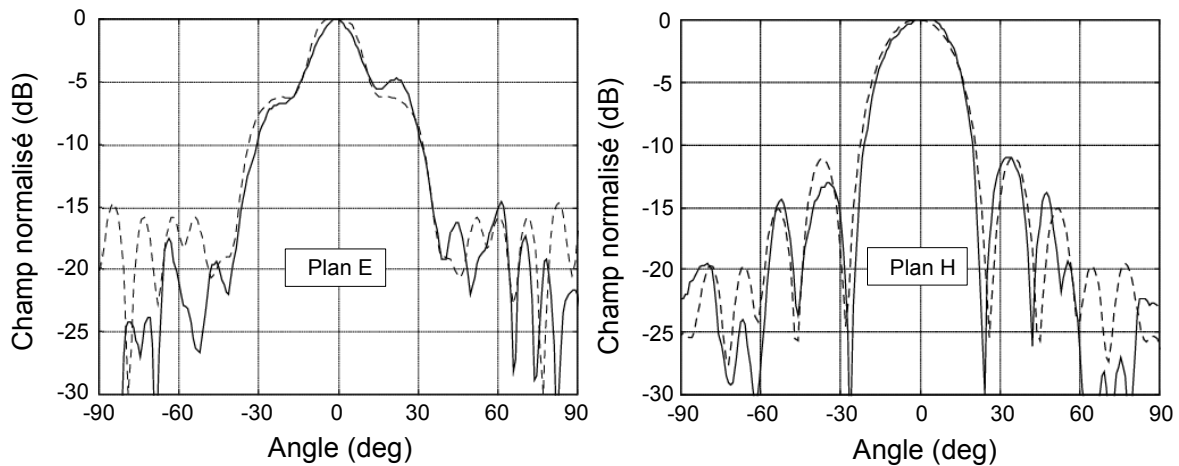


Figure 2-15 : Comparaison entre mesures et simulations pour une LTSA

$f = 24.125 \text{ GHz}$, $L = 5\lambda_0$, $H = 4.2\lambda_0$, $2\alpha = 30^\circ$, $\epsilon_r = 3$, $d = 0.02\lambda_0$.

Trait plein : mesure, **pointillés :** simulation.

Pour obtenir ce résultat, il a fallu inclure 7828 courants inconnus (complexes) de base/test dont 6048 ont été utilisés pour modéliser le substrat (77,3%). Nous avons pris la précaution de ne pas dépasser la capacité mémoire physique de l'ordinateur (512 Mo). Ceci entraînerait un prolongement anormal du temps de calcul.

A part une petite épauvette située à 25° dans le plan E, nous constatons que le champ calculé concorde parfaitement avec le champ mesuré surtout dans la région du lobe principal. Au delà de cette région, les petites différences qui existent sont expliquées par le fait que les techniques d'alimentations réelle et simulée sont différentes. En effet, alors que l'antenne réelle est alimentée par un guide d'ondes, celle qui est simulée est alimentée par un dipôle. Il est à noter que la méthode des moments n'arrive pas à prévoir l'aspect légèrement asymétrique du champ dans les plans principaux.

Afin de démontrer la supériorité de la méthode des moments par rapport aux méthodes approximatives, nous avons utilisé les travaux et résultats de **Janaswamy** [20]. L'antenne qu'il a conçue a $5\lambda_0$ de longueur, $4,25\lambda_0$ de largeur et possède un angle de fuselage de 14° . La surface métallique de cette antenne est plus importante que celle de la précédente antenne, ce qui nécessitera un plus grand nombre d'inconnues afin d'obtenir la distribution des courants. Tandis que le modèle de **Janaswamy** peine à prédire le champ au niveau du lobe principal, notre implémentation quant à elle, est très bien corroborée par la mesure (Figure 2-16).

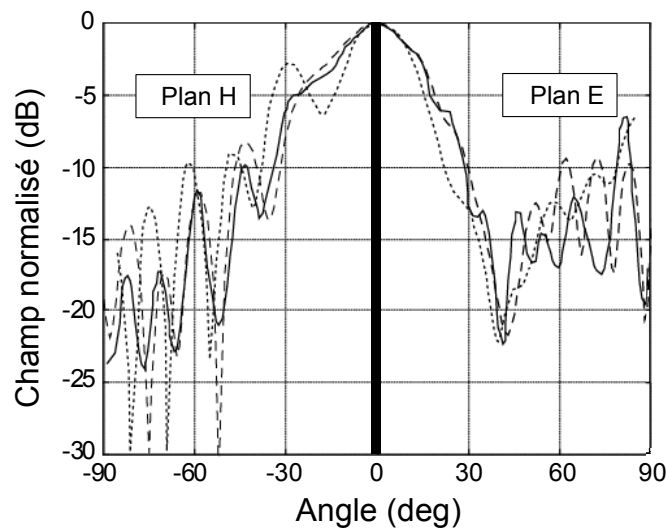


Figure 2-16 : Comparaison de la mesure avec la théorie pour une antenne électriquement épaisse

$$f = 10 \text{ GHz}, L = 5\lambda_0, H = 4.25\lambda_0, 2\alpha = 14^\circ, \epsilon_r = 10.5, d = 0.0085\lambda_0.$$

Trait plein : mesure, Tirets : simulation, pointillés : théorie [10]

Nous avons également extrait des travaux de **Janaswamy** [20] le cas de l'antenne Vivaldi. Les caractéristiques de cette antenne sont mentionnées sur la figure 2-17. Nous présentons sur cette figure le champ rayonné théorique issu d'un découpage régulier [5] et d'un découpage irrégulier. Le premier découpage utilise respectivement 30 et 35 fonctions de base selon la largeur et la longueur. Il résulte de ce choix, 4032 coefficients inconnus à déterminer. D'autres part, le découpage irrégulier utilisé fait usage de 26 fonctions de base selon la largeur et 31 fonctions de base selon la longueur. Le pré-processeur prévoit alors un total de 3076 inconnues. En considérant que la majorité du temps de calcul est consacrée à la résolution du système d'équations linéaires, et connaissant le nombre d'opérations nécessaires pour obtenir le résultat, il est facile de constater que l'implémentation utilisant le découpage irrégulier est approximativement 2.25 fois plus rapide que celle utilisant le découpage régulier. La qualité du résultat issu du découpage irrégulier est tout de suite perceptible en examinant les tracés de la figure 2-17. On observe notamment pour le découpage régulier, un lobe principal plus large que celui de la mesure et des lobes secondaires dont les niveaux sont élevés.

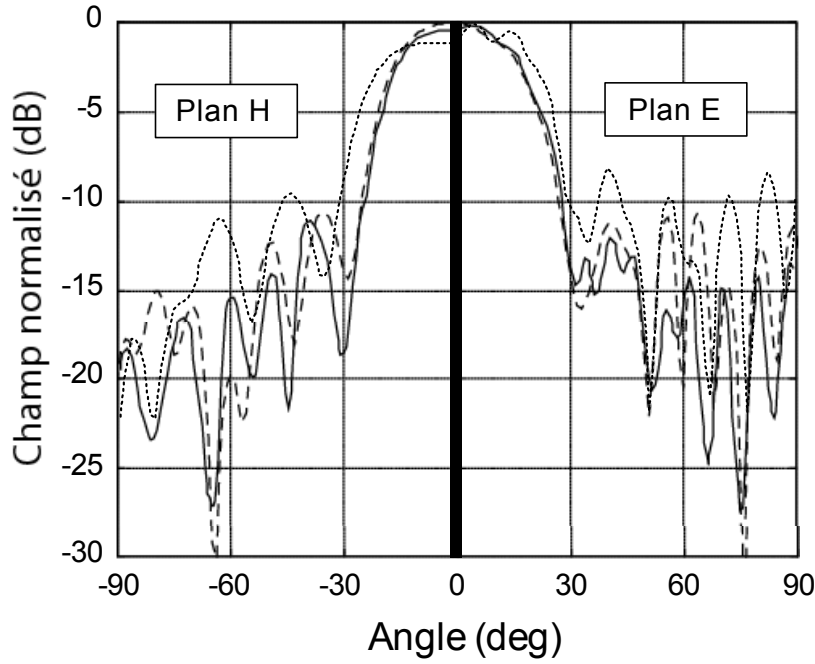


Figure 2-17 : Comparaison entre la théorie et la mesure pour une antenne Vivaldi

$f = 10 \text{ GHz}$, $L = 6.3 \lambda_0$, $H = 5.1 \lambda_0$, $p = 0.2 \text{ cm}^{-1}$, $z_0 = 0.01 \lambda_0$, $\epsilon_r = 1$

Trait plein : mesure, pointillés : Simulation [5], tirets : simulation.

La dernière des antennes TSA sous test est la configuration utilisant la fonction de Fermi. Les mesures ont été effectuées par *Sugawara* [21] à 60 GHz. A part de petites ondulations au niveau du lobe principal, les résultats théoriques obtenus sont de bonne qualité.

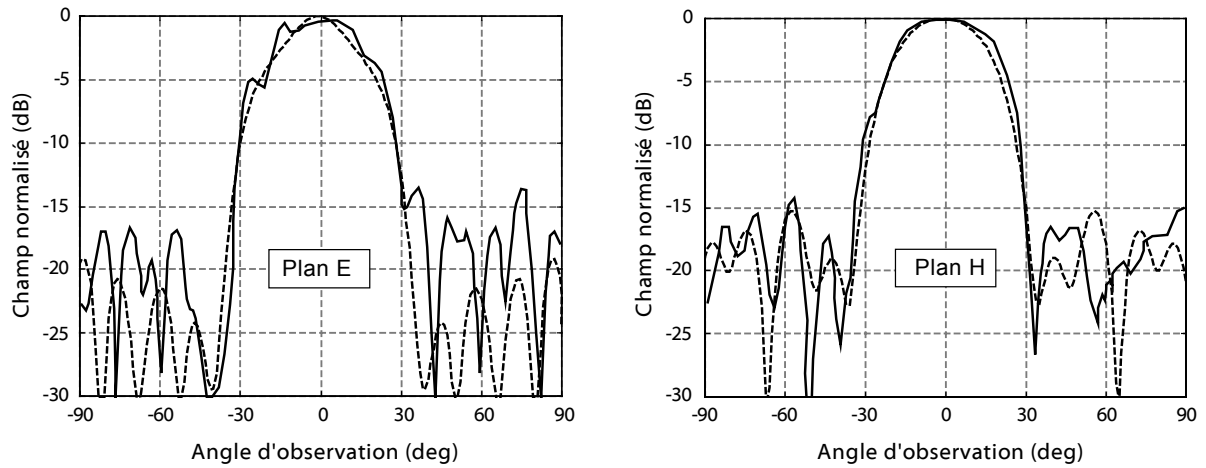


Figure 2-18 : Comparaison entre la théorie et la mesure pour une antenne Fermi

$f = 60 \text{ GHz}$, $L = 4 \lambda_0$, $H = 2.5 \lambda_0$, $a = 2.5 \text{ mm}$, $b = 0.5 \text{ mm}^{-1}$, $c = -5$, $\epsilon_r = 3.5$.

Trait plein – mesure, pointillés - - simulation.

Il découle des comparaisons que nous avons effectuées que l'implémentation utilisée est apte à analyser les antennes TSA dont la fente est de forme quelconque. Dans le dernier chapitre de ce document nous utiliserons cet outil afin de proposer une nouvelle géométrie de fente, susceptible d'améliorer quelques caractéristiques radioélectriques de l'antenne. Le dimensionnement de cette géométrie sera effectué grâce à cet outil.

4. Limitations

En vue d'augmenter la précision de la solution dérivée de la méthode des moments, il est de coutume, comme préconisé par la théorie, d'augmenter le nombre de fonctions de base et de test impliquées dans la modélisation de la structure rayonnante. En pratique, on observe un tout autre comportement [22]. A partir d'un certain seuil, la solution diverge. Ceci est dû à plusieurs facteurs. Il peut s'agir d'un mauvais choix des fonctions de base qui, dans certains cas, introduisent un phénomène non physique (tel que les charges surfaciques artificielles au niveau de nos parallélépipèdes). Cette divergence peut également être expliquée par l'émergence d'instabilités numériques quand les dipôles sont très petits. Si le système d'équations linéaires est trop grand, il est probable que sa résolution engendre également ces erreurs.

Nous citons maintenant quelques désagréments propres à notre implémentation. Les sources d'erreurs trouvent leurs origines principalement dans la mauvaise évaluation de la matrice impédance. En effet, afin de pouvoir résoudre notre problème dans des délais raisonnables, il a fallu faire quelques approximations. Citons par exemple les fonctions exponentielles intégrales qui ont été implémentées en utilisant des rapports polynomiaux [23]. Quant aux intégrales numériques, elles ont été évaluées avec une précision relative de 10^{-3} . Les approximations les plus grossières sont celles utilisées afin de modéliser le substrat diélectrique. Le fait d'utiliser une somme de **Riemann** au lieu de procédures d'intégration rigoureuses a, sans doute, favorisé l'apparition d'erreurs de calcul.

Nous avons supposé que le fait de ne pas utiliser la méthode de **Galerkin** contribuerait selon **Richmond** [24] à augmenter l'erreur déduite de l'application de la méthode des moments. Cette proposition est dûment commentée par **Peterson et al** [25] ainsi que par **Dudley** [26]. Ils montrent que la nature variationnelle de la méthode des moments n'est pas liée au cas **Galerkin** et non-**Galerkin**. En d'autres mots, selon ces auteurs, il est possible d'obtenir une représentation vectorielle de la solution, avec un minimum d'erreur bien que les fonctions de base soient différentes des fonctions de test.

Malgré toutes les simplifications que nous avons utilisées, il demeure que l'analyse d'une antenne TSA donnée avec une bonne précision, nécessite en général plus de 6.000 inconnues, ce qui implique un temps de résolution important (plus de 45 minutes). L'aspect le plus contraignant est que si l'on désire obtenir la bande passante du dispositif sur une gamme de fréquence s'étalant sur 20 GHz avec au moins, cinq points par GHz, alors le temps nécessaire pour effectuer cette tâche se comptera en jours ou en semaines.

Basée en partie sur la variante du point coïncidant (point-matching), la modélisation du substrat est très gourmande en mémoire et en temps de calcul (Il faut inclure énormément d'inconnues afin de modéliser les courants de polarisation). De plus, le modèle présenté dans ce chapitre permet l'étude d'une structure figée : l'adjonction de parties métalliques qui n'appartiennent pas au plan contenant les plaques conductrices entraînera une complexité supplémentaire de l'algorithme vu que les simplifications opérées analytiquement ne pourront pas avoir lieu. De ce fait, il est impossible de modéliser les circuits d'alimentations associées à l'antenne. Dans le même ordre d'idée, il n'est pas possible de traiter les variantes d'antennes telles que les TSA bilatérales.

Pour les raisons mentionnées ci-dessus, nous nous intéressons dans le prochain chapitre à une méthode d'analyse susceptible de nous donner plus rapidement la bande passante d'un dispositif large bande. Cette méthode est également plus flexible vis-à-vis des géométries pouvant être analysées.

Bibliographie

- [1] N.N.WANG, J.H.Richmond and M.C.Gilreath, "Sinusoïdal Reaction Formulation for Radiation and Scattering from conducting surfaces" *IEEE Trans.AP* Vol AP-23 May 1978, pp 376-382.
- [2] R.F.Harrington, "Matrix methods for field problems", *IEEE* Vol 55 No.2, pp.136-149, February 1967.
- [3] Adnan Köksal and J.Frank Kauffman "Moment Method Analysis of Linearly Tapered Slot Antennas" *International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer Aided Engineering*, Vol.4 No1, 1994, pp. 76-87.
- [4] Adnan Köksal and J.Frank Kauffman, "Mutual Impedance of Parallel and Perpendicular Coplanar Surface Monopoles", *IEEE Trans AP*, VOL 39, No 8 pp 1251-1256, August 1991.
- [5] A. MOKRAOUI "Etude du champ rayonné par les antennes LTSA" *Thèse de Magister*, Juillet 2000, *Ecole Nationale Polytechnique*.
- [6] John G. Fikioris, "The EM Field Of Constant Current Density Distributions in Parallelepiped Regions", *IEEE Transact AP* VOL 46, No 9 pp1358-1364, September 1998.
- [7] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, "Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing, Second Edition", *Cambridge University Press*, 1997.
- [8] P. P. Silvester, R. L. Ferrari, "Finite Elements for Electrical Enginners, Second Edition", *Cambridge University Press*, 1990.
- [9] T.K.Sakar, "On a Class of Finite Step Iterative Methods (Conjugate Directions) for the Solution of an operator Equation Arising in Electromagnetics", *IEEE trans AP*, vol 33 No 10, pp 1058-1066, October 1985.
- [10] M. J. Holst, " CGCODE: Software For Solving Linear Systems with Conjugate Gradient Methods ", *Thesis, Colorado State University*, 1987
- [11] M.D.Pocock and S.P.Walker, "The Complex Bi-Conjugate Gradient Solver Applied to Large Electromagnetic Scattering Problems, Computational Costs, and Cost Scalings", *IEEE Trans AP*, vol 45m No 1 pp. 140-146 January 1997.
- [12] C.F. Smith, F. Peterson, R. Mittra, "The Biconjugate Gradient Method for Electromagnetic Scattering", *IEEE, Transac. on Ant. and Propagat*, Vol.-38. No.6 pp 938-940, June 1990.
- [13] A. R. Newton, "Solving Linear Equations : Indirect Methods", EE219A : *Computer Analysis of Electrical Circuits, Outline, Lecture 2.2, University of California at Berkeley*, 1998.
- [14] G .Sadiku, "Mathemaical methods in Electromagnetics", *Artech House* 1992.

- [15] C. A. Balanis, "Antenna Theory and Design" (Second Edition) *John Wiley & Sons, Inc*, 1995.
- [16] R. E. Collin "Antennas and radiowave propagation", *McGraw-Hill international Editions, Electrical Engineering Series*.
- [17] A. C. Ludwig, "The Definition Of Cross Polarization" *IEEE Trans AP* pp 116-119 January 1973.
- [18] C. T. A. Johnk, "Engineering Electromagnetic Fields and Waves", *John Wiley & Sons*, 2nd edition, January 4, 1988.
- [19] Ramakrishna Janaswamy "An Accurate Moment Method Model for the Tapered Slot Antenna" *IEEE Transact AP*, VOL-37 No12 Dec 1989.
- [20] Ramakrishna Janaswamy and Daniel H. Schaubert, "Analysis of the Tapered Slot Antenna" *IEEE Trans Antennas and Propagat*, Vol AP-35 No 9, September 1987
- [21] Satoru Sugawara, Yutaka Kazuhiki adachi, Koji Mori and Koji Mizuno, "A MM-WAVE Tapered Slot Antenna With Improved Radiation Pattern", *IEEE MTT-S Digest*, 1997 pp 959-962
- [22] L. C. Godara, "Handbook of Antennas in Wireless Communications", *CRC Press*, 2002.
- [23] M. Abramowitz, I. A. Stegun, "Handbook of Mathematical functions", *Dover Publications*, June 1974.
- [24] J. H. Richmond, "On the Variational Aspects of the Moment Method" *IEEE Trans. On Ant. And Propagat*, Vol. 39, No.4, pp 473-479. April 1991.
- [25] A. F. Peterson, D. R. Wilton, R. E. Jorgenson, "Variational Nature of Galerkin and Non-Galerkin Moment Method Solutions" *IEEE Trans. on Ant. and Propagat.*, Vol. 44, No. 4, pp 500-503, April 1995.
- [26] D. G. Dudley, "Comments on Variational Nature of Galerkin and Non-Galerkin Moment Method Solutions", *IEEE Trans. on Ant. and Propagat.*, Vol. 45, No.6, pp. 1062-1063, June 1997.

CHAPITRE 3

ANALYSE PAR LA FDTD

Nous proposons dans ce chapitre d'élaborer un programme d'analyse des antennes TSA basé sur l'utilisation de la méthode des différences finies exprimées dans le domaine temporel (**Ang- Finite Differences in Time Domain**) **FDTD**. Nous passons en revue les étapes historiques importantes liées à l'évolution de la méthode. Après présentation des avantages et des inconvénients, nous expliquons les notions liées à la méthode telles que l'aboutissement à l'entrelacement des composantes engendré par la discrétisation des équations de *Maxwell*. Nous montrons comment la matière est modélisée dans l'espace virtuel. Les concepts de dispersion de l'espace de calcul et de stabilité de l'algorithme sont définis. Vu les ressources limitées de tout ordinateur, l'espace virtuel doit être tronqué. Afin que cette troncature soit transparente, plusieurs tendances sont apparues ; Nous exposons les plus pertinentes. Nous décrivons par la suite, les multiples manières d'exciter l'espace de calcul. Au fur et à mesure du déroulement de l'algorithme certaines données sont traitées afin qu'à *posteriori*, les caractéristiques de l'antenne soient extraites. Il est très utile de joindre un outil de visualisation 3D au programme de simulation, raison pour laquelle, nous utilisons la librairie OpenGL de Silicon Graphics. Finalement, nous validons notre simulateur en testant plusieurs types d'antennes dont, bien entendu, l'antenne TSA.

1. Présentation

La FDTD est une méthode basée sur la discrétisation des dérivées partielles temporelles et spatiales des équations de *Maxwell*. Le noyau de calcul résultant de cette discrétisation a été présenté en 1966 par *Yee* [1]. Malheureusement, à lui seul, ce noyau trouve des applications très réduites. Ainsi, aux débuts de la FDTD, seules les structures fermées telles que les guides d'ondes ou les cavités résonnantes pouvaient être analysées. En ces temps là, plusieurs aspects tels que les instabilités, n'étaient pas maîtrisés. De plus il n'y avait pas de méthodes claires destinées à extraire les caractéristiques radioélectriques des structures analysées.

Néanmoins, l'approche proposée par *Yee* était originale du fait qu'à l'époque les techniques les plus répandues faisaient usage de l'équation intégrale implicitement exprimée dans le domaine fréquentiel puisqu'elle employait la notation « phaseur ». Cette même notation signifie que l'on s'intéresse au régime permanent. A l'opposé, l'algorithme de *Yee* traite naturellement les phénomènes transitoires dans le domaine temporel. Cet aspect a immédiatement captivé l'intérêt des autorités militaires (Etats-unis) qui cherchaient à se prémunir de l'effet de l'impulsion électromagnétique (*Ang-EMP*) générée par une explosion nucléaire et susceptible d'endommager des dispositifs électroniques de défense situés à des centaines de kilomètres du lieu de la déflagration. Il était attendu qu'un tel modèle puisse contribuer au perfectionnement des blindages.

Dès lors, une étude plus approfondie de l'algorithme de *Yee* a permis à *Taflove et al* [2] de définir des conditions exactes de stabilité. *Mur* [3] a, par la suite, développé des conditions de bord permettant d'analyser une structure quelconque, y compris les structures ouvertes telles que les antennes. Ceci a permis à *Taflove et al* [4] de présenter une méthode permettant d'obtenir les champs proches et lointains ainsi que la surface équivalente radar de structures en deux ou trois dimensions. La modélisation discrétisée de ces structures est alors améliorée en utilisant des sous-cellules telles que celles introduites par *Umashankar et al* [5].

Les éléments cités dans le précédent paragraphe constituent le strict minimum nécessaire à la réalisation d'un simulateur FDTD. Il est clair que depuis le temps, ces ingrédients ont subi plusieurs améliorations et les techniques d'implémentations se sont diversifiées. Le nombre de logiciels commerciaux utilisant la FDTD reflète sans doute la robustesse et la puissance de cette méthode.

1.1. Avantages

A comparer aux autres méthodes numériques, *Taflove* [6] attribue à la FDTD les avantages suivants :

- La FDTD ne requiert pas de résolution de systèmes d'équations linéaires,
- La FDTD est précise et robuste car les sources d'erreurs et d'instabilités sont connues et maîtrisées,
- Possibilité d'obtention des régimes transitoires (réponse impulsionnelle),
- Prends en charge les non-linéarités des systèmes,
- La FDTD est une méthode systématique, ce qui signifie, que le noyau de calcul ne change pas quand on passe d'un système à un autre, il suffit juste de redéfinir la composition et la géométrie de l'objet,
- Méthode d'ordre 1, ce qui permet d'étudier des objets de grande taille,
- Possibilité de visualiser le phénomène physique pour une meilleure compréhension et interprétation,

Sullivan [7] et **Kunz** [8] exposent d'autres points forts de la méthode, notamment :

- Obtention aisée de la réponse fréquentielle en une seule simulation,
- Possibilité de traiter des milieux dispersifs tels que les plasmas.

1.2. Inconvénients

- Le temps de convergence dépend de la taille de la structure, de l'incrément temporel et de l'incrément spatial,
- Ce temps dépend également du facteur de qualité de la structure [9],
- Ambiguïté lors de la modélisation des interfaces,
- Inexistence d'un absorbant (virtuel) fonctionnant de manière efficace dans des conditions versatiles.

1.3. Domaine d'utilisation

- Analyse des circuits micro-ondes,
- Analyse des structures rayonnantes,
- Etude des phénomènes transitoires liées aux ondes électromagnétiques (EMP),
- Analyse des circuits digitaux à commutation rapide et visualisation des phénomènes de couplage (**Ang**- Cross-Talk) entre pistes voisines,
- Association du simulateur avec des logiciels d'analyse de circuits tels que Spice,
- Acoustique [7],
- Optique [6],
- Résolution de l'équation de Schrödinger [7],
- Analyse des effets biologiques des ondes électromagnétiques grâce à la prise en considération des matériaux dispersifs [6] et [10].

2. Discrétisation des équations de Maxwell

Afin de comprendre le fonctionnement de la méthode, nous allons recourir à un cas unidimensionnel. Considérons une onde plane polarisée selon Ox se propageant dans la direction Oz . L'équation de propagation est entièrement décrite par la variable temps t et l'abscisse z . En absence de sources, les équations de Maxwell se réduisent à :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3-2)$$

Afin de pouvoir évaluer sur un ordinateur les quantités continues figurant dans les expressions précédentes, nous procédons à une discrétisation. Pour cela, les valeurs de E_x et H_y sont échantillonnées à chaque espacement Δz et à des intervalles de temps Δt . Nous exprimons à présent les dérivées partielles temporelles et spatiales en terme des différences centrales finies. Considérons la réalisation de l'équation (3-1) en un temps $t_0 = n_0 \Delta t$ et à une abscisse $z_0 = k_0 \Delta z$. Afin d'évaluer le terme de gauche de l'équation (3-1), il est nécessaire de connaître à l'emplacement z_0 les valeurs de E_x à un instant t_{-1} antérieur à t_0 et à un instant t_1 postérieur à t_0 . Comme nous avons convenu de faire un échantillonnage chaque Δt et sachant que t_0 est le centre de $[t_{-1}, t_1]$, il en résulte l'évaluation de la partie gauche de (3-1) :

$$\left. \frac{\partial E_x}{\partial t} \right|_{t=t_0, z=z_0} \approx \frac{E_x^{t_0+\Delta t/2}(z_0) - E_x^{t_0-\Delta t/2}(z_0)}{\Delta t} \quad (3-3)$$

ou encore, en notation discrète

$$\left. \frac{\partial E_x}{\partial t} \right|_{t=t_0, z=z_0} \approx \frac{E_x^{n_0+1/2}(k_0) - E_x^{n_0-1/2}(k_0)}{\Delta t} \quad (3-4)$$

Pour ce qui est du terme droit de (3-1), nous procédons de la même manière à la seule différence qu'il s'agit de la dérivée par rapport à la variable spatiale. Ainsi, il est nécessaire de connaître au temps t_0 les valeurs de H_y à un lieu z_{-1} positionné avant z_0 et à un lieu z_1 positionné après z_0 . Comme nous avons convenu de faire un échantillonnage chaque Δz et sachant que z_0 est le centre de $[z_{-1}, z_1]$, il en résulte l'évaluation de la partie droite de (3-1) :

$$-\frac{1}{\varepsilon} \left. \frac{\partial H_y}{\partial z} \right|_{t=t_0, z=z_0} \approx -\frac{1}{\varepsilon} \frac{H_y^{n_0}(k_0 + 1/2) - H_y^{n_0}(k_0 - 1/2)}{\Delta z} \quad (3-5)$$

Nous obtenons à partir de (3-4) et (3-5) notre première équation de récurrence :

$$E_x^{n_0+1/2}(k_0) = E_x^{n_0-1/2}(k_0) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} (H_y^{n_0}(k_0 + 1/2) - H_y^{n_0}(k_0 - 1/2)) \quad (3-6)$$

S'étant fixé les emplacements des champs et leur occurrence temporelle, il en résulte que l'équation (3-2) sera réalisée obligatoirement aux instants $(n+1/2).\Delta t$ et aux lieux $(k+1/2).\Delta z$. Cet aspect est illustré par la figure ci-dessous.

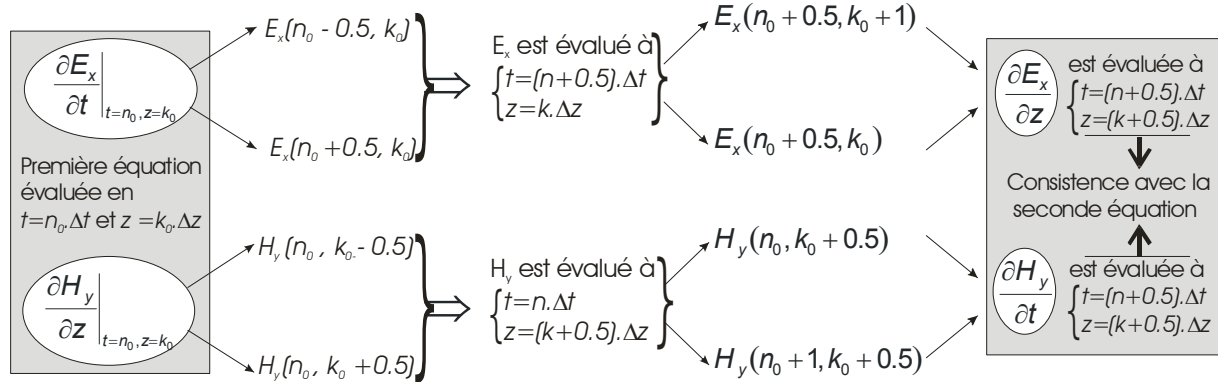


Figure 3-1 Discrétisation des équations de Maxwell

La discrétisation de l'équation (3-2) donnera :

$$-\frac{1}{\mu} \left. \frac{\partial E_x}{\partial z} \right|_{t=t_0+\Delta t/2, z=z_0+\Delta z/2} \approx -\frac{1}{\mu} \frac{E_x^{n_0+1/2}(k_0+1) - E_x^{n_0+1/2}(k_0)}{\Delta z} \quad (3-7)$$

$$\left. \frac{\partial H_y}{\partial t} \right|_{t=t_0+\Delta t/2, z=z_0+\Delta z/2} \approx \frac{H_y^{n_0+1}(k_0+1/2) - H_y^{n_0}(k_0+1/2)}{\Delta t} \quad (3-8)$$

d'où l'équation de récurrence

$$H_y^{n_0+1}(k_0+1/2) = H_y^{n_0}(k_0+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} (E_x^{n_0+1/2}(k_0+1) - E_x^{n_0+1/2}(k_0)) \quad (3-9)$$

Les deux équations couplées (3-1) et (3-2) traduisent l'interaction instantanée des composantes du champ. C'est cette interaction qui est modélisée à chaque temps $n.\Delta t$ et $(n+1/2).\Delta t$ par les équations discrètes (3-6) et (3-9), ce qui aboutit à la reproduction discrète du phénomène physique de propagation tel qu'il existerait en réalité.

Selon les développements précédents, nous constatons que les composantes du champ sont échantillonnées certes de manière régulière, mais pas aux mêmes instants ni aux mêmes emplacements. Ceci représente une des caractéristiques fondamentales de l'algorithme de *Yee*. Ce chevauchement spatial et temporel est illustré par la figure 3-2.

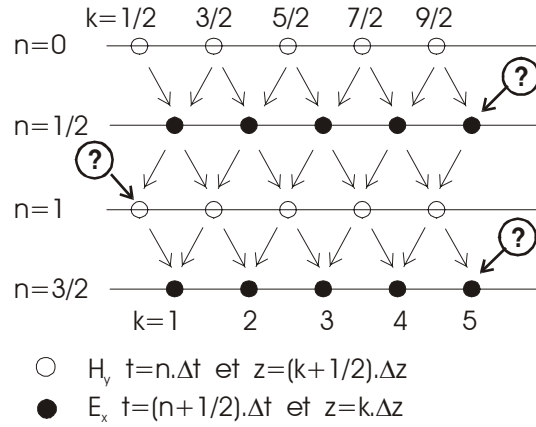


Figure 3-2 Entrelacement temporel et spatial des composantes du champ

Le déroulement de l'algorithme se fait de la manière suivante : Au temps $t = 0$, tous les champs ont une valeur nulle. A chaque itération, il y a évaluation des nouveaux champs électriques en fonction des anciens champs magnétiques. Il y a ensuite application du champ électrique incident (cela se traduit par la modification forcée des valeurs du champ là où la source se situe. Cette technique d'excitation est dite « hard source »). Puis les valeurs du champ magnétique sont calculées en fonction des champs électriques. Ce processus est réitéré jusqu'à l'obtention de la convergence de la caractéristique recherchée ou encore, jusqu'à la disparition de l'onde.

En procédant de la même manière, il est possible d'obtenir les équations de la FDTD pour le cas 3D. soit :

$$E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, k) = E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (3-10)$$

$$E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) = E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right] \quad (3-11)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) = E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right] \quad (3-12)$$

Les valeurs du champ magnétique sont alors mises à jour comme suit :

$$H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = H_x^{n-1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right] \quad (3-13)$$

$$H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) = H_y^{n-1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i + 1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k + 1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta z} \right] \quad (3-14)$$

$$H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) = H_z^{n-1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i + \frac{1}{2}, j + 1, k) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i + 1, j + \frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right] \quad (3-15)$$

L'entrelacement qui en résulte est illustré par la figure 3-3. Les champs électriques sont évalués aux instants $n.\Delta t$ alors que les champs magnétiques sont temporellement décalés d'un demi-pas, pour être évalués tous les $(n+1/2).\Delta t$. Une cellule parallélépipédique de l'algorithme de **Yee** est dessinée sur la figure 3-3. Les champs électriques sont situés au milieu des segments constituant la cellule, tandis que les champs magnétiques sont situés au milieu des facettes de la cellule.

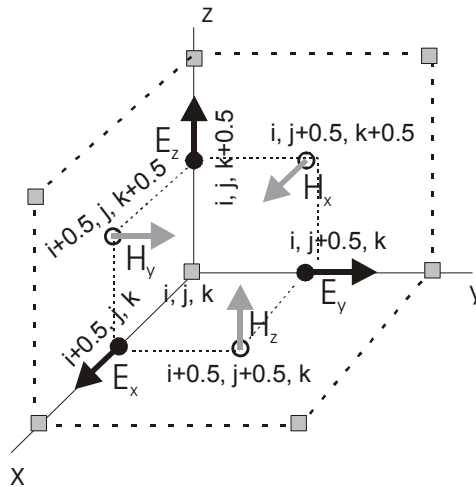


Figure 3-3 Entrelacement des composantes du champ en 3D

Les équations précédentes correspondent à la réalisation des équations de Maxwell dans le vide. Dans le prochain paragraphe, nous expliquons comment tenir compte des différents matériaux.

2.1. Modélisation d'objets dans l'espace virtuel

Afin d'inclure des objets dans l'espace virtuel (dit aussi, espace de calcul), deux approches sont possibles. La première est utilisée uniquement dans le cas de conducteurs parfaits et de milieux diélectriques sans perte. Elle consiste à remplacer la permittivité du milieu ϵ dans (3-10) à (3-12) par la valeur exacte de la permittivité aux coordonnées $(i+1/2, j, k)$ dans (3-10), $(i, j+1/2, k)$ dans (3-11) et $(i, j, k+1/2)$ dans (3-12). Les conducteurs parfaits sont modélisés en imposant une valeur nulle à la composante du champ électrique tangentielle et à la composante du champ magnétique normale. La seconde approche est plus élégante, elle fait usage du flux $\vec{D}$. Les équations de **Maxwell** sont utilisées comme suit [7] :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3-16)$$

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon}(\omega) \cdot \vec{E} \quad (3-17)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3-18)$$

$\tilde{\epsilon}(\omega)$ est la permittivité complexe du milieu qui dépend de la fréquence. $\vec{D}$ et $\vec{E}$ sont respectivement les transformées de **Fourier** du flux et du champ électrique. Tandis que les équations (3-16) et (3-18) sont utilisées pour modéliser la propagation, l'équation (3-17) est utilisée pour définir les caractéristiques du milieu. C'est à travers cette équation que des milieux dispersifs tels que ceux de Debye, de Lorentz ou encore les plasmas, peuvent être modélisés. Ainsi, en suivant la procédure de **Yee** :

- En (3-16), $\vec{D}$ est calculé connaissant $\vec{H}$,
- En (3-17), $\vec{E}$ est calculé connaissant $\vec{D}$,
- En (3-18), $\vec{H}$ est calculé connaissant $\vec{E}$.

La discrétisation de (3-16) donne les mêmes expressions que (3-10) à (3-12) sauf qu'il faut y remplacer $\epsilon \cdot \vec{E}$ par $\vec{D}$. Ainsi :

$$D_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, k) = D_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) + \Delta t \cdot \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (3-19)$$

$$D_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) = D_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) + \Delta t \cdot \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right] \quad (3-20)$$

$$D_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) = D_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) + \Delta t \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right] \quad (3-21)$$

Afin de calculer $\vec{E}$ connaissant $\vec{D}$ à partir de (3-17), il est nécessaire d'appliquer une transformée de **Fourier** inverse, à partir de laquelle, une relation de convolution est obtenue. Cette dernière n'est pas toujours facilement adaptée à la FDTD. Pour cette raison **Sullivan** [7] adopte une technique très intéressante utilisant la transformée en Z et aboutissant à une relation de récurrence. Du fait que les milieux que nous allons analyser ne possèdent pas la complexité des plasmas, nous allons plutôt adopter une approche plus classique. Dans le cas d'un milieu contenant un conducteur et un diélectrique dissipatifs, la permittivité complexe s'exprime comme suit :

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon + \frac{\sigma}{j\omega} \quad (3-22)$$

En remplaçant (3-22) dans (3-17) et en appliquant une transformée de **Fourier** inverse tout en tenant compte des propriétés des dérivées, on obtient :

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3-23)$$

L'équation (3-23) représente une transformation dépendant uniquement du temps, raison pour laquelle on fera abstraction des coordonnées spatiales i, j, k . Considérons la réalisation de l'équation (3-23) à un instant $(n+1/2) \cdot \Delta t$. Ce temps a été choisi car les composantes du flux et du champ électrique existent aux instants $n \cdot \Delta t$ et de ce fait, les dérivées partielles utilisant ces composantes seront obligatoirement évaluées au centre de cet intervalle. Malheureusement, le champ électrique figurant en dehors de la dérivée partielle à droite de l'équation (3-23) doit être connu à $(n+1/2) \cdot \Delta t$ alors que l'organisation dictée par le procédé de **Yee** ne prévoit pas le stockage de cette valeur à cet instant. Pour cette raison, on a recours à la valeur moyennée à travers les instants voisins. Nous exprimons alors (3-23) comme suit :

$$\frac{\vec{D}^{n+1} - \vec{D}^n}{\Delta t} = \sigma \frac{\vec{E}^{n+1} + \vec{E}^n}{2} + \varepsilon \frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n}{\Delta t} \quad (3-24)$$

d'où la relation de récurrence :

$$\vec{E}^{n+1} = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \vec{E}^n + \frac{2}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} (\vec{D}^{n+1} - \vec{D}^n) \quad (3-25)$$

Cette équation (traduisant trois équations délocalisées selon l'entrelacement des composantes du champ électrique) permet de modéliser un milieu contenant des matériaux divers, et ce en calculant auparavant les coefficients de cette équation qui dépendent de l'emplacement dans l'espace de calcul. Ces détails sont exposés dans le prochain paragraphe. Pour ce qui est du calcul du champ magnétique à partir du champ électrique, on garde les relations (3-13) à (3-15).

2.2. Matériaux et organisation de la mémoire

Dans le but d'optimiser l'exécution de tout algorithme sur un ordinateur, il est conseillé de maintenir un flux constant de données et d'instructions vers le processeur. C'est surtout le cas des microprocesseurs modernes qui anticipent la lecture mémoire tandis que des opérations mathématiques sont en cours d'exécution. Cadencer de manière intelligente le programme est alors essentiel à l'optimisation du temps de calcul. L'aboutissement à de tels programmes n'est pas uniquement lié à la qualité du compilateur, mais il dépend aussi de la manière dont le programme est implémenté. Parmi les pièges à éviter, nous citons l'utilisation de branchements conditionnels qui cassent le déroulement du programme. Dans cette optique, nous expliquons comment nous procédons afin d'obtenir un noyau de calcul uniforme ayant la capacité de traiter des milieux différents sans avoir recours à des tests logiques. Nous commençons par réécrire l'équation (3-25) selon l'emplacement des champs électriques :

$$E_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = \frac{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} - \sigma_{i+0.5,j,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} + \sigma_{i+0.5,j,k}\Delta t} E_x|_{i+0.5,j,k}^n + \frac{2}{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} + \sigma_{i+0.5,j,k}\Delta t} (D_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} - D_x|_{i+0.5,j,k}^n) \quad (3-26)$$

$$E_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1} = \frac{2\varepsilon_{i,j+0.5,k} - \sigma_{i,j+0.5,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j+0.5,k} + \sigma_{i,j+0.5,k}\Delta t} E_y|_{i,j+0.5,k}^n + \frac{2}{2\varepsilon_{i,j+0.5,k} + \sigma_{i,j+0.5,k}\Delta t} (D_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1} - D_y|_{i,j+0.5,k}^n) \quad (3-27)$$

$$E_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1} = \frac{2\varepsilon_{i,j,k+0.5} - \sigma_{i,j,k+0.5}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k+0.5} + \sigma_{i,j,k+0.5}\Delta t} E_z|_{i,j,k+0.5}^n + \frac{2}{2\varepsilon_{i,j,k+0.5} + \sigma_{i,j,k+0.5}\Delta t} (D_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1} - D_z|_{i,j,k+0.5}^n) \quad (3-28)$$

Notons, à travers ces expressions, que la permittivité et la conductivité sont exprimées à des emplacements différents selon la position du champ électrique. Ceci est une conséquence de l'entrelacement dans la grille de *Yee*. Prenons par exemple l'équation (3-26). Nous définissons les facteurs $gax(i,j,k)$ et $gbx(i,j,k)$ tels que :

$$gax(i,j,k) = \frac{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} - \sigma_{i+0.5,j,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} + \sigma_{i+0.5,j,k}\Delta t} \quad (3-29)$$

$$gbx(i,j,k) = \frac{2}{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} + \sigma_{i+0.5,j,k}\Delta t} \quad (3-30)$$

Nous réexprimons alors (3-26) comme suit :

$$E_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = gax(i,j,k).E_x|_{i+0.5,j,k}^n + gbx(i,j,k).(D_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} - D_x|_{i+0.5,j,k}^n) \quad (3-31)$$

Les coefficients gax et gbx caractérisent le milieu étudié. Ils sont invariants pendant le déroulement du programme, raison pour laquelle, ils sont évalués sur tout l'espace de calcul avant le lancement de la simulation. En pratique, les valeurs sont mémorisées dans deux matrices à trois dimensions. Ainsi, les considérations géométriques et les tests concernant l'appartenance d'un point à tel ou tel matériau sont effectués une seule fois. Cette tâche est confiée à un pré-processeur. La prise en compte des gradients de permittivité et de conductivité se font de manière directe. En conséquence, le noyau de calcul est bien restreint à effectuer des opérations arithmétiques, sans distinction entre les matériaux. La complexité de la structure étudiée est alors découplée de la complexité arithmétique du noyau de la FDTD. Il résulte également de cette procédure, un gain de temps de calcul, car plusieurs opérations mathématiques redondantes ont été évitées grâce à la mise en mémoire des coefficients. De la même manière, nous définissons à partir de (3-27) et de (3-28) les coefficients gay , gby , gaz et gbz . Nous illustrons par un exemple 2D, le travail du pré-processeur (Figure 3-4).

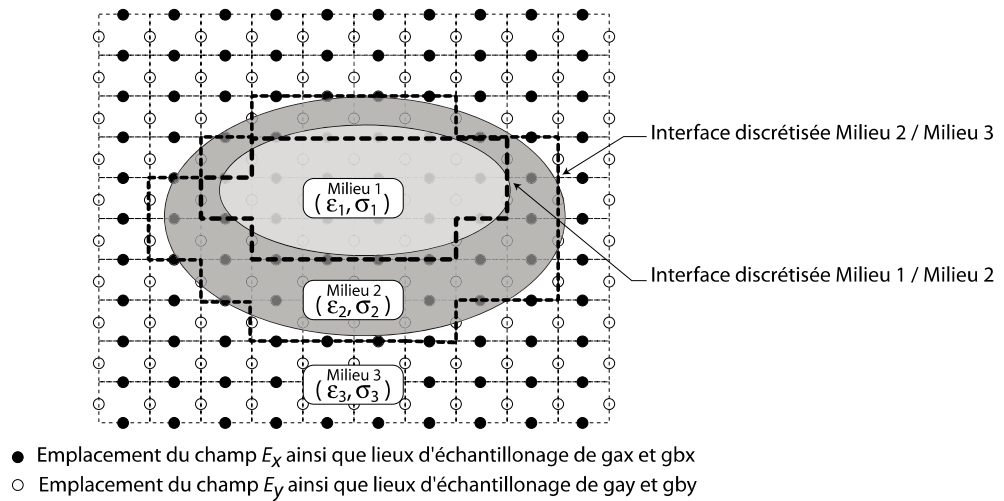


Figure 3-4 : Exemple en 2D de la discrétisation des interfaces entre les milieux constituant l'objet sous test.

