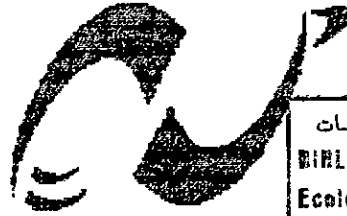


ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE

OPTION : TELECOMMUNICATIONS

MEMOIRE DE MAGISTER

PRESENTE PAR : SEMMAR Bedri

Ingénieur d'Etat en Electronique ENP

Thème

ANALYSE D'UNE ANTENNE YAGI EN TECHNOLOGIE
MICRORUBAN PAR LA METHODE DE L'EQUATION
INTEGRALE

Président :	A. ZERGUERRAS	(Professeur ENP)
Rapporteur :	R. AKSAS	(Professeur ENP)
Examineurs	M. HADDADI	(Maitre de Conférences ENP)
	M. GUERTI	(Maitre de Conférences ENP)
	M. TRABELSI	(Chargé de cours ENP)

حلت المعادلة التكاملية لبنية مكروشرطية مشعة بواسطة طريقة العزوم . حل هذه المعادلة يسمح بتعيين التيارات السطحية لعدة بنى مكروشرطية (صفيحة معزولة و بنى ذات عناصر طفيلية) و هذا ما يسمح بمعرفة الخصائص الكهرومغناطيسية لهذه البنى (ممانعة الدخول - الحقل المشع). إضافة عناصر طفيلية بطريقة مناسبة تمكن من الحصول على شريط ممرر أوسع من جهة و توجيه أقصى اشعاع في الاتجاه المراد. اختيارية الاتجاه تكون أيضا مرفوعة. من بين تطبيقات هذه التقنية " هوائيات ياجي ذو عناصر مكروشرطية " .

كلمات مفتاحية : هوائيات ياجي ذو عناصر مكروشرطية - معادلة تكاملية - طريقة العزوم - دوال قاعدية / اختبارية - ممانعة الدخول - الشريط الممرر - معامل الأمواج المستقرة - الحقل المشع - اختيارية الاتجاه .

Résumé :

L'équation intégrale d'une structure micro ruban est résolue dans le domaine spectral à l'aide de la méthode des moments ; la résolution de cette équation permet de déterminer les courants surfaciques de multiples structures micro rubans (patch isolé et structures avec éléments parasites), chose permettant de déterminer les caractéristiques radioélectriques des structures étudiées (impédance d'entrée, champ rayonné...).

L'ajout des éléments parasites d'une manière judicieuse permet d'une part d'augmenter la bande passante et, d'autre part, d'orienter le maximum de rayonnement dans une direction désirée. La directivité est également améliorée. Une application de cette technique est « l'antenne Yagi à éléments micro rubans ».

Mots clés : Antenne Yagi à éléments micro rubans, équation intégrale, méthode des moments, fonctions de base/test, impédance d'entrée, bande passante, taux d'onde stationnaires, champ rayonné, directivité.

Abstract :

The integral equation of a microstrip structure is resolved in the spectral domain by using the moment method, this equation resolution enables one to determine the surface currents of several microstrip structures (isolated radiating patch, antennas with parasitics), thing making one able to determine the radioelectric characteristics of the studied structures (input impedance, radiated field...).

Adding parasitics in judicious manner permits to increase the bandwidth on the one hand and, on the other hand, to orient the maximum of radiance in a wanted direction. The directivity is also improved. One application of this technique is " the microstrip Yagi array antenna ".

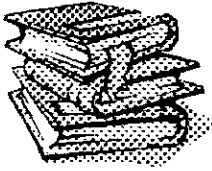
Key words : Microstrip yagi array antenna, integral equation, moment method, basis / test functions, input impedance, bandwidth, stationary waves ratio, radiated field, directivity.

Remerciements

Je remercie mon promoteur M^r. R.AKSAS (Professeur à l'ENP) de m'avoir encadré et d'avoir été patient avec moi lors de l'accomplissement de ce travail ainsi que pour son aide et ses conseils qui m'ont été très utiles, sans oublier la présence de M^r M.TRABELSI (chargé de cours à l'ENP) et de l'aide qu'il m'a prodiguée. Je remercie M^r le président du jury ainsi que M^{rs} les membres du jury de bien vouloir lire et évaluer ce travail. Je remercie aussi tous mes enseignants et toute l'équipe de la bibliothèque de l'ENP. Je remercie également toute personne ayant laissé des traces dans ce travail, je commence par ma mère, mon père, mes frères et sœurs, je cite également, SI MOUSSA Mehdi, CHALAL Mouloud, MOKRAOUI Amine, CHEMSA Ali, TCHOUKETCH Abdelhafid et OUADAH Yahia. Je n'oublie quand même pas M'hemmed et Khaled BENALI pour leur aide morale et la liste reste très longue...