Ce dernier tente de décrire l'objet avec le minimum d'erreurs de discrétisation en définissant de nouvelles interfaces discrétisées séparant les différents milieux. Les coefficients (g_{xx} , g_{xy}) caractérisant un point se trouvant dans le milieu 1, seront calculés en utilisant les valeurs (ϵ_1 , σ_1). Pour les points situés exactement au niveau de l'interface, il est de coutume d'utiliser les valeurs moyennes de la conductivité et de la permittivité [11]. Pour plus de précision, il est également possible d'utiliser une moyenne pondérée par la quantité (surface) des matériaux existante dans un périmètre $\Delta_x \times \Delta_y$ (ou volume $\Delta_x \times \Delta_y \times \Delta_z$ dans le cas 3D). Ainsi, si le point est entouré par une quantité S_1 du matériau 1 et d'une quantité S_2 du matériau 2, alors, la permittivité à utiliser pour le point considéré sera [7] :

$$\epsilon_{moy} = \frac{S_1 \times \epsilon_1 + S_2 \times \epsilon_2}{S_1 + S_2} = \frac{S_1 \times \epsilon_1 + S_2 \times \epsilon_2}{\Delta x \times \Delta y} \quad (3-32)$$

Le travail effectué pour les coefficients g_{xx} et g_{xy} devra également être mené pour les autres coefficients (g_{yy} , g_{yx} , g_{zz} et g_{yz}), car ils représentent des points qui ne sont pas situés au même emplacement et donc, ils n'appartiennent pas forcément au même milieu. Ceci signifie que dans le cas général, il est nécessaire de disposer de six matrices tridimensionnelles à valeurs réelles dans le but de modéliser les différents milieux. Comme ces matrices s'étendent sur tout l'espace de calcul, il est évident qu'elles auront des tailles importantes. Néanmoins, nous pouvons faire quelques simplifications. La démarche présentée auparavant est utile si le nombre de milieux étudiés est très important (par exemple dans le cas d'un gradient de permittivité). Toutefois, si les différents matériaux utilisés sont dénombrables et limités à une petite quantité, alors il est plus avantageux d'utiliser la démarche suivante. On suppose que le nombre de matériaux est inférieur à 256 (2^8). Nous créons deux vecteurs ga et gb dans lesquels nous sauvegardons toutes les occurrences possibles des couplets (g_{xx}, g_{xy}), (g_{yy}, g_{yx}), (g_{zz}, g_{yz}) issus de la diversité des matériaux augmentées des valeurs particulières (moyennes au niveau des interfaces). Les différentes valeurs caractérisant les milieux sont, à présent, accessibles grâce à un index sur les vecteurs ga et gb . Afin de modéliser les milieux, il suffit de faire usage d'une seule matrice qui s'étend sur tout l'espace virtuel et qui contient de manière condensée trois indices (valeurs entières) pointant sur les vecteurs ga et gb . Au bout du compte, au lieu d'avoir six matrices tridimensionnelles contenant des nombres réels, on a deux vecteurs de petite taille contenant des nombres réels et une matrice tridimensionnelle dont chaque élément contient trois octets (un octet pour chaque direction), au lieu de quatre dans le cas d'une variable réelle à simple précision. Le procédé sus-cité est illustré par la figure 3-5.

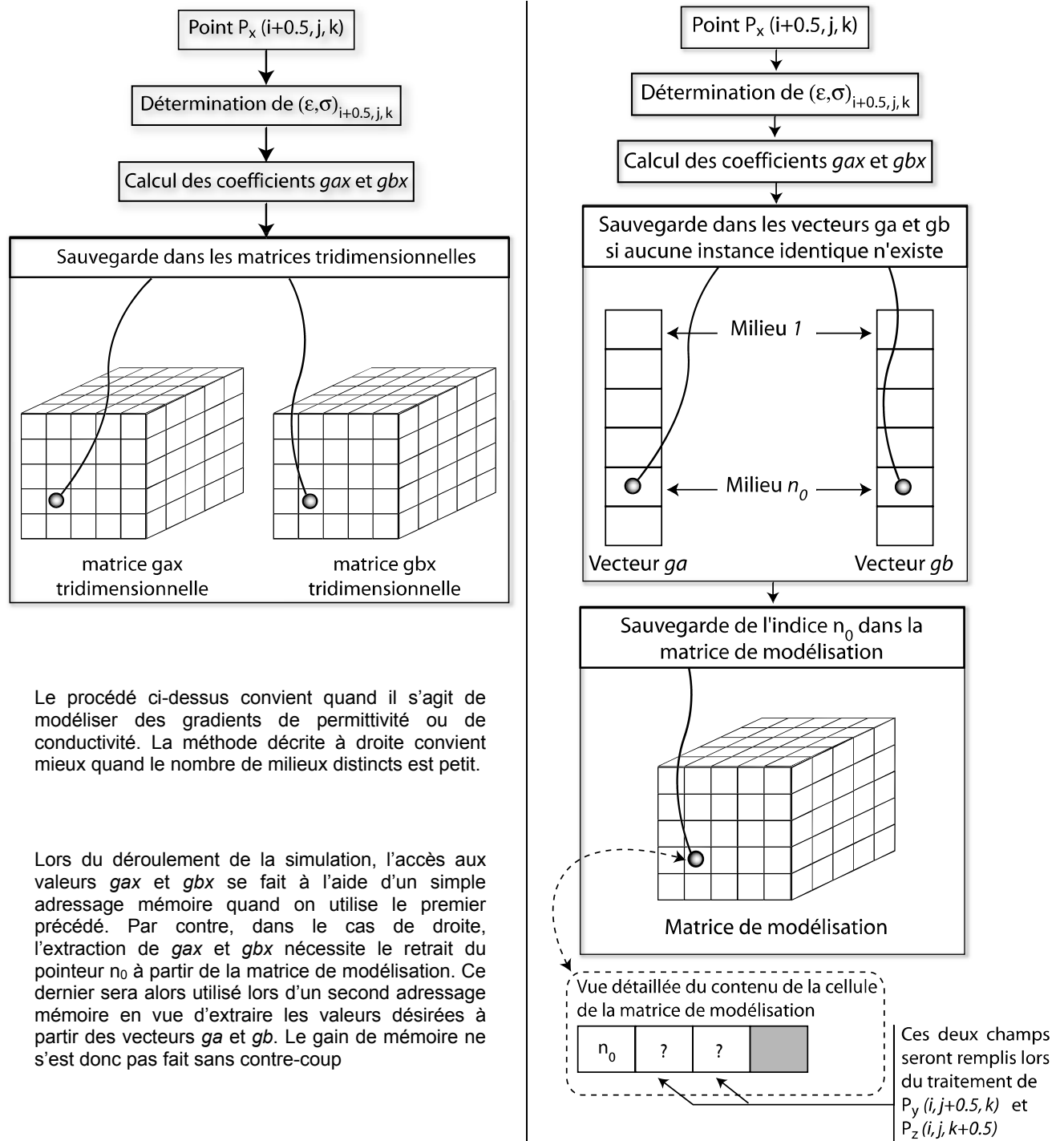


Figure 3-5 : Procédé de définition des objets et optimisation de l'espace mémoire.

3. Dispersion et stabilité

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la FDTD utilise une approximation des dérivées partielles dans le but de simuler les équations de *Maxwell*. Il en résulte l'apparition de phénomènes artificiels dans l'espace de calcul. Dans ce qui suit nous élaborons une simulation unidimensionnelle afin d'observer en pratique ces phénomènes. Nous simulons, selon les équations (3-6) et (3-9), la propagation d'une impulsion rectangulaire. Nous expérimentons plusieurs pas Δz et Δt , puis nous arrêtons la simulation et nous affichons l'état de l'onde, le long du parcours.

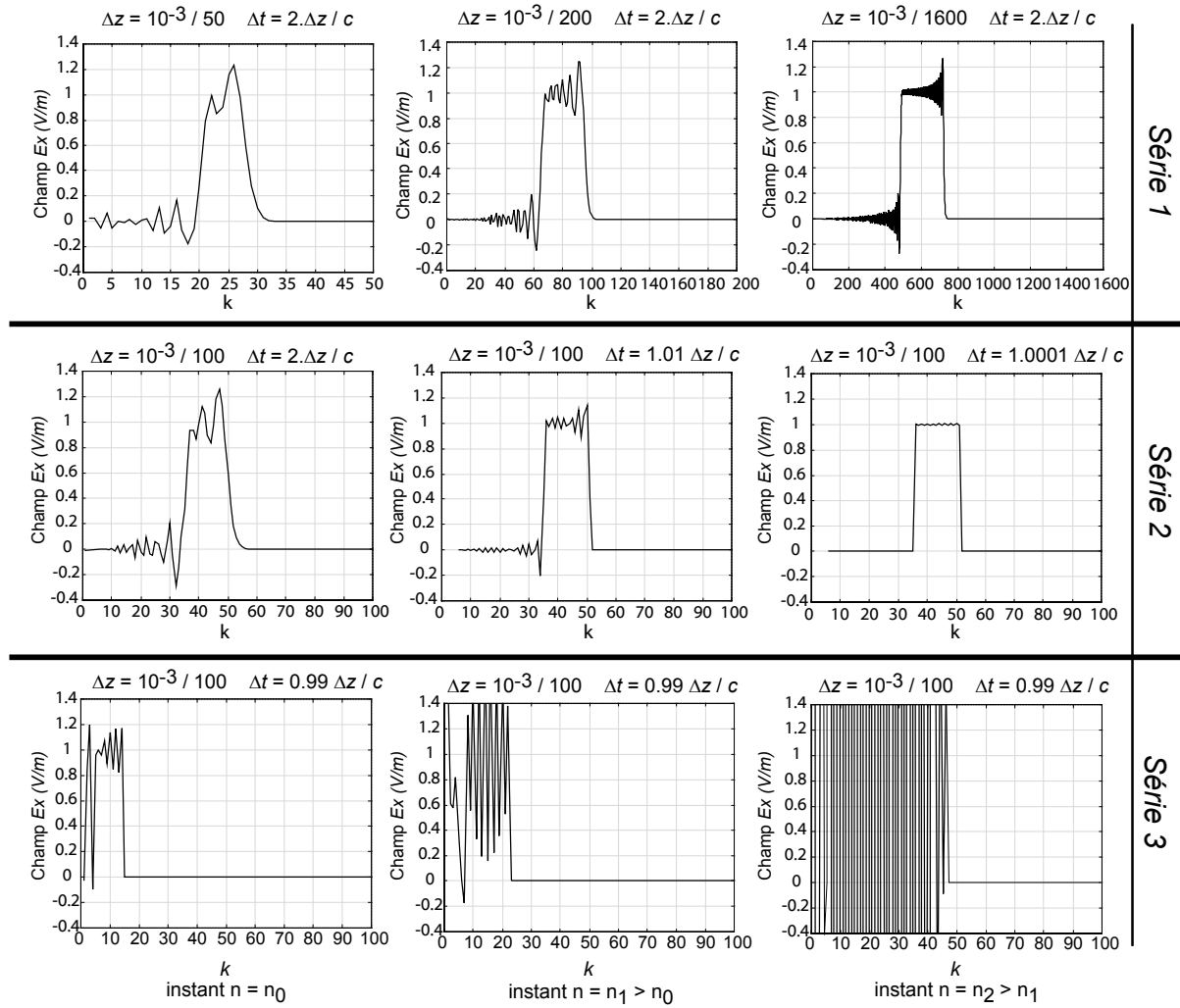


Figure 3-6 : Expérimentation de diverses valeurs d'incrément et apparition de phénomènes artificiels

A travers les différents essais que nous avons considérés, nous constatons que la forme de l'onde est très sensible au choix des incréments Δz et Δt . Lors de la première série de test, c'est l'incrément spatial qui est diminué. Lors du premier essai, on observe un temps de montée très important et des ondulations accentuées. Une diminution de Δz lors du second essai permet d'améliorer le temps de montée, tandis que les ondulations semblent plus oscillantes. Le troisième essai, impliquant un incrément beaucoup plus petit, présente un temps de montée quasi-parfait. La fréquence des ondulations semble être dédoublée. Dans la deuxième série de tests, nous avons plutôt augmenté le pas temporel. Il s'en est suivi une amélioration progressive de la forme de l'onde, jusqu'à obtention d'une forme idéale. Au-delà d'une certaine valeur limite, l'algorithme de *Yee* diverge. Cette situation est illustrée par la troisième série de tests. Les figures représentent la forme de l'onde à trois instants successifs. Cette divergence est signe d'instabilité numérique.

Taflove [6] montre que le phénomène de distorsion de l'onde (première et seconde série de tests) est dû à la dispersion des composantes fréquentielles. Il est démontré, en utilisant une onde monochromatique (voir annexe 1) que la propagation dans la grille de *Yee* est régie par l'équation de dispersion suivante :

$$\left[\frac{1}{c\Delta t} \sin\left(\frac{\omega\Delta t}{2}\right) \right]^2 = \left[\frac{1}{\Delta x} \sin\left(\frac{k_x\Delta x}{2}\right) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta y} \sin\left(\frac{k_y\Delta y}{2}\right) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta z} \sin\left(\frac{k_z\Delta z}{2}\right) \right]^2 \quad (3-33)$$

k_x , k_y , et k_z sont les nombres d'onde dans les directions X , Y et Z . Dans le milieu réel, par contre, la relation de dispersion est donnée par :

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = (k_x)^2 + (k_y)^2 + (k_z)^2 \quad (3-34)$$

Dans le cas de notre simulation unidimensionnelle, nous déduisons de (3-33) la valeur de la constante de propagation :

$$k_z = \frac{2}{\Delta z} \sin^{-1} \left(\frac{\Delta z}{c\Delta t} \sin \left(\frac{\omega\Delta t}{2} \right) \right) \quad (3-35)$$

ou encore

$$\frac{k_z}{k_0} = \frac{N_\lambda}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{1}{S} \sin \left(S \frac{\pi}{N_\lambda} \right) \right) \quad (3-36)$$

$S = c \cdot \Delta t / \Delta z$ est appelé facteur de « Courant ». $N_\lambda = \lambda_0 / \Delta z$ est le nombre de points par longueur d'ondes. Quand le facteur de Courant vaut l'unité, on constate que la constante de propagation est égale à celle du milieu réel k_0 , et ce, quelle que soit la fréquence de l'onde. **Taflove** qualifie cette valeur de « magique ». Malheureusement, ce cas idéal ne se produit que pour la propagation unidimensionnelle. Dans le cas bidimensionnel et tridimensionnel, une telle valeur n'existe que pour des directions de propagations bien spécifiques. Ne pouvant pas se débarrasser de cet effet, il est souhaitable d'en diminuer l'ampleur. La figure 3-7 illustre le rapport des constantes de propagation en fonction de S et de N_λ selon l'équation (3-36). D'après le graphe, on constate que la dispersion est d'autant moins perceptible que la grille est fine. Ceci est assez intuitif comme raisonnement, car l'approximation de la dérivée partielle est d'autant plus exacte que le pas est petit. Il est donc possible de contrôler la dispersion en choisissant les pas de discrétisation adéquats.

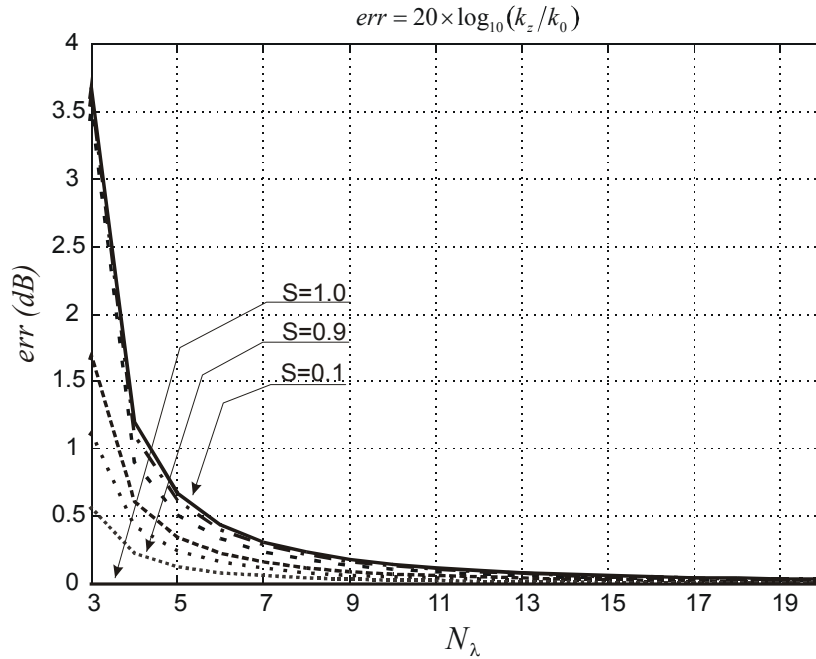


Figure 3-7 : Influence du choix des incréments sur la constante de propagation associée à la grille de Yee

Dans le cas tridimensionnel, il est nécessaire de résoudre l'équation de dispersion par une méthode numérique afin de percevoir l'effet de la discrétisation. De plus il faut s'assurer que l'erreur est sous un niveau acceptable, et ce, dans toutes les directions. **Sullivan** [7] propose une méthode pratique pour déterminer les différents incréments. Selon la fréquence de travail, la géométrie étudiée et les matériaux constituant l'objet, il détermine (de manière empirique) la plus petite longueur d'onde pouvant exister dans le système, puis il utilise systématiquement les valeurs $N_\lambda = 10$ et $S = 1/2$. Bien que ces valeurs soient largement utilisées en pratique, il faut garder à l'esprit que ce choix risque de ne pas convenir quand la structure étudiée possède d'importantes dimensions car les différences de phase entre les composantes fréquentielles seront importantes et la forme d'onde sera détériorée. De plus, il arrive dans des situations pratiques que ça ne soit pas la longueur d'onde minimale qui fixe l'incrément spatial mais plutôt le niveau souhaité des détails géométriques. De manière idéale, il faudrait utiliser le maximum de subdivisions et un pas temporel très fin. Ceci se fait alors au détriment du temps de calcul. Il faudrait également posséder la quantité de mémoire nécessaire au stockage des champs électriques et magnétiques.

L'équation (3-33) révèle un autre point important. Puisque le nombre d'onde de la grille de **Yee** dépend de la direction de propagation, alors ce milieu est anisotrope.

Nous nous intéressons à présent au phénomène d'instabilité régissant la troisième série de test (Figure 3-6). Dans le cas unidimensionnel, nous constatons que l'instabilité se manifeste quand la constante de Courant est supérieure à l'unité ($\Delta t > \Delta z/c$). **Taflove** [2] montre que dans le cas tridimensionnel, l'instabilité se manifeste quand :

$$\Delta t > \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (3-37)$$

La démonstration est reprise en annexe 2. En conclusion, le choix des différents pas d'échantillonnage se fait de la manière suivante :

1. Choisir l'incrément spatial de telle sorte qu'il corresponde au dixième de la plus petite des longueurs d'ondes,
2. Si l'objet à étudier possède des détails qui sont plus petits que la valeur de l'incrément spatial choisi en 1, alors il faut revoir à la baisse cette valeur de telle sorte qu'elle corresponde à la taille du plus petit des détails que l'on souhaite modéliser.
3. Choisir l'incrément temporel afin de maintenir la stabilité de l'algorithme.

4. Absorbants et troncature de l'espace de calcul

Considérons le cas unidimensionnel de l'algorithme de **Yee** dicté par les équations (3-6) et (3-9). La figure 3-8 illustre l'état de l'espace de calcul juste avant la mise à jour des valeurs du champ électrique (première étape de l'algorithme). Nous supposons que l'algorithme a été implémenté sur un ordinateur possédant uniquement sept emplacements mémoire. Lors de la mise à jour des valeurs du champ électrique, on constate que les valeurs de bordure nécessitent l'existence de valeurs du champ magnétique voisines qui ne sont pas disponibles car elles n'ont pas été stockées vu le manque de mémoire. Ainsi, les valeurs du champ électrique de bordure ne sont jamais mises à jour, et de ce fait, elles gardent leur valeur initiale qui est nulle. En pratique, ceci entraîne la réflexion totale de l'onde qui se propage le long de l'axe Oz . De manière physique, ceci s'explique par la simulation involontaire d'un conducteur parfait. Nous concluons donc, que la troncature incontournable de l'espace de calcul conduit inexorablement à envelopper ce dernier de conducteurs parfaits.

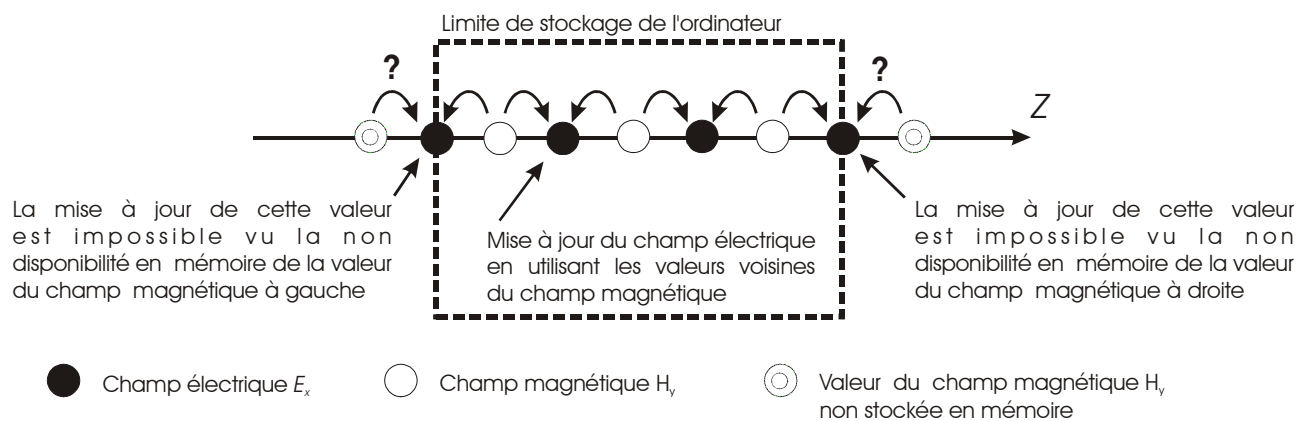


Figure 3-8 : Mise à jour des valeurs du champ électrique

C'est justement cet aspect qui a freiné l'utilisation de la FDTD à ses débuts. Nous comprenons également pourquoi cette méthode était utilisée uniquement dans l'analyse de structures fermées. Afin de contourner ce problème, deux approches sont apparues :

- La première est mathématique et conduit à l'apparition des conditions de bords analytiques (**Ang**-**Analytic Boundary Conditions ABC**). Nous pouvons citer de manière non exhaustive la méthode de **Mur** [3] ou encore celle de **Liao** [12]. La première est basée sur le remplacement, au niveau des bords, des équations standards de **Yee** par d'autres équations différentielles assurant la propagation de l'onde dans une seule direction. La seconde méthode est basée sur l'évaluation de la valeur du champ de bordure par utilisation de l'interpolation de Newton, arrangée en l'occurrence en extrapolation.
- La deuxième approche consiste à simuler, au même titre que les objets analysés, des absorbants virtuels ayant la capacité de consommer l'onde incidente quelle que soit sa fréquence, sa nature et sa polarisation, sans provoquer de réflexions. C'est l'apparition des couches parfaitement adaptées (**Ang**-**Perfectly Matched Layer PML**) de **Berenger** [13] et également sa variante plus économique en mémoire dite **UPML** [14][6] pour **Uniaxial Perfectly Matched Layer**.

Les ABC ont constitué historiquement la première solution au problème de réflexion de l'onde. Leurs développements sont toujours d'actualité [15]. Les réflexions résiduelles issues de leur implémentation est, dans le meilleur des cas, de l'ordre de -70 dB : c'est le fruit de la combinaison d'un ABC classique avec l'opérateur complémentaire de **Ramahi** [16] (**Ang**-**Complementary Operator, COM**). Comme cette technique utilise ses propres équations différentielles, alors l'étude de stabilité entreprise pour la grille de **Yee** n'est plus compatible. Il faut donc étudier, au cas par cas la stabilité de l'ABC. Cet aspect est traité par **Ramahi** [17].

La seconde tendance consiste à répliquer virtuellement une chambre anéchoïque. Dans le cas idéal, il est souhaitable que les absorbants utilisés soient le plus mince possible. Il est nécessaire qu'ils absorbent toute l'onde quels que soient, la fréquence et l'angle d'incidence de l'onde. La première tentative a été entreprise par **Holland** [18] qui utilisa un milieu avec pertes en tant qu'absorbant. L'intérêt pratique d'une telle implémentation fut moindre, car l'adaptation dépend de l'angle d'incidence de l'onde. **Berenger** [19] a, quant à lui, présenté une technique répondant à tous les critères conditionnant le succès d'un absorbant. En effet son modèle (PML) simule un matériau capable d'absorber l'onde incidente, l'adaptation est indépendante de l'angle d'incidence et le modèle est valide quelle que soit la fréquence. Les

réflexions résiduelles issues d'un tel modèle peuvent atteindre -110 dB. Parmi les reproches que l'on peut faire à cet absorbant, nous citons la nécessité de décomposer chaque composante du champ en sous-composante transversale et longitudinale, d'où le traitement de 12 composantes au lieu de 06. De plus, c'est un formalisme mathématique qui a permis d'aboutir à l'absorbant. Il est donc impossible de faire interagir cet absorbant avec les objets simulés (par exemple lors de l'étude d'une ligne s'étendant à l'infini).

Pour cette raison, une implémentation quasi-identique mais réalisable en pratique, a été proposée par **Sacks** [14] ainsi que par **Gedney** [20]. Elle est basée sur l'utilisation d'un matériau anisotrope uni-axial. Le dédoublement du nombre des composantes à traiter est alors évité. C'est donc ce modèle, appelé UPML, que nous avons décidé de greffer au noyau de la FDTD. Les étapes liées à l'implémentation de ce modèle sont présentées ci-après. Une démonstration rigoureuse est jointe en annexe 3.

Les équations de **Maxwell** dans le milieu anisotrope uni-axial sont données comme suit :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega\epsilon_2\vec{\epsilon}\vec{E} \quad (3-38)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega\mu_2\vec{\mu}\vec{H} \quad (3-39)$$

ϵ_2 et μ_2 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu anisotrope. $\vec{\epsilon}$ et $\vec{\mu}$ sont les tenseurs correspondant à un milieu anisotrope uni-axial. En considérant que l'axe particulier est Ox , ces tenseurs s'expriment comme suit.

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & b \end{pmatrix} \quad (3-40)$$

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} c & 0 & 0 \\ 0 & d & 0 \\ 0 & 0 & d \end{pmatrix} \quad (3-41)$$

La réalisation de l'absorbant se fait par un choix adéquat des coefficients a , b , c et d figurant dans l'expression des tenseurs de permittivité et de perméabilité. Il est montré (annexe 3) que le choix idéal consiste à prendre $\epsilon_1 = \epsilon_2 (= \epsilon_0)$, $\mu_1 = \mu_2 (= \mu_0)$, $d = b$, $c = 1/b$ et $a = 1/a = s_x$, avec

$$s_x = \kappa_x + \frac{\sigma_x}{j\omega\epsilon_0} \quad (3-42)$$

σ_x représente la conductivité occasionnant des pertes dans la couche perpendiculaire à la direction Ox . Considérant le choix effectué, l'expression des tenseurs se résume à

$$\vec{\epsilon} = \vec{\mu} = \begin{pmatrix} s_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & s_x & 0 \\ 0 & 0 & s_x \end{pmatrix} \quad (3-43)$$

Dans le cas où nous tiendrions compte des trois directions, nous utilisons les tenseurs suivants :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \bar{\bar{\mu}} = \begin{pmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_z s_x}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{pmatrix} \quad (3-44)$$

Afin d'obtenir un noyau de calcul uniforme pouvant sans distinction traiter le milieu ambiant, l'objet sous test et l'absorbant, on utilise la formulation généralisée suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \tilde{\vec{H}} = \bar{\bar{\epsilon}} \tilde{\vec{D}} \quad (3-45)$$

$$\tilde{\vec{D}} = j\omega \tilde{\epsilon}(\omega) \tilde{\vec{E}} \quad (3-46)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \tilde{\vec{E}} = -j\omega \bar{\bar{\mu}} \tilde{\vec{H}} \quad (3-47)$$

Pour garder un algorithme ne comportant que des différences finies du premier ordre, les équations précédentes sont découplées de la manière suivante :

$$1. \text{Calcul de } \tilde{\vec{D}}_p \text{ connaissant } \tilde{\vec{H}} \quad \vec{\nabla} \wedge \tilde{\vec{H}} = j\omega \begin{pmatrix} s_y & 0 & 0 \\ 0 & s_z & 0 \\ 0 & 0 & s_x \end{pmatrix} \tilde{\vec{D}}_p \quad (3-48)$$

$$2. \text{Calcul de } \tilde{\vec{D}} \text{ connaissant } \tilde{\vec{D}}_p \quad \tilde{\vec{D}}_p = \begin{pmatrix} \frac{s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_y}{s_z} \end{pmatrix} \tilde{\vec{D}} \quad (3-49)$$

$$3. \text{Calcul de } \tilde{\vec{E}} \text{ connaissant } \tilde{\vec{D}} \quad \tilde{\vec{D}} = \tilde{\epsilon}(\omega) \tilde{\vec{E}} \quad (3-50)$$

$$4. \text{Calcul de } \tilde{\vec{B}}_p \text{ connaissant } \tilde{\vec{E}} \quad \vec{\nabla} \wedge \tilde{\vec{E}} = -j\omega \begin{pmatrix} s_y & 0 & 0 \\ 0 & s_z & 0 \\ 0 & 0 & s_x \end{pmatrix} \tilde{\vec{B}}_p \quad (3-51)$$

$$5. \text{Calcul de } \tilde{\vec{H}} \text{ connaissant } \tilde{\vec{B}}_p \quad \tilde{\vec{B}}_p = \mu \begin{pmatrix} \frac{s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_y}{s_z} \end{pmatrix} \tilde{\vec{H}} \quad (3-52)$$

En utilisant les expressions de s_x , s_y et s_z , nous discrétisons les équations (3-48) à (3-52) avec une méthode similaire à celle utilisée dans le paragraphe 2.1 de ce chapitre, à savoir, passer au domaine temporel, remplacer les dérivées partielles par des différences finies, et remplacer les valeurs inexistantes dans la grille de Yee par la moyenne des valeurs voisines. Nous donnons ci-après le résultat des discrétisations de ces équations pour la première composante des champs :

$$D_{px}|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = \frac{2\kappa_y \varepsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\kappa_y \varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} D_{px}|_{i+0.5,j,k}^n + \frac{2\varepsilon_0 \Delta t}{2\kappa_y \varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \left(\frac{H_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} - H_z|_{i+0.5,j-0.5,k}^{n+0.5}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} - H_y|_{i+0.5,j,k-0.5}^{n+0.5}}{\Delta z} \right) \quad (3-53)$$

$$D_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = \frac{2\kappa_z \varepsilon_0 - \sigma_z \Delta t}{2\kappa_z \varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} D_x|_{i+0.5,j,k}^n + \frac{2\kappa_x \varepsilon_0 + \sigma_x \Delta t}{2\kappa_z \varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} D_{px}|_{i+0.5,j,k}^{n+1} - \frac{2\kappa_x \varepsilon_0 - \sigma_x \Delta t}{2\kappa_z \varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} D_{px}|_{i+0.5,j,k}^n \quad (3-54)$$

$$E_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = \frac{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} - \sigma_{i+0.5,j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} + \sigma_{i+0.5,j,k} \Delta t} E_x|_{i+0.5,j,k}^n + \frac{2}{2\varepsilon_{i+0.5,j,k} + \sigma_{i+0.5,j,k} \Delta t} (D_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} - D_x|_{i+0.5,j,k}^n) \quad (3-55)$$

$$B_{px}|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} = \frac{2\kappa_y \varepsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\kappa_y \varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} B_{px}|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n-0.5} + \frac{2\varepsilon_0 \Delta t}{2\kappa_y \varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \left(\frac{E_y|_{i,j+0.5,k+1}^n - E_y|_{i,j+0.5,k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1,k+0.5}^n - E_z|_{i,j,k+0.5}^n}{\Delta y} \right) \quad (3-56)$$

$$H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} = \frac{2\kappa_z \varepsilon_0 - \sigma_z \Delta t}{2\kappa_z \varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n-0.5} + \frac{1}{\mu} \left(\frac{2\kappa_x \varepsilon_0 + \sigma_x \Delta t}{2\kappa_z \varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} B_{px}|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} - \frac{2\kappa_x \varepsilon_0 - \sigma_x \Delta t}{2\kappa_z \varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} B_{px}|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n-0.5} \right) \quad (3-57)$$

Pour les autres composantes, on effectue une rotation circulaire : Par exemple, la composante $E_x(i+1/2,j,k)$ sera transformée en $E_y(i,j+1/2,k)$ selon l'entrelacement des composantes dans la grille de *Yee*. Les relations précédentes sont très pratiques car elles conviennent à tous les milieux existant dans l'espace de calcul. Ainsi, si on se trouve à un emplacement ne contenant pas d'absorbant, alors il suffit de poser $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0$ et $\kappa_x = \kappa_y = \kappa_z = 1$. Ces différentes situations sont présentées sur la figure 3-9 pour le cas bidimensionnel.

La démonstration présentée en annexe 3 est rigoureuse quand il s'agit d'un milieu continu. L'implémentation discrète de ces absorbants par le biais des équations (3-53) à (3-57) présente malheureusement des défaillances. Celles-ci sont dues à la mauvaise modélisation du saut abrupt de conductivité entre le vide et l'absorbant. Pour cette raison, les utilisateurs de l'UPML ont systématiquement adapté le stratagème de **Berenger** consistant à utiliser un gradient de conductivité. Cette distribution est illustrée sur la figure 3-10. Nous avons choisi le gradient polynomial souvent utilisé dans la littérature. L'expression de la conductivité est donnée par :

$$\sigma_x(x) = \sigma_{x\max} \left(\frac{d-x}{d} \right)^m \quad (3-58)$$

d étant l'épaisseur de l'absorbant, m est une valeur pas forcément entière, comprise en pratique entre 3 et 4. Sachant, selon l'annexe 3, que l'onde pénétrant l'absorbant est atténuée, dans le meilleur des cas, par un facteur $\exp(-\eta_0 \sigma_x x)$, alors l'atténuation globale subie par l'onde lors d'un aller-retour dans l'absorbant sera de :

$$R = \exp\left(-2\eta_0 \int_0^d \sigma_x(x).dx\right) \quad (3-59)$$

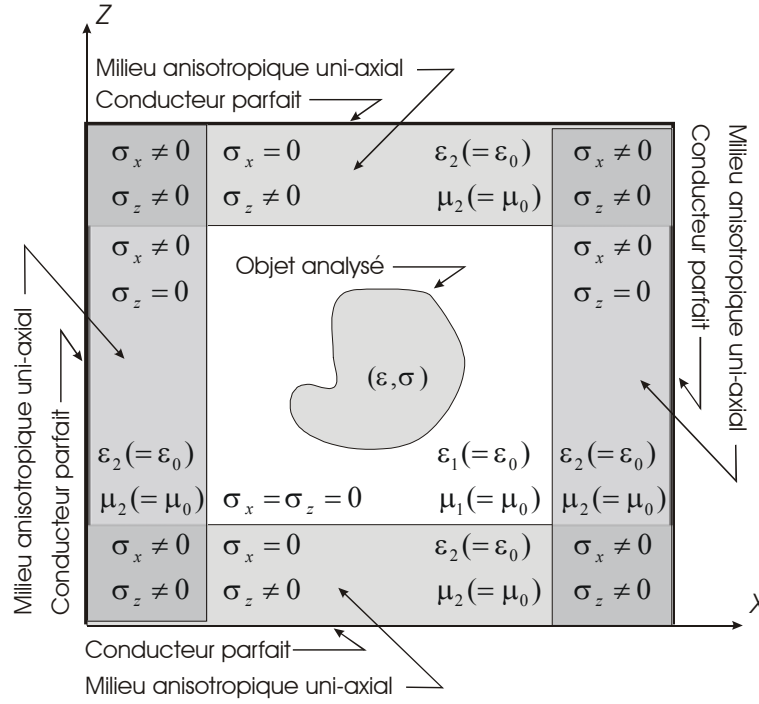


Figure 3-9 : Configuration des paramètres liés à l'implémentation des absorbants

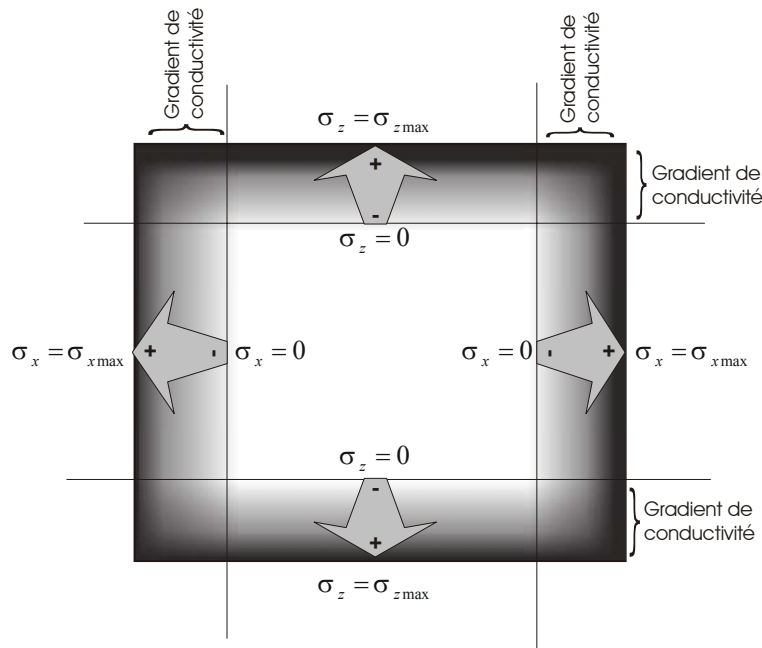


Figure 3-10 : Gradient de conductivité

Dans le cas de la distribution polynomiale, cette expression devient :

$$R = \exp\left(-\frac{2\eta_0 \sigma_{x \max} \cdot d}{m+1}\right) \quad (3-60)$$

A partir de cette relation, il est théoriquement possible de prévoir le niveau de l'onde résiduelle en modifiant la valeur de $\sigma_{x \max}$. Une valeur très élevée permettrait d'obtenir un résidu d'onde aussi petit que l'on désire. Cependant, due à la discrétisation du milieu, nous

risquons de créer des paliers de conductivité trop distants et de ce fait, nous retombons dans le premier problème quand σ_x était considérée constante. Des essais numériques intensifs [6] ont montré qu'il était nécessaire de faire un compromis. Ces mêmes essais montrent que les meilleures performances sont atteintes en considérant un absorbant constitué de 5 cellules et d'un résidu $R = 10^{-8}$ ou encore, en utilisant un absorbant s'étendant sur 10 cellules avec un résidu $R = 10^{-16}$.

Une fois $\sigma_{x\max}$ déterminée, et sachant que la valeur de la conductivité ne varie que dans une direction, il est possible de pré-calculer les coefficients des équations (3-53) à (3-57) tels que

$$\frac{2\kappa_y \varepsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\kappa_y \varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \text{ et } \frac{2\varepsilon_0 \Delta t}{2\kappa_y \varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t}$$

et obtenir en conséquence un gain de temps. Ceci nécessite 06 vecteurs unidimensionnels par direction. Il est important toutefois de signaler que les paramètres σ , κ_y de l'équation (3-53) sont différents des σ_y , κ_y utilisés dans les équations (3-53) et (3-56) car ils ne sont pas échantillonnés aux mêmes emplacements.

5. Méthodes d'excitation et impédance d'entrée

Considérons le système linéaire invariant dans le temps de la figure 3-11. Lors de l'utilisation des méthodes basées sur l'équation intégrale, le système a toujours été excité par une sinusoïde exprimée sous forme complexe. Un premier traitement mathématique modélise la structure et fournit des données à la sortie du système. Un deuxième traitement extrait les caractéristiques recherchées. Ces caractéristiques sont bien évidemment définies à la fréquence d'attaque.

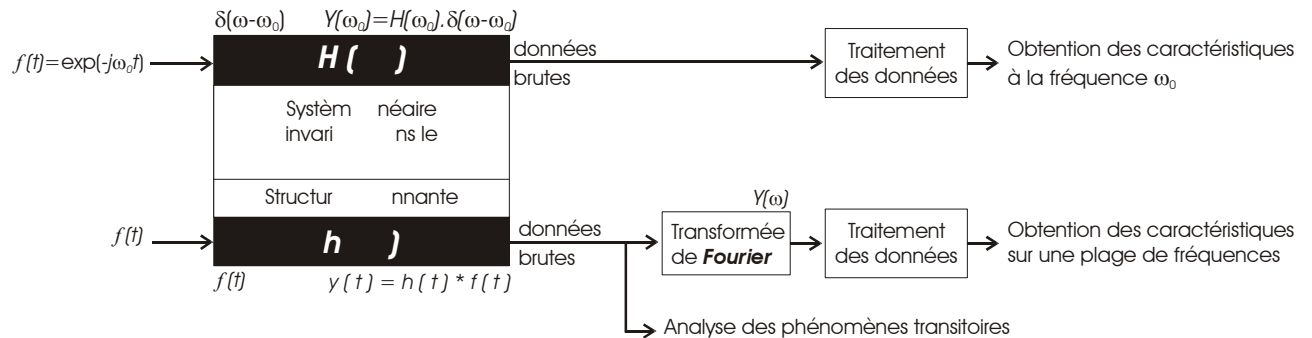


Figure 3-11 : Comparaison entre méthodes fréquentielles et méthodes temporelles

Dans le cas de la FDTD, le signal d'entrée est quelconque. Son spectre fréquentiel s'étend sur un intervalle bien déterminé. La sortie brute est fournie après chaque instant Δt . Celle-ci peut éventuellement être traitée en vue d'analyser les phénomènes transitoires. Au fur et à mesure de l'écoulement du temps les transformées de **Fourier** discrètes (**Ang-DFT**) de l'entrée et de la sortie sont calculées pour un nombre fini de fréquences. Le système sera alors caractérisé pour ces fréquences en calculant le rapport de la sortie sur l'entrée. Dans notre cas, l'entrée du système pourrait représenter le courant d'excitation de l'antenne, et les sorties brutes, la tension aux bornes de l'antenne. Le rapport des transformées de Fourier des signaux d'entrée et de sortie donnera l'impédance d'entrée de l'antenne sur une gamme de fréquences. C'est justement là que réside le grand avantage de la FDTD : **la possibilité d'obtenir une caractéristique radioélectrique sur une plage fréquentielle en une seule simulation**. La fonction $f(t)$ utilisée en entrée est généralement une impulsion gaussienne :

$$f(t) = f(n\Delta t) = \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{T}\right)^2\right) = \exp\left(-\left(\frac{n-n_0}{n_T}\right)^2\right) \quad (3-61)$$

Celle-ci est caractérisée par un retard $t_0 = n_0 \Delta t$ et un temps de montée $T = n_T \Delta t$.

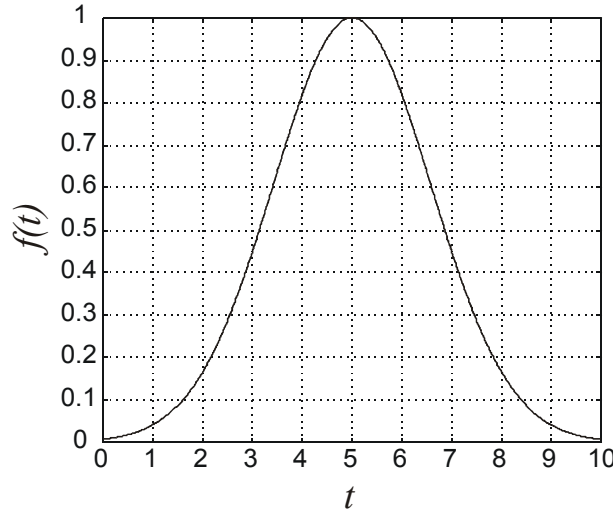


Figure 3-12 :Source gaussienne

Afin d'amorcer la propagation de l'onde dans la grille de Yee, il faudrait assigner les valeurs de la fonction $f(t)$ au champ électrique ou au champ magnétique à un (ou des) emplacement(s) bien défini(s). Cette manière forte d'imposer les valeurs du champ est dite « Hard source », que l'on traduirait par « Source en dur ». Après extinction de la fonction d'excitation $f(t)$, les points modifiés se transforment en conducteurs parfaits car le champ y est forcé à une valeur nulle. Pour ne pas fausser la simulation, il est nécessaire d'ôter cette source de la simulation en faisant usage d'un test logique. Nous implémentons deux modèles d'alimentation. Le premier est illustré sur La figure 3-13. Il s'agit du modèle de la fente infinitésimale dans sa forme la plus simple.

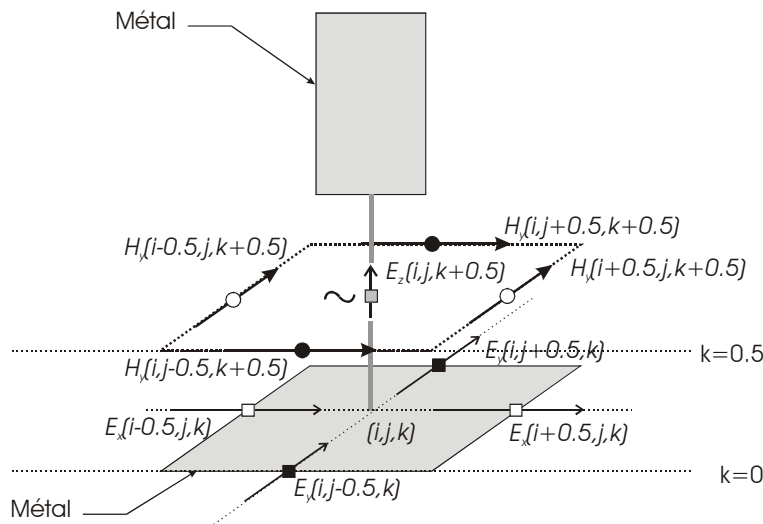


Figure 3-13 :Modélisation d'une alimentation utilisant la faille infinitésimale

A partir de la valeur de la tension imposée au temps $t = n \Delta t$, le champ $E_z(i,j,k+0.5)$ est déterminé et ce, en faisant l'hypothèse que la fente a des dimensions si petites qu'on peut considérer que le champ dérive du potentiel. A ce temps t , la valeur de la tension est également incluse dans le calcul de la transformée de **Fourier** discrète du signal d'entrée. Les champs magnétiques sont ensuite calculés selon la deuxième série d'équations discrétisées de

Maxwell. A partir de ces valeurs, le courant électrique I_0 au niveau du générateur peut être déterminé en calculant la circulation du champ magnétique autour du courant électrique. Nous avons donc :

$$I_0|_{i,j,k+0.5}^{n+0.5} = \left(H_x|_{i,j-0.5,k+0.5}^{n+0.5} - H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} \right) \Delta x + \left(H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} - H_y|_{i-0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} \right) \Delta y \quad (3-62)$$

Cette valeur est aussitôt incluse dans le calcul de la transformée de **Fourier** discrète. L'étape suivante est le calcul des valeurs du champ électrique grâce à la première série d'équations de **Maxwell** discrétisées. La tension électrique au niveau de la faille est imposée une fois de plus ... Ce processus est arrêté lorsque nous atteignons le régime établi ou bien lorsque que l'onde incidente disparaît. A la fin de la simulation, le rapport des transformées de **Fourier** discrètes nous fournit la valeur de l'impédance d'entrée, aux fréquences discrètes qui ont été considérées lors de l'évaluation des différentes transformées.

Lors de l'analyse de structures résonantes telles que le patch micro-ruban ou la cavité rayonnante, le temps nécessaire à la disparition de l'onde est très important. A cet effet, il est conseillé [21] [6] de perfectionner le modèle de l'alimentation en y intégrant l'impédance interne du générateur. Cette dernière contribuera à consommer une partie de l'énergie issue des différentes réflexions et l'aboutissement aux résultats recherchés sera plus rapide. L'intégration de la résistance interne peut se faire dans la grille de **Yee** (figure 3-14.b) en utilisant, une cellule au dessus du générateur, une valeur de conductivité finie équivalente à la valeur de la résistance à modéliser. La résistance peut être également modélisée en dehors de la grille de **Yee** (figure 3-14.b) : Connaissant au temps $t=n.\Delta t$ la valeur de la tension imposée par le générateur, et ayant calculé, dans une étape précédente, la valeur du courant, la chute de tension au niveau de la résistance est calculée et la tension aux bornes du générateur de **Thévenin** est obtenue. C'est cette nouvelle valeur qui sera utilisée afin d'effectuer la mise à jour localisée de la valeur du champ électrique.

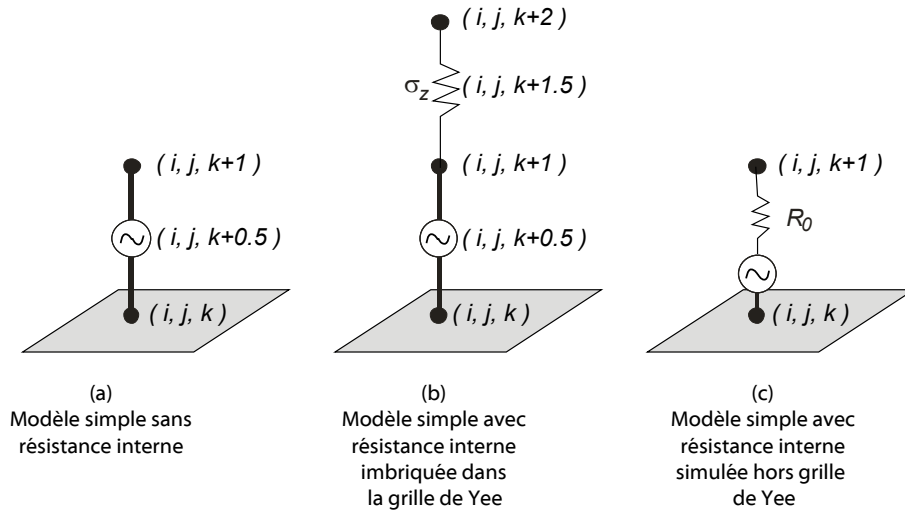


Figure 3-14 :Modélisation de la résistance interne du générateur

La figure 3-15 illustre quelques situations utilisant les modèles d'alimentation exposés précédemment. Afin de modéliser avec succès l'alimentation de la structure, il est nécessaire d'avoir une idée *a priori* sur la configuration du mode dominant. Cet aspect est illustré par les figures 3-15.b et c. Quand aucune information préliminaire n'est disponible, il est possible d'ajouter un tronçon de ligne avant d'attaquer la structure. Cette zone tampon servira à conditionner le champ selon sa distribution réelle [11].

Nous nous sommes intéressés, en second lieu, au modèle du connecteur coaxial (Figure 3-16). **Jensen** [22] propose de placer un absorbant au-dessous du connecteur. Les applications potentielles sont illustrées sur la figure 3-17. **Maloney** [23], quant à lui, simule par une FDTD unidimensionnelle, le câble coaxial qui vient se greffer sur la grille 3D, grâce à des relations de passage.

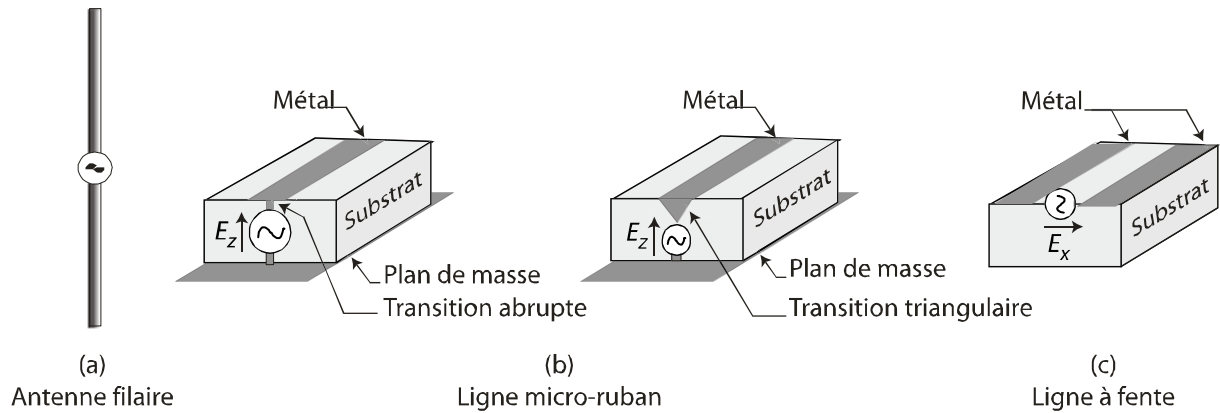


Figure 3-15 : Applications potentielles utilisant le modèle de la faille infinitésimale

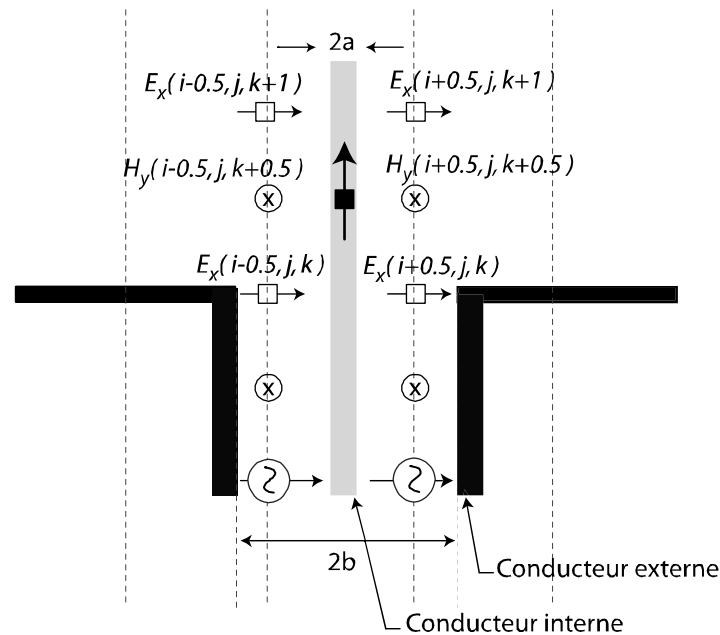


Figure 3-16 : Modélisation d'une alimentation utilisant un connecteur coaxial.

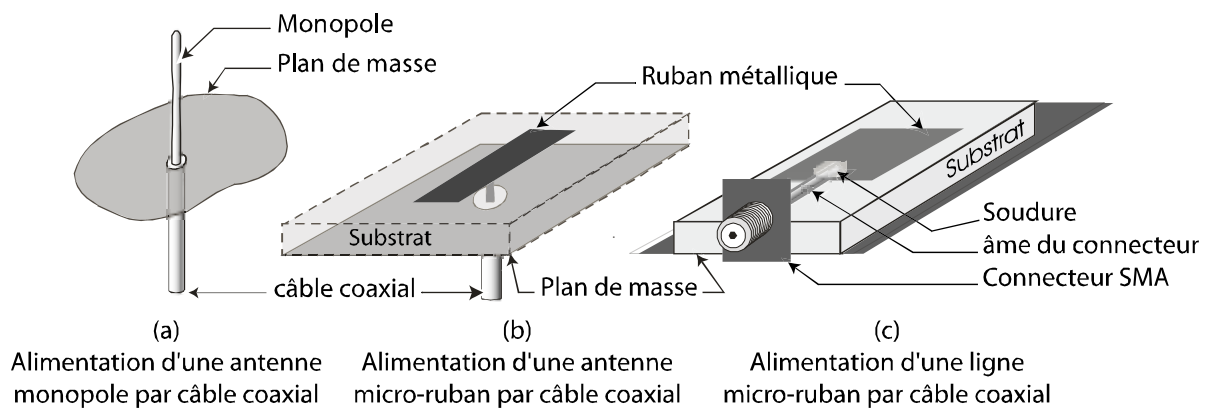


Figure 3-17 : Applications potentielles utilisant le modèle du connecteur coaxial.

Le connecteur coaxial ne représente qu'une petite partie de la structure étudiée. Afin de modéliser le conducteur interne de cet objet, il est nécessaire d'opérer un découpage ultra-fin. Ceci entraînera une augmentation du nombre total de cellules de *Yee* nécessaires à la modélisation de la structure globale. L'incrément temporel conditionné par le maintien de la stabilité de l'algorithme sera, lui aussi plus petit. En conséquence, le temps de la simulation sera prohibitif. Afin d'y remédier on fait souvent usage de sous-échantillonnage localisé. Ce nom générique regroupe non seulement les méthodes de découpage affiné dans certaines régions de la grille de *Yee*, mais comprend aussi la possibilité d'intégrer des expressions quasi-statiques qui vont remplacer, à des emplacements particuliers, les expressions standards de *Yee*. Pour ce qui est de la modélisation d'un conducteur filaire de diamètre fini (tels que l'âme d'un connecteur coaxial encore les brins conducteurs d'une antenne filaire) *Unmashankar et al* [5] proposent de mettre à jour les valeurs du champ magnétique qui entourent le fil conducteur par les expressions suivantes :

$$H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} = H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n-0.5} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_x|_{i+0.5,j,k+1}^n - E_x|_{i+0.5,j,k}^n) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \frac{2}{\ln(\Delta x / a)} E_z|_{i+1,j,k+0.5}^n \quad (3-63)$$

$$H_y|_{i-0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} = H_y|_{i-0.5,j,k+0.5}^{n-0.5} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_x|_{i-0.5,j,k+1}^n - E_x|_{i-0.5,j,k}^n) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \frac{2}{\ln(\Delta x / a)} E_z|_{i-1,j,k+0.5}^n \quad (3-64)$$

$$H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} = H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n-0.5} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_y|_{i,j+0.5,k+1}^n - E_y|_{i,j+0.5,k}^n) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \frac{2}{\ln(\Delta y / a)} E_z|_{i,j+1,k+0.5}^n \quad (3-65)$$

$$H_x|_{i,j-0.5,k+0.5}^{n+0.5} = H_x|_{i,j-0.5,k+0.5}^{n-0.5} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_y|_{i,j-0.5,k+1}^n - E_y|_{i,j-0.5,k}^n) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \frac{2}{\ln(\Delta y / a)} E_z|_{i,j-1,k+0.5}^n \quad (3-66)$$

La tension aux bornes de l'antenne est reliée au champ par la relation suivante [22] :

$$V_{in} = \frac{a}{2} \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right) E_x|_{i+0.5,j,k}^n \quad (3-67)$$

Le courant électrique est toujours déterminé selon (3-62).

6. Champ lointain

Le calcul du champ lointain est effectué selon le principe d'équivalence de *Schelkunoff* [24]. L'objet analysé est entouré d'une boîte parallélépipédique imaginaire. On considère que le champ à l'intérieur de cette boîte est nul. De cette façon, nous remplaçons les anciennes sources d'excitation par une distribution de courants électriques et magnétiques située sur les six facettes de la boîte. La distribution est déduite à partir des relations vectorielles de passage entre le milieu intérieur et extérieur. Au cours de l'évolution temporelle de la simulation, la transformée de *Fourier* discrète des courants est calculée aux fréquences souhaitées. Le champ lointain est alors évalué en intégrant les distributions des courants selon les relations mentionnées dans [24] (Chapitre 12.3).

7. Visualisation

Notre simulateur a été doté d'une visionneuse en trois dimensions permettant de scruter le contenu de l'espace de calcul. Le rendu tridimensionnel en temps réel (...ou plutôt au rythme des itérations) est possible grâce à l'utilisation de la bibliothèque graphique OpenGL de Silicon Graphics. Les routines de ce standard sont de nos jours implantées sur les cartes graphiques 3D. De ce fait, les opérations mathématiques de projection et de pixélisation ne sont plus à la charge du processeur de l'ordinateur. L'ajout d'instructions de visualisation se fait donc à moindre coût temporel.

La visualisation du phénomène physique n'a pas qu'un aspect didactique. Il permet de détecter des défaillances dans le choix des paramètres du simulateur bien avant la fin de longues analyses. Ainsi, un mauvais calibrage de l'absorbant pourra se manifester par une réflexion artificielle émanant des bords. Les sources d'instabilité (grille ou absorbant) sont immédiatement situées

Dans notre programme, la construction de la structure à analyser se fait en réécrivant une partie du code consacrée à la modélisation de l'objet. En d'autres termes, nous n'avons pas créé un logiciel permettant à l'utilisateur de sélectionner les objets de base et d'assembler l'objet final. Il en résulte que des erreurs de modélisation peuvent avoir lieu. L'outil de visualisation est alors d'un grand secours pour vérifier le positionnement et l'alignement correct des éléments qui constituent la structure. Grâce à la visualisation, il est possible de détecter des défauts de structure. Ainsi, une transition mal conçue et présentant des pertes excessives est tout de suite repérée. Nous présentons ci-après quelques clichés tirés de notre simulateur

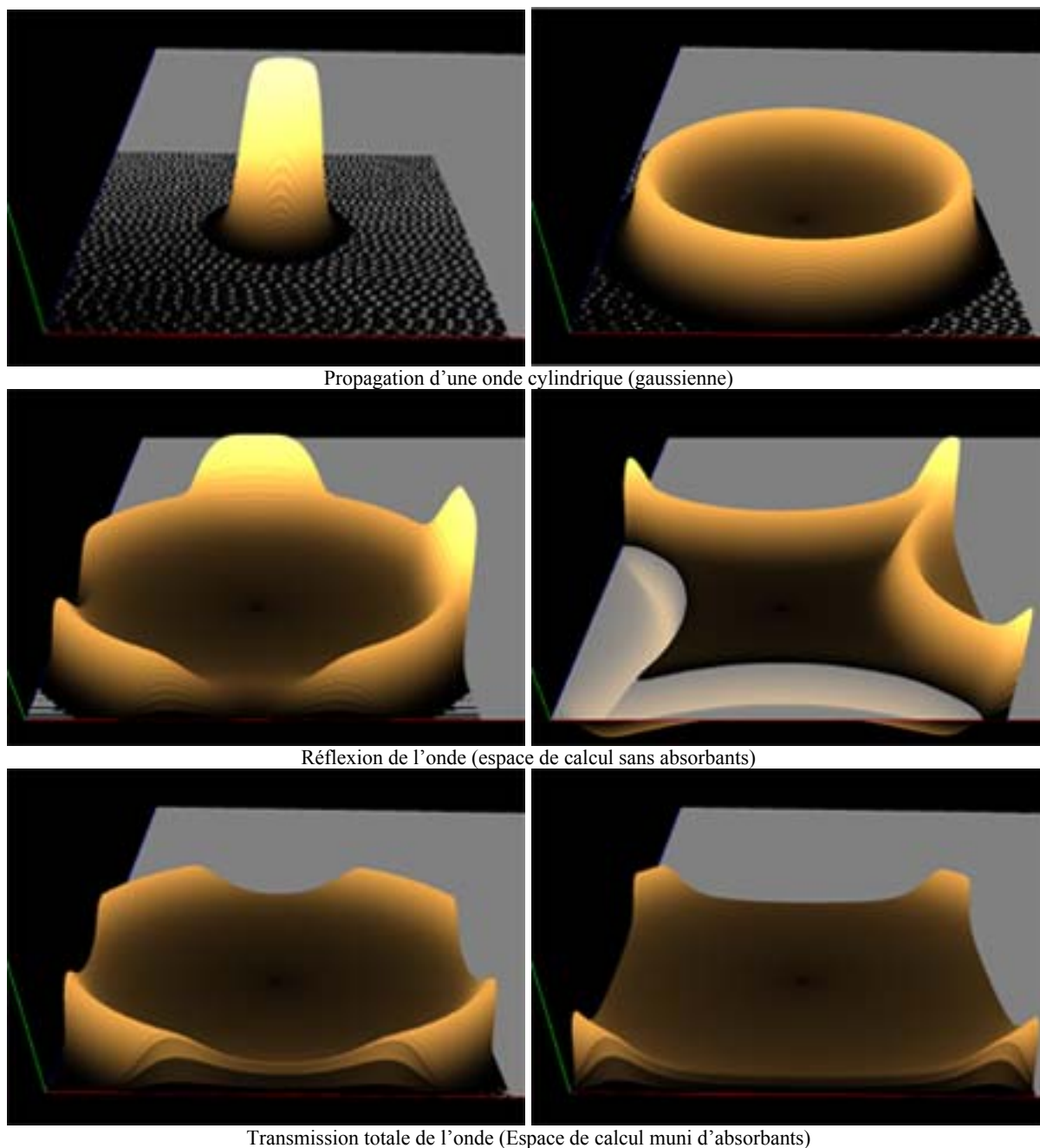
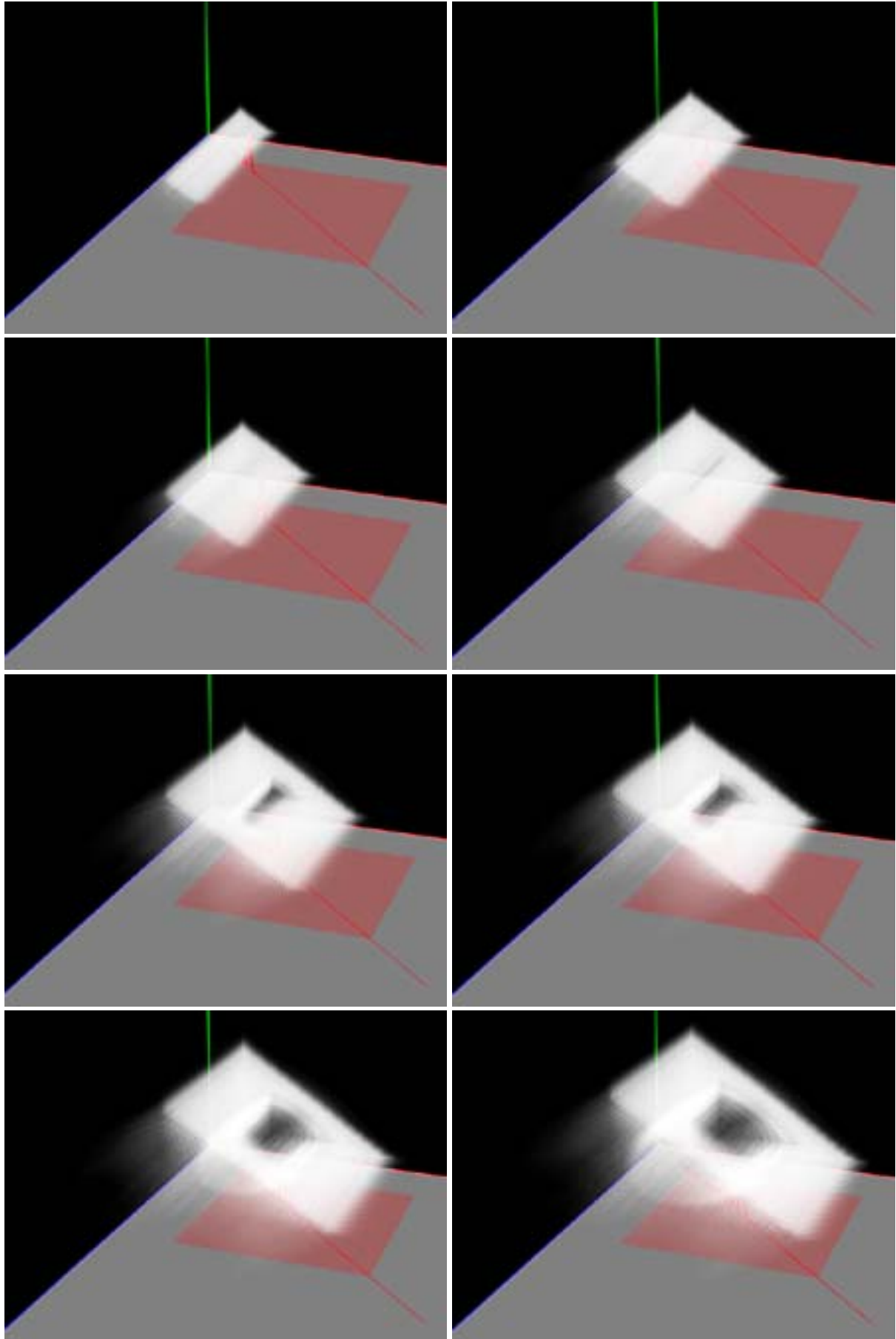


Figure 3-18 : Clichés de la propagation en deux dimensions d'une onde cylindrique (Forme d'onde gaussienne).

La série d'images de la figure 3-19 représente une onde plane qui arrive au niveau d'un conducteur parfait de forme cubique. Nous pouvons observer le champ réfléchi par le cube ainsi que l'écran formé dans le plan de l'onde incidente.



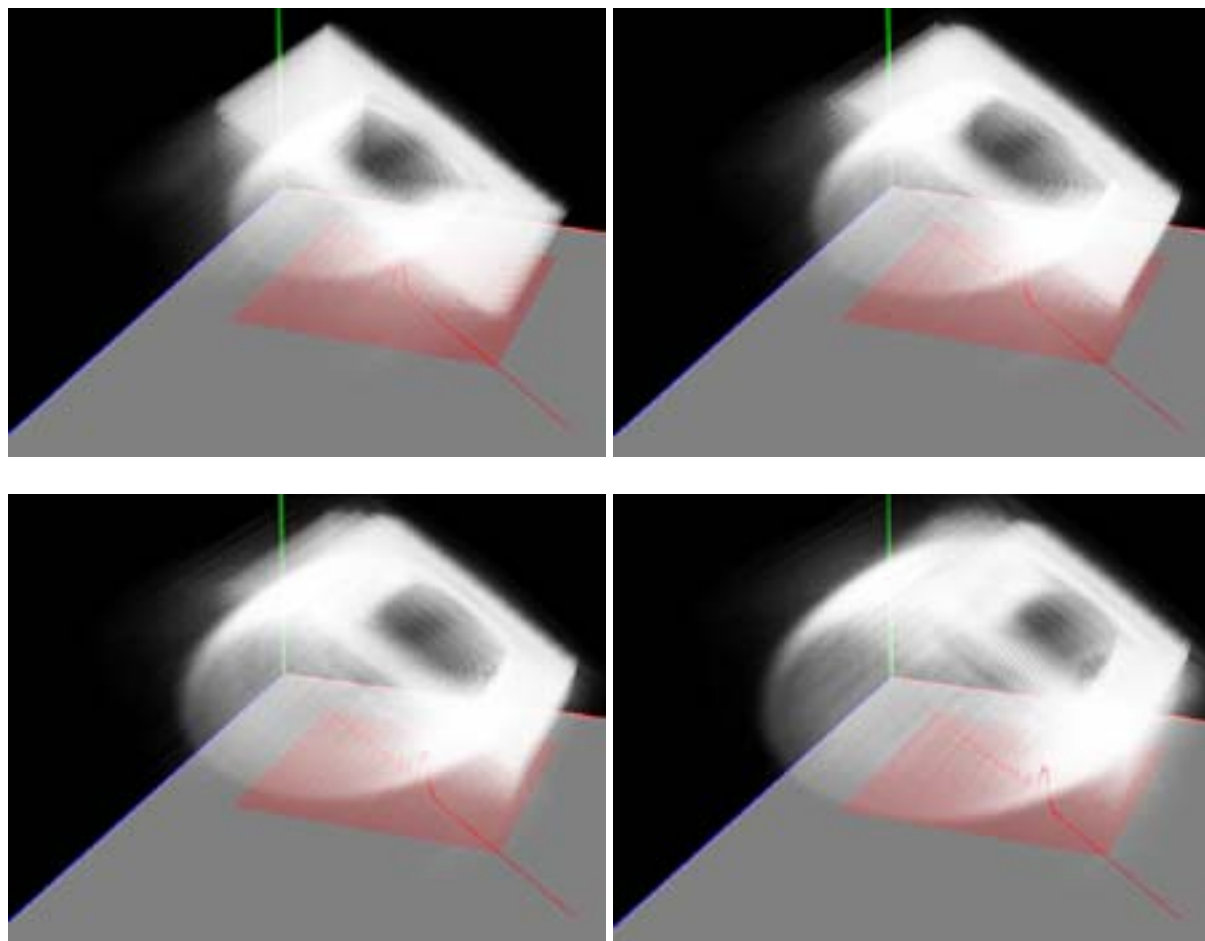


Figure 3-19 : Propagation d'une onde plane heurtant un cube métallique et observation de la diffraction

Afin de réaliser cette simulation, nous avons utilisé le formalisme du champ total / Champ proche [25] (*Ang-Total Field / Scatterd Field Formulation- TFSF*). Nous n'avons pas détaillé cette technique car elle ne sera pas utilisée dans ce qui suit.

8. Simulations et Validation du programme

Avant d'utiliser notre simulateur pour analyser les antennes TSA, il est nécessaire de comprendre au préalable son fonctionnement et d'étudier quelques-uns de ses aspects. Pour cela nous commençons par analyser des structures simples dont les caractéristiques radioélectriques sont connues.

8.1. Antenne dipôle

Nous abordons tout d'abord la validation des relations (3-62) à (3-66) propres à la caractérisation du champ autour d'un fil conducteur. A cet effet, nous utilisons la même démarche que dans [26], à savoir, prendre une antenne filaire de diamètre fini, tester plusieurs découpages et comparer le résultat avec celui issu de la méthode des moments utilisant des fonctions de base en brins de sinusoïdes. Les résultats de l'impédance d'entrée sont présentés sur la figure 3-20. A partir de 21 subdivisions le long de l'antenne, on constate la conformité des deux méthodes. Les résultats du champ simulé sont comparés avec ceux issus de la théorie classique des antennes filaires (Figure 3-21). Il y a, là aussi un parfait accord.

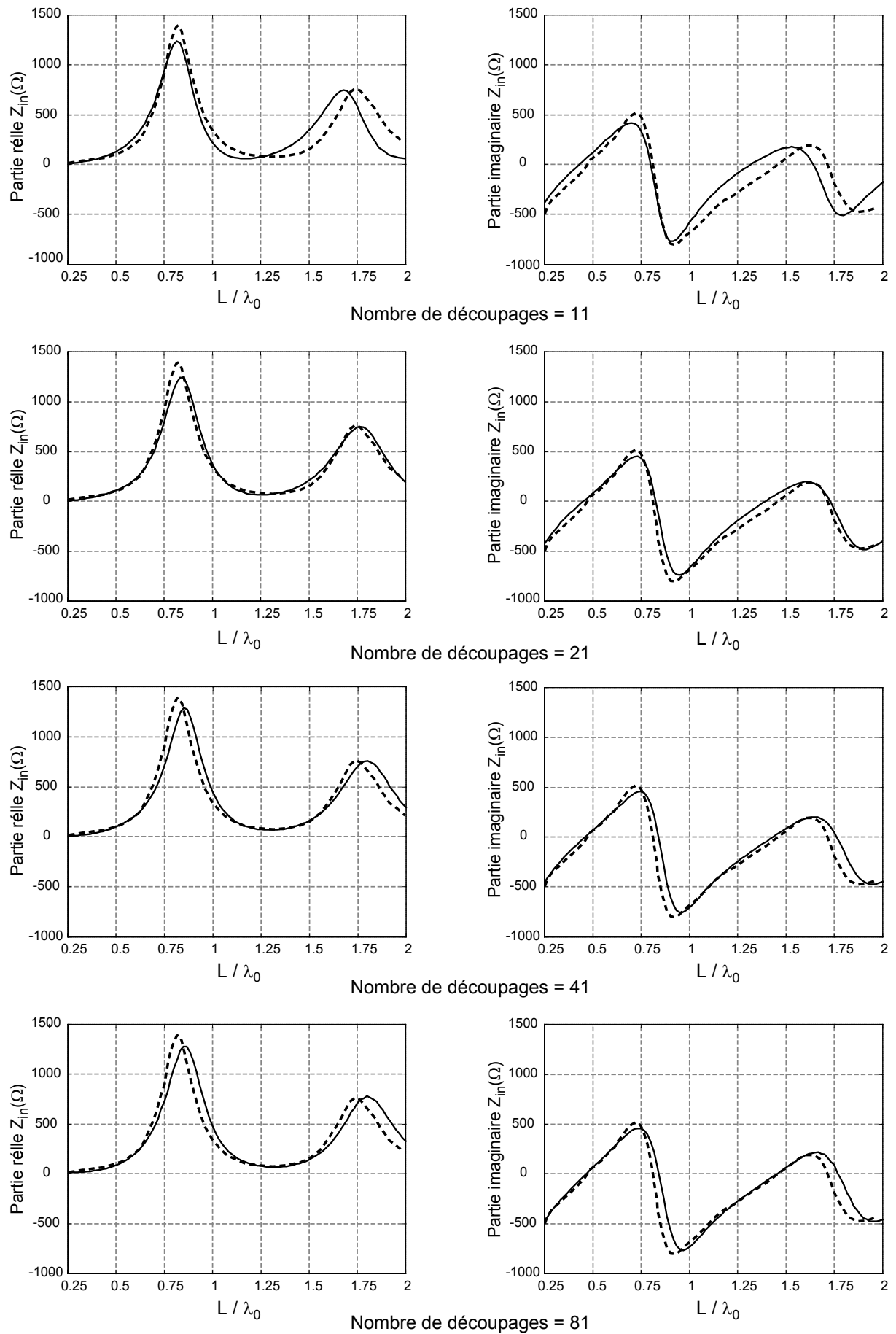


Figure 3-20 : Impédance d'entrée d'une antenne dipôle de diamètre fini ($a/\lambda_0 = 10^{-3}$).
Pointillés : Méthode des moments selon [26] (255 PWS) Trait plein : FDTD

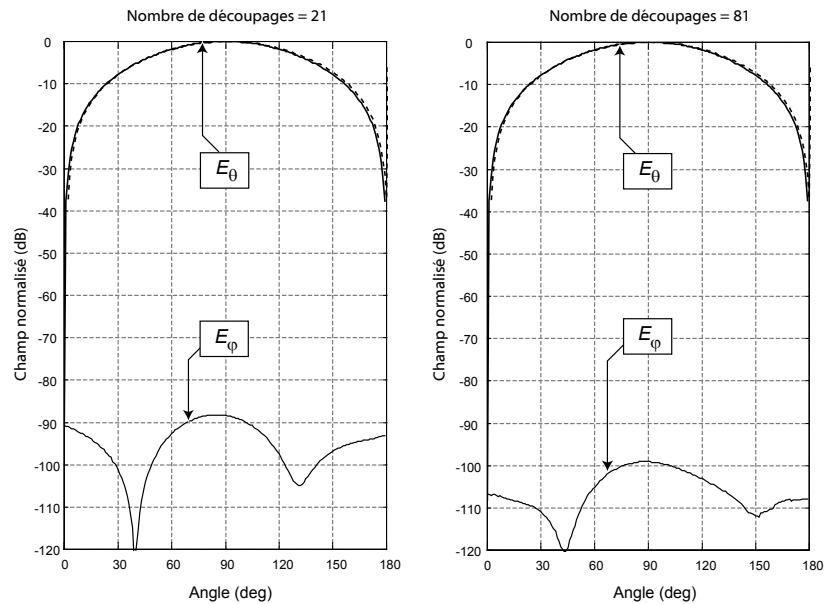


Figure 3-21 : Champ rayonné par une antenne dipôle de diamètre fini ($a/\lambda_0 = 10^{-3}$).
Pointillés : Théorie des antennes filaires [27], Trait plein : FDTD

8.2. Antenne micro-ruban

La première structure planaire analysée par notre simulateur FDTD consiste en une antenne micro-ruban. Il s'agit d'un patch carré, excité par sonde coaxiale disposée à proximité de l'une de ses arêtes. La figure 3-22 illustre le résultat obtenu. Nous constatons que la fréquence de résonance prédite est légèrement décalée vers les basses fréquences (erreur de 1,35 %). Le programme semble avoir considéré une antenne légèrement plus large que l'antenne réelle. Ceci est dû au fait que la FDTD a quelques difficultés à modéliser les discontinuités entre le métal et le diélectrique. Selon [28] l'antenne est élargie approximativement d'un demi-incrément. Il est alors possible de considérer des dimensions corrigées, mais nous avons préféré ne pas avoir recours à de tels procédés empiriques. A l'instar des relations introduites afin de modéliser un conducteur filaire, il serait possible de développer des expressions similaires en vue d'incorporer le phénomène physique dans la grille de *Yee*. Le résultat le plus proche reste celui obtenu avec une méthode des moments dans le domaine spectral [29]. La tentative d'augmentation de la précision a conduit, comme expliqué dans le chapitre précédent, à un éloignement de la solution réelle. Un logiciel commercial a également été utilisé mais il a fourni de mauvais résultats.

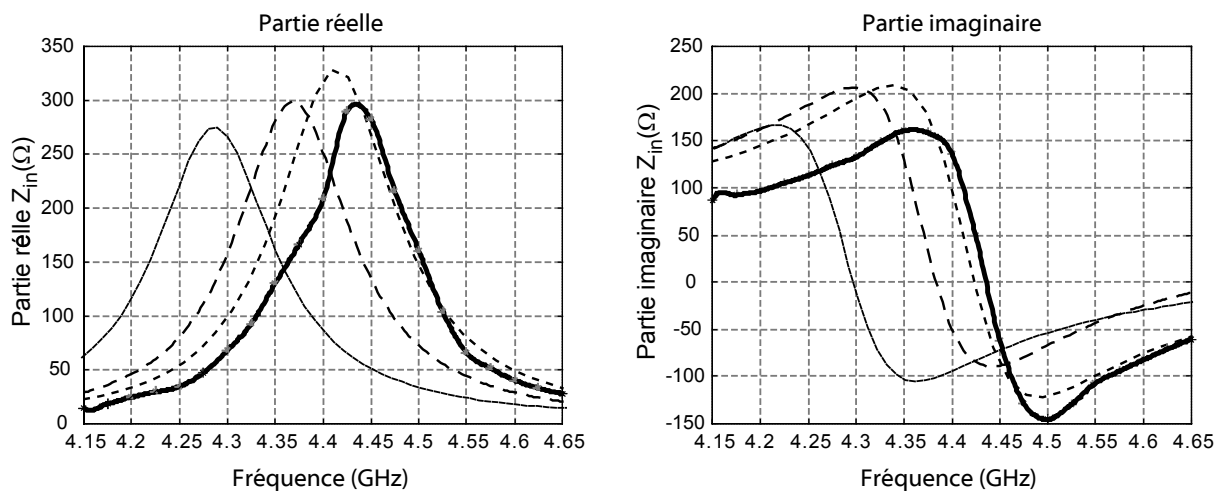
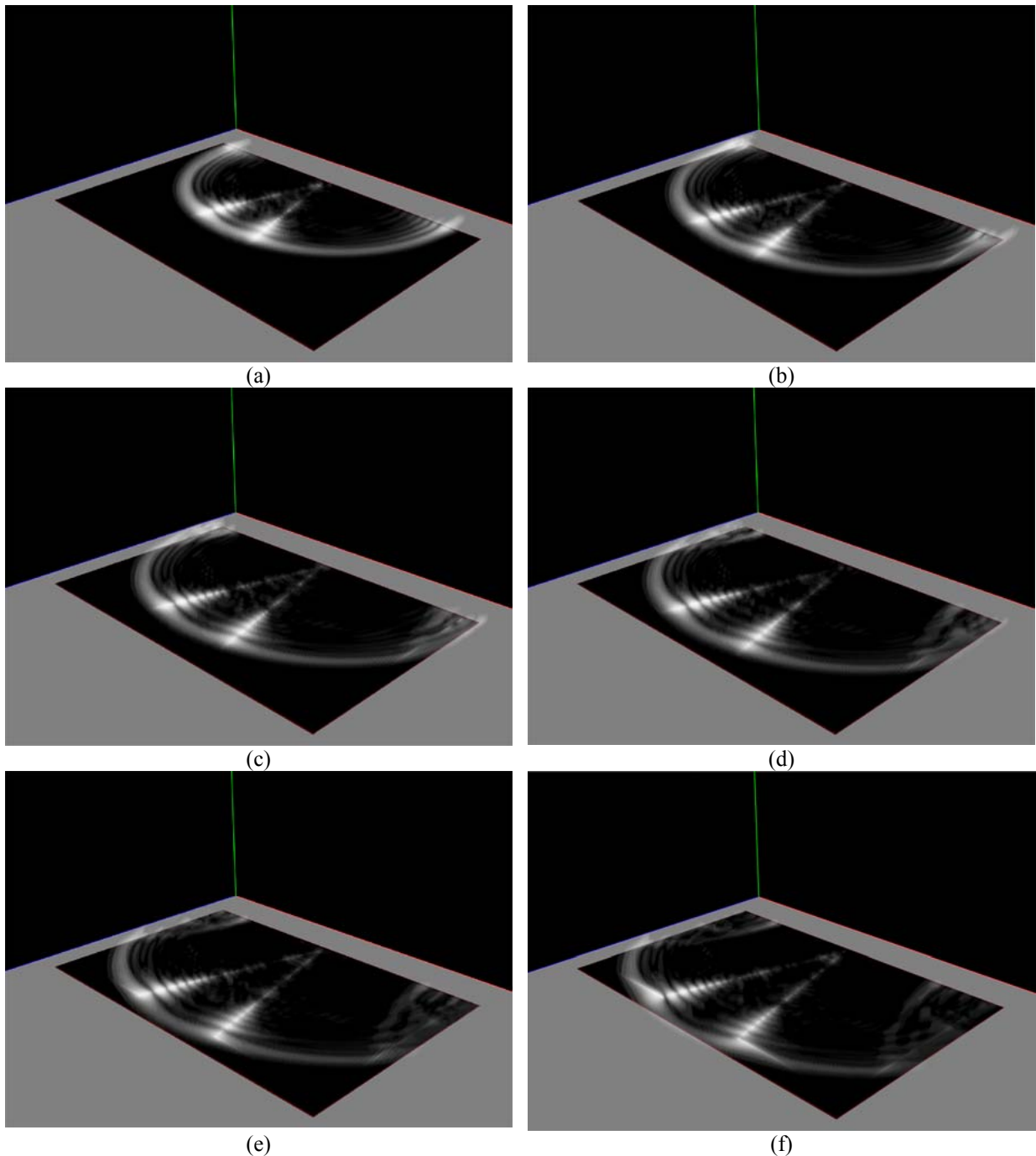


Figure 3-22 : Impédance d'entrée d'une antenne micro-ruban
 $L_x = 2.01$ cm, $L_y = 2.01$ cm, $d = 1.59$ mm, $\epsilon_r = 2.55$, $x_p = 0.13$ cm, $y_p = 1$ cm,
Pointillés : Méthode des moments [29]. Tirets FDTD. Trait gras : Mesure [30]. Trait fin : Logiciel commercial

8.3. Antennes TSA

Nous essayons à présent d'analyser une antenne LTSA. Dans le but de comparer les résultats avec ceux issus de la méthode des moments, nous avons utilisé la première antenne traitée dans le paragraphe de validation du chapitre précédent. Nous présentons tout d'abord (Figure 3-23) des images que nous avons capturées lors du déroulement de la simulation. En 3-23.a, l'onde est à mi-chemin. Elle reste confinée au niveau de la fente vu les faibles dimensions de cette dernière. En 3-23.b, les bords latéraux sont atteints par l'onde piégée dans le substrat situé sous les plaques conductrices. L'image 3-23.d fait apparaître la réflexion issue des bords latéraux. Il est également possible de percevoir l'étalement spatial de l'onde incidente. On y remarque le détachement des composantes fréquentielles, conséquence de la dispersion au niveau de la ligne à fente.



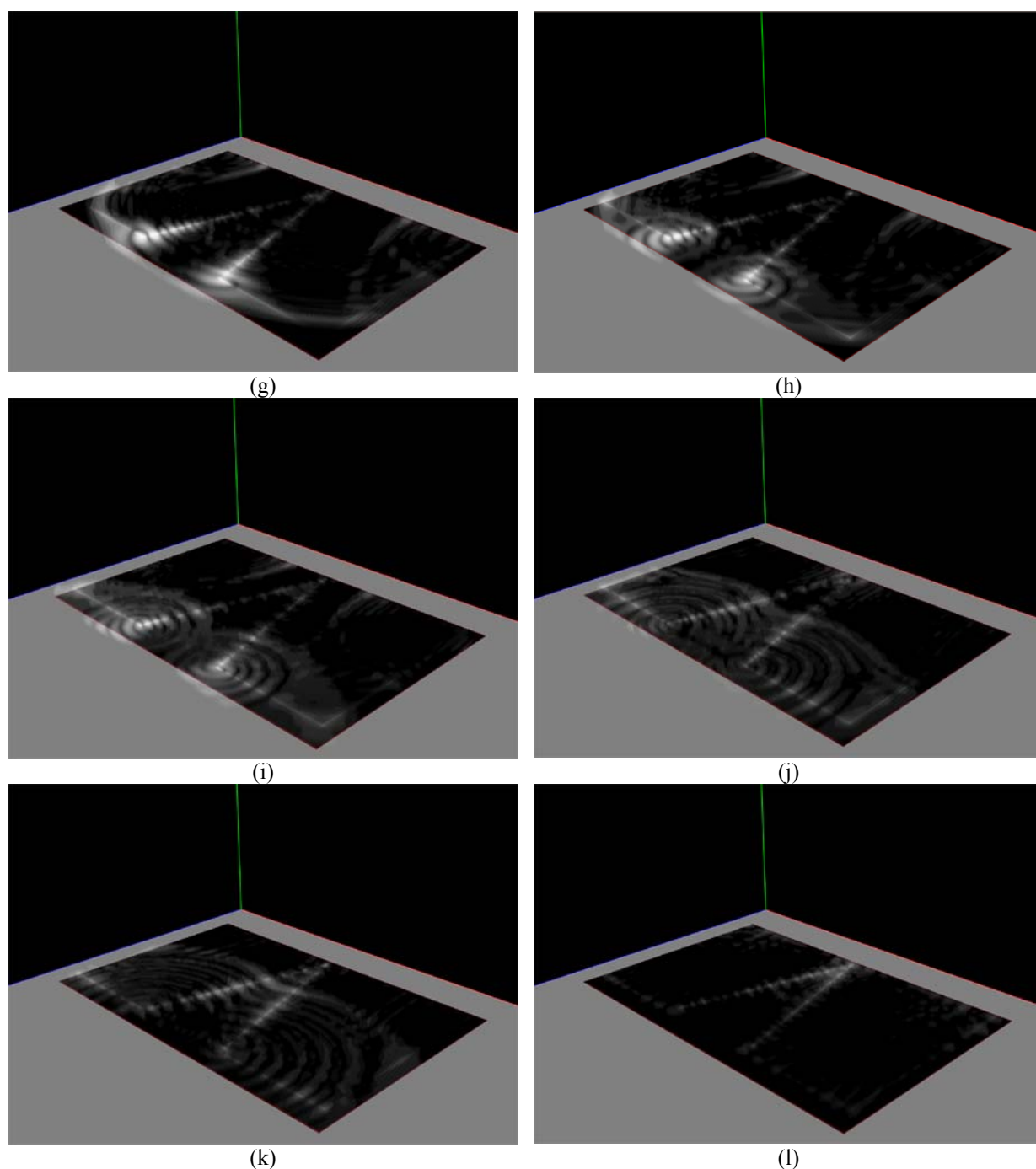


Figure 3-23 : Propagation de l'onde à travers la fente d'une antenne LTSA

En 3-23.f, l'onde incidente a atteint le bout de la ligne : Il y a alors rayonnement. On observe ensuite, sur l'image 3-23.g, la disparition de l'onde (absorption par l'UPML). La discontinuité en bout de ligne a créé une onde réfléchie visible sur les images 3-23.h à 3-23.l. Il est clair que les images que nous avons commentées représentent une vue laminaire (espace de calcul). Afin d'avoir plus de détails il est nécessaire d'augmenter l'épaisseur de ce dernier, ce qui n'est pas toujours possible.

Pour notre première tentative d'analyse, l'antenne a été découpée en large (selon OX) en 347 subdivisions : c'est le nombre minimal requis afin de modéliser correctement la fente en début de course. Dans le sens de la longueur, 120 subdivisions ont été utilisées. Trois subdivisions ont été impliquées pour modéliser le substrat (selon OY). L'incrément temporel est 1.4 fois moindre que la limite de Courant. Dix subdivisions ont été utilisées afin de modéliser

l'absorbant. Un espace (vide) de 5 subdivisions est placé entre l'objet et l'UPML. Le résultat de cette simulation est présenté sur la figure 3-24

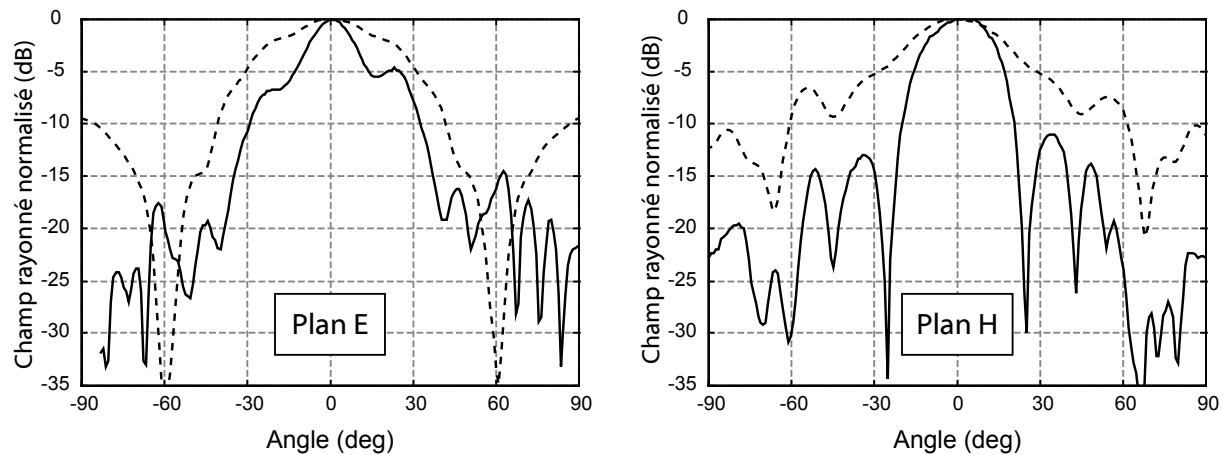


Figure 3-24 : Analyse d'une LTSA par la FDTD - Première tentative

$$f = 24.125 \text{ GHz}, L = 5 \lambda_0, H = 4.2 \lambda_0, 2\alpha = 30^\circ, \varepsilon_r = 3, d = 0.02 \lambda_0.$$

Trait plein : mesure, Pointillés : simulation

La comparaison entre les résultats de la simulation et la mesure révèle une incohérence s'étalant sur tout le champ de vision. Le lobe principal dans le plan E issu de la mesure est plus étroit que celui de la simulation. Les lobes secondaires dans les différents plans ont des niveaux anormalement élevés. Nous attribuons ces différences au mauvais calibrage de l'UPML. En effet, comme l'espace de calcul a des dimensions disproportionnées, il se produit l'effet illustré par la figure 3-25.a. Considérons une onde ayant un angle d'incidence θ proche de $\pi/2$. Il est montré sous ces conditions (Annexe 3) que l'absorbant, bien que parfaitement adapté, n'est plus en mesure de consommer l'onde. Comme l'espace de calcul a d'importantes dimensions dans la direction Oz , alors, l'onde incidente est réfléchi par le conducteur parfait puis est réintroduite dans l'espace de calcul, occasionnant les erreurs que nous avons constatées. Celles-ci n'ont pas été perceptibles dans le cas du dipôle ou de l'antenne micro-ruban car, dans le premier cas, l'espace de calcul était cubique. Dans le second cas, nous avons une situation similaire à celle de la figure 3-25.b, où l'onde parasite est absorbée par la couche transversale.