Dédicaces

Je dédis ce modeste travail à :
ma mère,
mon père,
mes frères et sœurs,
et à tous mes amis.



Sommaire

Introduction

1	Etat de l'art	3
1.1	Introduction	3
1.2	Principes	4
1.3	Mécanisme de rayonnement	4
1.4	Caractéristiques des antennes microrubans	5
1.5	Différentes formes des patches	5
1.6	Choix du substrat	5
1.7	Applications	7
1.8	Alimentations	7
1.8.1	Ligne microruban	7
1.8.2	Sonde coaxiale	8
1.8.3	Alimentation par fente	8
1.9	Méthodes d'analyse	9
1.9.1	Modèles empiriques	9
1.9.2	Modèles semi-empiriques	10
1.9.3	Méthodes d'analyse complète (<i>Full - wave</i>)	12
1.10	Méthode utilisée	12
2	Formulation du problème	14
2.1	Introduction	14
2.2	Méthode des moments	14
2.2.1	Fonctions de base et de test	16
2.2.2	Quelques variantes de la méthode des moments	18
2.3	Formulation de l'équation intégrale	19

2.3.1	Cas d'un patch isolé	19
2.3.2	Fonctions de Green	22
2.3.3	Application de la méthode des moments	23
2.3.4	Structure d'antenne avec éléments parasites	25
2.4	Fonctions de base et de test	27
2.5	Intégration numérique	27
2.6	Caractéristiques radioélectriques de l'antenne	29
2.6.1	Impédance d'entrée	29
2.6.2	Champ rayonné	30
2.6.3	Composante copolaire et composante contrapolaire	31
2.6.4	Directivité	31
2.6.5	Bande passante de l'antenne	32
3	Résultats et interprétations	33
3.1	Introduction	33
3.2	Influence du nombre de fonctions de base	33
3.3	Cas du patch isolé	39
3.3.1	Forme des courants sur le patch	39
3.3.2	Impédance d'entrée	41
3.3.3	Champ rayonné	42
3.4	Antenne avec un élément parasite	46
3.4.1	Forme des courants	47
3.4.2	Impédance d'entrée	48
3.4.3	Champ rayonné	49
3.5	Antenne avec deux éléments parasites	50
3.5.1	Forme des courants	51
3.5.2	Impédance d'entrée	52
3.5.3	Champ rayonné	53
3.6	Antenne <i>Yagi</i> à quatre éléments	54
3.6.1	Forme des courants	55
3.6.2	Impédance d'entrée	56

3.6.3	Champ rayonné	57
3.6.4	Effets des différents paramètres	59
3.7	Antenne <i>Yagi</i> à polarisation circulaire	64
3.7.1	Forme des courants	64
3.7.2	Champ rayonné	65
3.8	Conclusion	67
3.9	Perspectives de développement des antennes microrubans	67
A	Détermination des fonctions de <i>Green</i>	72
B	Fonctions de base/test	79
C	Algorithmes de calculs	81

Introduction

L'objet de ce mémoire de Magister est d'analyser un certain nombre de structures microrubans rayonnantes à l'aide de la méthode dite "Full – wave analysis". Cette méthode consiste à formuler le problème de rayonnement, de la structure considérée, sous la forme d'une équation intégrale dans laquelle les inconnues sont les courants de surface sur l'antenne plaque microruban.

Ecrite dans le domaine spectral, cette équation est résolue par une méthode des moments (méthode de *Galerkin*). La résolution de cette équation fournit la distribution des courants sur la structure rayonnante et on détermine alors toutes les caractéristiques de rayonnement. Dans le cas d'antennes en présence d'autres éléments (alimentés dans le cas des réseaux ou non, cas d'éléments dits parasites) on tient compte des effets de couplage.

Dans une première étape, nous avons décrit brièvement les structures rayonnantes en technologie microruban, leurs mode d'excitation et donné un état de l'art sur les techniques qui permettent de les analyser.

Au laboratoire télécommunications de l'ENP, la plupart de ces méthodes ont été utilisées avec succès. Les antennes microrubans multicouches de forme circulaire ont été analysées de manière rigoureuse par A. ZERGUERRAS [1] et R. AKSAS [2]. A. AZRAR [3] et T. B. BERBAR [4] ont développé des programmes d'analyse, sur les antennes circulaires et rectangulaires avec éléments parasites en configuration planaire, à l'aide de l'équation intégrale. Profitant de toute cette expérience, riche en analyse et en résultats très satisfaisants, un cahier de charge m'a été confié pour analyser une antenne *Yagi* en technologie microruban.

Nous avons mené ce travail étape par étape selon le degrés de complexité. En effet, nous avons commencé par une structure simple à savoir un "patch" unique