Afin de minimiser l'effet sus-cité, nous procédons comme suit : L'onde transmise à l'absorbant pénètre dans ce dernier avec angle similaire à celui de l'onde incidente. L'idée est d'accentuer cet angle afin de se rapprocher du cas optimal (incidence normale). Ceci est possible en augmentant, dans le milieu absorbant, la valeur du nombre d'onde dans la direction OY . La figure 3-25.c illustre cette situation. Selon l'annexe 3, ceci peut être réalisé grâce au coefficient multiplicateur κ_y . L'idéal est alors de prendre une valeur κ_y très grande. Cependant, ceci contribue, à cause de la discrétisation de l'interface, à la désadaptation de la couche et à l'apparition de réflexions. Là apparaît l'une des tares des PML : **La nécessité de rechercher les paramètres idéaux et la dépendance de ces derniers vis-à-vis de la géométrie et des caractéristiques électriques de l'objet.**

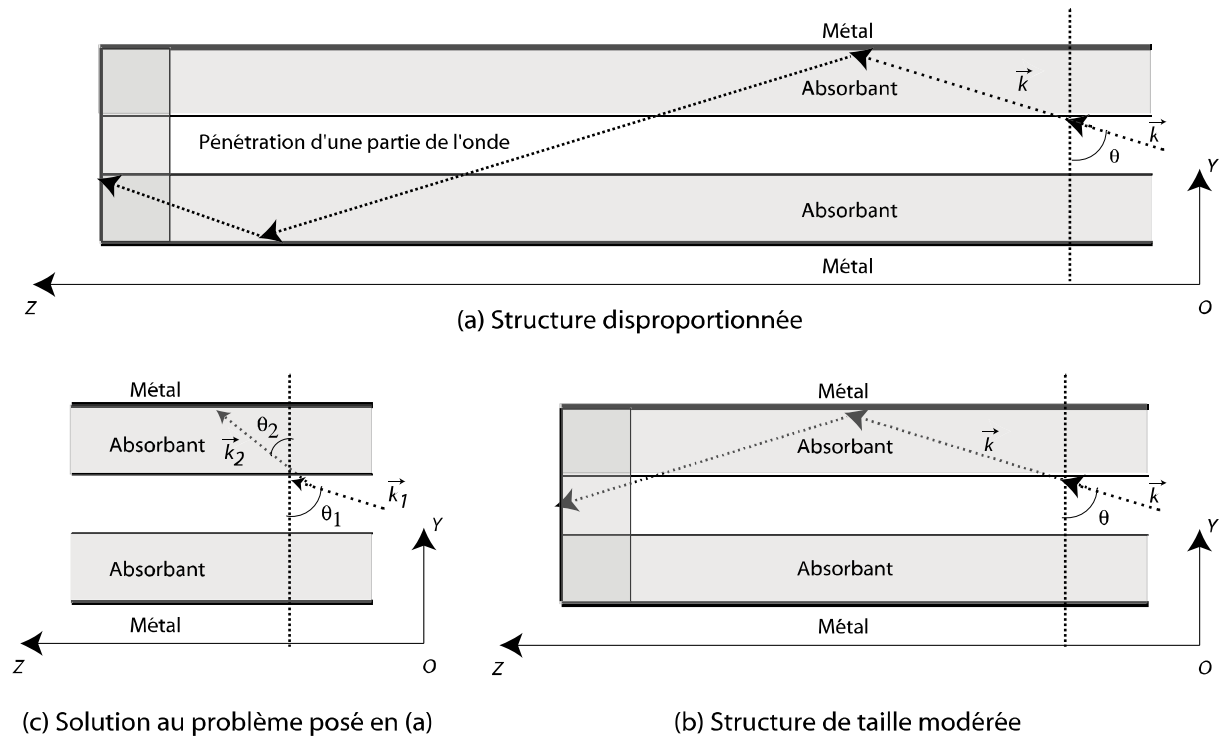


Figure 3-25 : Structure disproportionnée et imperfections de l'UPML

Lors de notre deuxième tentative, nous entreprenons les modifications suivantes. L'espace entre l'objet et l'absorbant est doublé et la valeur de κ_y est portée à 61.22. La déduction de cette valeur s'est faite grâce à une construction géométrique basée sur une estimation élémentaire de l'angle d'incidence le plus néfaste. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3-26. Nous joignons également sur cette figure le résultat issu de la méthode des moments.

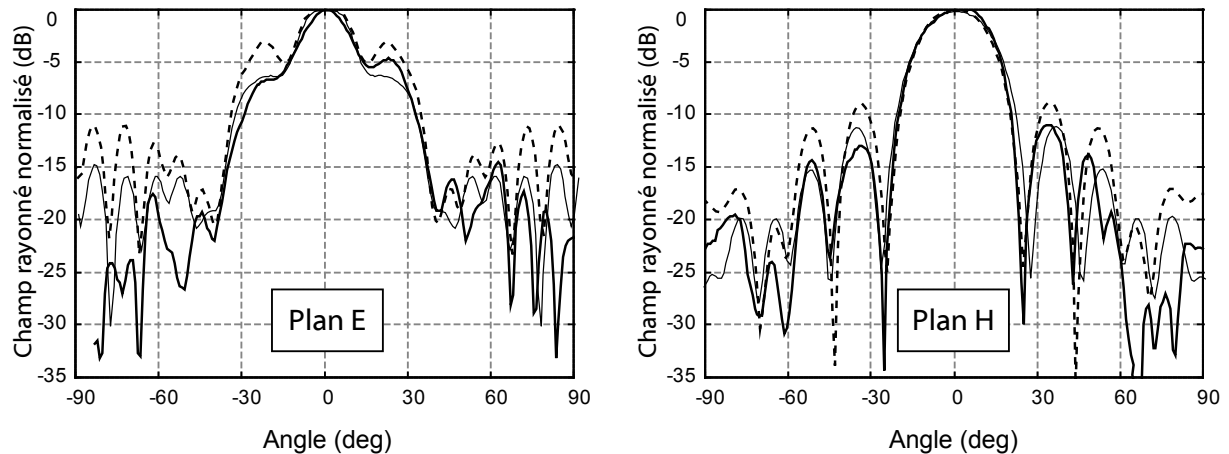


Figure 3-26 : Analyse d'une LTSA par la FDTD - seconde tentative

$f = 24.125 \text{ GHz}$, $L = 5 \lambda_0$, $H = 4.2 \lambda_0$, $2\alpha = 30^\circ$, $\epsilon_r = 3$, $d = 0.02 \lambda_0$.

Trait gras : mesure. **Pointillés :** simulation FDTD. **Trait fin :** Méthode des moments

Mis à part le niveau légèrement plus élevé des lobes secondaires, les résultats du champ semblent concorder de manière satisfaisante avec la mesure. Aux voisinages de 90° , on constate que la méthode des moments et la FDTD s'éloignent toutes deux de la mesure. Ceci est dû au fait que *Stockbroeckx* [31] utilise des absorbants (réels) au niveau des bords latéraux de l'antenne afin de valider sa théorie traitant des antennes LTSA de largeur importante.

Stockbroeckx [31] a également mesuré le champ rayonné par des antennes **Vivaldi** bilatérales. Nous démontrons, par le biais de ces mesures, la facilité avec laquelle la FDTD est capable de traiter diverses géométries. Nous avons tout d'abord considéré une antenne de petite taille. Les résultats illustrés par la figure 3-27, indique que le champ mesuré moyenné est en bon accord avec les résultats de la FDTD. Les fortes ondulations observées dans les différents plans sont la conséquence du rayonnement du guide d'ondes ouvert.

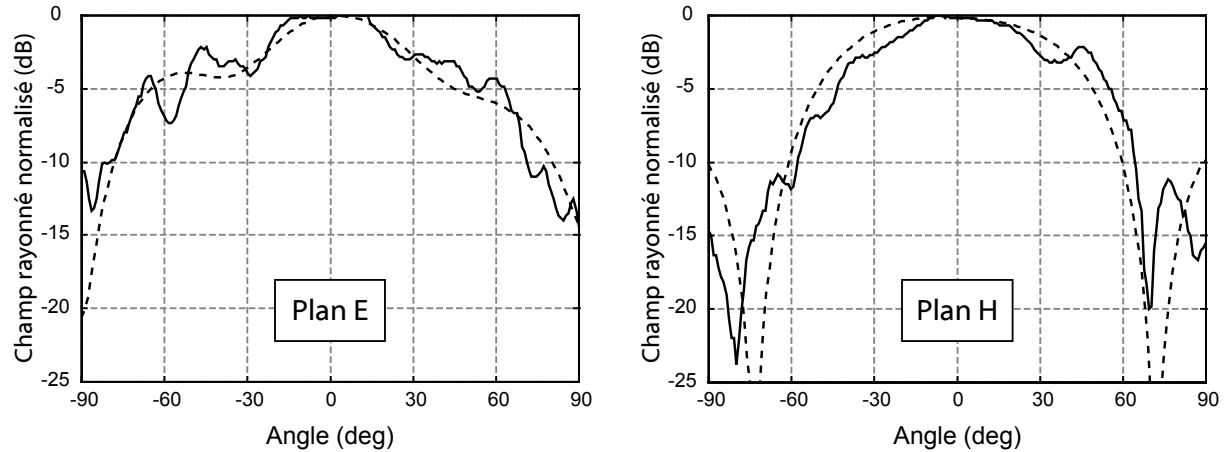


Figure 3-27 : Antenne Vivaldi bilatérale de très faibles dimensions

$$f = 24.125 \text{ GHz}, L = 12 \text{ mm} (0.96 \lambda_0), H = 4.82 \text{ mm} (0.39 \lambda_0),$$

$$z_0 = 0.15 \text{ mm}, p = 0.262 \text{ mm}^{-1}, d = 0.508 \text{ mm}, \epsilon_r = 2.95$$

Mesure (selon [31]) en trait plein, Simulation FDTD : pointillés

Par la suite, nous avons analysé une antenne **Vivaldi** bilatérale de dimensions plus importantes (Figure 3-28). L'effet du guide d'onde ouvert est moins perceptible car le champ est bien conditionné par l'antenne contrairement au cas précédent. Le lobe principal dans les différents plans est bien prédit. Les différences au niveau des bords est, là aussi, la conséquence de l'utilisation d'absorbants lors de la mesure.

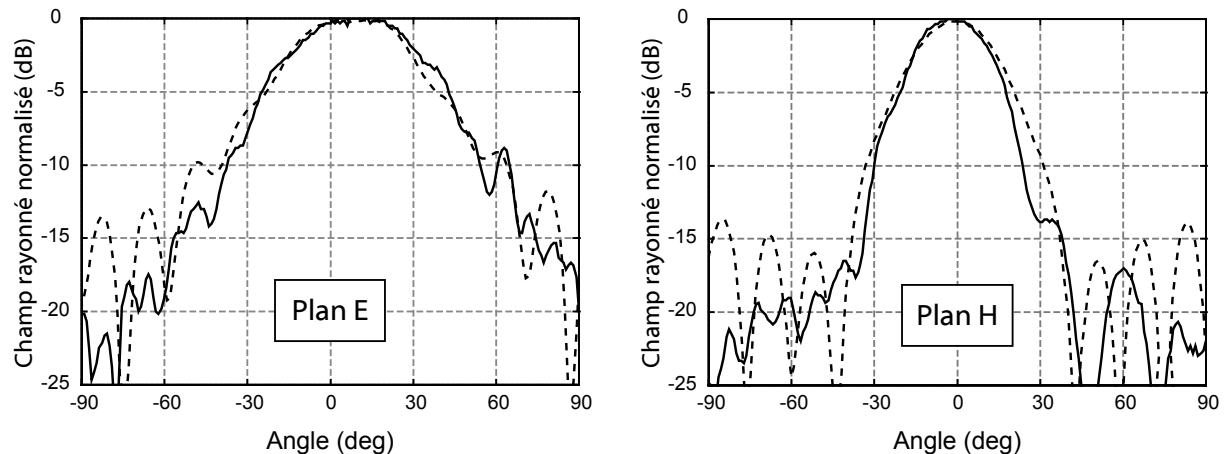


Figure 3-28 : Antenne Vivaldi bilatérale de taille moyenne

$$f = 24.125 \text{ GHz}, L = 48 \text{ mm} (3.86 \lambda_0), H = 21.8 \text{ mm} (1.75 \lambda_0),$$

$$z_0 = 0.15 \text{ mm}, p = 0.0997 \text{ mm}^{-1}, d = 0.508 \text{ mm}, \epsilon_r = 2.95$$

Mesure (selon [31]) en trait plein, Simulation FDTD : pointillés

Ayant acquis une certaine expérience dans le calibrage de l'UPML, nous considérons un cas plus compliqué. La figure 3-29 représente une antenne LTSA dont le substrat est perforé (image issue de notre simulateur). L'antenne a été conçue par **Muldavin** [32]. Il considère des trous circulaires de 3.18 mm de diamètre espacés de 5,08 mm.

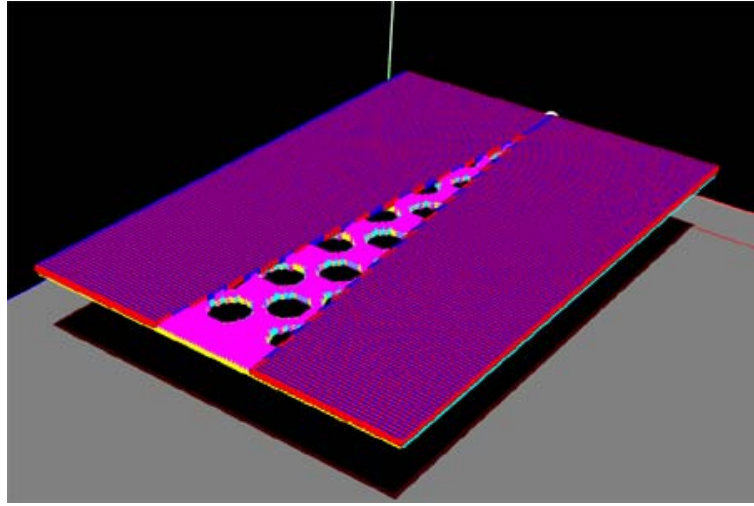


Figure 3-29 : LTSA montée sur substrat perforé
Image tirée de notre simulateur

Notons à ce propos que l'emplacement exact des trous n'est pas mentionné dans l'article. Les dimensions de la ligne à fente positionnée en amont de l'antenne ne sont pas mentionnées. Malgré cette ambiguïté, la figure 3-30 présente des résultats théoriques acceptables. En effet, le lobe principal est bien prédit par le simulateur et la différence de niveau entre les lobes secondaires n'est pas très importante.

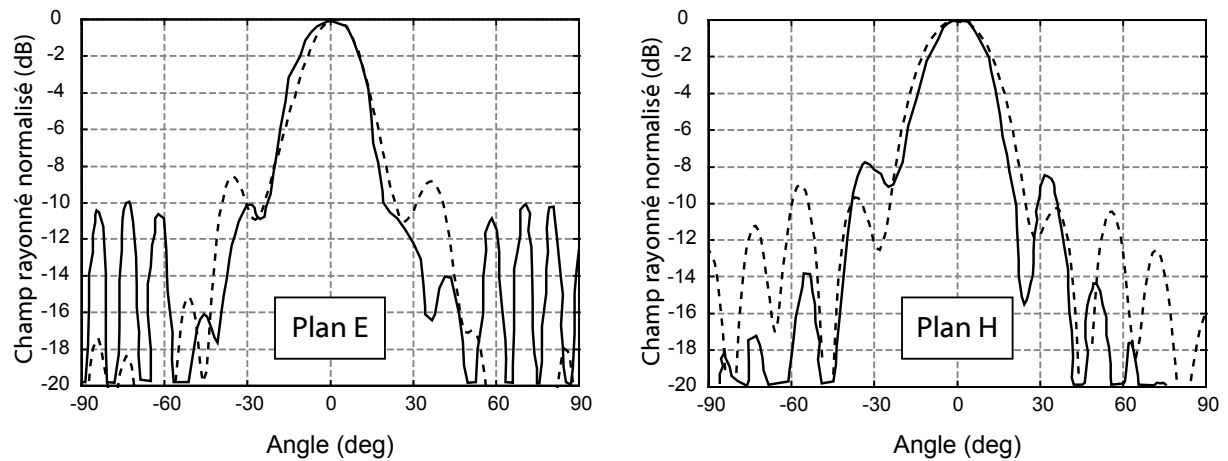


Figure 3-30 : Antenne TSA montée sur substrat perforé

$f = 30 \text{ GHz}$, $L = 40 \text{ mm}$ ($4 \lambda_0$), $H = 14 \text{ mm}$ ($1.4 \lambda_0$), $2\alpha = 12^\circ$, $d = 1.27 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 2.22$,

Mesure (selon[32]) en trait plein, Simulation FDTD : pointillés

La mise en place du simulateur FDTD a été motivée surtout par la volonté d'obtenir l'impédance d'entrée de l'antenne. Les seules données disponibles concernant la caractérisation de l'impédance d'entrée de l'antenne dénuée de tout autre élément (telle que les transitions) sont celles fournies par **Somons et Lee** [33]. Ils utilisent la méthode de désincrustation (**Ang-** de-embedding) dite TRL (**Ang-** Thru, **R**eflect, **d**elay **L**ine). Nous avons modélisé l'antenne en utilisant $N_x = 302$ découpages selon la largeur, $N_z = 127$ selon la longueur et $N_y = 03$ selon la profondeur (substrat). Les couches des absorbants ainsi que les espaces séparateurs s'étendent sur 10 cellules de **Yee**. Selon notre estimation empirique, nous avons choisi $\kappa_{maxx} = 40$ et $\kappa_{maxy} = 39$. Les résultats obtenus sont comparés avec la mesure (Figure 3-31). La résonance aux basses fréquences (propre aux TSA) est mal déterminée par la FDTD. L'ondulation des valeurs réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée est toutefois bien prédite. Le résultat obtenu par cette combinaison de paramètre est plus qualitatif que quantitatif. Il faut tout de même noter que la simulation n'a pas duré plus de deux heures.

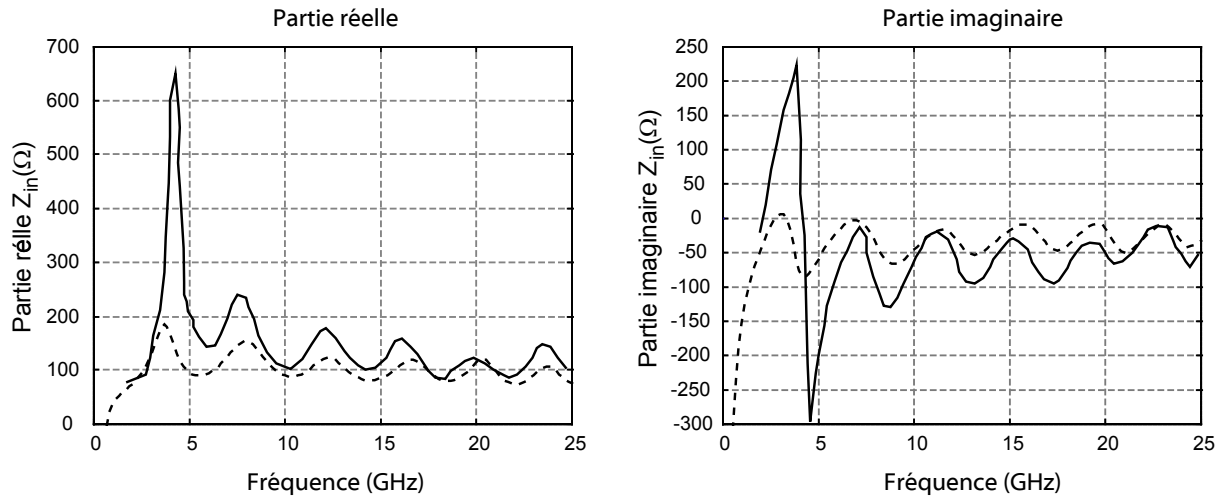


Figure 3-31 : Impédance d'entrée de l'antenne de Lee [33] : Comparaison entre mesure et théorie

$L = 25.4$ mm, $H = 12.39$ mm, $2\alpha = 40^\circ$, $d = 0.254$ mm, $\epsilon_r = 10.5$, $g = 0.165$ mm

Mesure (selon [33]) en trait plein, **Simulation FDTD** : pointillés

En vue d'améliorer le résultat précédent, une seconde série de paramètres est utilisée. L'épaisseur de l'absorbant qui est parallèle aux plaques conductrices est triplée. Les espaces séparant l'objet des absorbants sont réduits de moitié. Nous avons choisi $\kappa_{maxx} = 38$ et $\kappa_{maxy} = 74$. Nous ne faisons usage que de 151 découpages selon la largeur. La figure 3-32 représente l'impédance d'entrée calculée au temps $t=0.47$ ns. Celle-ci est plus conforme que celle calculée précédemment. Nous y observons une meilleure prédiction de la valeur à la fréquence de résonance. Malheureusement, à la fin de la simulation, on constate l'aplatissement du pic. Ceci s'explique par l'arrivée tardive des ondes parasites qui ont subi les multiples rebonds sur les parois de l'espace de calcul.

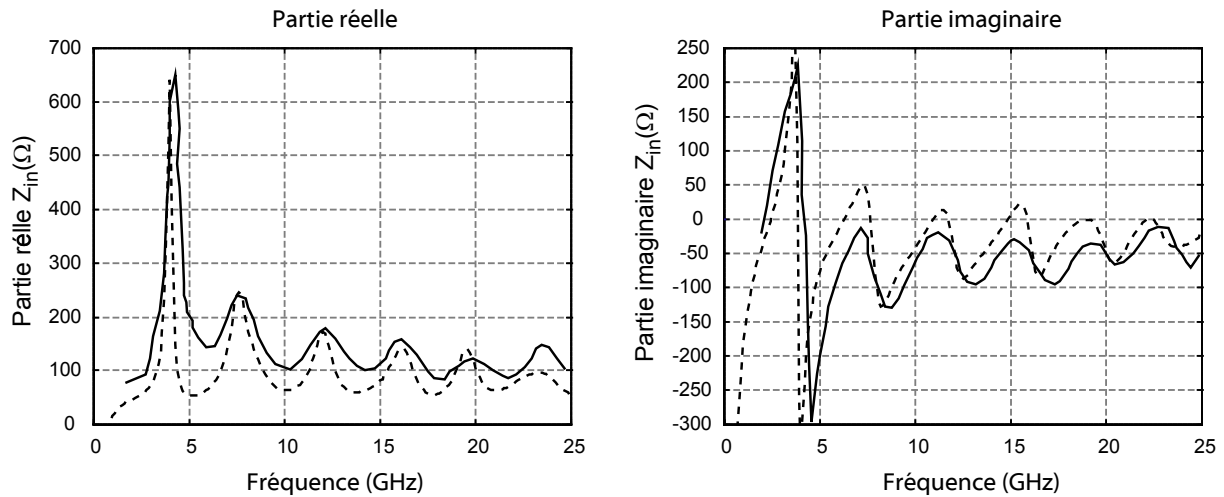


Figure 3-32 : Comparaison entre mesure et théorie : Autre série de paramètres

$L = 25.4$ mm, $H = 12.39$ mm, $2\alpha = 40^\circ$, $d = 0.254$ mm, $\epsilon_r = 10.5$, $g = 0.165$ mm

Mesure (selon [33]) trait plein, **Simulation FDTD** : pointillés

Nos investigations concernant l'impédance d'entrée se terminent par un essai intensif impliquant les données précédentes. Nous utilisons 302 cellules de **Yee** selon la largeur, 254 selon la longueur et 3 selon la profondeur (substrat). L'absorbant est modélisé par 20 cellules dans les directions OX et OZ et 40 cellules dans la direction OY . Les espaces séparateurs sont composés de 10 cellules. Nous prenons dans ce cas $\kappa_{maxx} = 38$ et $\kappa_{maxy} = 37$. Il nous faut alors 10 heures afin d'obtenir le résultat final. Le résultat au temps $t=0.47$ ns est illustré par la

figure 3-33. Celui correspondant à la fin de la simulation est exposé sur la figure 3-34. Bien que nous ayons doublé la taille des absorbants, nous ne constatons pas d'amélioration importante. En fin de simulation nous avons toujours un tassement de la valeur réelle à la résonance. Ceci nous pousse à dire, qu'il est fort probable que ce soit plutôt la mauvaise modélisation de la fente en début de course qui soit responsable du décalage des valeurs réelles et imaginaires.

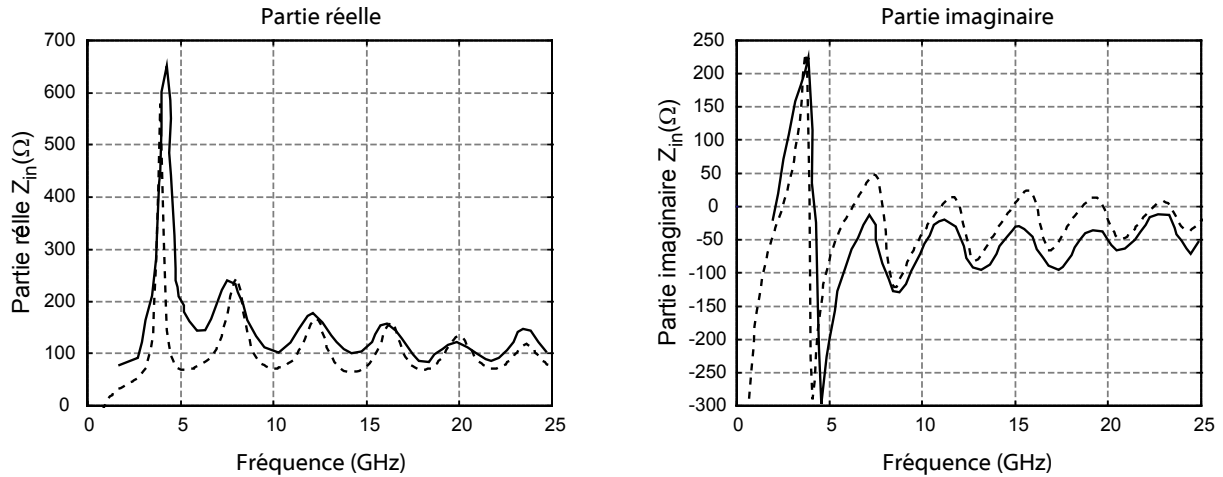


Figure 3-33 : Comparaison entre mesure et théorie : Calcul intensif - résultat à $t = 0.47$ ns

$L = 25.4$ mm, $H = 12.39$ mm, $2\alpha = 40^\circ$, $d = 0.254$ mm, $\epsilon_r = 10.5$, $g = 0.165$ mm

Mesure (selon [33]) en trait plein, **Simulation FDTD** ; pointillés

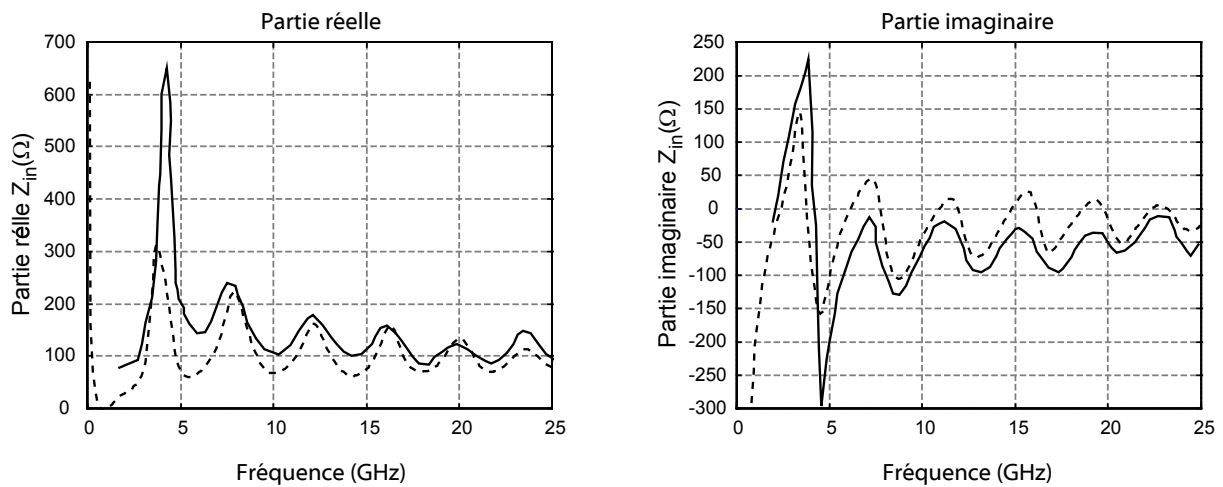


Figure 3-34 : Comparaison entre mesure et théorie : Calcul intensif – résultat à la fin de la simulation

$L = 25.4$ mm, $H = 12.39$ mm, $2\alpha = 40^\circ$, $d = 0.254$ mm, $\epsilon_r = 10.5$, $g = 0.165$ mm

Mesure Trait plein, **Simulation** ; pointillés

La figure 3-35 représente le courant électrique au niveau de la source d'excitation durant l'évolution temporelle de l'algorithme. Nous y observons l'impulsion gaussienne initiale issue de l'application d'une tension de même forme. Le courant est ensuite nul sur une période correspondant à un aller et retour de l'onde. A partir de 0.25 ns, on peut clairement constater le détachement des composantes fréquentielles constituant l'impulsion gaussienne. Celles-ci se manifestent par des sinusoïdes ayant des fréquences de plus en plus élevées et arrivant à des délais de plus en plus importants. C'est bien entendu la dispersion de la ligne à fente qui est responsable de ce phénomène. La dispersion liée à la grille de *Yee* est imperceptible comparée à celle de la ligne.

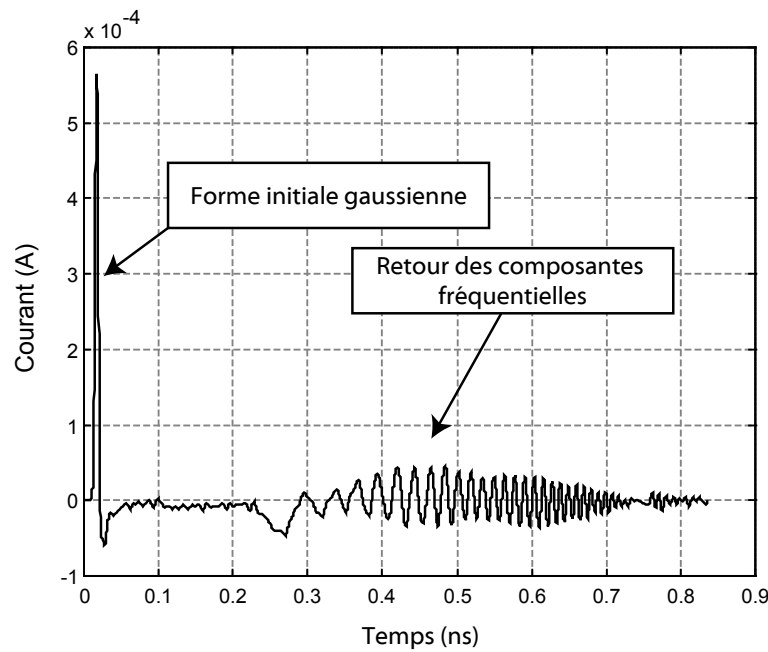


Figure 3-35 : Courant au niveau de la source au cours de l'évolution temporelle de la simulation précédente

$L = 25.4$ mm, $H = 12.39$ mm, $2\alpha = 40^\circ$, $d = 0.254$ mm, $\epsilon_r = 10.5$, $g = 0.165$ mm

9. Limitations

A travers la diversité des antennes que nous avons analysées grâce à notre simulateur, nous avons perçu la versatilité de la méthode FDTD. Les éléments attrayants de la méthode ont été exposés. Leur mise en œuvre a été validée. Néanmoins, nous avons aussi découvert les failles de cette technique. Nous constatons que les éléments qui ont freiné l'utilisation de la FDTD il y a 40 ans sont toujours d'actualité lorsqu'il s'agit de structures disproportionnées. Toutefois, nous avons eu la possibilité d'obtenir des résultats se rapprochant de ceux de la méthode des moments. L'impédance d'entrée de la structure TSA sur une plage fréquentielle étendue, quasiment inaccessible par la méthode des moments, est déterminée en un temps acceptable.

En résumé, un simulateur FDTD précis ne peut pas contenir uniquement le noyau trivial de *Yee*. Les deux points essentiels qui font défaut à notre implémentation (faisant d'ailleurs l'objet de recherches) sont le développement d'absorbants efficaces fonctionnant sous des conditions drastiques et l'implémentation de méthodes de découpages irréguliers au niveau des discontinuités afin de mieux analyser les phénomènes locaux qui s'y produisent.

Bibliographie

- [1] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE trans Antennas and Propagation*, Vol 14, 1966, pp. 302-307.
- [2] A. Taflove, M.E. Brodwin "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time dependent Laxwell's equations", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol 23, 1975 pp 623-690.
- [3] G. Mur, " Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field simulations", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol. 23, 1981, pp.377-382.
- [4] K.R. Umashankar, A. Taflove, " A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol. 24, 1982, pp. 397-405.
- [5] K.R. Umashankar, A. Taflove,, B. Becker, " Calculation and experimental validation of induced currents on coupled wires in an arbitrary shaped cavity," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 35, 1987, pp.1248-1257.
- [6] A.Taflove, S.C. Hagness,"Computational Electrodynamics, 2nd edition," *Artech House*.
- [7] D. M. Sullivan, "Electromagnetic Simulation Using The FDTD Method", *IEEE Press Series on RF and Microwave Technology*.
- [8] K. S. Kuntz, R. J. Luebbers, The Finite Difference Time Domain Method For Electromagnetics, *CRC Press*.
- [9] D.G. Swanson, W.J.R. Hoefer, "Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation" *Artech house*, 2003.
- [10] G .Sadiku "Mathematical methods in Electromagnetics " *Artech House* 1992.
- [11] K.C. Gupta, P.S Hall, "Analysis and Design of Integrated Circuit–Antenna Modules" *John Wiley & Sons*, 2000.
- [12] Z.P.Liao, H.L Wong, B.P.Yang and Y.F Yinan, "A transmitting boundary for transient wave analyses," *Siencia Sinica* (series A),, Vol XXVII, 1984, pp 1063-1076.
- [13] J.P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, Vol 114, 1994, pp 183-200.
- [14] Z.S Sacks, D.M. Kingsland, R.Lee and J.F.Lee, A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition, *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol 43, 1993; pp 1460-1463.
- [15] Z. S. Wei Hong, J. Zhou "Generalized Z-Domain Absorbing Boundary Conditions for the Analysis of Electromagnetic Problems With Finite-Difference Time-Domain Method" *IEEE Trans MTT*, Vol. 51, No. 6, 2003, pp. 82-90.
- [16] O.M. Ramahi, " The complementary operators method in FDTD simulations," *IEEE antennas and Propagation Magazine*, Vol. 39, No. 6, 1997, pp. 33-45.
- [17] O. M. Ramahi, "Stability of Absorbing Boundary Conditions," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 47, No. 4, 1999, pp. 593-599.

- [18] R. Holland, J. Williams, "Total-field versus scattered-field finite difference", *IEEE Trans. Nuclear Science*, Vol. 30, 1983, pp. 4583-4587.
- [19] J.P. Berenger, "Perfectly Matched Layer for the FDTD Solution of Wave-Structure Interaction Problems", *IEEE, Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 40 No.1 , 1996, pp 110-117.
- [20] S. D. Gedney, " An Anisotropic Perfectly Matched Layer-Absorbing Medium for the Truncation of FDTD Lattices," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol.44, No. 12, 1998, pp.1630-1659.
- [21] R. J. Luebbers, " A Simple Feed Model that Reduces Time Steps Needed for FDTD Antenna and Microstrip Calculations," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 40, No. 7, 1996, pp. 1000-1005.
- [22] M.A. Jensen, Y.Rahmat-Samii, « «Performance analysis of antenna for hand-held transceivers using FDTD," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 40, 1992, pp 334-340.
- [23] J.G. Maloney, K.L. Shlager, G.S. Smith, " A simple FDTD model for transient excitation of antennas by transmission lines," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 42, 1994, pp.289-292.
- [24] C.A Balanis "Antenna Theory, Analysis and Design, 2nd edition, *John Wiley & Sons*.
- [25] J. B. Schneider, " Plane Waves in FDTD Simulations and a Nearly Perfect Total-Field/Scattered-Field Boundary," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 52, 2004, pp.3280 – 3287.
- [26] S. Watanabe, M. Taki, "An Improved FDTD Model for the Feeding Gap of a Thin-Wire Antenna," *Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 8, No. 4, 1998, pp. 152-154.
- [27] R. C. Johnson, "Antenna Engineering Handbook Third Edition", *Mc-Graw-Hill* 1993.
- [28] 1 C. J. Railton, "The Inclusion of Fringing Capacitance and Inductance in FDTD for the Robust Accurate Treatment of Material Discontinuities", *IEEE Trans MTT* Vol. 48, December 2000, pp. 2283-2288.
- [29] A. MOKRAOUI "Analyse d'une structure rayonnante microruban de forme rectangulaire à l'aide de la méthode de l'équation intégrale dans le domaine spectral" *Projet de fin d'études, Juin 1997 Ecole nationale polytechnique*.
- [30] M.D. Deshpande, M.C. Bailey, "Input Impedance of Microstrip Antennas," *IEEE Trans. Antennas and propagation*, Vol. 30, No. 4, 1982, pp. 645-650.
- [31] Benoît STOCKBROECKX "Space Wave and Surface Wave Radiation in the Vivaldi Antenna," *thèse de doctorat, Université catholique de Louvain*. Avril 1998.
- [32] Jeremy B.Muldavin and Gabriel M.Rebeiz "Millimeter – Wave Tapered Slot Antennas on Synthesized Low Permittivity Substrates," *IEEE Transact Ant. and propagat.*, Vol 47, No 8, August 1999, pp 1276-1280.
- [33] R.N. Simons, R.Q Lee , "Linearly tapered slot antenna impedance characteristics," *Antennas and Propagation Society International Symposium*,. AP-S. Digest, Vol.1, 1995 pp. 170 – 173

CHAPITRE 4

AMELIORATION DES PERFORMANCES DES

ANTENNES TSA

Dans ce chapitre, nous entreprenons l'amélioration des caractéristiques radioélectriques des antennes TSA. Pour cela, nous proposons, une nouvelle forme de fente. Le dimensionnement est accompli grâce à une série de simulations. L'antenne est alors conçue et le champ qui en émane est mesuré, validant ainsi nos résultats théoriques. La mesure de l'impédance d'entrée est effectuée grâce à l'analyseur de réseaux dont dispose le laboratoire. Nous tentons alors de retrouver ce résultat grâce à la FDTD. Nous nous intéressons par la suite, à la possibilité d'opérer, au niveau du substrat diélectrique, des modifications physiques susceptibles d'apporter encore des améliorations. Différentes distributions de permittivité sont testées grâce à la méthode des moments. En pratique, la distribution est approchée en perforant le substrat diélectrique. Cette configuration est alors simulée grâce à la FDTD. La concordance des résultats issus des deux méthodes indique qu'il est quasiment sûr d'obtenir en pratique des caractéristiques similaires.

1. Conception d'une antenne avec une fente de forme particulière

Nous considérons à présent la conception d'une antenne TSA dont le domaine d'utilisation est une liaison point à point. L'antenne pourrait être utilisée en tant que passerelle entre deux nœuds informatiques séparés d'une distance qui défavorise l'utilisation de paires torsadées. Actuellement, un ordinateur est doté en standard d'équipements de communication permettant un débit local de 100 mégabits par seconde, ce qui correspond approximativement à une bande passante de 500 MHz. Si dix utilisateurs se connectent simultanément de part et d'autre des nœuds, il est nécessaire de prévoir une bande passante de 5 GHz. L'antenne sera conçue autour d'une fréquence centrale de 9 GHz. Nous nous proposons d'amener la composante contrapolaire dans le plan D à un niveau inférieur à celui des antennes TSA existantes, tout en maintenant une directivité aussi importante que celle des LTSA.

1.1. Forme de la fente et dimensionnement

Nous avons vu dans le premier chapitre que les caractéristiques des antennes TSA sont très sensibles à leurs dimensions et à la géométrie de la fente. Pour cette raison, nous proposons dans ce paragraphe l'utilisation d'une fente de forme particulière.

Tout d'abord, nous déterminons les dimensions externes de l'antenne. Tant que l'antenne TSA réagit comme une structure à ondes progressives, la directivité est une fonction linéaire de la longueur L . La limite supérieure utilisable est alors fixée par la robustesse du diélectrique. En effet, comme la TSA considérée est démunie de plan de masse, l'antenne a tendance à se tordre sous l'effet de son poids. N'ayant pas d'informations *a priori* sur la robustesse du substrat, nous avons considéré une longueur moyenne de $5.5 \lambda_0$, valeur prenant en compte une transition ligne micro-ruban vers ligne à fente. Le choix de la largeur H est dicté par un de nos travaux [1] spécifiant les caractéristiques d'une antenne LTSA en fonction de la largeur H . La figure 4-1 suggère l'utilisation de $H = 1,5 \lambda_0$.

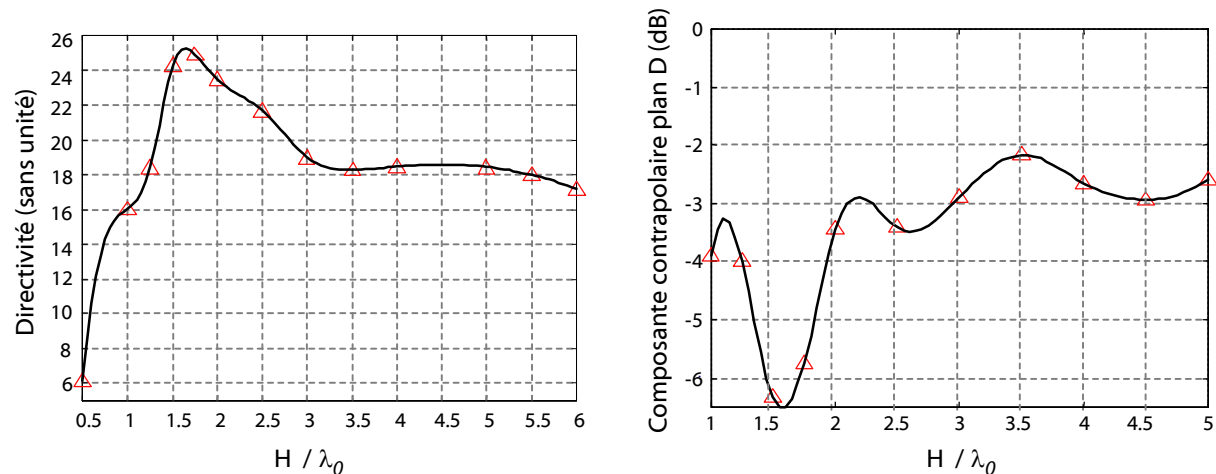


Figure 4-1 : Directivité et niveau contrapolaire dans le plan D en fonction de la largeur normalisée de l'antenne

Afin de favoriser le rayonnement, nous avons choisi un substrat de faible permittivité relative, à savoir $\epsilon_r = 2.33$. Nous utilisons alors les résultats des figures 1-11 et 1-12 en vue de déterminer l'épaisseur du substrat. La valeur optimale du gain et du niveau contrapolaire sont obtenus quand $d = 0.045 \lambda_0$. Ceci nous conduit à prendre pour la fréquence de travail, une épaisseur du diélectrique $d = 1.524$ mm.

Nous argumentons, à présent, le choix de la forme de la fente. Nous savons (chapitre 1 - § 6.1) que la directivité d'une antenne TSA est proportionnelle au taux d'évacuation de l'onde électromagnétique par la fente. Cette idée de base est confortée lors de l'étude de la directivité des LTSA en fonction de leur angle d'ouverture. C'est ce même jugement qualitatif qui

permet d'expliquer la faible directivité des antennes Vivaldi : En effet, avec une forme exponentielle, la fente libère très lentement son énergie électromagnétique (ce qui se produit surtout en fin de course). Ainsi, optimiser la directivité d'une TSA revient à trouver la forme de la fente qui éjectera l'onde confinée le plus rapidement possible. Pour ce faire, nous suggérons l'utilisation d'une fonction parabolique d'où la dénomination **PTSA**. Une question vient alors à l'esprit. Pourquoi ne pas utiliser une forme linéaire et accroître l'angle d'ouverture pour atteindre notre but ? En réalité, si l'antenne (la fente) perd son énergie trop rapidement, cette dernière ne sera pas assez conditionnée par l'ensemble de la géométrie de l'antenne, ce qui conduit à l'obtention de champs rayonnés déformés (chapitre 1 - § 6.1 et figure 1-6). Dans le même ordre d'idée, si la forme linéaire est susceptible de produire des champs rayonnés non adéquats, il est fort probable qu'un cas similaire se produise avec l'antenne PTSA. En effet, l'utilisation de la méthode des moments avec la configuration choisie montre que les résultats sont médiocres. Pour y remédier, la partie parabolique de la fente est précédée d'un tronçon exponentiel (Figure 4-2). Le rôle de ce bout de ligne est de transmettre à la partie exponentielle un champ assez bien conditionné (établi) pour qu'il puisse continuer son chemin à travers la fente parabolique. Ce choix confère à l'antenne et au niveau du point d'alimentation un aspect continuellement échelonné, caractéristique des antennes Vivaldi.

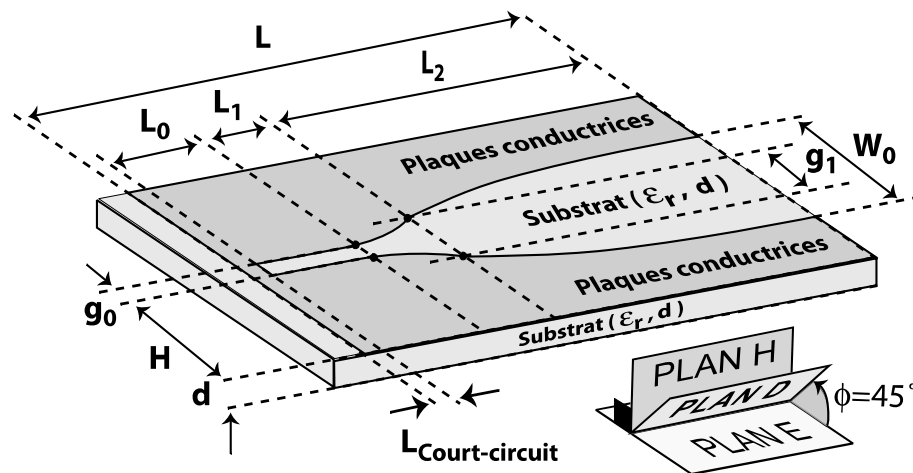
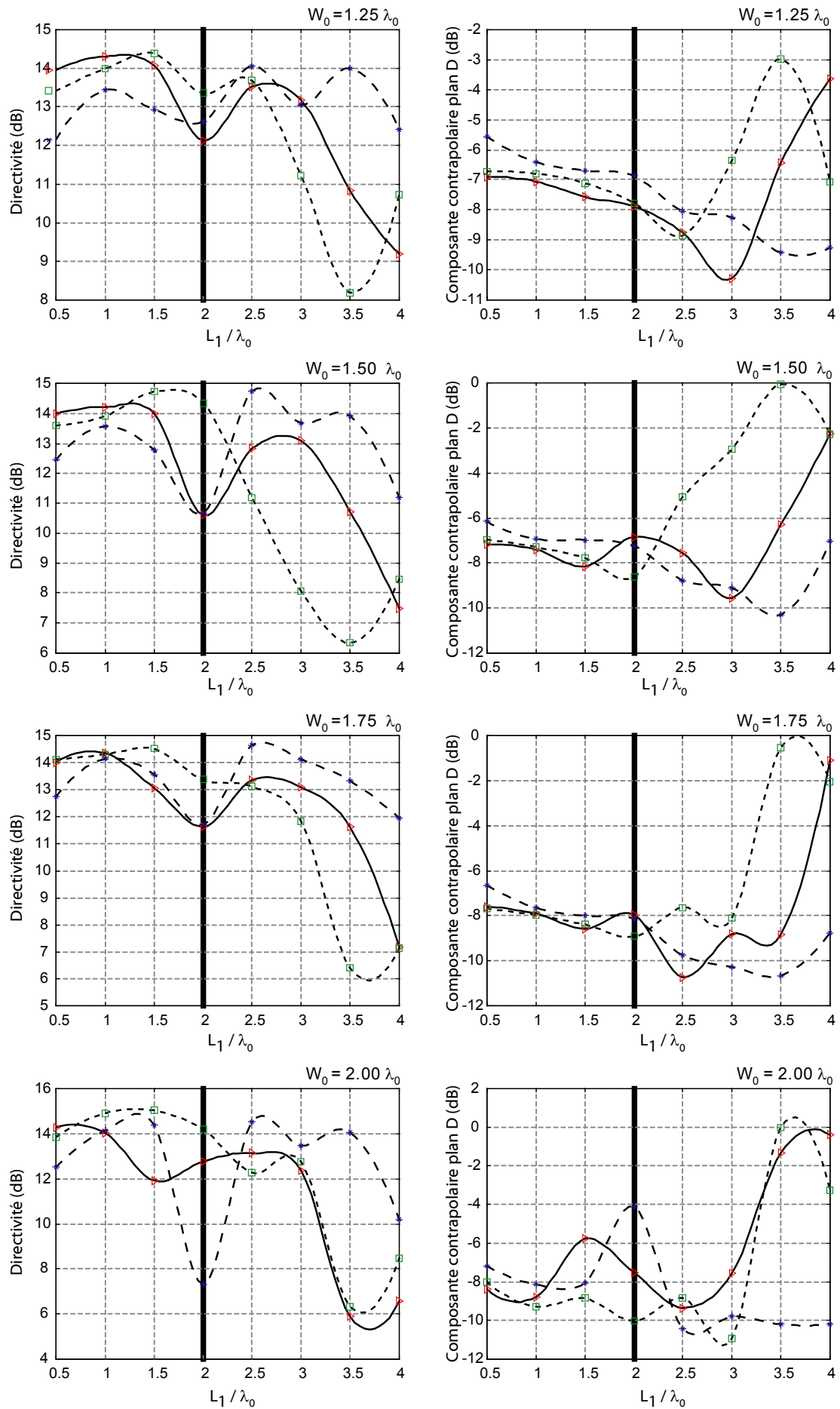


Figure 4-2 : Configuration choisie

Une fois la géométrie de la fente fixée, il s'agit maintenant de quantifier ses dimensions g_0 , g_1 , L_1 et W_0 (Figure 4-2). La taille de la fente en g_0 est fixée par des considérations mécaniques (tolérances de fabrication). D'autre part, elle est déterminée de telle sorte que l'impédance caractéristique de la ligne de transmission soit abaissée graduellement le long du parcours de l'onde jusqu'à obtention de 50 Ohm au niveau du connecteur coaxial. Les paramètres restants ont été déterminés grâce à d'intenses calculs numériques basés sur le programme de simulation que nous avons précédemment conçu (Chapitre 2). Une plage de valeurs a été testée à travers trois boucles imbriquées. Nous avons utilisé un nombre de fonctions de base restreint afin d'obtenir rapidement le résultat. Nous avons testé trois valeurs de g_1 , ($0.25 \lambda_0$, $0.50 \lambda_0$ et $0.75 \lambda_0$), quatre valeurs de W_0 , ($1.25 \lambda_0$, $1.50 \lambda_0$, $1.75 \lambda_0$ et $2.00 \lambda_0$) et huit valeurs de L_1 ($0.50 \lambda_0$ à $4.00 \lambda_0$ avec un pas de $0.5 \lambda_0$). C'est un total de 96 simulations qui ont été exécutées pour un temps avoisinant les 04 jours. Les résultats interpolés de ces tests sont mentionnés sur la figure 4-3.

Quand la longueur du tronçon exponentiel L_1 augmente, la taille de la partie parabolique est amoindrie, et dans tous les cas de figure, il en résulte une détérioration de la directivité et du niveau de la composante contrapolaire dans le plan D. Ceci est dû au fait que la structure tend à devenir une antenne Vivaldi ayant une mauvaise ouverture. Cette constatation est validée en remarquant que (pour un W_0 fixe) la détérioration est d'autant plus accentuée que g_1 est faible.

Figure 4-3 : Directivité et niveau contrapolaire en fonction de L_1 , W_0 et g_I pour $\epsilon_r = 2.33$.

Traits pleins : $g_I = 0.25 \lambda_0$, Pointilles : $g_I = 0.50 \lambda_0$, Tirets : $g_I = 0.75 \lambda_0$

Quand $g_I = 0.75 \lambda_0$ on enregistre une détérioration moins néfaste que pour des fentes intermédiaires ayant de plus petites tailles, car cette distance est suffisamment importante pour permettre un rayonnement adéquat de la fente. A partir des observations précédentes, nous nous imposons $L_I = 2.0 \lambda_0$ comme valeur limite supérieure pour la taille du tronçon exponentiel.

La figure 4-3 révèle que le gain n'est pas forcément maximal quand la distance L_I est la plus faible possible. En général, entre $L_I = 0.5 \lambda_0$, et $L_I = 1 \lambda_0$, on observe un accroissement de la valeur du gain. Dans cette zone, le gain le plus faible se produit quand g_I est important. Ceci conforte bien l'idée que quand l'onde n'est pas suffisamment conditionnée et si celle-ci est éjectée trop rapidement, il en résulte un mauvais rayonnement. Les remarques précédentes nous permettent de fixer une borne inférieure pour la variable L_I : Nous considérerons un minimum $L_I = 1.0 \lambda_0$.

Dans le même ordre d'idée, Si nous comparons les gains maximums en fonction des dimensions de l'ouverture en bout de course W_0 , nous constatons qu'ils augmentent avec W_0 . Nous observons un gain maximal de 14.5 dB pour $W_0 = 1.25 \lambda_0$, 14.8 dB pour $W_0 = 1.50 \lambda_0$ et $W_0 = 1.75 \lambda_0$ et finalement, plus 15 dB pour $W_0 = 2.00 \lambda_0$. Ceci est en concordance avec les propriétés générales des antennes TSA.

Parmi les combinaisons intéressantes fournissant un gain important, nous avons retenu la suivante : $g_I = 0.5 \lambda_0$; $L_I = 1.5 \lambda_0$ et $W_0 = 2 \lambda_0$. Le champ théorique rayonné obtenu lors de la série de simulations est donné ci-dessous :

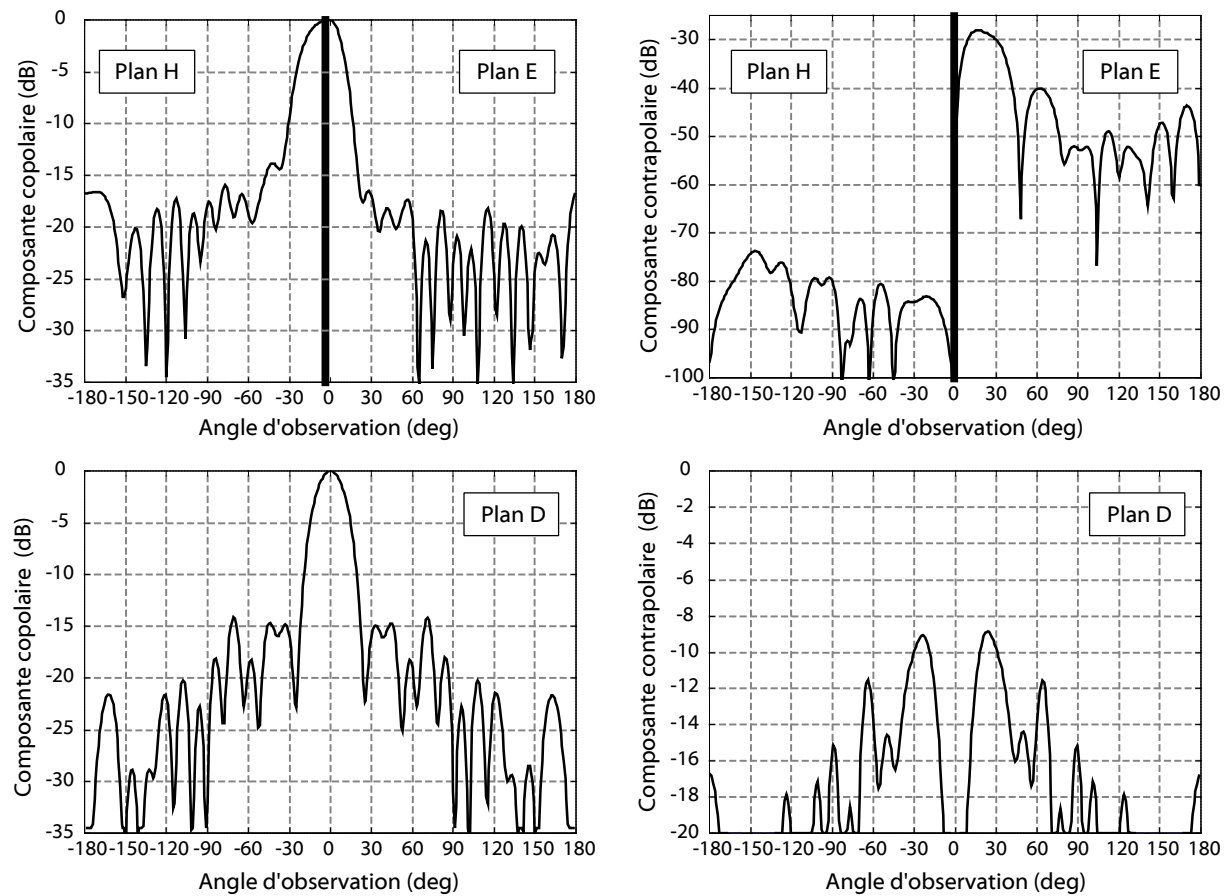


Figure 4-4 : Champ théorique rayonné par l'antenne PTSA.
Résultat tiré de la série d'essais à basse résolution.
 $g_I = 0.5 \lambda_0$, $L_I = 1.5 \lambda_0$ et $W_0 = 2 \lambda_0$

Les figures 1-11 et 1-12 illustrant, pour une antenne LTSA, les valeurs de la directivité et de la composante contrapolaire dans le plan D en fonction de l'épaisseur du substrat, indiquent dans le meilleur des cas, un gain de 14.30 dB et un niveau contrapolaire de l'ordre de -8.25 dB. A priori, notre antenne PTSA offre déjà des caractéristiques légèrement plus avantageuses, avec une directivité de 15 dB et un niveau contrapolaire de -8.87 dB. Afin de vérifier ce résultat, nous avons exécuté une simulation impliquant un nombre plus adéquat de fonctions de bases (surtout au niveau du substrat diélectrique). A l'issue de cette simulation, nous obtenons un gain de 15,36 dB, soit une amélioration de 1 dB par rapport aux LTSA. Le champ rayonné obtenu est exposé sur la figure 4-5. Le niveau de la composante contrapolaire dans le plan D est à présent à -12.89 dB, soit approximativement 3 dB de moins que la meilleure des antennes LTSA (selon les articles mentionnés dans le chapitre 1 § 6.1). En général, l'antenne PTSA exhibe des lobes secondaires inférieurs à -15 dB. Les cas particuliers se résument à un lobe secondaire à -12.5 dB dans le plan H (certainement dû au rayonnement de la partie servant d'alimentation) et à quelques ondulations dans le plan E aux voisinages de 30° . Pour ce qui est des composantes contrapolaires dans les plan E et H, elles restent semblables à celles des autres TSA, à savoir, un niveau très faible dans les plans H et un niveau acceptable dans le plan E.

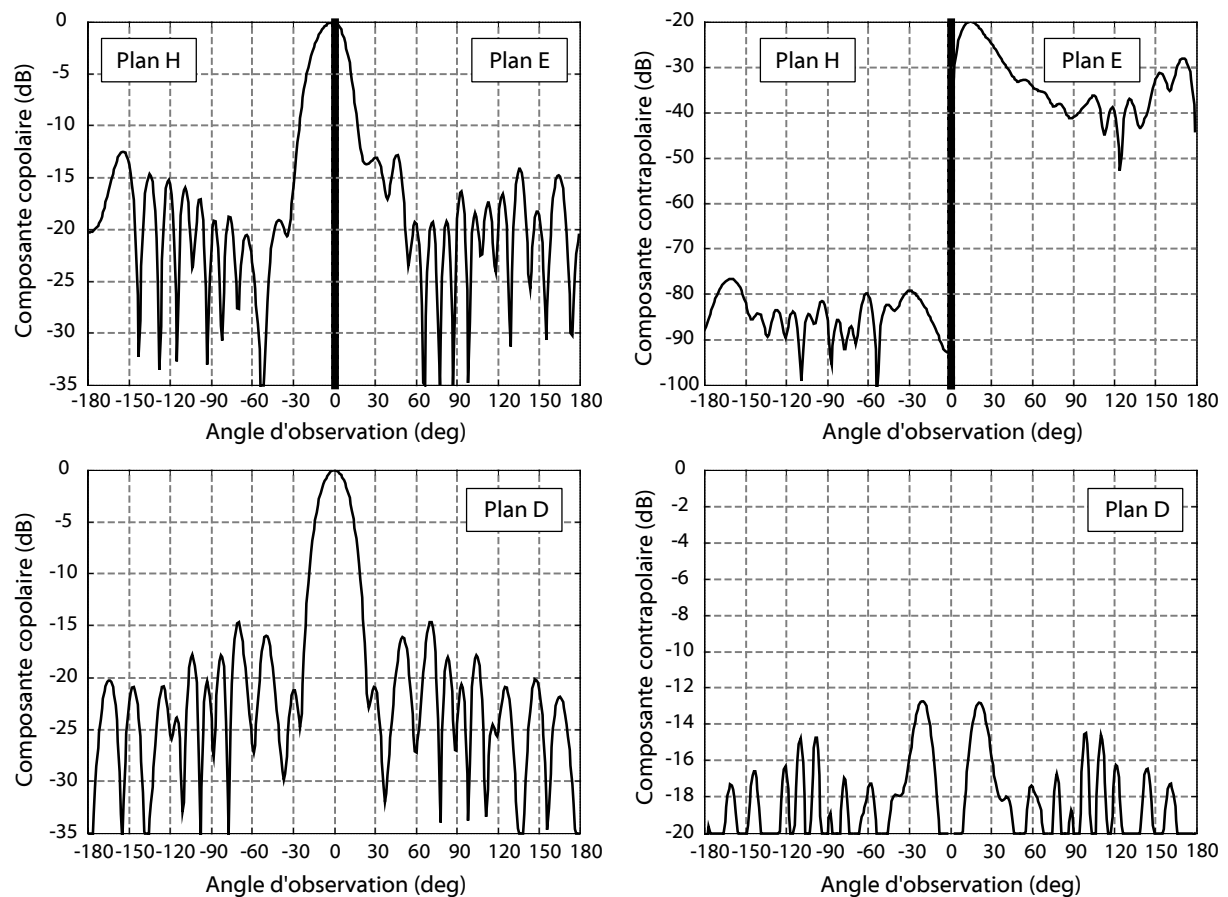


Figure 4-5 : Champ théorique rayonné par l'antenne PTSA.
Amélioration de la précision par la sélection du nombre de fonctions de base.
 $g_1 = 0.5 \lambda_0$, $L_1 = 1.5 \lambda_0$ et $W_0 = 2 \lambda_0$.

A présent, nous entamons le dimensionnement de la partie permettant l'alimentation de l'antenne PTSA. Nous utilisons une ligne micro-ruban, qui communique son énergie à travers une transition (ligne à fente) – (ligne micro-ruban). Cette technique d'alimentation est décrite au chapitre 1 § 7.2. Selon **Knorr** [2], la transition illustrée sur figure 1-15 est électriquement équivalente au circuit présenté sur la figure 4-6. Les différents transformateurs quart d'onde servent à optimiser le couplage en fournissant un ventre au niveau de la ligne à fente et un

nœud au niveau de la ligne micro-ruban. Le couplage électromagnétique est représenté par un transformateur à n spires. La valeur de n dépend de l'épaisseur du substrat, de sa permittivité ainsi que de la taille de la fente. L'expression fermée de n est explicitée dans [2]. La connaissance de l'impédance d'entrée de l'antenne vue par l'enroulement primaire du transformateur permet de déduire la valeur ramenée au secondaire. Cette dernière est convertie à 50 Ohms grâce à une ligne quart d'onde. Ce raisonnement sous-entend implicitement que les transformateurs quart d'ondes utilisés convertissent idéalement le circuit ouvert en court-circuit et le court-circuit en circuit ouvert. En pratique, il apparaît toujours un effet capacitif lié au circuit ouvert et un effet inductif dû au court-circuit.

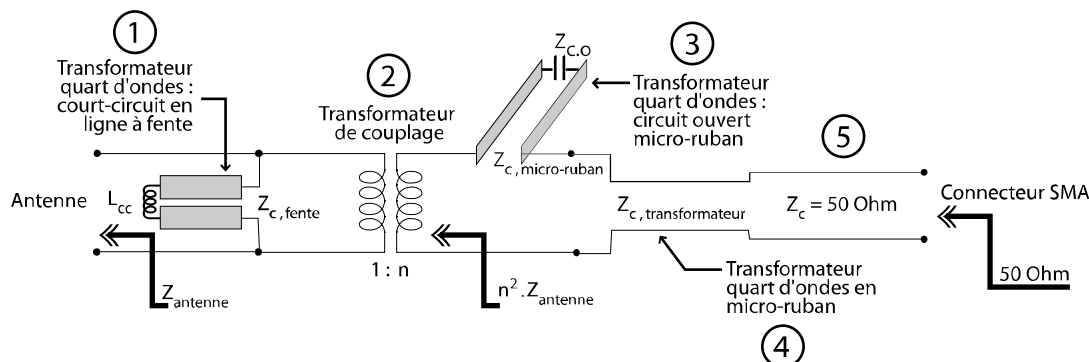


Figure 4-6 : Modèle associé à la transition

La conception de la transition consiste à dimensionner :

1. La ligne à fente,
2. Le transformateur quart d'onde (en ligne à fente) terminé par un court-circuit,
3. Le transformateur quart d'ondes (en micro-ruban) terminé par un circuit ouvert,
4. Le transformateur d'impédance en quart d'onde (en micro-ruban) terminé par la ligne 50 Ohms.
5. La ligne micro-ruban à 50 Ohms.

Le tableau mentionné ci-dessous résume les caractéristiques de la transition. Le dimensionnement se fait grâce aux expressions fermées fournies dans la plupart des ouvrages traitant des lignes de transmission [3][4].

Structure	Z	Dimension	λ_g	$\lambda_g / 4$
Antenne	$Z_{in} = 150 \, \Omega$	—	—	—
①	$Z_c = 150 \, \Omega$	$g_0 = 0.75 \, mm$	$25.20 \, mm$	$6.30 \, mm$
②	Nombre de spires du transformateur $n = 0.84$			
③	$Z_c = 75 \, \Omega$	$w_{mic} = 2.3 \, mm$	$24.90 \, mm$	$6.20 \, mm$
④	$Z_c = 70 \, \Omega$	$w_{mic} = 2.5 \, mm$	$24.85 \, mm$	$6.20 \, mm$
⑤	$Z_c = 50 \, \Omega$	$w_{mic} = 4.5 \, mm$	$24.60 \, mm$	—

Pour les antennes TSA, l'impédance d'entrée (fente en début de course) est approximativement égale à l'impédance caractéristique de la ligne à fente. L'utilisation d'une approximation aussi grossière ainsi que de formules fermées pour la réalisation des circuits d'alimentation conduira inexorablement à des erreurs.

1.2. Réalisation

Afin de vérifier les caractéristiques *a priori* supérieures du champ issu de l'antenne PTSA nous entamons la réalisation pratique de cette structure. La figure 4-7 résume les dimensions de l'antenne à concevoir. Pour un problème de clarté, nous n'avons pas respecté les rapports entre les différentes dimensions

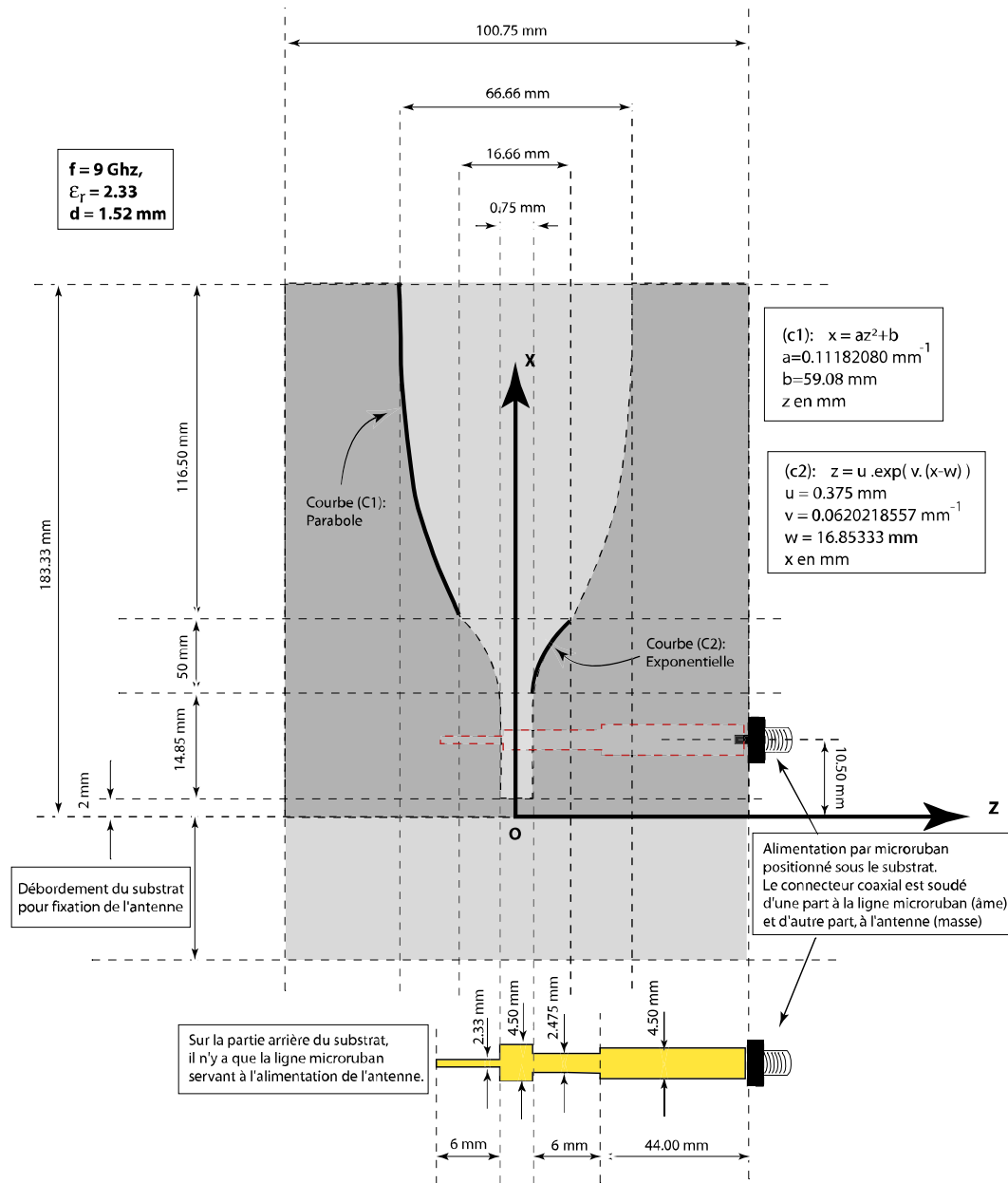


Figure 4-7 Configuration de l'antenne PTSA

Les masques ont été élaborés à partir de la figure 4-7. La réalisation a été effectuée au niveau du laboratoire EMIC de l'université catholique de Louvain (UCL, Belgique). Au moment de la réalisation, il s'est avéré que le substrat en question n'était pas disponible. Il nous a été proposé de prendre le plus proche substitut. Il s'agit d'un substrat de même épaisseur mais ayant une permittivité $\epsilon_r = 3$. N'ayant pas le temps de refaire les longues simulations entreprises pour $\epsilon_r = 2.33$, nous avons gardé la configuration de la figure 4-7. Les simulations d'optimisation ont été exécutées bien après la réalisation de l'antenne. Elles montrent (Figure 4-8) que le maximum de la directivité survient pour une combinaison de paramètres autre que celle que nous avons sélectionnée dans le cas $\epsilon_r = 2.33$. Il est important de remarquer que le niveau de la composante contrapolaire dans le plan D est légèrement inférieur que dans le cas $\epsilon_r = 2.33$. (-13 dB avec un choix restreint de fonctions de base).

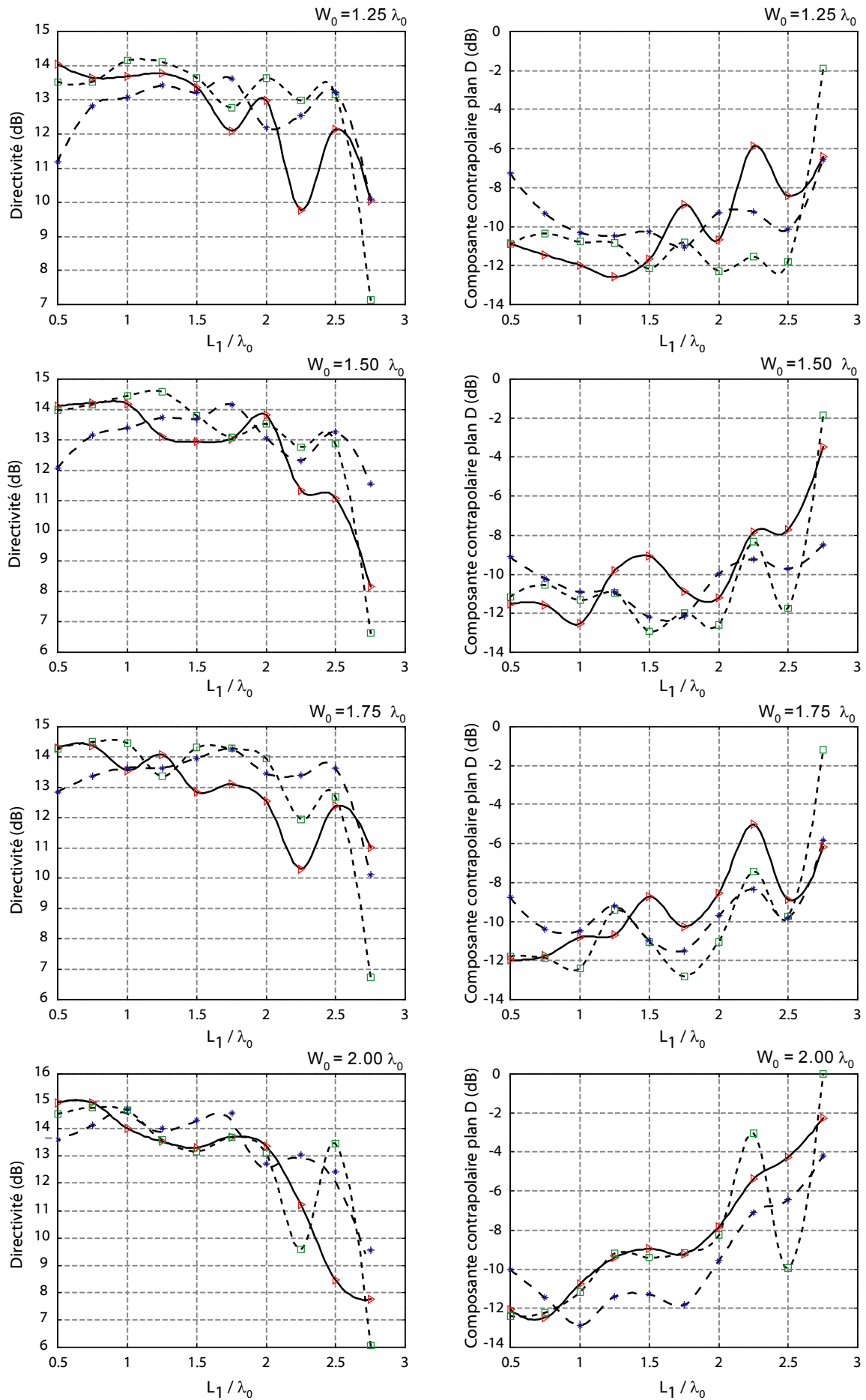


Figure 4-8 : Directivité et niveau contrapolaire en fonction de L_1, W_0 et g_1 pour $\epsilon_r = 3$.

Traits pleins : $g_1 = 0.25 \lambda_0$, Pointillés : $g_1 = 0.50 \lambda_0$, Tirets : $g_1 = 0.75 \lambda_0$

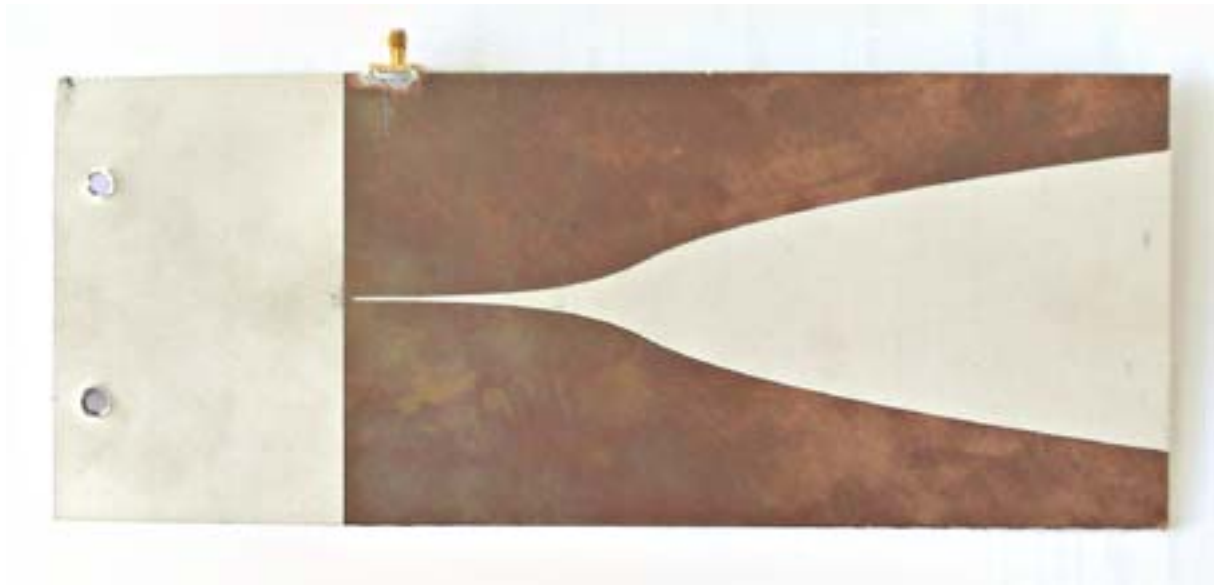


Figure 4-9 : Antenne PTSA conçue



Figure 4-10 : Transition micro-ruban au revers de l'antenne

1.3. Mesure du champ rayonné

Afin de mesurer le champ lointain rayonné par notre structure, nous avons fait usage d'un banc de mesure didactique récemment acquis par notre laboratoire. Il comporte un mat fixe prévu pour l'antenne d'émission et un autre relié à un moteur pas à pas de 1° de résolution, destiné à relier l'antenne de réception. L'émetteur d'origine consiste en un oscillateur verrouillé à la fréquence de 0.5, 2 et 10 GHz. Nous avons préféré utiliser un oscillateur externe permettant le libre choix de la fréquence de travail. Le récepteur est constitué d'une diode détectrice permettant de recouvrer le signal carré modulé à l'émission. La tension résultante est amplifiée par une unité de contrôle reliée à un ordinateur. Tant que la diode détectrice a une bonne sensibilité, les résultats obtenus sont de bonne qualité. Malheureusement, un élément clé était indisponible afin de parfaire notre mesure : La salle où s'est déroulée la mesure est dépourvue d'absorbants. Afin de sortir de la zone du champ proche, une distance de séparation de 1.5 m a été prévue entre l'émetteur (cornet) et le récepteur (notre antenne). L'alignement des antennes est effectué à l'aide d'un spot lumineux et d'un niveau.

Les figures (4-11-a) à (4-11-d) représentent une comparaison entre les champs mesurés et simulés. En général, les champs obtenus ne sont pas symétriques car la structure ne l'est pas, d'autant plus que nous faisons usage d'une ligne micro-ruban. Les angles d'ouverture mesurés sont plus étroits que ceux obtenus lors des simulations, ce qui suggère une directivité supérieure aux 14 dB obtenus par simulation. Dans le plan E, l'angle d'ouverture à -3 dB est approximativement de 15° . A -10 dB il est de 23° . Dans le plan H, les angles sont plus importants : 24° pour -3 dB et 40° pour -10 dB. Dans le plan D, le lobe principal est pratiquement semblable à celui du plan E.

Les lobes secondaires dans les principaux plans n'apparaissent qu'au-delà de 30° . Leurs valeurs sont approximativement de -11 dB mis à part dans le plan E, où l'on retrouve un lobe avec -9 dB. Afin de minimiser cet aspect, il serait judicieux de tordre la ligne micro-ruban afin que le connecteur SMA se trouve à l'arrière de l'antenne, au lieu de l'avoir sur les côtés.

Le niveau contrapolaire de l'antenne est tracé sur la figure 4-11-d. Le niveau dans le plan D est, comme prévu par la méthode des moments, en dessous des -15 dB, ce qui est une amélioration considérable comparé aux LTSA (-10 dB en moyenne).

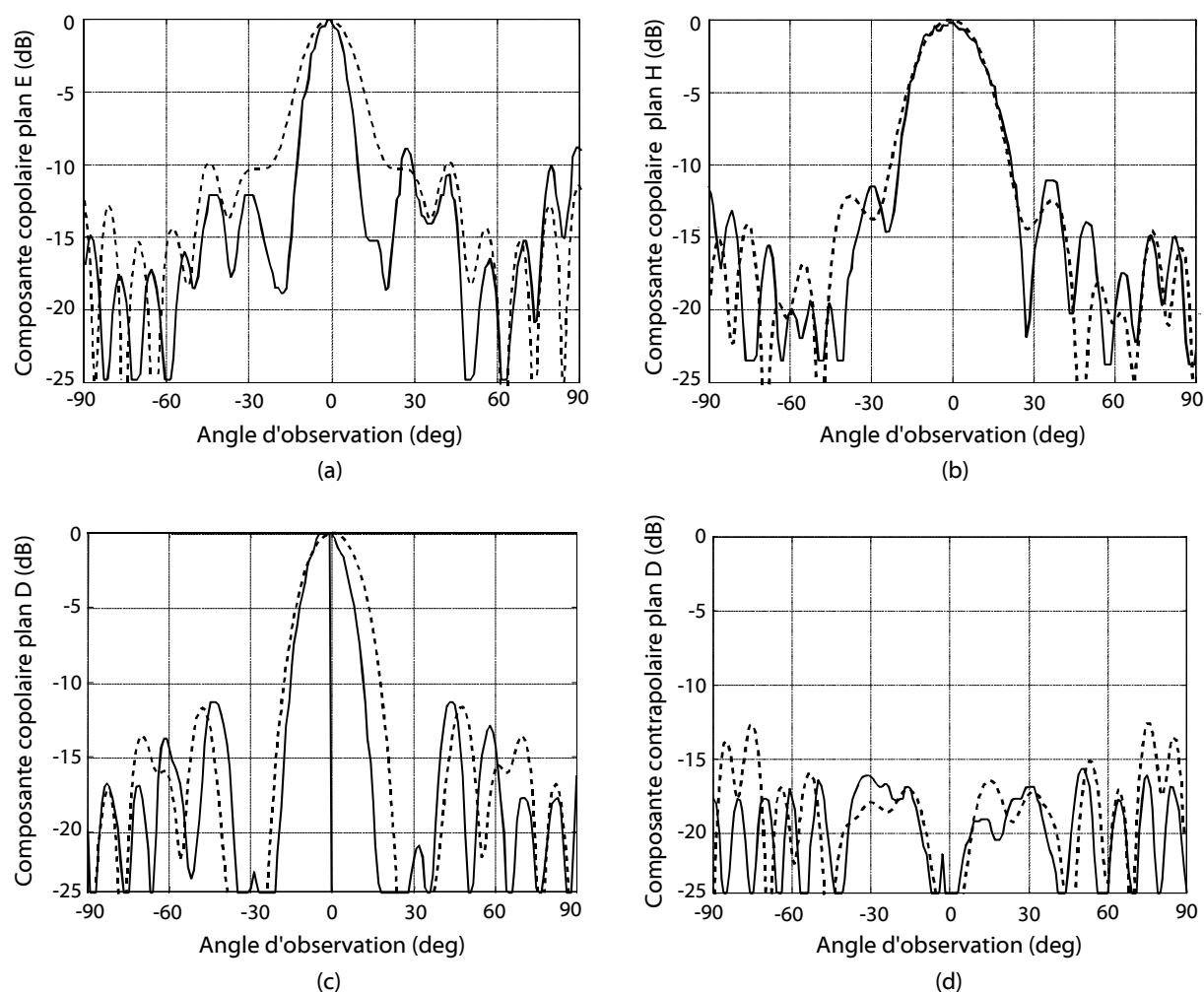


Figure 4-11 : Comparaison entre la théorie et la mesure pour l'antenne PTSA conçue
Trait plein : Mesure. Pointillés : Méthode des moments.

L'antenne TSA a été également simulée en utilisant le programme basé sur la méthode FDTD. Le champ rayonné obtenu est comparé à la mesure sur la figure 4-12. Par convenance, nous joignons sur cette même figure les résultats issus de la méthode des moments. Le modèle utilisant la FDTD prévoit avec plus de précision les angles d'ouverture dans le plan E. Contrairement à la méthode des moments, la FDTD donne un diagramme du champ asymétrique. Ceci est le résultat de l'inclusion de la ligne micro-ruban dans l'analyse. En conséquence, les niveaux mesurés des lobes secondaires (plan E) sont mieux prédits par la FDTD.

Dans le plan H, bien que les deux méthodes donnent avec exactitude l'angle d'ouverture à -3 dB, l'avantage est donné à la méthode des moments qui prévoit mieux les niveaux des lobes secondaires. Ainsi, la mesure indique l'existence d'un pic au voisinage de 35° . Ce dernier n'étant pas prévu par la FDTD.

La méthode des moments prévoit correctement les lobes centraux de la composante contrapolaire dans le plan E. La mesure révèle des lobes latéraux dont le niveau est bien plus important que ceux de la méthode des moments. Nous attribuons ces différences à l'existence de réflexions multiples qui entachent les résultats de la mesure. Nous concluons donc que nos installations ne sont pas adéquates quand il s'agit de mesurer de faibles réflexions. La FDTD ne parvient pas à donner le diagramme de la composante considérée, car cette méthode est elle-même sujette à des erreurs issues de ses absorbants. Toutefois, cette dernière se rattrape dans le plan H. En effet, la méthode des moments prévoit un niveau de l'ordre de -80 dB, alors que la FDTD donne une approximation plus exacte. Nous pensons que c'est l'inclusion de la ligne micro-ruban qui est à l'origine de cet aspect.

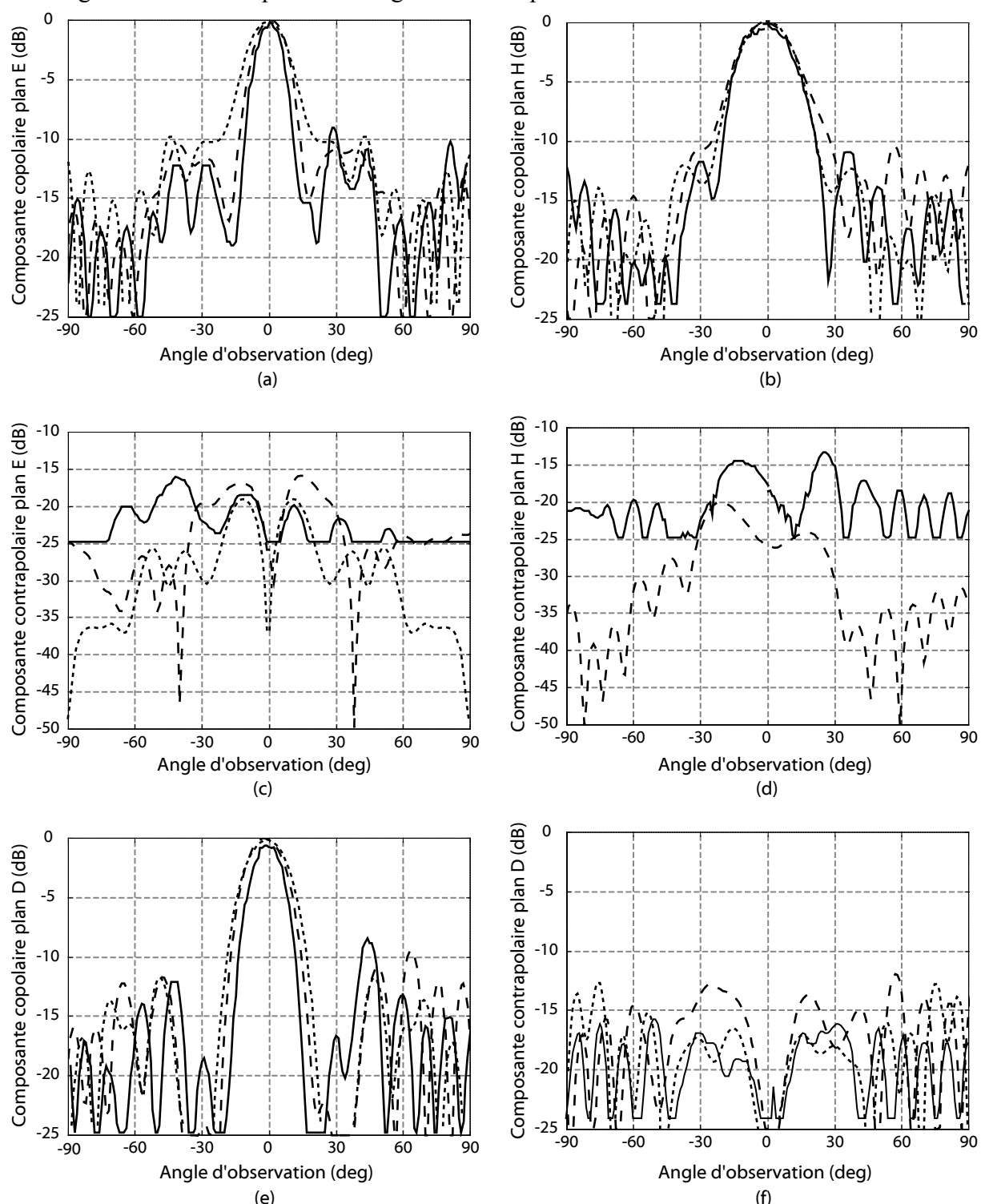


Figure 4-12 : Comparaison entre champ rayonné mesuré et simulé.
Trait plein : Mesure. Tirets : FDTD. Pointillés : Méthode des moments.

Dans le plan D, l'avantage est encore attribué à la FDTD qui donne un lobe principal plus étroit que celui issu de l'utilisation de la méthode des moments. Par contre, pour ce qui concerne la composante contrapolaire dans ce plan, la méthode des moments donne des résultats plus fidèles.

1.4. Mesure de la bande passante

Le laboratoire de télécommunication de l'école nationale polytechnique dispose depuis plus d'une décennie de l'analyseur de réseau HP 8408B. A l'origine, ce dispositif était muni d'une unité de calcul adaptée à la machine. Des programmes permettant de piloter l'analyseur étaient sauvegardés dans des « cartouches ». En vue de moderniser et d'offrir davantage de fonctionnalités, l'unité de calcul a été écartée, pour laisser place à un ordinateur possédant une carte de communication HPIB (appelée aujourd'hui GPIB). Afin d'obtenir les résultats du champ proche, nous avons été amenés à reprendre les étapes permettant la remise en fonction de l'analyseur. Une nouvelle carte de communication a été acquise, ce qui nous a permis de vérifier, par des commandes de base, le bon fonctionnement des bus de communication. Par la suite, nous avons élaboré un logiciel permettant de piloter l'analyseur. Nous y avons ajouté la possibilité de calibrer la mesure en utilisant le procédé SOL (*Ang- Short, Open, Load*). Le logiciel accompagne l'utilisateur étape par étape par le biais de consignes illustrées afin de mener à bien sa mesure. De plus amples informations concernant l'utilisation du logiciel sont fournies en annexe 4.

La figure 4-13 illustre la bande passante de notre dispositif. En premier lieu, nous constatons que nous avons échoué à obtenir une très importante bande passante : Ainsi, pour un TOS de 2, nous distinguons trois petites bandes de fréquence utilisables. Ceci est essentiellement dû aux différentes approximations opérées ainsi qu'à l'erreur associée à l'utilisation d'un substrat autre que celui pour lequel le dimensionnement a été effectué. Néanmoins, en corrigeant le stub constitué de la ligne micro-ruban (circuit ouvert) grâce à un vernis métallisant, nous obtenons finalement une bande passante qui s'étend de 5,30 GHz à 10,30 GHz.

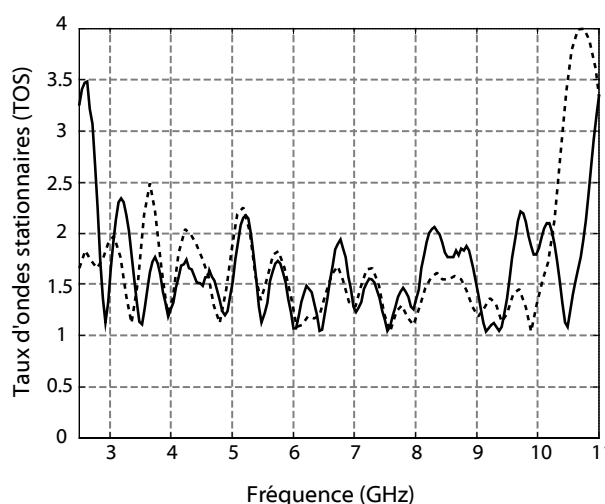


Figure 4-13 : Taux d'ondes stationnaires de l'antenne PTSA.
Trait plein : Avant correction, **Pointillés :** Après correction.

La figure 4-14 représente la valeur de la tension aux bornes du connecteur coaxial lors d'une simulation basée sur la FDTD. Le premier pic correspond à l'impulsion gaussienne utilisée pour exciter le système. Après 0.5 ns, on distingue des pics successifs s'étalant sur 0.5 ns. Il s'agit de réflexions occasionnées par les différents constituants de la transition. Les réflexions issues de l'antenne ne se manifestent qu'après 2 ns : C'est le temps nécessaire à l'onde afin d'effectuer un aller-retour. L'amplitude de l'onde réfléchi par la transition est beaucoup plus

importante que celle réfléchiée par l'antenne. Ceci confirme le fait que pour les antennes TSA, c'est la technique d'alimentation et la transition associée qui sont primordiales du point de vue de la bande passante.

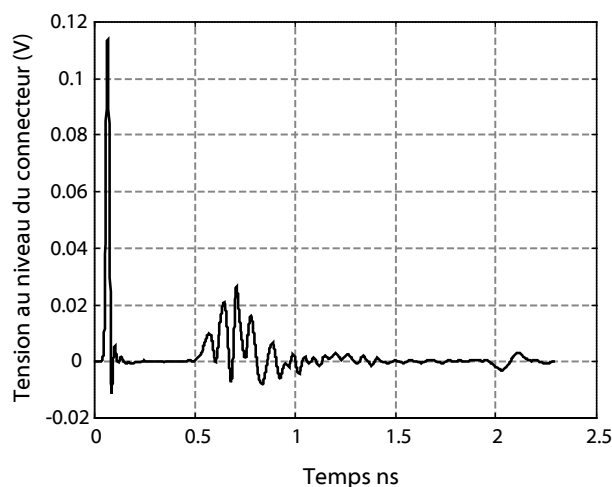


**Figure 4-14 : Tension au niveau du connecteur coaxial
(Résultat simulé par la FDTD)**

La disponibilité des résultats de la mesure du champ proche (impédance d'entrée) permet de tester l'aptitude de la FDTD à prévoir cette caractéristique. Pour cela, nous utilisons trois modèles distincts d'alimentation. La figure 4-15.a, représente le TOS simulé confronté à la mesure. C'est un dipôle excité en son centre qui relie le plan de masse et le ruban de la ligne micro-ruban. On observe sur le tracé du TOS simulé, l'émergence de pics qui ne sont pas réels. Ce modèle n'est donc pas utilisable. Nous testons ensuite le modèle triangulaire (Chapitre 3. § 5). La figure 4-15.b montre une nette amélioration du résultat simulé : Les pics n'existent plus et les valeurs des maxima et minima semblent mieux coïncider. Un raffinement supplémentaire est atteint en utilisant le modèle du connecteur coaxial. Une fois arrivés à ce degré de modélisation, les erreurs qui subsistent ne peuvent être dues qu'au problème des réflexions issues des absorbants ainsi qu'aux ambiguïtés existantes lors de la modélisation des bords des plaques métalliques.

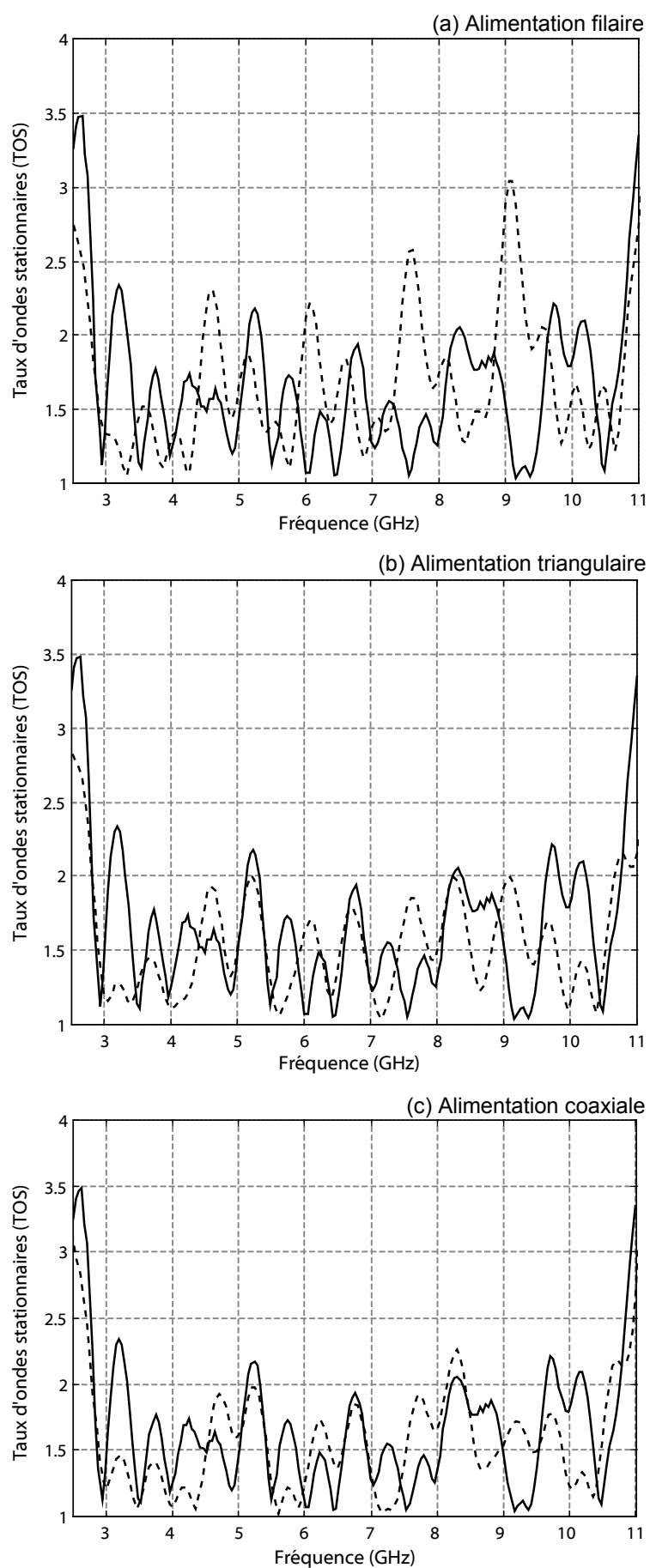


Figure 4-15 : Comparaison entre taux d'ondes stationnaires mesuré et simulé pour différents modèles d'alimentation. Trait plein : Mesure. Pointillés : Simulation.

2. Utilisation de substrats perforés

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, qu'il était possible d'améliorer le diagramme du champ rayonné en sélectionnant la forme de la fente. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons au substrat diélectrique constituant l'antenne. Nous proposons d'opérer des transformations physiques à ce dernier en vue d'améliorer davantage les caractéristiques du champ rayonné. Pour cela, nous nous sommes inspiré des travaux de **Muldavin et Rebeiz** [5] [6]. Leur technique consiste à pratiquer des micro-trous dans le substrat diélectrique afin de diminuer la valeur de la permittivité. Dans le but de valider leur technique, ils ont conçu une antenne disposée sur un substrat qui était électriquement épais à la fréquence de travail. Ce sont les tolérances mécaniques qui leur ont imposé le choix du substrat. Dans sa forme originale, le diagramme de rayonnement était déformé. Après perforation, une nette amélioration a été observée (voir figure 3-30). En somme, les caractéristiques radioélectriques et la robustesse de l'antenne ont été rehaussés.

Notre manière d'opérer est assez singulière : Au lieu de percer l'antenne de manière uniforme, nous proposons de distribuer les trous de manière particulière. L'aspect pratique est tout à fait compatible avec ce procédé vu l'existence de machines à outil programmables. Notre but est de corriger les imperfections de l'antenne PTSA précédemment conçue. Malgré qu'il ait été possible d'obtenir une composante contrapolaire de l'ordre de -15 dB, il reste que l'antenne présente, dans les plans principaux, des lobes secondaires dont le niveau est important (-10 dB). Notre objectif est donc de réduire de manière significative ces niveaux.

La démarche adoptée est la suivante : Nous testons des distributions particulières de la permittivité grâce à la méthode des moments, puis, si l'étape précédente a fourni un résultat satisfaisant, nous implémentons les trous grâce à la FDTD. Nous avons évité de modéliser les trous avec la méthode des moments, car des subdivisions très fines du substrat diélectrique sont nécessaires. Par contre, la nature ponctuelle de la FDTD est tout à fait adaptée pour ce travail.

Les premières distributions testées consistent en des gradients de permittivité qui s'étendent le long de l'antenne. La figure 4-16 représente le champ rayonné à partir d'une PTSA disposée sur un substrat possédant une constante diélectrique qui diminue au fur et à mesure que la taille de la fente augmente. De cette manière, nous espérons favoriser le rayonnement le long du parcours de l'onde. Nous constatons que ce choix n'apporte pas d'améliorations. Au contraire, la composante contrapolaire a, de nouveau, une valeur importante. Puisqu'une distribution décroissante de la permittivité n'a pas apporté de résultats satisfaisants, nous avons pensé qu'une distribution croissante, bien que contradictoire au phénomène de rayonnement des TSA, pourrait être avantageuse. La figure 4-17 nous montre le contraire.

Puisque les gradients de permittivité n'ont pas apporté d'améliorations, nous proposons d'utiliser le procédé présenté par **Yngvesson** [7] qui consiste à découper le substrat au niveau de la fente. Le résultat simulé est donné sur la figure 4-18. Une fois de plus, nous observons la dégradation des caractéristiques du champ rayonné. Nous avons alors testé la solution complémentaire. Il s'agit de maintenir le substrat au niveau de la fente et de supprimer la partie qui se trouve en dessous des plaques métalliques. La figure 4-19 illustre le résultat obtenu. Dans les plans E et H, une nette amélioration est obtenue. Les premiers lobes secondaires dans le plan E sont amoindris de 3 dB. Ceux du plan H sont à présent en dessous de -15 dB. Les composantes contrapolaires dans les plans E et H sont également plus faibles. L'amélioration est également perceptible au niveau de la composante copolaire dans le plan D qui voit ses lobes secondaires se réduire à des valeurs inférieures à -15 dB. Le gain simulé est porté à 14,57 dB au lieu de 14 dB pour l'antenne PTSA originale. Une seule incommodité apparaît : la composante contrapolaire dans le plan D est légèrement plus importante que pour l'antenne originale. Toutefois, son niveau est toujours aux voisinages de -15 dB.

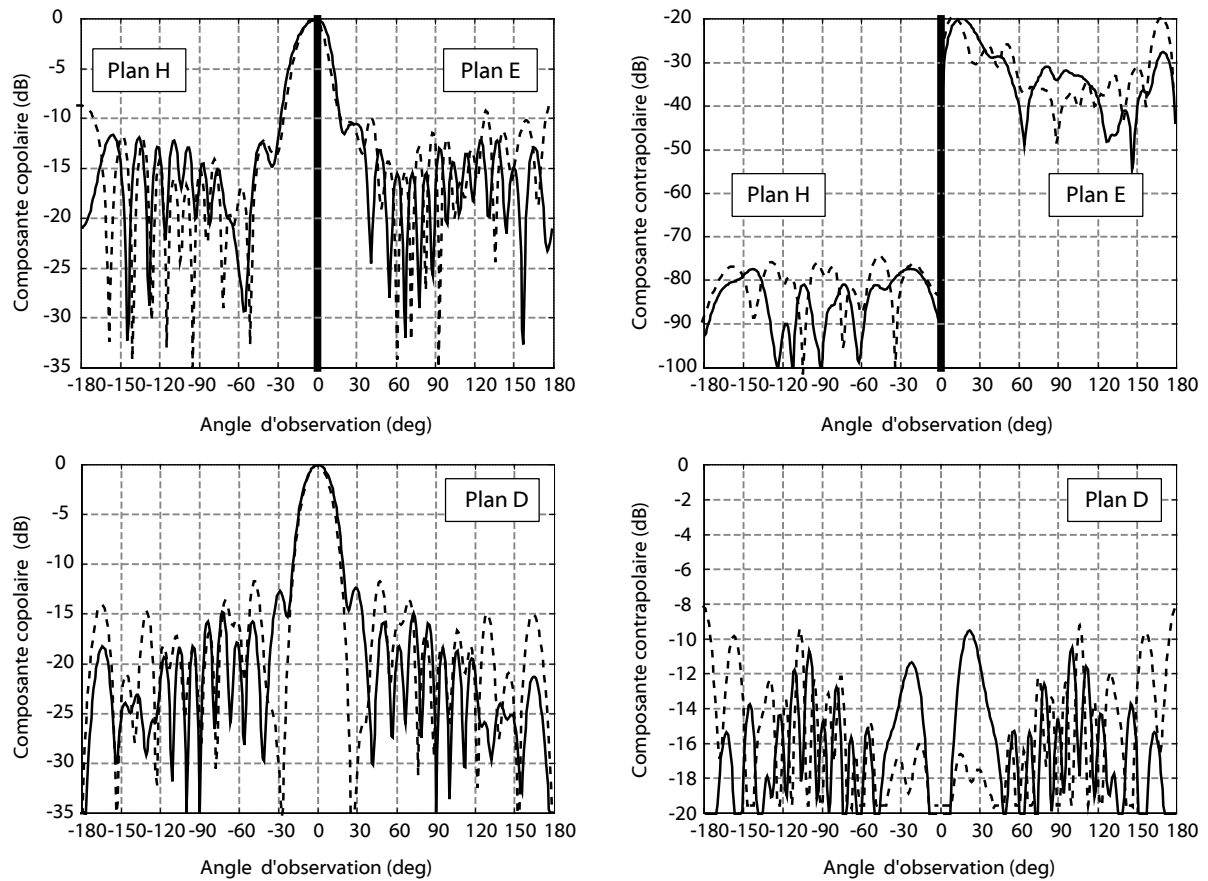


Figure 4-16 : Test d'une distribution présentant des valeurs décroissantes de ϵ_r selon Oz
Trait plein : Distribution proposée, **Pointillés :** PTSA originale (théorie)

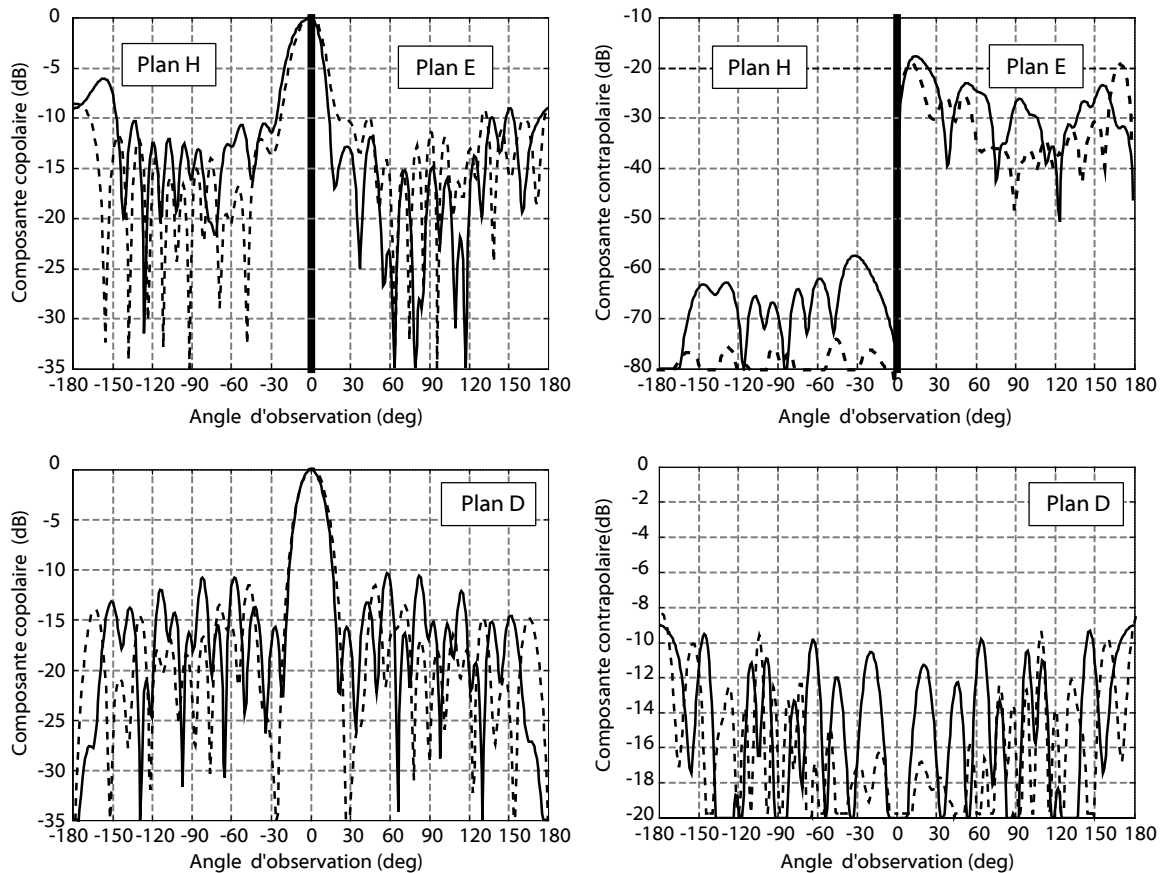


Figure 4-17 : Test d'une distribution présentant des valeurs croissantes de ϵ_r selon Oz
Trait plein : Distribution proposée, **Pointillés :** PTSA originale (théorie)

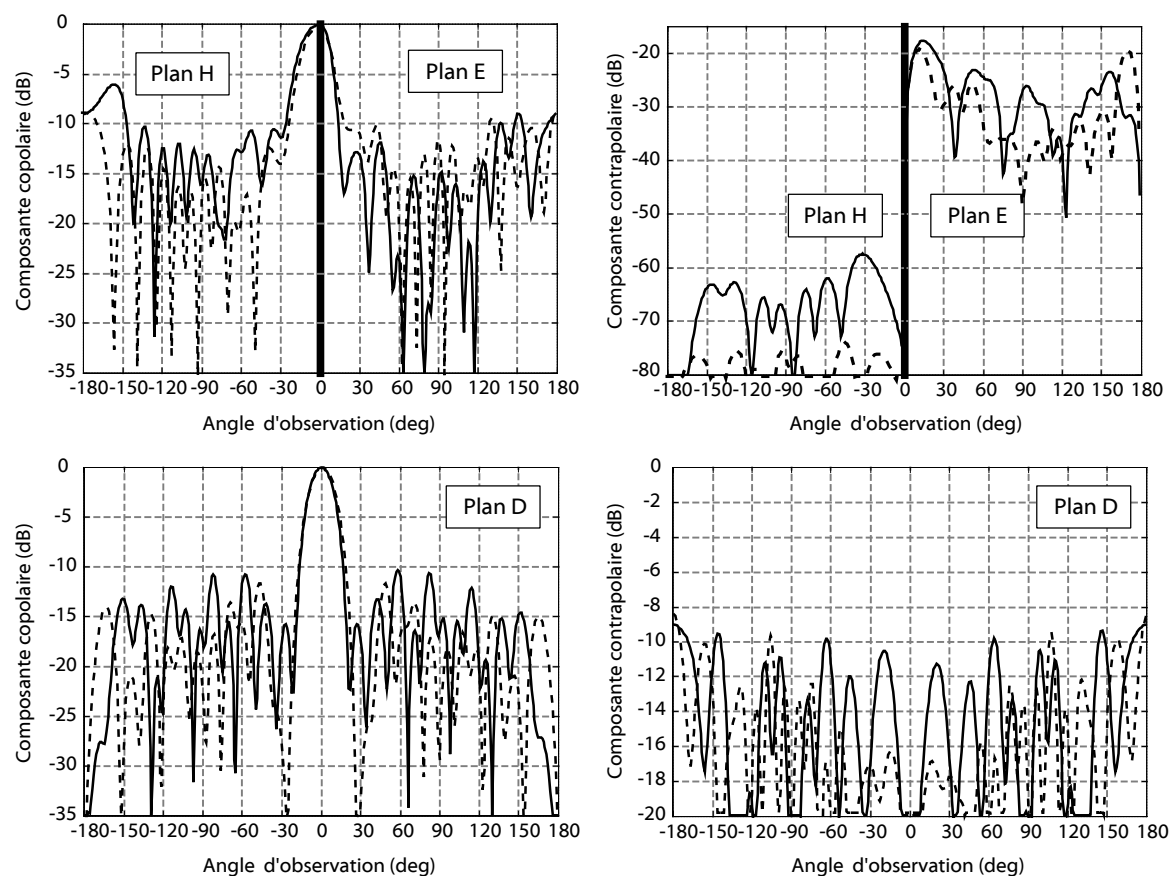


Figure 4-18 : Substrat supprimé au niveau de la fente
Trait plein : Distribution proposée, Pointillés : PTSA originale (théorie).

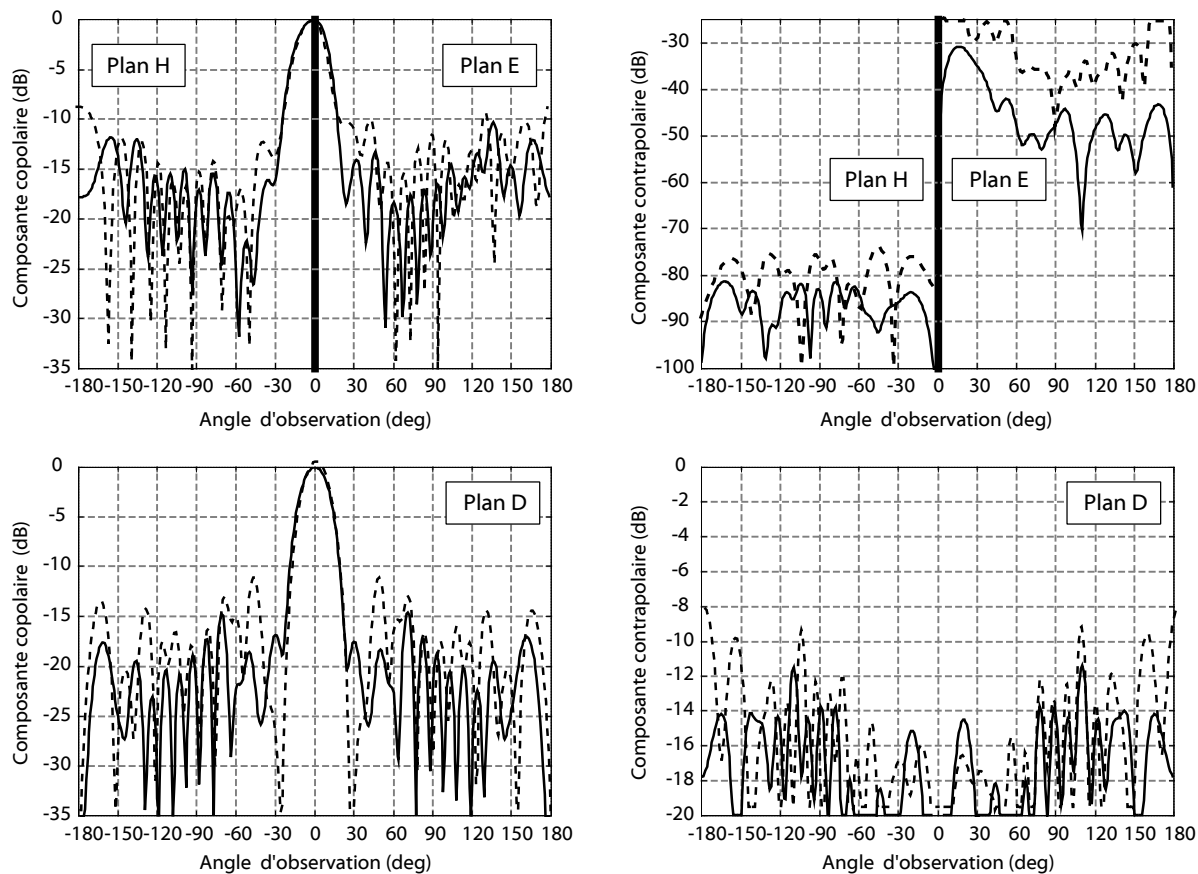


Figure 4-19 : Substrat supprimé sous les plaques conductrices
Trait plein : Distribution proposée, Pointillés : PTSA originale (théorie).

Le découpage proposé précédemment est purement théorique. Nous pouvons imaginer, pour la réalisation pratique, que l'antenne sera supportée par un substrat synthétique composé de deux parties, l'une de permittivité $\epsilon_r=3$, et l'autre de permittivité avoisinant celle de l'air (styrofoam $\epsilon_r=1.05$). Comme la forme de la fente est assez complexe, il est difficile d'usiner cette structure composite. Pour cette raison, nous avons recours au perçage de la partie située au-dessous des plaques métalliques. En pratiquant des trous de diamètre $D_{in} = 3.8 \text{ mm}$ séparés de $D_{out} = 6 \text{ mm}$, nous obtenons selon **Muldavin** [5], une permittivité moyenne

$$\bar{\epsilon}_r = \epsilon_r \left(1 - \frac{\pi}{2} \frac{D_{in}^2}{D_{out}^2} \right) = 1.11 \quad (4-1)$$

Cette nouvelle structure est simulée grâce à la FDTD. La figure 4-20 illustre les résultats obtenus. Ces derniers sont comparés avec ceux issus de la méthode des moments qui a simulé un substrat solide composé de deux parties.

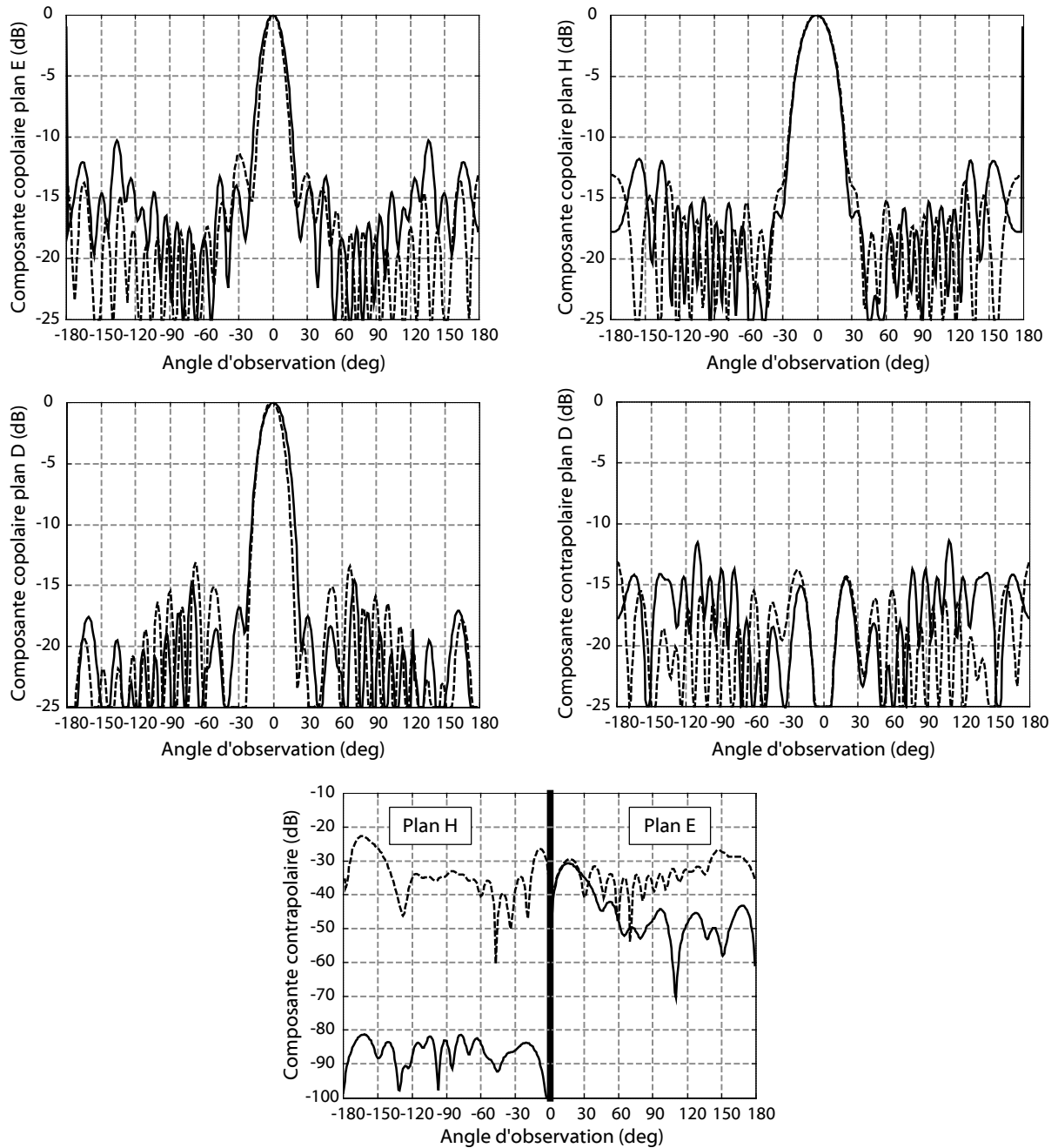


Figure 4-20 : Comparaison entre résultats théoriques

Trait plein : Méthode des moments simulant une PTSA déposée sur un substrat solide composite,

Pointillés : FDTD simulant une PTSA déposée sur un substrat partiellement troué.

L'examen des résultats de la figure 4-20 montre que l'antenne PTSA déposée sur un substrat perforé est parfaitement capable de mimer l'antenne simulée par la méthode des moments. Deux fausses notes sont tout de même à signaler : Le premier lobe secondaire dans le plan E, situé aux voisinages de -30° a un niveau semblable à celui de la PTSA originale. Nous remarquons également que le niveau de la composante contrapolaire dans le plan H possède à présent un niveau semblable à celui de la composante du plan E. Néanmoins, ce niveau est inférieur à -20 dB.

3. Conclusions

L'utilisation d'une forme parabolique a permis l'amélioration des caractéristiques radioélectriques de l'antenne. En outre, la composante contrapolaire dans le plan D a été améliorée sans pénalité sur la directivité. L'investigation de formes plus complexes peut-être réalisée grâce à l'utilisation du programme de simulation basé sur la méthode des moments. Un travail plus rigoureux devra être effectué dans le but d'améliorer la bande passante. Il sera nécessaire d'utiliser des transformateurs à large bande. Il serait intéressant de tester la jonction à six ports [4].

Des modifications physiques pratiquées au niveau du substrat diélectrique ont permis de contrôler davantage les caractéristiques du champ rayonné. La convergence des résultats issus de l'utilisation de deux méthodes d'analyse basées sur des principes différents, permet de valider notre approche. C'est la réalisation des transformations proposées qui validera définitivement ce procédé.

Bibliographie

- [1] A. MOKRAOUI, "Etude du champ rayonné par les antennes LTSA" *Thèse de Magister*, Juillet 2000, Ecole Nationale Polytechnique.
- [2] J.B.Knorr, "Slot-line transitions" *IEEE Trans, MTT*, May 1974, pp 548-554.
- [3] F. Gardiol, " Hyperfréquences", *Dunod* , 1987.
- [4] K.C. Gupta, I. J. Bahl, " Microstrip Lines and Slotlines, second edition", *Artech House inc*, 1996.
- [5] J. B. Muldavin and G. M. Rebeiz "Millimeter – Wave Tapered Slot Antennas on Synthesized Low Permittivity Substrates " *IEEE Transact Ant. and propagat.*, Vol 47, No 8, August 1999, pp 1276-1280.
- [6] J. B. Rizk, G M. Rebeiz, "Millimeter-Wave Fermi Tapered Slot Antennas on Micromachined Silicon Substrates," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Col. 50, No. 3, March 2002, pp.
- [7] K.Sigfrid Yngvesson, T.L.Korzeniowski, Young-Sik Kim, Erik L.Kollberg and Joakim F.Johanson, "The Tapered Slot Antenna – A new Integrated Element For Millimeter – Wave Applcations" *IEEE MTT* Vol 37, No 2, Febru ary 1989.

CONCLUSIONS

Conclusions

Notre recherche bibliographique concernant les antennes TSA nous a fait découvrir une structure dont les propriétés sont très intéressantes. Le domaine d'utilisation est très vaste. Selon l'application visée, le concepteur a le choix parmi une multitude de variantes. Afin de dimensionner la structure, une pléthore de méthodes d'analyse a vu le jour. Nous avons préféré implémenter celles qui demandaient le plus de ressources informatiques car la lourdeur de mise en place est récompensée par l'obtention de résultats précis et fiables. De plus, elles nous ont permis l'analyse des TSA situées en dehors du champ proposé par les méthodes approximatives.

La méthode des moments offre une bonne dynamique de calcul. Cela signifie que les petites puissances ne sont pas noyées dans le bruit de calcul lié à la simulation. Ceci nous a permis d'obtenir avec une bonne précision le champ rayonné par les structures TSA. L'implémentation que nous avons programmée est spécifique à un problème donné. La modélisation de structures annexe est difficile. Il n'y a pas d'ambiguïté sur les dimensions. La résolution du système d'équation est très pénible.

La FDTD n'est valable que si les ingrédients qui la constituent ont été soigneusement implémentés. La méthode est très flexible. Elle permet, entre autre, de visualiser la propagation du champ. La FDTD est adaptée à la mesure de la bande passante des structures large bande sous réserve que les ambiguïtés existantes lors de la modélisation des dimensions des plaques métalliques soient levées. La dynamique est réduite à cause des performances des absorbants. Le simulateur que nous avons conçu permet de tenir compte d'une manière aisée de tous les éléments rattachés à l'antenne, tel que le connecteur coaxial relié à la ligne micro-ruban. Le programme que nous avons conçu peut facilement être converti à l'analyse de tout autre structure électromagnétique.

Les résultats des investigations expérimentales qui ont été résumés dans le chapitre de l'état de l'art nous ont aidé à comprendre le comportement des antennes TSA. A partir de quoi, nous avons innové en proposant une fente de forme parabolique. Le dimensionnement de cette dernière s'est fait grâce à l'outil présenté au chapitre 2. La partie de l'antenne permettant de véhiculer l'énergie vers la fente a été conçue à l'aide de formules fermées. En ce qui concerne les caractéristiques du champ rayonné, le cahier de charge et le but que nous nous étions fixés ont été respectés et atteints. En effet, la composante contrapolaire du champ dans le plan D a été amoindrie de manière significative et ce, sans pénalité sur la valeur de la directivité.

Notre travail a également touché la partie instrumentation. L'analyseur de réseau a été démystifié. Un logiciel avec interface graphique a été développé. Ceci nous a permis de mesurer la bande passante de notre structure. Concernant les tolérances mécaniques, la réputation acquise par les antennes TSA a été vérifiée. En effet, bien que le dimensionnement de la transition ait été effectué pour un substrat ayant une permittivité relative égale à 2.33, des performances satisfaisantes ont été enregistrées avec un substrat de permittivité relative égale à 3.

Les caractéristiques de l'antenne TSA peuvent également être améliorées en perforant de manière judicieuse le substrat diélectrique. Grâce à ce procédé, une distribution théorique simulée par le biais de la méthode des moments a pu être approchée par une structure

équivalente. En l'absence de moyens nous permettant la réalisation de ces trous, une simulation basée sur la FDTD a été utilisée. Le résultat obtenu est très proche de celui émanant de la méthode des moments, ce qui prouve sans doute, que les améliorations constatées seront obtenues en pratique. La réalisation de l'antenne perforée représentera l'ultime étape dans la validation de notre travail. Cela démontrera, de manière définitive, que le problème du niveau de la composante contrapolaire dans le plan D n'est pas une fatalité.

Le travail que nous avons présenté n'est en fait que l'introduction à un vaste chantier. Nous proposons, d'effectuer à l'avenir, les tâches suivantes. Il faudra optimiser la transition micro-ruban permettant de véhiculer l'énergie vers l'élément rayonnant. Une bande passante beaucoup plus large pourrait être obtenue en utilisant des transformateurs à large bande. Il serait également intéressant de concevoir une chaîne de communication basée sur l'utilisation de ces structures rayonnantes. Il faudra s'intéresser aux circuits utilisés dans ce contexte (Oscillateurs, mixeurs, détecteurs amplificateurs large bande...).

L'antenne que nous avons réalisée a des dimensions considérables. Par contre, en ondes millimétriques ces dimensions sont moins encombrantes. Il serait souhaitable d'avoir accès à cette plage de fréquence afin de constater les difficultés qui y sont rattachées.

L'utilisation des antennes TSA en réseau est conditionnée par la compréhension des phénomènes de couplage entre éléments. Une série de simulation devra être entreprise, à partir de laquelle, des expressions de conception pourront être déduites.

Du point de vue de l'analyse, les outils de simulation devront être améliorés. Il faudrait essayer de s'inspirer des logiciels commerciaux afin de pouvoir généraliser la méthode des moments dans le but de traiter les plaques métalliques ne faisant pas partie du même plan. Il faudrait également s'intéresser de plus près aux techniques de pré-conditionnement liées aux méthodes de résolution des systèmes d'équations linéaires. Pour ce qui est de la FDTD, nous devons nous intéresser aux multiples techniques de troncature de l'espace de calcul. Les techniques de découpage irrégulier devront impérativement être implémentées afin de lever les ambiguïtés sur les dimensions des objets. A ce dernier point, il faut rajouter la possibilité d'utiliser la technique FDTD inconditionnellement stable (composantes non-entrelacées dans l'espace), ce qui conduira à des temps de simulations plus courts.

ANNEXES

1. Equation de dispersion liée à la grille de Yee

Considérons la propagation d'une onde monochromatique dans un milieu homogène. L'expression générale du champ est donnée comme suit :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-jk_x x - jk_y y - jk_z z) \cdot \exp(j\omega t) \quad (\text{A1-1})$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp(-jk_x x - jk_y y - jk_z z) \cdot \exp(j\omega t) \quad (\text{A1-2})$$

Nous étudions ci-après l'influence de la discrétisation des équations de **Maxwell** sur les propriétés de propagation de l'onde électromagnétique. Dans le milieu virtuel démunie de sources, les équations de **Maxwell** donnent (Première composante uniquement des équations de **Faraday** et de **Maxwell-Ampère**) :

$$(\vec{\nabla} \wedge \vec{E})_x \approx \frac{\Delta E_z}{\Delta y} - \frac{\Delta E_y}{\Delta z} = -\mu_0 \frac{\Delta H_x}{\Delta t} \quad (\text{A1-3})$$

$$(\vec{\nabla} \wedge \vec{H})_x \approx \frac{\Delta H_z}{\Delta y} - \frac{\Delta H_y}{\Delta z} = \epsilon_0 \frac{\Delta E_x}{\Delta t} \quad (\text{A1-4})$$

Au point (x_0, y_0, z_0) et au temps t_0 nous avons :

$$\left. \frac{\Delta T_v}{\Delta t} \right|_{x_0, y_0, z_0, t_0} = (j\omega) \cdot \text{sinc}\left(\frac{\omega \Delta t}{2}\right) \cdot T_v(x_0, y_0, z_0, t_0) \quad (\text{A1-5})$$

$$\left. \frac{\Delta T_v}{\Delta u} \right|_{x_0, y_0, z_0, t_0} = (-jk_u) \cdot \text{sinc}\left(\frac{k_u \Delta u}{2}\right) \cdot T_v(x_0, y_0, z_0, t_0) \quad (\text{A1-6})$$

La variable T représente le champ électrique ou le champ magnétique. Les variables u et v représentent une direction quelconque. Posons

$$\gamma_t = \omega \cdot \text{sinc}\left(\frac{\omega \Delta t}{2}\right) \quad (\text{A1-7})$$

$$\gamma_u = k_u \cdot \text{sinc}\left(\frac{k_u \Delta u}{2}\right) \quad (\text{A1-8})$$

En remplaçant (A1-5) et (A1-6) dans (A1-3) et (A1-4) et en procédant à une permutation circulaire pour les autres composantes, nous obtenons les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \gamma_y E_z - \gamma_z E_y &= \mu_0 \cdot \gamma_t H_x \\ \gamma_z E_x - \gamma_x E_z &= \mu_0 \cdot \gamma_t H_y \\ \gamma_x E_y - \gamma_y E_x &= \mu_0 \cdot \gamma_t H_z \end{aligned} \quad (\text{A1-9})$$

$$\begin{aligned} \gamma_y H_z - \gamma_z H_y &= -\epsilon_0 \cdot \gamma_t E_x \\ \gamma_z H_x - \gamma_x H_z &= -\epsilon_0 \cdot \gamma_t E_y \\ \gamma_x H_y - \gamma_y H_x &= -\epsilon_0 \cdot \gamma_t E_z \end{aligned} \quad (\text{A1-10})$$

En introduisant les valeurs du champ électromagnétique de (A1-9) dans (A1-10), nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{pmatrix} k_t^2 - \gamma_y^2 - \gamma_z^2 & \gamma_x \gamma_y & \gamma_x \gamma_z \\ \gamma_x \gamma_y & k_t^2 - \gamma_z^2 - \gamma_x^2 & \gamma_y \gamma_z \\ \gamma_x \gamma_z & \gamma_y \gamma_z & k_t^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A1-11})$$

avec $k_t^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \gamma_t^2$ (A1-12)

Le système en (A1-11) possède une solution non triviale si et seulement si le déterminant est nul. Soit :

$$\begin{aligned} & (k_t^2 - \gamma_y^2 - \gamma_z^2)(k_t^2 - \gamma_z^2 - \gamma_x^2)(k_t^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2) \\ & - (k_t^2 - \gamma_y^2 - \gamma_z^2)\gamma_y^2\gamma_z^2 - (k_t^2 - \gamma_z^2 - \gamma_x^2)\gamma_z^2\gamma_x^2 - (k_t^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2)\gamma_x^2\gamma_y^2 \\ & - 2\gamma_x^2\gamma_y^2\gamma_z^2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{A1-13})$$

Le développement analytique de (A1-13) conduit à :

$$(k_t^2)^2 - 2.k_t^2.(\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2) + (\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2)^2 = 0 \quad (\text{A1-14})$$

et donc $(\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2 - k_t^2)^2 = 0$ (A1-15)

ou encore $\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2 = k_t^2$ (A1-16)

d'où le résultat final :

$$\frac{1}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) + \frac{1}{(\Delta y)^2} \sin^2\left(\frac{k_y \Delta y}{2}\right) + \frac{1}{(\Delta z)^2} \sin^2\left(\frac{k_z \Delta z}{2}\right) = \frac{1}{(c \cdot \Delta t)^2} \sin^2\left(\frac{\omega \Delta t}{2}\right) \quad (\text{A1-17})$$

2. Critère de stabilité de l'algorithme de Yee

La mise en œuvre du critère de stabilité de l'algorithme de *Yee* s'appuie sur l'analyse de l'équation (A1-17). Le terme de gauche de cette équation atteint une valeur maximale quand les sinus valent l'unité. Le terme de gauche vaut au maximum :

$$\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}$$

La valeur du sinus figurant au deuxième membre de l'équation (A1-17) peut donc atteindre la valeur :

$$(c \cdot \Delta t) \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}} = \sin\left(\frac{\omega \Delta t}{2}\right) \leq 1 \quad (\text{A2-1})$$

d'où la condition $\Delta t \leq \frac{1}{c \cdot \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}$ (A2-2)

Si en (A2-1) la valeur du sinus est supérieure à l'unité alors la pulsation ω devient complexe. Il est montré que sa partie imaginaire est négative, ce qui indique l'amplification de l'onde à chaque itération successive $n \cdot \Delta t$, d'où l'instabilité.

3. Mise en place de l'UPML

Considérons le cas bidimensionnel illustré par la figure A3-1. Dans ce qui suit, les dérivées selon la variable z seront considérées nulles.

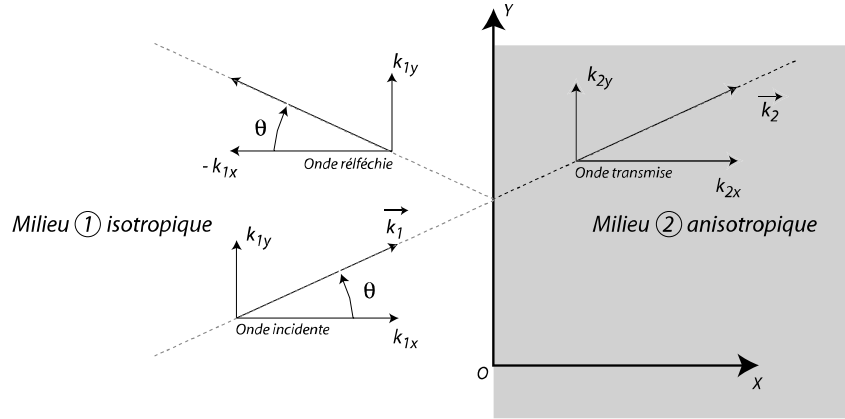


Figure A3-1 : Configuration du milieu étudié.

Considérons une onde incidente à polarisation quelconque se propageant dans le milieu isotrope 1. Le champ associé à cette onde s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\tilde{E}^{inc} &= \tilde{E}_0 \exp(-jk_{1x}x - jk_{1y}y) \\ \tilde{H}^{inc} &= \tilde{H}_0 \exp(-jk_{1x}x - jk_{1y}y)\end{aligned}\tag{A3-1}$$

L'onde électromagnétique atteint le milieu 2 constitué d'un matériau anisotropique uni-axial.

Nous souhaitons supprimer les réflexions dans la direction Ox . Cette direction privilégiée sera celle du matériau uni-axial. Dans ce cas, les tenseurs de permittivité et de perméabilité s'écrivent de la manière suivante :

$$\bar{\bar{\epsilon}}_2 = \epsilon_2 \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & b \end{pmatrix}\tag{A3-2}$$

$$\bar{\bar{\mu}}_2 = \mu_2 \begin{pmatrix} c & 0 & 0 \\ 0 & d & 0 \\ 0 & 0 & d \end{pmatrix}\tag{A3-3}$$

3.1. Configuration du champ dans un milieu anisotropique uni-axial.

Les équations de *Maxwell* dans le milieu 2 s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \wedge \tilde{E} = -j\omega \bar{\bar{\mu}}_2 \tilde{H}\tag{A3-4}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \tilde{H} = j\omega \bar{\bar{\epsilon}}_2 \tilde{E}\tag{A3-5}$$

En développant les équations (A3-4) et (A3-5) et en supprimant les dérivées par rapport à la variable z , les champs électriques s'expriment de la manière suivante.

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\mu_z} \left(\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \tilde{E}_x}{\partial y^2} \right) &= \omega^2 \varepsilon_x \tilde{E}_x \\ \frac{1}{\mu_y} \left(\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \tilde{E}_x}{\partial x \partial y} \right) &= -\omega^2 \varepsilon_y \tilde{E}_y \\ \frac{1}{\mu_y} \frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial x^2} - \frac{1}{\mu_x} \frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} &= -\omega^2 \varepsilon_z \tilde{E}_z \end{aligned} \right\} \quad (\text{A3-6})$$

avec $\mu_x = c.\mu_2$, $\mu_y = \mu_z = d.\mu_2$ et $\varepsilon_x = a.\varepsilon_2$, $\varepsilon_y = \varepsilon_z = b.\varepsilon_2$

L'équation (A3-6) est transformée dans le domaine spectral :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{\mu_z} (-k_x k_y \hat{\tilde{E}}_y + k_y^2 \hat{\tilde{E}}_x) &= \omega^2 \varepsilon_x \hat{\tilde{E}}_x \\ \frac{1}{\mu_y} (-k_x^2 \hat{\tilde{E}}_y + k_x k_y \hat{\tilde{E}}_x) &= -\omega^2 \varepsilon_y \hat{\tilde{E}}_y \\ \frac{1}{\mu_y} (-k_x^2) \hat{\tilde{E}}_z - \frac{1}{\mu_x} (-k_y^2) \hat{\tilde{E}}_z &= -\omega^2 \varepsilon_z \hat{\tilde{E}}_z \end{aligned} \right. \quad (\text{A3-7})$$

ce qui donne le système linéaire suivant :

$$\begin{pmatrix} k_y^2 - \omega^2 \varepsilon_x \mu_z & -k_x k_y & 0 \\ -k_x k_y & k_x^2 - \omega^2 \varepsilon_y \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \frac{k_x^2}{\mu_y} + \frac{k_y^2}{\mu_x} - \omega^2 \varepsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\tilde{E}}_x \\ \hat{\tilde{E}}_y \\ \hat{\tilde{E}}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A3-8})$$

Une solution non triviale existe si le déterminant est nul, Selon (A3-8), ceci se produit si :

$$\left(\frac{k_x^2}{\mu_y} + \frac{k_y^2}{\mu_x} - \omega^2 \varepsilon_z \right) \begin{vmatrix} k_y^2 - \omega^2 \varepsilon_x \mu_z & -k_x k_y \\ -k_x k_y & k_x^2 - \omega^2 \varepsilon_y \mu_y \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{A3-9})$$

ce qui conduit aux différentes possibilités suivantes :

	$\left(\frac{k_x^2}{\mu_y} + \frac{k_y^2}{\mu_x} - \omega^2 \varepsilon_z \right) = 0$ (ie) $k_x^2 b^{-1} d^{-1} + k_y^2 b^{-1} c^{-1} = k_2^2$	$\left(\frac{k_x^2}{\mu_y} + \frac{k_y^2}{\mu_x} - \omega^2 \varepsilon_z \right) \neq 0$ (ie) $k_x^2 b^{-1} d^{-1} + k_y^2 b^{-1} c^{-1} \neq k_2^2$
$\begin{vmatrix} k_y^2 - \omega^2 \varepsilon_x \mu_z & -k_x k_y \\ -k_x k_y & k_x^2 - \omega^2 \varepsilon_y \mu_y \end{vmatrix} = 0$ (ie) $k_y^2 a^{-1} d^{-1} + k_x^2 b^{-1} d^{-1} = k_2^2$	Mode TE _z + TM _z $\begin{cases} \hat{\tilde{E}}_z \neq 0 \\ \hat{\tilde{E}}_x \neq 0 \\ \hat{\tilde{E}}_y \neq 0 \end{cases}$	Mode TE _z $\begin{cases} \hat{\tilde{E}}_z = 0 \\ \hat{\tilde{E}}_x \neq 0 \\ \hat{\tilde{E}}_y \neq 0 \end{cases}$
$\begin{vmatrix} k_y^2 - \omega^2 \varepsilon_x \mu_z & -k_x k_y \\ -k_x k_y & k_x^2 - \omega^2 \varepsilon_y \mu_y \end{vmatrix} \neq 0$ (ie) $k_y^2 a^{-1} d^{-1} + k_x^2 b^{-1} d^{-1} \neq k_2^2$	Mode TM _z $\begin{cases} \hat{\tilde{E}}_z \neq 0 \\ \hat{\tilde{E}}_x = 0 \\ \hat{\tilde{E}}_y = 0 \end{cases}$	Déterminant non nul. Solution triviale nulle.

Tableau (A3-1)

En conclusion, dans un milieu anisotropique uni-axial, il se propage un mode TM_z ou encore un mode TE_z ou encore, leur superposition. L'équation de dispersion du mode TE_z est donné par :

$$k_y^2 a^{-1} d^{-1} + k_x^2 b^{-1} d^{-1} = k_2^2 \quad (A3-10)$$

Celle du mode TM_z s'écrit :

$$k_x^2 b^{-1} d^{-1} + k_y^2 c^{-1} = k_2^2 \quad (A3-11)$$

3.2. Synthèse de l'absorbant

Dans ce paragraphe, nous allons déterminer les valeurs des coefficients a, b, c et d qui réalisent l'adaptation quel que soit l'angle d'incidence de l'onde dans le milieu 1. Pour cela, nous considérerons les deux cas mentionnés précédemment (TE_z et TM_z).

Dans le cas TM_z , les expressions du champ dans le milieu 1. sont données comme suit :

$$\tilde{E}_{1x} = \tilde{E}_{1y} = \tilde{H}_{1z} = 0 \quad (A3-12)$$

$$\tilde{E}_{1z} = E_0(1 + \Gamma \exp(2jk_{1x}x)).\exp(-jk_{1x}x - jk_{1y}y) \quad (A3-13)$$

$$\tilde{H}_{1x} = \frac{k_{1y}E_0}{\mu_1\omega}(1 + \Gamma \exp(2jk_{1x}x)).\exp(-jk_{1x}x - jk_{1y}y) \quad (A3-14)$$

$$\tilde{H}_{1y} = \frac{-k_{1x}E_0}{\mu_1\omega}(1 - \Gamma \exp(2jk_{1x}x)).\exp(-jk_{1x}x - jk_{1y}y) \quad (A3-15)$$

Dans l'équation (A3-13), le champ électrique représente la somme algébrique du champ incident et du champ réfléchi. En l'absence de charges surfaciques, toutes les composantes du champ électrique sont continues à travers l'interface qui sépare les deux milieux. C'est donc un mode TM_z qui se propagera dans le deuxième milieu. Nous aurons donc :

$$\tilde{E}_{2x} = \tilde{E}_{2y} = \tilde{H}_{2z} = 0 \quad (A3-16)$$

$$\tilde{E}_{2z} = E_0.\tau.\exp(-jk_{2x}x - jk_{2y}y) \quad (A3-17)$$

$$\tilde{H}_{2x} = \frac{k_{2y}E_0}{\mu_{2x}\omega}.\tau.\exp(-jk_{2x}x - jk_{2y}y) \quad (A3-18)$$

$$\tilde{H}_{2y} = \frac{-k_{2x}E_0}{\mu_{2y}\omega}.\tau.\exp(-jk_{2x}x - jk_{2y}y) \quad (A3-19)$$

En imposant, en $x = 0$, la continuité de la composante normale du champ électrique à travers les équations (A3-13) et (A3-17) on déduit :

$$\tau_0 \exp(-jk_{2y}y) = (1 + \Gamma).\exp(-jk_{1y}y) \quad \forall y$$

et donc :

$$\begin{cases} \tau_0 &= 1 + \Gamma \\ k_{2y} &= k_{1y} \end{cases} \quad (A3-20)$$

De même, en imposant, en $x = 0$, la continuité de la composante normale du champ magnétique à travers les équations (A3-14) et (A3-18) et en faisant usage de (A3-20), on déduit la valeur du coefficient de réflexion :

$$\Gamma = \frac{\frac{k_{1x}}{\mu_1 \omega} - \frac{k_{2x}}{\mu_2 \omega}}{\frac{k_{1x}}{\mu_1 \omega} + \frac{k_{2x}}{\mu_2 \omega}} \quad (\text{A3-21})$$

En choisissant $\mu_1 = \mu_2$ et $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, le coefficient de réflexion figurant dans (A3-21) se réduit à :

$$\Gamma = \frac{k_{1x} - d^{-1}k_{2x}}{k_{1x} + d^{-1}k_{2x}} \quad (\text{A3-22})$$

Pour qu'il y ait adaptation, on prend

$$k_{1x} = d^{-1}k_{2x} \quad (\text{A3-23})$$

En remplaçant (A3-23) dans (A3-11) et en faisant introduire l'angle d'incidence, on obtient :

$$c^{-1}b^{-1} \sin^2 \theta + db^{-1} \cos^2 \theta = 1$$

Pour que cette équation soit réalisée quel que soit l'angle d'incidence, il faut prendre :

$$\begin{cases} d &= b \\ c &= \frac{1}{b} \end{cases} \quad (\text{A3-24})$$

Un travail similaire doit être fait dans le cas TE_z . Nous obtenons dans ce cas, un coefficient de réflexion

$$\Gamma = \frac{k_{1x} - b^{-1}k_{2x}}{k_{1x} + b^{-1}k_{2x}} \quad (\text{A3-25})$$

pour qu'il y ait adaptation, on prend :

$$k_{1x} = b^{-1}k_{2x} \quad (\text{A3-26})$$

En remplaçant (A3-26) dans (A3-10) et en faisant introduire l'angle d'incidence, on obtient :

$$d^{-1}a^{-1} \sin^2 \theta + bd^{-1} \cos^2 \theta = 1$$

Pour que cette équation soit réalisée quel que soit l'angle d'incidence, il faut prendre :

$$\begin{cases} d &= b \\ d &= \frac{1}{a} \end{cases} \quad (\text{A3-27})$$

En conclusion, si nous souhaitons adapter aussi bien les modes TE_z que TM_z quel que soit l'angle d'incidence, il est nécessaire de vérifier (A3-24) et (A3-27) simultanément, ce qui conduit à

$$\begin{cases} d = b \\ c = b^{-1} \\ d = a^{-1} \end{cases} \quad (\text{A3-28})$$

Nous pouvons donc exprimer les tenseurs en fonction de la seule variable " a " :

$$\bar{\bar{\epsilon}}_2 = \epsilon_2 \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & a^{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{A3-29})$$

$$\bar{\bar{\mu}}_2 = \mu_2 \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & a^{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{A3-30})$$

Il faut à présent choisir " a " afin d'assurer l'absorption de l'onde dans la direction Ox . Nous prenons

$$a^{-1} = b = d = \kappa_x = \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_2} \quad (\text{A3-31})$$

Ainsi, en remplaçant (A3-31) dans (A3-26), l'exposant de propagation $-jk_{2x}x$ s'écrit :

$$-jk_{2x}x = -j(\kappa_x k_{1x})x - \sigma\eta_1 x \cos\theta \quad (\text{A3-32})$$

On constate dans (A3-32) l'existence d'une partie réelle négative qui causera l'atténuation de l'onde. Malheureusement, cette atténuation dépend de l'angle d'incidence. Ceci cause une perte de performance de l'UPML quand l'espace de calcul est disproportionné. L'augmentation de la valeur de κ_x contribue à favoriser, dans le milieu 2, la propagation de l'onde dans la direction privilégiée Ox . L'onde est alors mieux consommée par l'absorbant.

4. Logiciel de commande de l'analyseur de réseau

Nous présentons dans cette annexe, le logiciel que nous avons conçu en vue de piloter l'analyseur de réseau HP 8408B. Au lancement du programme, une fenêtre auxiliaire (*Ang-Pop up*) s'ouvre et vérifie que les instruments (quatre blocs qui constituent l'analyseur) sont allumés (Figure A4-1). Si ce n'est pas le cas, un message apparaît indiquant à l'utilisateur la nécessité de mettre sous-tension le dispositif éteint (Figure A4-2). La figure A4-3 illustre l'interface du logiciel après disparition de la fenêtre auxiliaire initiale. Le menu donne accès à plusieurs boîtes de dialogue dont certaines sont utilisées afin de configurer la mesure (Figure A4-4) et d'autres (Figure A4-5 et A4-6) servent à vérifier le compartiment de conversion analogique numérique et le commutateur de mesure (Réflexion / Transmission).



Figure A4-1 : Fenêtre auxiliaire (Pop-up).
Vérification de l'état des équipements

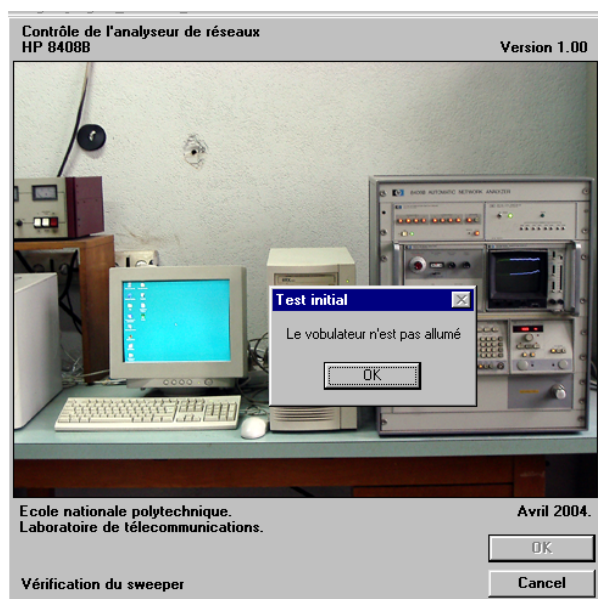


Figure A4-2 : Nécessité de mettre sous-tension
le sweeper (Vobulateur)

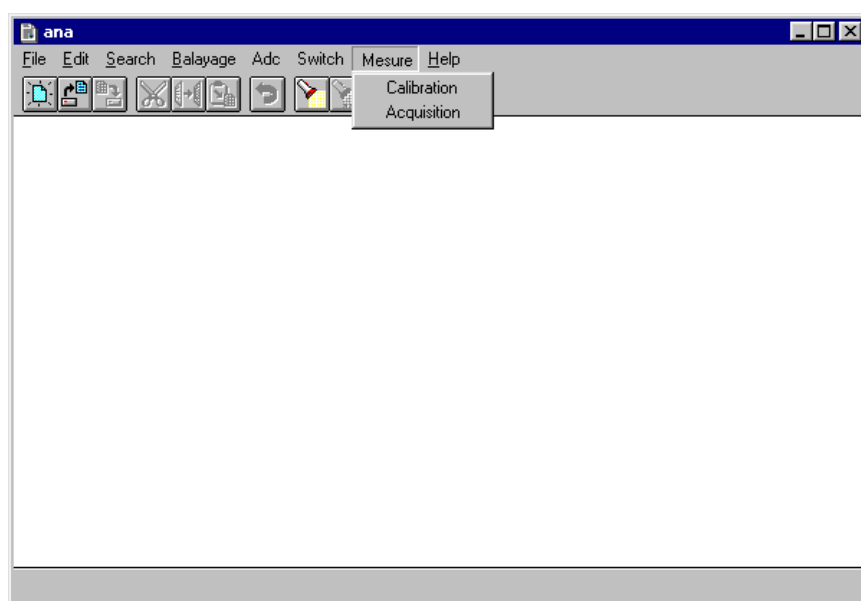


Figure A4-3 : Interface du logiciel

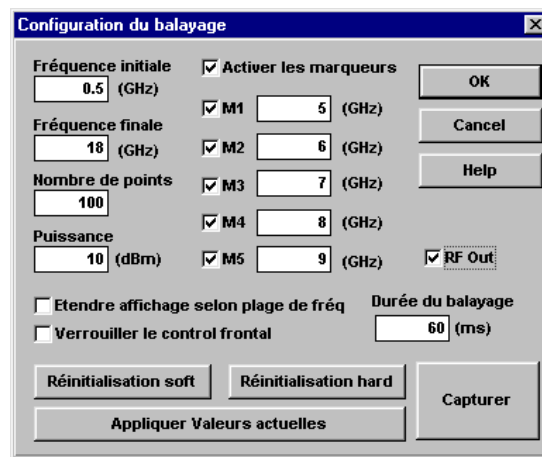


Figure A4-4 : Configuration de la mesure et du sweeper (Vobulateur)

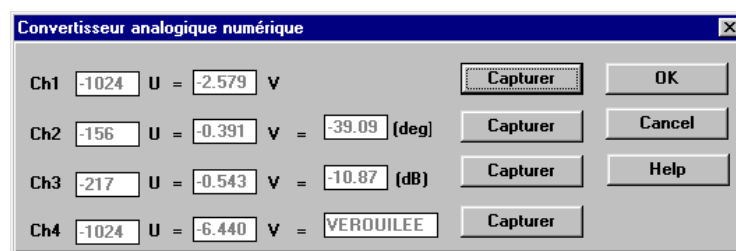


Figure A4-5 : Capture manuelle des valeurs issues du convertisseur analogique numérique (pour vérification)

La boîte de dialogue de la figure A4-7 permet de sélectionner le type de mesure désiré. Si les données de calibrage ne sont pas disponibles, alors la boîte de dialogue de la figure A4-8 indique à l'utilisateur la nécessité de procéder tout d'abord à l'acquisition de ces données. La boîte de dialogue de la figure A4-9 permet justement de sélectionner le type de données de calibrage à acquérir. Avant l'opération d'acquisition des données, le logiciel guide l'utilisateur afin de régler de manière adéquate l'analyseur de réseau : Des consignes illustrées par des figures sont données à travers des boîtes de dialogues successives (Figures A4-10 (a) à (f)). L'utilisateur doit également introduire les paramètres des connecteurs utilisés (Figure A4-11) ou sélectionner un connecteur dont les données ont été implémentées dans le logiciel.

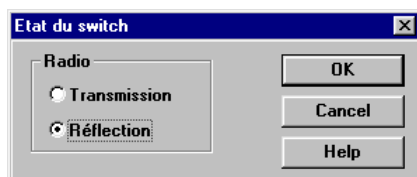


Figure A4-6 : Commande manuelle du commutateur (pour vérification)

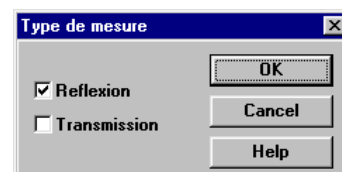


Figure A4-7 : Choix du type de mesure

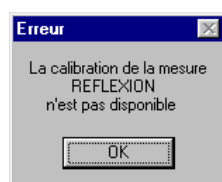


Figure A4-8 : Rejet de l'opération de mesure tant que les données de calibrage sont indisponibles

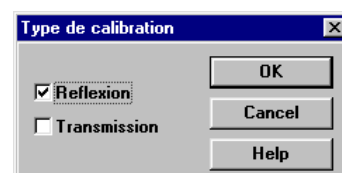
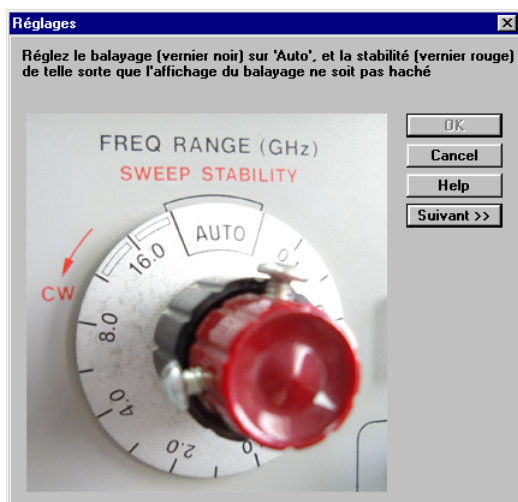
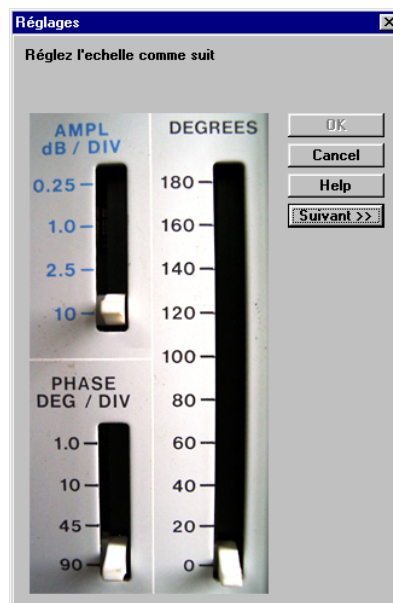


Figure A4-9 : Choix du type de calibrage



(a) Plage de fréquence et stabilité de l'affichage.



(b) Echelles et compensation de la phase



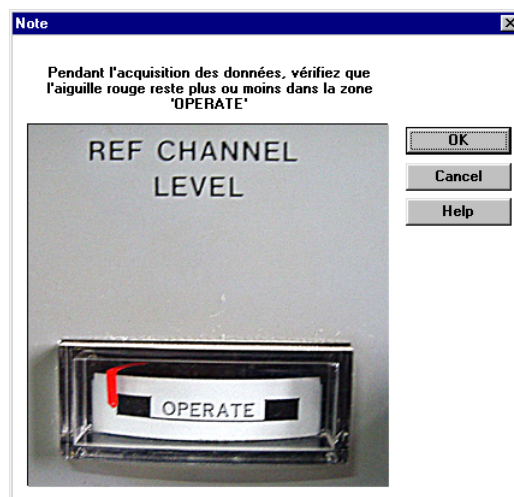
(c) Rotation automatique de la phase



(d) Sélection du filtre à appliquer



(e) Gain avant comparaison des voies



(f) Stabilité de la voie de référence.

Figure A4-10 : Consignes de réglage de l'analyseur

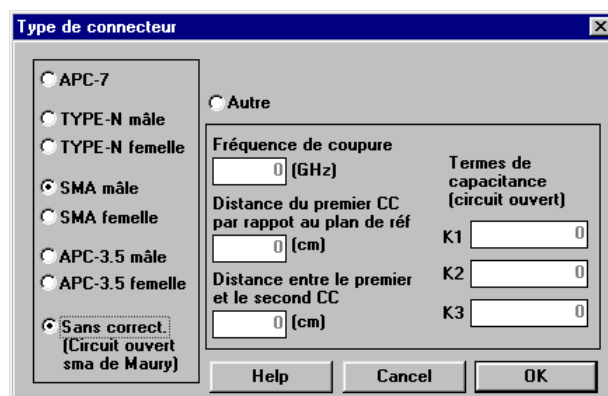


Figure A4-11 : Type de connecteurs utilisés (Post correction des données)

Le logiciel demande ensuite à l'utilisateur de placer la charge adaptée afin de quantifier le terme d'erreur modélisant la directivité finie du coupleur directif (Figure A4-12). Si la bande passante de la charge adaptée n'est pas en concordance avec la plage de fréquence utilisée, le logiciel demande à l'utilisateur s'il n'est pas préférable d'utiliser la charge coulissante (Figure A4-13 et A4-14). Dans ce cas, il est nécessaire de déplacer le curseur de ces charges afin de faire une moyenne des données acquises (Figure A4-15). A l'issue de cette étape, il est nécessaire d'introduire le court-circuit afin de déterminer le plan de référence (Figure A4-16). La dernière étape de l'opération de calibrage consiste à introduire le circuit ouvert (Figure A4-17). Une fois l'opération de calibrage terminée, l'utilisateur peut lancer la mesure. Après l'acquisition des données associées au dispositif sous test, un traitement rapide fournit les résultats sous forme d'un fichier texte et également sous forme graphique (Figure A4-20).

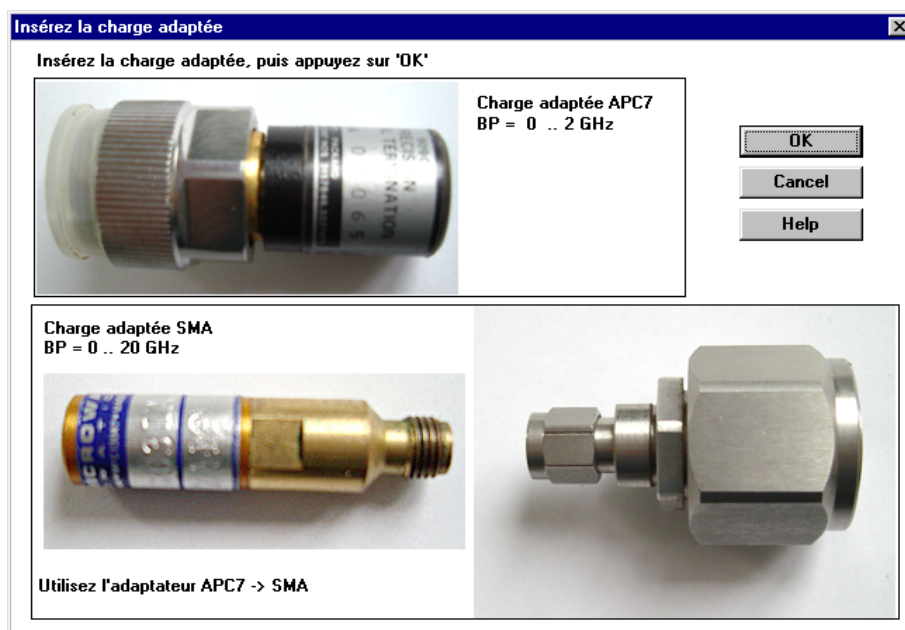


Figure A4-12 : Demande d'insertion de la charge adaptée.

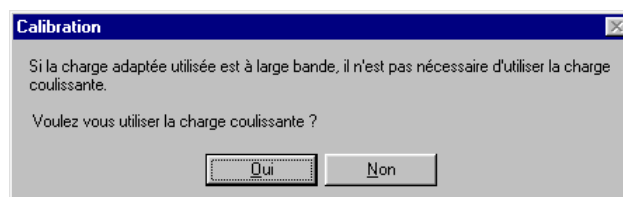


Figure A4-13 : Le logiciel interroge l'utilisateur, selon la bande passante de la charge adaptée, sur la nécessité d'utiliser une charge coulissante.



Figure A4-14 : Le logiciel demande à l'utilisateur de placer la charge coulissante

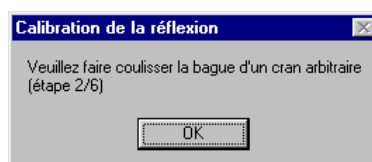


Figure A4-15 : Le logiciel demande à l'utilisateur de faire déplacer le curseur de la charge coulissante

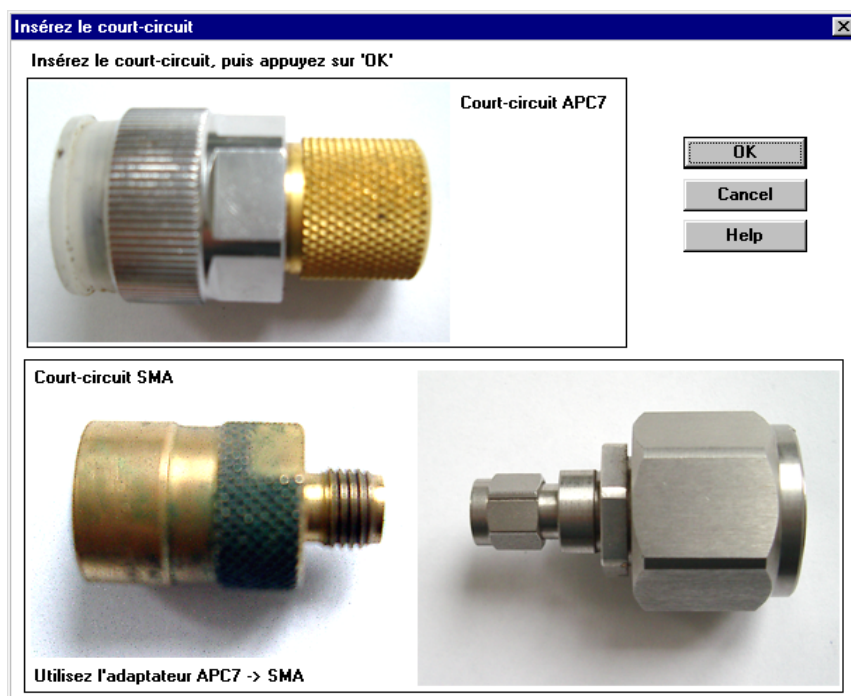


Figure A4-16 : Le logiciel demande à l'utilisateur de placer le court-circuit

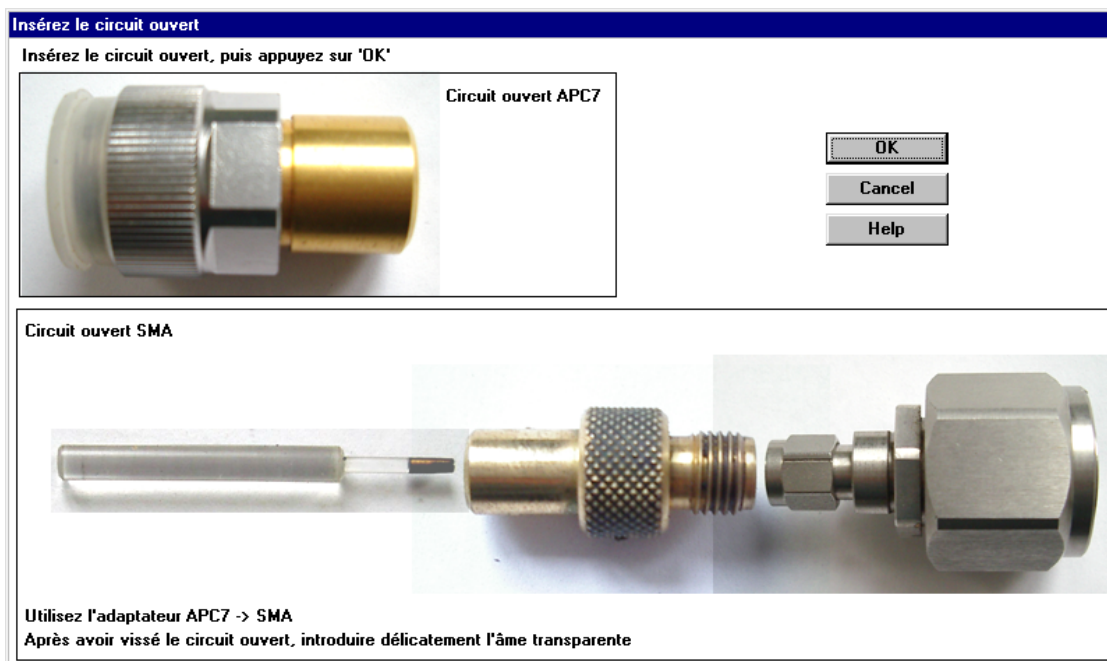


Figure A4-17 : Le logiciel demande à l'utilisateur de placer le circuit ouvert



Figure A4-18 : Fin de l'opération de calibrage

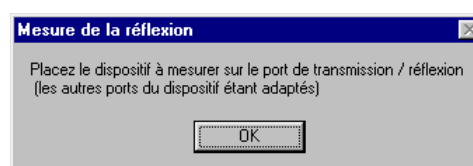


Figure A4-19 : Le logiciel demande à l'utilisateur de placer le dispositif sous test

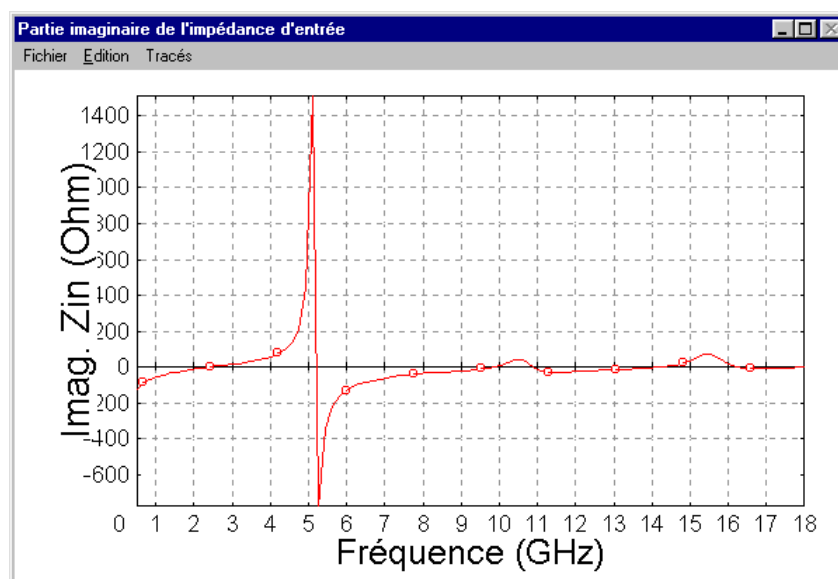


Figure A4-20 : Exemple d'une fenêtre graphique issue du logiciel conçu

5. Publications

Publications Internationales :

- [1] A. MOKRAOUI, R. AKSAS, "The Method of Moments Applied to the Analysis of Large Tapered Slot Antennas Through Unequal Sectioning" *Microwave and Optical Technology Letters*, Volume 40 No 4, February 20, 2004, pp. 331-335.
- [2] A. MOKRAOUI, R. AKSAS, "Scattered Field Improvement of Tapered Slot Antenna Using a Parabolic Shaped Slot" *Microwave and Optical Technology Letters*, Volume 44, No. 4, February 20, 2005, pp. 331-334.

Communications Internationales :

R. AKSAS et A. MOKRAOUI" Rayonnement des antennes LTSA " *1st International Conference of Electrical Engineering, ICEE'2000*, University of Boumerdes, 4-6 Novembre 2000.

Publications nationales

A. MOKRAOUI et R. AKSAS , " Rayonnement des antennes LTSA . " *AJOT*, vol. 15, série B, number 1, pp. 58-65, 2002.

5.1. Première publication

- [1] A. MOKRAOUI, R. AKSAS, "The Method of Moments Applied to the Analysis of Large Tapered Slot Antennas Through Unequal Sectioning" *Microwave and Optical Technology Letters*, Volume 40 No 4, February 20, 2004, pp. 331-335.

APPLYING THE METHOD OF MOMENTS TO THE ANALYSIS OF LARGE TAPERED SLOT ANTENNAS THROUGH UNEQUAL SECTIONING

A. Mokraoui and R. Aksas

Telecommunication Laboratory of ENP
Ecole Nationale Polytechnique El-Harrach
Algiers, Algeria

Received 21 July 2003

ABSTRACT: An attempt is made to apply the method of moments (MoM) to large tapered slot antennas (TSA). Previous analyses of the current distribution on the conducting plates and the polarization current in the dielectric region suggested the use of an optimal unequal sectioning of the antenna. That sectioning helps to reduce the number of involved unknowns while improving the modelling of the slot geometry. Our numerical results are compared to experimental measurements, and large TSA proved to be efficient with respect to other analysis methods. Despite the amount of hardware resources used by this model, our algorithm is run on a desktop computer. Once again, the MoM shows its sharp accuracy in handling electromagnetic problems. © 2004 Wiley Periodicals, Inc. *Microwave Opt Technol Lett* 40: 331–335, 2004; Published online in Wiley InterScience (www.interscience.wiley.com). DOI 10.1002/mop.11371

Key words: method of moments; tapered slot antennas; unequal sectioning; Vivaldi antenna; Fermi antenna

1. INTRODUCTION

The TSA is basically a slot line whose dimensions change across the length and belongs to the family of travelling-wave antennas. A general form of TSA is depicted in Figure 1. Depending on the geometry of the slot, the antenna is called the ETSA [1] (or Vivaldi), LTSA [2], BLTSA [3], CWSA [4], or Fermi [5] antenna (see Fig. 2). Since this type of antenna has found several practical applications and has shown good behaviour [1, 2], the necessity to predict the characteristics of such antennas has arisen. Empirical approaches first appeared to predict the radiation pattern of the antenna. Thungren et al. [2] tried to compare the LTSA to a V-shaped antenna. A more rigorous approach, intended to compare TSA to the general behaviour of travelling wave antenna, is detailed by Zucker in [6].

In 1986, Janaswamy et al. [7] introduced a model that predicts the radiation pattern of the LTSA without substrate (also called TEM-LTSA). To achieve this, it was assumed that the conducting

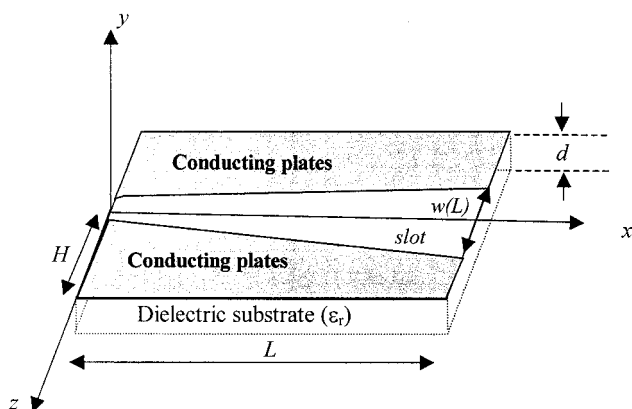


Figure 1 Tapered slot antenna

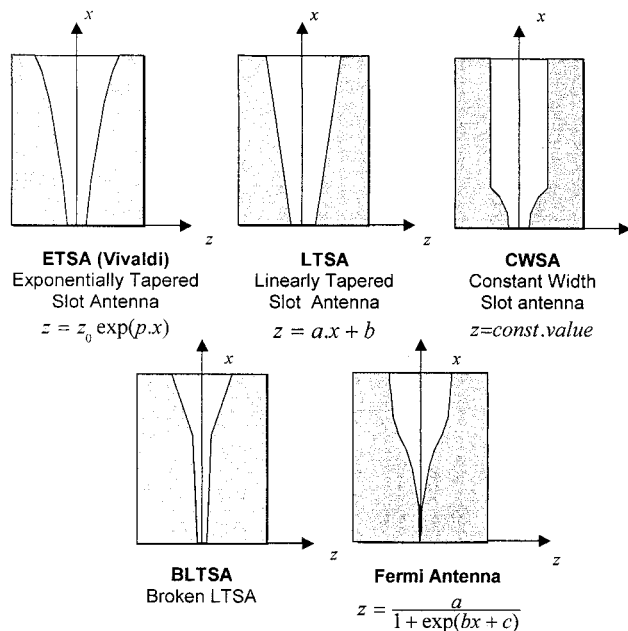


Figure 2 Some TSA configurations

plates had infinite width. This model was improved in 1987 by the same authors [8] by involving the dielectric substrate. The limits of this model are summarized as follows: the model is not valid when the dimensions of the antenna are small, (backward travelling waves are important and the slot line model is no more valid), and the model fails to predict the main-beam lobe when the dielectric substrate is electrically thick.

In 1989, Johansson [9] used the MoM on TEM-LTSA. It was the first time that the current distribution was obtained on the conducting plates. To avoid skew teeth (the effect of the discretization) in the neighbourhood of the slot, a slightly different geometry has been considered. Janaswamy [10] improved Johansson's work and considered that the conducting plates were not perfect conductors, which permitted the electrically thin substrate to be taken into account. Unfortunately, these models are restricted to LTSA only. In 1994, Koksai and Kauffman [11] used the MoM to find the radiation pattern of LTSA. They considered the exact geometry of the antenna, including the dielectric slab. It is worth noting that the algorithm was applied only on LTSA antennas with small width and small flare angle.

TSAs have been also analyzed using the finite-difference time-domain (FDTD) method by Thiele [12]. This method is numerically intensive (4.15 million field unknowns) and requires the use of supercomputers.

In this paper, we propose to improve the method introduced by Koksai and Kauffman [11] in order to enable its application to large LTSA. We will also run our entire algorithm for Vivaldi and Fermi antennas on a desktop computer.

2. THEORETICAL ANALYSIS

The MoM, known since 1967 [13], has been applied in different forms to scattering problems. Herein, it is applied in the time domain.

According to Koksai et al. [11], the initial structure translates to an equivalent problem in which the dielectric substrate is replaced by a polarization current distribution in the dielec-

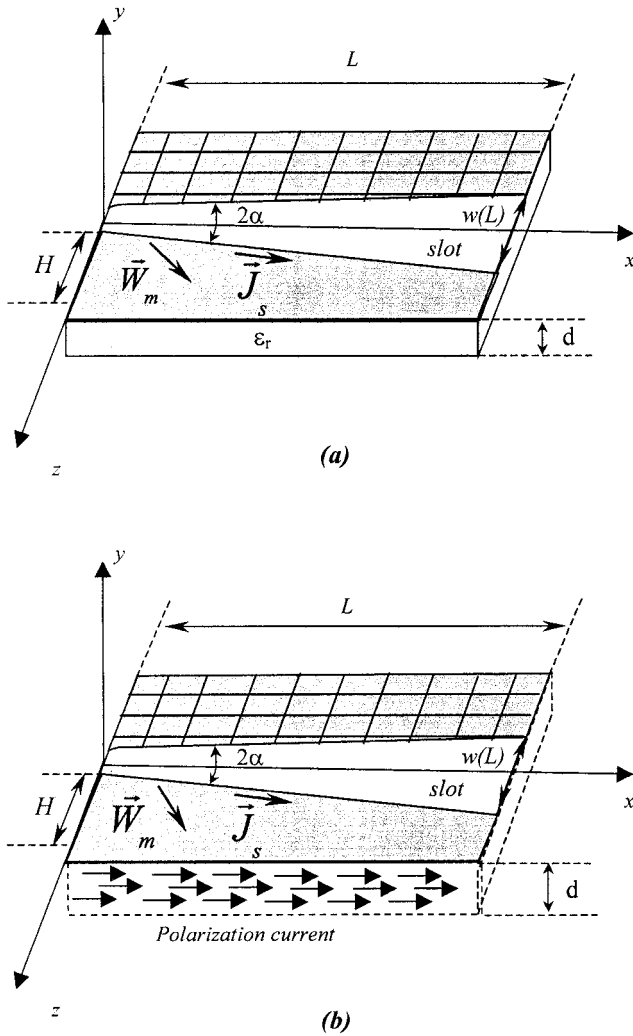


Figure 3 (a) The initial structure is translated to (b) an equivalent problem

tric slab region (Fig. 3). This can be deduced from the forth Maxwell equation.

On the conducting plates, the total tangential field is equal to zero:

$$(\vec{E}_s^{total})_{\tan} = (\vec{E}^{inc} + \vec{E}^{scat} + \vec{E}^p)_{\tan} = 0, \quad (1)$$

where $\vec{E}^{inc}$, $\vec{E}^{scat}$, and $\vec{E}^p$ are the fields produced by the excitation source $\vec{J}_i$, the currents on the plates $\vec{J}_s$, and the polarization currents $\vec{J}_p$, respectively.

Considering the inner product [13] with a test current function $\vec{W}_m$ located on the conducting plates, and using the reaction theorem [14], relation (1) becomes

$$\int_S \vec{E}_m \vec{J}_s dS + \int_V \vec{E}_m \vec{J}_p dV = - \int_{Si} \vec{E}_m \vec{J}_i dS, \quad (2)$$

where $\vec{E}_m$ is the field created by $\vec{W}_m$.

In the dielectric region, considering that

$$\vec{J}_p = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1) \cdot \vec{E}, \quad (3)$$

the total electric field is

$$\vec{E}^{total} + \vec{E}^{inc} + \vec{E}^{scat} + \vec{E}^p = \frac{\vec{J}_p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)}. \quad (4)$$

Let $\vec{W}_m^p$ be a test current located in the dielectric region. Using the inner product and Eq. (4), we obtain

$$\int_V \vec{E}^{scat} \vec{W}_m^p dV + \int_V \left(\vec{E}^p - \frac{\vec{J}_p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)} \right) \cdot \vec{W}_m^p dV = - \int_V \vec{E}^{inc} \vec{W}_m^p dV. \quad (5)$$

Relations (2) and (5) are the integral system of equations that must be solved in order to find the current distributions $\vec{J}_s$ and $\vec{J}_p$.

At this stage, the MoM is used: the unknown currents are expanded in a series of basic functions $\vec{J}_n^s$ and $\vec{J}_n^p$ weighted by unknown factors I_n^s and I_n^p , given by

$$\begin{cases} \vec{J}_s = \sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \cdot \vec{J}_n^s \\ \vec{J}_p = \sum_{n=1}^{N_p} I_n^p \cdot \vec{J}_n^p \end{cases}. \quad (6)$$

By substituting (6) in (5) and (2), one obtains the following system:

$$\sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \int_S \vec{E}_m \vec{J}_n^s dS + \sum_{n=1}^{N_p} I_n^p \int_V \vec{E}_m \vec{J}_n^p dV = - \int_{Si} \vec{E}_m \vec{J}_i dS \quad \text{with } (m = 1, N_s) \quad (7.a)$$

$$\sum_{n=1}^{N_s} I_n^s \int_V \vec{E}_m^{scat} \vec{W}_m^p dV + \sum_{n=1}^{N_p} I_n^p \int_V \left(\vec{E}_m^p - \frac{\vec{J}_n^p}{j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)} \right) \cdot \vec{W}_m^p dV = - \int_V \vec{E}_m^{inc} \vec{W}_m^p dV \quad \text{with } (m = 1, N_p), \quad (7.b)$$

where $\vec{E}_m^{scat}$ and $\vec{E}_m^p$ are the fields generated by $\vec{J}_n^s$ and $\vec{J}_n^p$, respectively.

To obtain the current distributions, one has to compute the integrals in Eq. (7), then solve the system for I_n^s and I_n^p , and finally rebuild $\vec{J}_s$ and $\vec{J}_p$ using Eq. (6).

The basic/test functions that are used to solve our problem are detailed in [11], namely, piecewise sinusoids with a Galerkin scheme for the conducting plates and a point-matching scheme for the dielectric slab. The expressions of integrals that arise in Eq. (7) are given in

[11] and [15]. It is worth noting that we used the expressions in Fikioris [16] to compute the dielectric to dielectric interactions characterized by the second integral in Eq. (7b), which gives an accurate value of the near-field result of a constant current density at its origin.

The previous choice of basic/test functions leads to virtually cutting up the antenna. The scheme of a regular sectioning used in [11] is depicted in Figure 4(a). In our case, we use an unequal sectioning not only in the neighbourhood of the slot, but also spread over the entire antenna [Fig. 4(b)]. This is motivated by two reasons: the first one is to avoid important skews near the slot due to discretization, which would create relevant errors; the second, which is the main reason, is because several theoretical [9, 10] and practical [2] analyses have proved that the current magnitude is more important near the slot and decreases quickly away from it.

Although it appears to be a good idea to practice an unequal sectioning across the length, we did not proceed thusly because we wanted to keep the Toeplitz-like structure of the interaction matrix in order to avoid spending too much time performing redundant calculations.

3. NUMERICAL RESULTS

To validate our technique, we considered an antenna of the worst case. Fed by a 24.125-GHz source, the antenna has $L = 5\lambda_0$ length and $H = 4.2\lambda_0$ width. The flare angle is also made to be significant ($2\alpha = 30^\circ$) intentionally in order to obtain important discretization skews. The dielectric substrate has a dielectric constant $\epsilon_r = 3$ with a thickness $d = 0.02\lambda_0$. The product $(\epsilon_r - 1) \cdot d/\lambda_0$ indicates that we are at the limit of validity of Janaswamy [10] model. The results are depicted in Figure 5.

The total number of unknowns used to analyse the antenna is 7828, from which 6048 are used to represent the polarization current and only 1780 are used for the current on the conducting plates. To quickly solve the system of Eq. 7, we adjust these parameters to not exceed the amount of physical memory of our computer (512 MB), otherwise, the system would swap on hard drive, which would be time consuming.

Despite the relatively small number of unknowns involved in the analysis, we can predict with a good accuracy the radiation pattern of the antenna, except for a small shoulder at 25° in the E-plane. We can also observe that, away from the main beam region, there are some notable differences, which are attributed

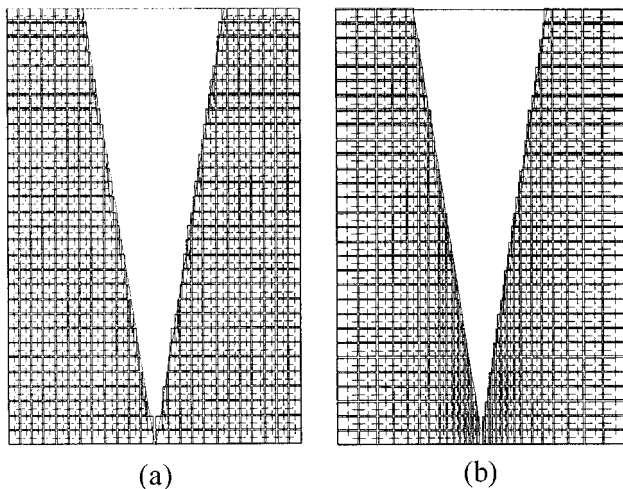


Figure 4 (a) Regular sectioning vs. (b) unequal sectioning. Rectangles represent monopoles and small lines linking two monopoles represent dipoles

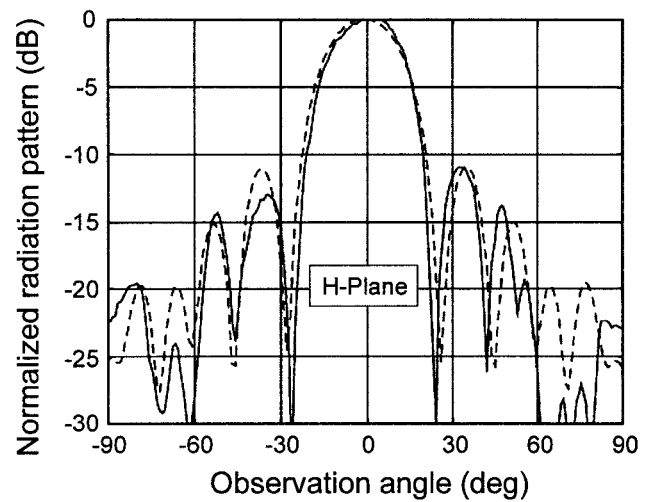
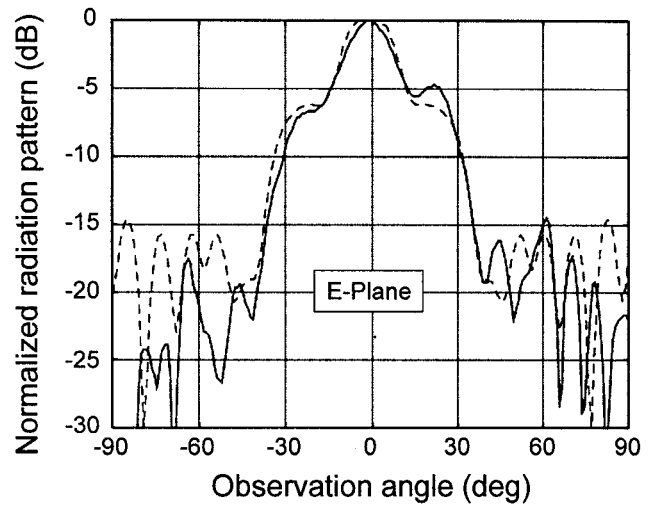


Figure 5 Comparison between theory and measurements for the LTSA antenna ($f = 24.1251$ GHz, $L = 5\lambda_0$, $H = 4.2\lambda_0$, $2\alpha = 30^\circ$, $\epsilon_r = 3$, $d = 0.02\lambda_0$). Solid line: measured; dashed line: our model

mainly to the feeding-source mismatch between the model and the experiment. We also find that the model was not able to predict the slightly unsymmetrical nature of the TSA radiation pattern.

In order to show the superiority of our model, we compare our theoretical results to Janaswamy's work [8] (Figure 6). The antenna under consideration is $L = 5\lambda_0$ length and $H = 4.25\lambda_0$ width. With a small flare angle ($2\alpha = 14^\circ$), the conducting plates have a bigger surface than in the former experiment, which means that more unknowns are needed to reach the solution. The dielectric substrate has a dielectric constant $\epsilon_r = 10.5$ with a thickness $d = 0.0085\lambda_0$.

While Janaswamy's model fails to predict the radiation pattern in the main beam region due to the electrical thickness of the dielectric substrate, our results conform to the experiment. From Janaswamy's measures [8], we took also the case of the Vivaldi antenna. The efficiency of the unequal sectioning is demonstrated in Figure 7, where very good agreement between measures and theory is observed.

The last TSA that we tested with our model is the Fermi antenna. The measurements have been done by Sugawara [5] at 60 GHz. The major benefit of this geometry is that the sidelobes are all below 15 dB. The radiation patterns in the E- and H-planes are

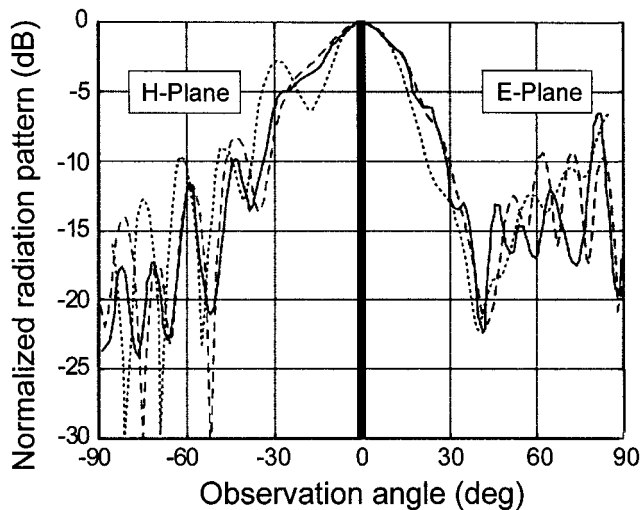


Figure 6 Comparison between measurements and theoretical models for an electrically thick LTSA ($f = 10$ GHz, $L = 5\lambda_0$, $H = 4.25\lambda_0$, $2\alpha = 14^\circ$, $\epsilon_r = 10.5$, $d = 0.0085\lambda_0$). Solid line: measured [8]; dashed line: our model; dotted line: theory [8]

quasi-identical, which is a desirable characteristic. Except for small ripples on the main beam (the E-plane in Fig. 8), we consider that quite good results have been obtained since it is not unusual to obtain such random ripples when doing measurements at high frequencies (this fact has been noticed in [12] for measurements in different anechoic chambers).

CONCLUSION

In this paper, the MoM has been used to predict the radiation pattern of TSAs. An unequal sectioning of the antenna has been practiced, taking into account several slot shapes. This sectioning scheme has allowed us to reduce the number of unknowns, in order to run the algorithm on a desktop computer despite the large dimensions of the tested antennas. The proposed method is an intermediate choice between the FDTD method, which is a “hungry and work everywhere” method, and the method of Janaswamy [8], which runs quickly but is specific to TSAs with particular characteristics.

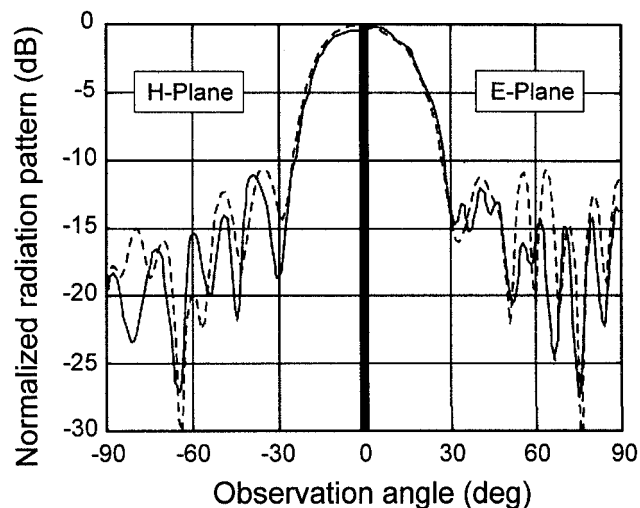


Figure 7 Comparison between theory and measurements for the Vivaldi antenna ($f = 10$ GHz, $L = 6.3\lambda_0$, $H = 5.1\lambda_0$, $p = 0.2$ cm $^{-1}$, $z_0 = 0.01\lambda_0$, $\epsilon_r = 1$). Solid line: measured [8]; dashed line: our model

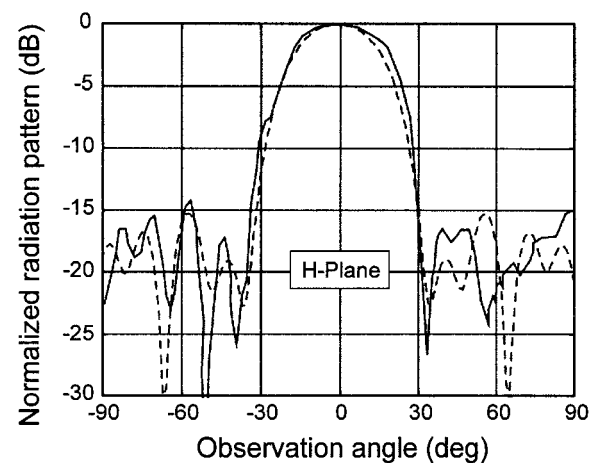
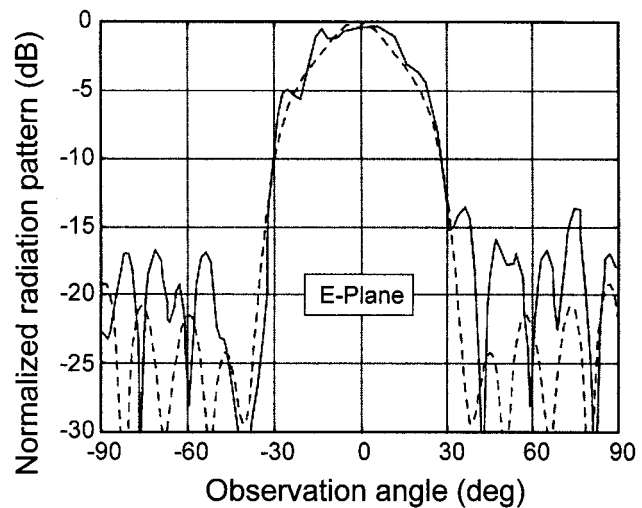


Figure 8

Figure 8 Comparison between theory and measurements for the Fermi antenna ($f = 60$ GHz, $L = 4\lambda_0$, $H = 2.5\lambda_0$, $a = 2.5$ mm, $b = 0.5$ mm $^{-1}$, $c = -5$, $\epsilon_r = 3.5$). Solid line: measured [5]; dashed line: our model

In this work, one can see that the radiation pattern is very dependent on the slot's shape. Hence, it is desirable to find an optimal shape considering certain criteria. To achieve this with our algorithm, we need to decrease further the number of unknowns. Future work will consist of using MoM variants to compact the interaction matrix without degrading the solution [17]. Our work will contribute to the design of synthesized dielectric substrate, which can improve the characteristics of the antenna [18].

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Dr. Benoît Stockbroeckx from the EMIC laboratory, Université Catholique de Louvain, Belgium, for his help in obtaining the measurements for the designed antenna.

REFERENCES

1. P.J. Gibson, The Vivaldi aerial, 9th Euro Microwave Conf, Brighton, UK, 1979, pp. 101–105.
2. T. Thungren, E.L. Kollberg, and K.S. Yngvesson, Vivaldi antennas for single beam integrated receivers, 12th Euro Microwave Conf, 1982, pp. 361–366.

3. P.R. Acharya, H. Ekström, S.S. Gearhart, S. Jacobsson, J.F. Johansson, E.L. Kollberg, and G.M. Rebeiz, Tapered slotline antennas at 802 GHz, *IEEE MTT* 41 (1993), 1715–1719.
4. K.S. Yngvesson, T.L. Korzeniowski, Y.S. Kim, E.L. Kollberg, and J.F. Johansson, The tapered slot antenna: A new integrated element for millimeter-wave applications, *IEEE MTT* 37 (1989), 365–374.
5. S. Sugawara, Y. Maita, K. Adachi, K. Mori, and K. Mizuno, A mm-wave tapered slot antenna with improved radiation pattern, *IEEE MTT-S Dig*, Denver, CO (1997), 959–962.
6. H. Jasik (Ed.), *Antenna engineering handbook*, Mc-Graw-Hill, New York, 1961, Chap 16.
7. R. Janaswamy, D.H. Schaubert, and D.M. Pozar, Analysis of the transverse electromagnetic mode linearly tapered slot antenna, *Radio Sci* 21 (1986), 797–804.
8. R. Janaswamy and D.H. Schaubert, Analysis of the tapered slot antenna, *IEEE Trans Antennas Propagat* AP-35 (1987), 1058–1064.
9. J.F. Johansson, A moment method analysis of linearly tapered slot antennas, *AP-S/URSI Conf Proc*, 1989, pp. 383–386.
10. R. Janaswamy, An accurate moment method model for the tapered slot antenna, *IEEE Trans Antennas Propagat* 37 (1989), 1523–1528.
11. A. Köksal and J.F. Kauffman, Moment method analysis of linearly tapered slot antennas, *Int J Microwave and Millimeter-Wave CAE* 4 (1994), 76–87.
12. E. Thiele, FD-TD analysis of Vivaldi flared horn antennas arrays, *IEEE Trans Antennas Propagat* 42 (1994), 633–641.
13. R.F. Harrington, Matrix methods for field problems, *IEEE Proceeding* 55 (1967), 136–149.
14. N.N. Wang, J.H. Richmond, and M.C. Gilreath, Sinusoidal reaction formulation for radiation and scattering from conducting surfaces, *IEEE Trans Antennas Propagat* AP-23 (1978), 376–382.
15. A. Köksal and J.F. Kauffman, Mutual impedance of parallel and perpendicular coplanar surface monopoles, *IEEE Trans Antennas Propagat* 39 (1991), 1251–1256.
16. J.G. Fikioris, The EM field of constant current density distributions in parallelepiped regions, *IEEE Trans Antennas Propagat* 46 (1998), 1358–1364.
17. V.V.S. Prakash and R. Mittra, Characteristic basis function method: A new technique for efficient solution of method of moments matrix equations, *MOT Lett* 36 (2003), 95–99.
18. J.B. Muldavin and G.M. Rebeiz, Millimeter-wave tapered slot antennas on synthesized low permittivity substrates, *IEEE Trans Antennas Propagat* 47 (1999), 1276–1280.

© 2004 Wiley Periodicals, Inc.

ELECTROMAGNETIC ANALYSIS TECHNIQUES FOR 3D MICROWAVE STRUCTURES USING COMMERCIAL ELECTROMAGNETIC SOFTWARE

S. Tsitsos,¹ A. A. P. Gibson,² and L. E. Davis²

¹ Department of Informatics and Communications Technological Educational Institute (TEI) of Serres Magnesia End, GR-62124, Serres, Greece

² Department of Electrical Engineering and Electronics UMIST PO Box 88 Manchester M60 1QD, UK

Received 24 July 2003; accepted 20 October 2003

ABSTRACT: A three-pole ceramic monoblock filter is analysed using HFSS. The numerical results are compared with the measurements, and possible reasons for disagreement between the measured and simulated results are investigated. The development of new techniques to minimise this discrepancy is also presented. © 2004 Wiley Periodicals, Inc.

Microwave Opt Technol Lett 40: 335–339, 2004; Published online in Wiley InterScience (www.interscience.wiley.com). DOI 10.1002/mop.11372

Key words: ceramic monoblock filter; HFSS; CAD; symmetry

1. INTRODUCTION

In recent years, computer-aided design (CAD) of microwave circuits has moved from dumb terminals on mainframe computers to PCs, and now to powerful RISC workstations. Commercial electromagnetic simulators, employing well-developed numerical techniques, are nowadays routinely used by the microwave industry to assist in the analysis, design, and performance prediction of various irregular microwave structures and components [1, 2]. Of all these tools, the high-frequency structure simulator (HFSS) [3] is the most commonly used and has become an industry standard.

Despite the computational power of modern commercial electromagnetic software, the measured performance of a specific device commonly does not closely match that predicted in the simulation. This problem often results in redesign and resimulation, which significantly increases the amount of time needed to produce a specific device.

In this paper, a three-pole monoblock ceramic filter is analysed using HFSS and the numerical results are compared with the measurements. Possible reasons for disagreement between measurements and simulation are investigated and the development of new techniques in order to minimise this discrepancy is presented.

2. ANALYSIS OF A 3-POLE MONOBLOCK FILTER USING HFSS

In this section, a three-pole monoblock filter (Fig. 1) is analysed using High-Frequency Structure Simulator (HFSS) software and the numerical results are compared with measurements. HFSS is a high-frequency analysis software package, based on the finite-element method, that calculates the full 3D electromagnetic field inside a structure. The *S* parameters can then be computed from the field solution. In the finite-element method, the problem space is divided into thousands of smaller regions and the field is represented in each subregion (element) with a local function. For a 3D

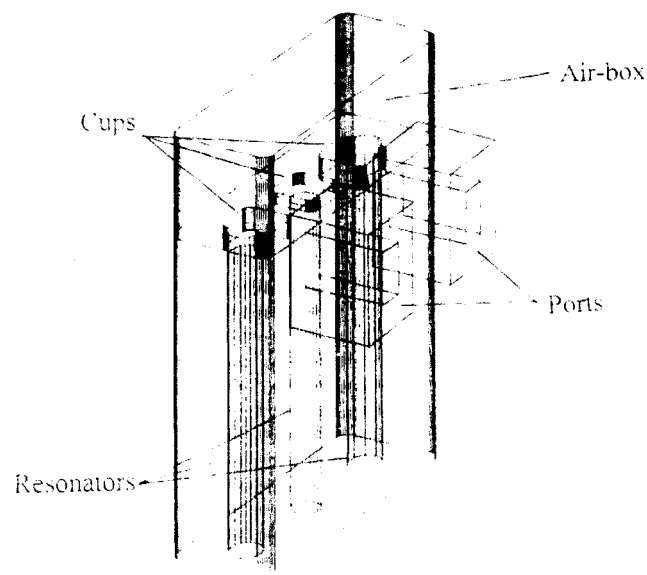


Figure 1 3D structure of the three-pole monoblock filter simulated using HFSS

5.2. Seconde publication

- [2] A. MOKRAOUI, R. AKSAS, "Scattered Field Improvement of Tapered Slot Antenna Using a Parabolic Shaped Slot" *Microwave and Optical Technology Letters*, Volume 44, No. 4, February 20, 2005, pp. 331-334.

and a coplanar microstrip feed has been studied. Good agreement between the simulated results and experimental ones confirms the cavity-model theoretical analysis. The results also demonstrate that this proposed antenna achieves high isolation (better than -41 dB) for two polarizations in the entire operating bandwidth (8.5–9.5 GHz) and a low cross-polarization level of less than -30 dB.

REFERENCES

1. Adrian and D.H. Schaubert, Dual aperture-coupled microstrip antenna for dual or circular polarization, *Electron Lett* 23 (1987), 1226–1228.
2. C.H. Tsao, Y.M. Hwang, F. Kilburg, and F. Dietrich, Aperture-coupled patch antennas with wide-bandwidth and dual-polarization capabilities, *Proc IEEE Antennas Propagat Symp*, Syracuse, NY, 1988, pp. 936–939.
3. E. Edimo, A. Sharaiha, and C. Terret, Optimized feeding of dual polarized broadband aperture-coupled printed antenna, *Electron Lett* 28 (1992), 1785–1787.
4. L. Habib, G. Kossias, and A. Papiernik, Cross-shaped patch with etched bars for dual polarization, *Electron Lett* 29 (1993), 916–918.
5. M. Yamazaki, E.T. Rahardjo, and M. Haneishi, Construction of a slot-coupled planar antenna for dual polarization, *Electron Lett* 30 (1994), 1814–1815.
6. K.-L. Wong and T.-W. Chiou, Broadband dual-polarized antennas fed by capacitively coupled feed and slot-coupled feed, *IEEE Trans Antennas Propagat* 50 (2002), 346–351.
7. S.-C. Gao, L.-W. Li et al. Dual-polarized slot-coupled planar antenna with wide bandwidth, *IEEE Trans Antennas Propagat* 51 (2003), 441–447.
8. H. Wong, K.-Leung, and K.-M. Luk, Design of dual-polarized L-probe patch antenna arrays with high isolations, *IEEE Trans Antennas Propagat* 52 (2004), 45–52.
9. T.-W. Chiou and K.-L. Wong, Broadband dual-polarized single microstrip patch antenna with high isolation and low cross polarization, *IEEE Trans Antennas Propagat* 50 (2002), 399–401.
10. S.-S. Zhong, X.-X. Yang, and S.-C. Gao, Corner-fed microstrip antenna element and arrays for dual-polarization operation, *IEEE Trans Antennas Propagat* 50 (2002), 1473–1480.
11. Y. Kim, W. Yun, and Y. Yoon, Dual-frequency and dual-polarization wideband microstrip antennas, *Electron Lett* 35 (1999), 1399–1400.
12. S.S. Zhong, *Microstrip antenna theory and application*, Xidian University Press, China, 1991.

© 2005 Wiley Periodicals, Inc.

SCATTERED FIELD IMPROVEMENT OF TAPERED SLOT ANTENNA USING A PARABOLIC-SHAPED SLOT

A. Mokraoui and R. Aksas

Telecommunication Laboratory of ENP
Ecole Nationale Polytechnique El-Harrach
Algiers, Algeria

Received 17 July 2004

ABSTRACT: This paper proposes a parabolic-slot geometry in order to improve the scattered field of tapered slot antennas (TSAs). The design is based on theoretical considerations. Slot dimensions are tuned using numerical experiments. The field measurements are in agreement with our numerical results: narrow beamwidths are obtained in the main planes and a low cross-polarisation level is observed in the D-plane. Although the feeding parts of the antenna are designed using closed-form expressions, a large bandwidth is achieved. © 2005 Wiley Periodicals, Inc. *Microwave Opt Technol Lett* 44: 331–334, 2005; Published online in Wiley InterScience (www.interscience.wiley.com). DOI 10.1002/mop.20626

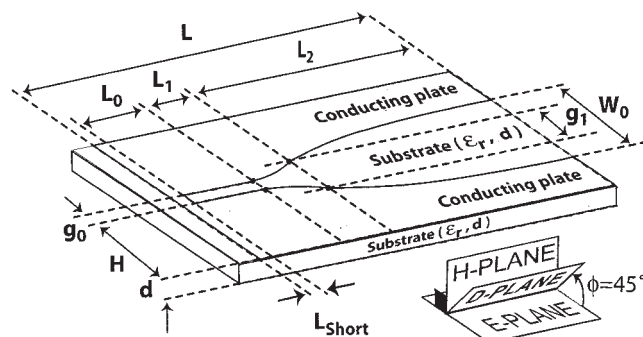


Figure 1 Configuration of the proposed PTSA

Key words: tapered slot antennas; parabolic-shaped slot; cross-polarisation

1. INTRODUCTION

A tapered slot antenna (TSA) is obtained by gradually increasing the slot size of an open ended slot line (Fig. 1). The first TSA, presented by Gibson [1] and called the “Vivaldi” aerial, corresponds to an exponentially tapered slot. Then, a linearly tapered slot antenna (LTSA) was introduced by Thungren et al. [2]. For the same substrate, length, and aperture size, the beamwidth of the LTSA appears to be narrower than the Vivaldi aerial’s beamwidth. It has been noticed that the directivity of an LTSA spreads between 11 and 17 dB. A variant of the LTSA, the constant-width slot antenna (CWSA), has been used in an imaging array [3]. In general, the CWSA is more directive than the LTSA, with a counterpart of higher side lobes. The side-lobe levels of TSAs are different in the E- and H-planes (the planes are depicted in Fig. 1). This unwanted characteristic is overcome by using another special slot shape, corresponding to the Fermi function [4].

One of the major drawbacks of TSAs is their level of cross polarisation in the D-plane. It is reported that the lowest levels are achieved with the Vivaldi antenna (-15 dB in [5]). Unfortunately, this TSA exhibits poor directivity. As a trade-off, the broken tapered-slot antenna (BLTSA) was developed [6]. The latter has a gain of 13 to 14 dB for a cross-polarisation level of -11 dB, which is -2 -dB less than its equivalent LTSA.

From this brief introduction, we notice that TSA characteristics are very sensitive to slot shape. Herein, we attempt to present a new TSA that has a high directivity and a low cross-polarisation level based on a parabolic tapered slot (yielding the PTSA). The choice of this shape is inspired by qualitative principles obtained from various experimental contributions. On the other hand, the slot dimensions are obtained using numerical methods [7, 8].

2. ANTENNA DESIGN

First, we determine the outer dimensions of the antenna. It is well known [3] that the directivity of a TSA is linear with respect to its length L (Fig. 1). The upper limit is fixed by the mechanical strength of the dielectric substrate because, without a ground plane, a too-long antenna bends under the effect of its weight. Given this consideration, we used an average length of $L = 5.5\lambda_0$. The choice of the width H (Fig. 1) is dictated by Janaswamy’s experimental work [9], wherein it is said that TSAs exhibit interesting behaviour when they are made to be narrow. We retained $H = 1.5\lambda_0$. The chosen dielectric substrate has permittivity $\epsilon_r = 2.95$ and thickness $d = 1.524$ mm.

Gibson [1] states that the directivity of a TSA antenna is proportional to the rate at which the electromagnetic energy is

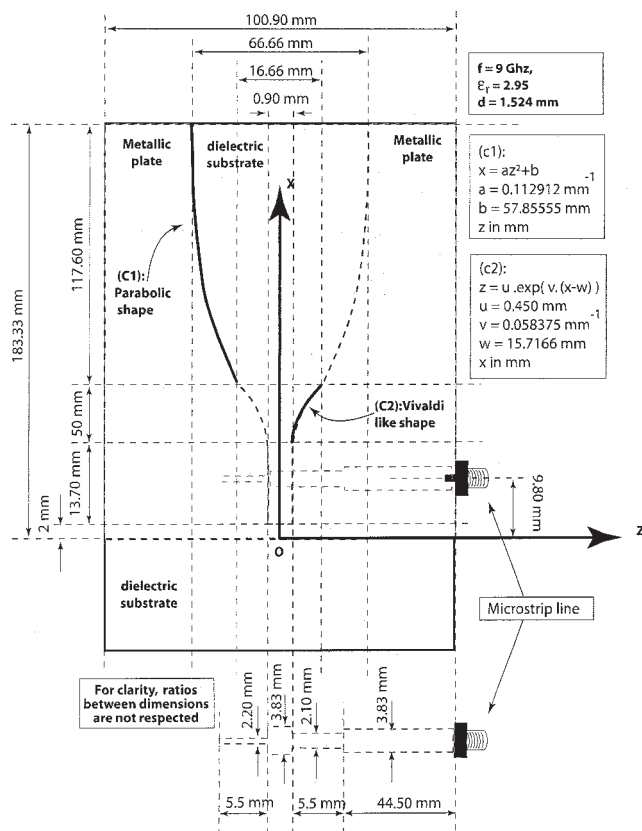


Figure 2 Configuration of the built PTSA at 9 GHz

delivered. This basic idea is proven when studying the directivity versus the flare angle of the LTSA. This basic statement helps to explain the poor directivity of Vivaldi antennas. Indeed, the smooth exponentially shaped taper delivers its energy very slowly. Thus, optimising the directivity of TSAs is equivalent to finding the shape that will abruptly free the energy from the slot. To achieve this, in this paper we suggest the use of a parabolic function. One may ask, why not just use an LTSA with an important flare angle? Actually, if the antenna loses its energy too

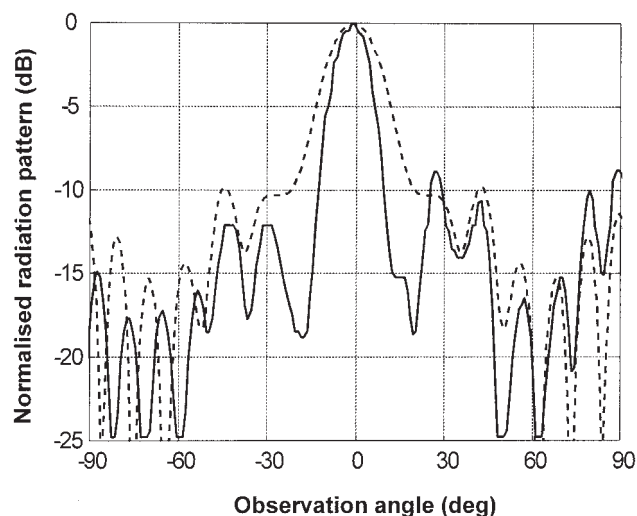


Figure 3 Measured (solid line) and computed (dashed line) E-plane radiation patterns

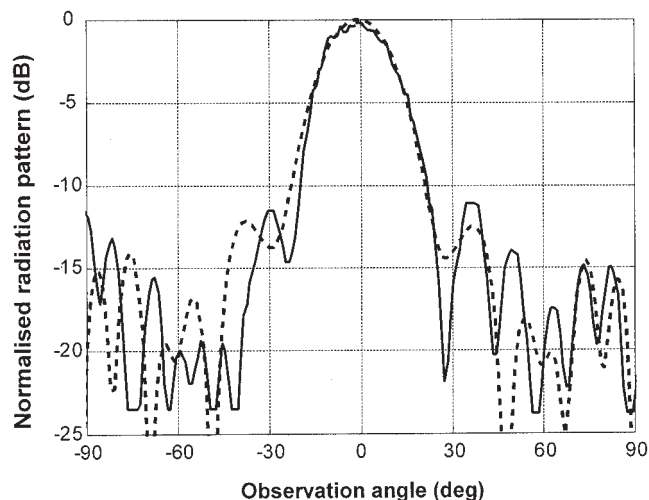


Figure 4 Measured (solid line) and computed (dashed line) H-plane radiation patterns

quickly, the guided wave will not be well established in the neighbourhood of the slot and the resultant scattered field will be distorted [3, 10]. Such a situation is expected to arise with our parabolic-shaped slot, since it delivers energy faster than linear shaped slots. This is confirmed by running the method of moments (MoM) to analyse the PTSA with a parabolic slot starting immediately after the feeding point. We overcome this situation by adding a piece of transmission line before the parabolic section. The latter is made to be exponentially tapered in order to provide to the parabolic section the well-established wave mentioned in [3, 10]. This geometry also gives to the antenna a continuously scaled behaviour at the neighbourhood of the feed (which provides a theoretically infinite bandwidth to Vivaldi antennas). After choosing the shapes constituting the antenna, we look after the four parameters g_0 , g_1 , L_1 , and W_0 (Fig. 1), which will produce the most efficient characteristics. The size of the gap g_0 is determined based on mechanical constraints. On another hand, it is chosen with care in order to gradually reduce the input impedances along the wave path down to 50Ω (at the SMA connector reference plane). The three remaining parameters are determined from numerical simulations using an MoM tailored for TSA analysis [7, 8]. The abovementioned parameters are swept in three nested loops which test all possible combinations. Of course, only a small number of basis/test functions are involved in the first pass. Refinements are then done when a particular set of parameter seems to yield good results. The optimised values are shown in Figure 2 for a working frequency of 9 GHz. The gap g_1 is $0.5\lambda_0$ width and the exponentially tapered slot line is $1.5\lambda_0$ length, while the aperture size W_0 is $2\lambda_0$.

The antenna is fed by a microstrip line which drives the power to a microstrip-slot line transition. This well-known feeding technique has been analysed, used, and improved in [11, 12]. We chose the elementary configuration of [11], since our principle goal is to improve the field characteristics rather than the bandwidth of the antenna. The input impedance of the TSA at gap g_0 is approximately equal to the characteristic impedance of the slot line at that point. Using the transition's transformer model [11] and the above impedance value leads to the design of the matching circuitry. Because all of the feeding elements are designed using closed-form expressions, it is expected that some significant errors will be obtained, mainly due to the open-circuit capacitance and the short-circuit inductance. Note that there are no expressions to model the

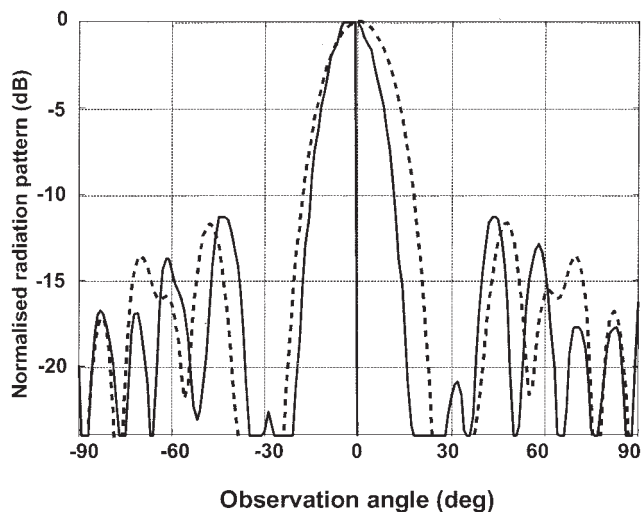


Figure 5 Measured (solid line) and computed (dashed line) D-plane radiation patterns

inductance of a short-circuited slot line. The resultant antenna is depicted in detail in Figure 2.

3. RESULTS

Figures 3 through 6 show the resultant scattered fields of the constructed PTSA. In general, the radiation pattern is not symmetrical, due to the geometry of the antenna and also the contribution of the microstrip line in the feeding section. The experimental beamwidths are narrower than the theoretical ones, which suggests a greater directivity compared to the 14-dB result obtained by simulations. In the E-plane, the -3 -dB beamwidth is about 15° , while for -10 dB it is about 23° . In the H-plane, angles are more important: 24° for -3 dB and 40° for -10 dB. The D-plane main lobe is approximately similar to the one obtained in the E-plane.

In the main planes, the side lobes arises 30° after the main lobe. Their values are about -11 dB, except in the E-plane, where a maximum of -9 dB is reached (at $+30^\circ$ only). To minimise this asymmetric effect, one should bend the feeding microstrip line to have the SMA connector at the rear of the antenna rather than at the right or left border.

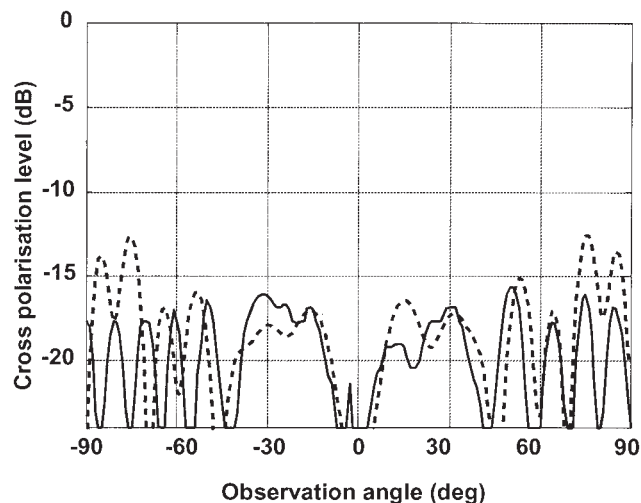


Figure 6 Measured (solid line) and computed (dashed line) cross polarisation levels in the D-plane

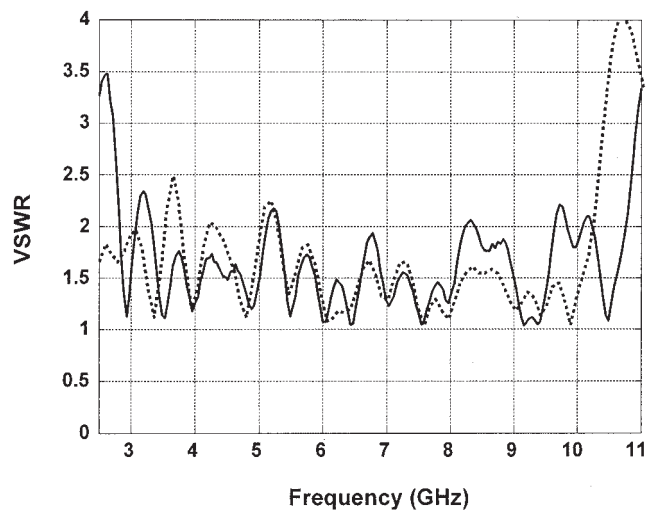


Figure 7 VSWR vs. frequency before correction (solid line) and after correction (dotted line)

The cross-polarisation level of the antenna under test is depicted in Figure 6. The obtained lobes are under -15 dB, as expected. Moreover, the first lobes, which are the most disturbing in LTSAs (about -10 dB), here are below -16 dB.

Figure 7 shows the bandwidth of the antenna. The measurements have been done using an HP 8410B network analyzer. As expected, our first attempt to obtain a large useful frequency range has failed: for a VSWR of 2, we have only narrow frequency bands. However, this is easily corrected by applying a conducting varnish to the microstrip open-ended stub. The resultant corrected bandwidth, depicted in figure 7, spreads from 5.30 to 10.30 GHz (64%).

CONCLUSION

This paper has proposed a new TSA based on a parabolic tapered shape. We have demonstrated, through this shape, that the cross-polarisation level is not intrinsic to TSAs and that it can be minimised without penalizing the directivity. The current work is based on a simple optimisation of three parameters. More sophisticated functions and degrees of freedom can be introduced in order to improve the radiation characteristics even more. The new antenna retains the bandwidth properties of the other related TSAs. If the bandwidth is of prime importance, a rigorous approach such as that in [12] can be used.

REFERENCES

1. P.J. Gibson, The Vivaldi aerial, 9th Euro Microwave Conf, Brighton, UK, 1979, pp. 101–105.
2. T. Thungren, E.L. Kollberg, and K.S. Yngvesson, Vivaldi antennas for single-beam integrated receivers, 12th Euro Microwave Conf, 1982, pp. 361–366.
3. K.S. Yngvesson, T.L. Korzeniowski, Y.S. Kim, E.L. Kollberg, and J.F. Johansson, The tapered slot antenna: A new integrated element for millimeter-wave applications, IEEE MTT 37 (1989), 365–374.
4. S. Sugawara, Y. Maita, K. Adachi, K. Mori, and K. Mizuno, A MM-wave tapered slot antenna with improved radiation pattern, IEEE MTT-S Dig (1997), Denver, CO, 959–962.
5. Y.S. Kim and K.S. Yngvesson, Characterization of tapered slot antenna feeds and feed arrays, IEEE Trans Antennas Propagat 38 (1990), 1559–1564.
6. P.R. Acharya, H. Ekström, S.S. Gearhart, S. Jacobsson, J.F. Johansson, E.L. Kollberg, and G.M. Rebeiz, Tapered slotline antennas at 802 GHz, IEEE MTT 41 (1993), 1715–1719.

7. A. Köksal and J.F. Kauffman, Moment method analysis of linearly tapered slot antennas, *Int J Microwave and Millimeter-Wave CAE* 4 (1994), 76–87.
8. A. Mokraoui and R. Aksas, Applying the method of moments to the analysis of large tapered slot antennas through unequal sectioning, *Microwave Opt Technol Lett* 40 (2004), 331–335.
9. R. Janaswamy and D.H. Schaubert, Analysis of the tapered slot antenna, *IEEE Trans Antennas Propagat* AP-35 (1987), 1058–1064.
10. H. Jasik (Ed.), *Antenna engineering handbook*, Mc-Graw-Hill, New York, 1961, ch. 16.
11. J.B. Knorr, Slot-line transitions, *IEEE MTT* 22 (1974), 548–554.
12. M.M. Zineris, R. Sloan, and L.E. Davis, A broadband microstrip-to-slot-line transition, *Microwave Opt Technol Lett* 18 (1998), 339–342.

© 2005 Wiley Periodicals, Inc.

ACCURATE DEVELOPMENT OF THE UPML ABSORBING BOUNDARY CONDITIONS IN A 3D-FDTD ALGORITHM FOR CPW AND MICROSTRIP LINE ON SILICON SUBSTRATE

Laurent Cirio, Alexandre Richardson, and Odile Picon

Université de Marne-la-Vallée–Laboratoire ESYCOM
Cité Descartes, 5, Bld Descartes
Champs-sur-Marne
77454 Marne-la-Vallée cedex 2, France

Received 10 July 2004

ABSTRACT: We present a theoretical investigation and application of an unsplit formulation of the perfectly matched layer absorbing boundary conditions (PML ABC), developed here especially for lossy-media FDTD simulations. From the uniaxial PML (UPML) theory, and unlike Berenger's technique, in this paper the anisotropic absorbing medium is based on a Maxwellian formulation. In order to validate the theoretical findings, we have investigated a coplanar waveguide (CPW) on low-cost and low-resistivity silicon substrate. Moreover, we compare our results with other published works. © 2005 Wiley Periodicals, Inc. *Microwave Opt Technol Lett* 44: 334–338, 2005; Published online in Wiley InterScience (www.interscience.wiley.com). DOI 10.1002/mop.20627

Key words: 3D-FDTD; silicon substrate; UPML; CPW on Si substrate

1. INTRODUCTION

With the development of new technologies based on silicon, the performances of transistors in high frequencies are increasing, and silicon is now increasingly used as a substrate for high-frequency integrated circuits. Nevertheless, some difficulties arise in the design of passive components on silicon, such as transmission lines, inductors, and filters with higher quality factors or antennas. Moreover, due to the slow-wave mode and thus the strong dispersion that exists on silicon substrate [1], mainly for frequencies below 10 GHz, efficient 3D full-wave algorithms are needed to analyse and develop passive components with complex electromagnetic behaviour and original geometries. Therefore, the FDTD method [2] is a well-known temporal full-wave approach, particularly suitable for the analysis of complex electromagnetic problems in a wide frequency band.

However, due to the strong differences between the dimensions of the silicon, the SiO₂ passivation, and the metal layers, 3D-FDTD discretization requires large memory storage and long computational time.

In addition, to avoid errors in the frequency domain, the temporal information must be extracted accurately from the electrical field without reflections at the end of the FDTD grid. To reduce the computational domain and to avoid parasitic reflections, the perfectly matched layer (PML), introduced by J. P. Berenger [3], was recently used as a means to truncate FDTD lattices. As originally proposed, Berenger's PML is based on the split of the field components and it can only be used for truncating lossless media. The electromagnetic (EM) field components are split into subcomponents and artificial electric and magnetic conductivities are introduced inside the PML.

For lossy media, other techniques have been proposed. For example, J. Fang [4] extended the original PML into a generalized perfectly matched layer (GPML) formulation in order to absorb both propagating and evanescent waves in lossless and lossy media. These formulations are based on the stretched coordinate PML approach.

Another formulation has been developed to truncate FDTD lattice: the uniaxial anisotropic PML (UPML), introduced by S. D. Gedney [5]. This formulation has the advantage of keeping Maxwell's equations in their familiar form without the need of Berenger's field splitting. However, this method was first developed for lossless media simulations. We have modified the original formulation proposed by Gedney for truncating lossless as well as lossy FDTD domains.

In this paper, we propose an efficient ABC for lossy and dispersive (such as silicon) media associated with the use of a nonuniform mesh in order to reduce the number of cells.

Firstly, we develop a new formulation of the UPML, rewritten here for truncating lossy media. Secondly, we discuss the performances and the choice of the parameters inside the UPML layer that will minimize parasitic reflections from a test structure. Finally, we characterize a CPW realized on a double layers on standard silicon and silicon-oxide (SiO₂) passivation layers. We compare the results obtained with the FDTD simulation, including both metallic and dielectric losses, with measurements and another numerical method published in [6].

2. NUMERICAL FORMULATIONS

The UPML boundary conditions are based on a lossy uniaxial and anisotropic medium. By properly choosing the parameters of the absorbing layer, the lossy uniaxial medium can be "perfectly matched" to an isotropic medium (here, silicon).

In the anisotropic UPML region, the modified Maxwell's equations [5] can be written in the frequency domain, considering the relative permittivity ϵ and permeability μ as follows:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_1 \begin{bmatrix} s_y s_z s_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & s_z s_x s_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & s_y s_x s_z^{-1} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\bar{\mu} = \mu_1 \begin{bmatrix} s_y s_z s_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & s_z s_x s_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & s_y s_x s_z^{-1} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

with $s_y = 1 + (\sigma_y / j\omega\epsilon_0)$, where σ_y denotes the conductivity profiles of the PML region at the y coordinate (and similarly for the x and z coordinates).

By replacing the real permittivity by the complex effective permittivity, the Ampere's law for the E_x component may be expressed in the case of a lossy dielectric material with relative permittivity ϵ_r and conductivity σ as follows: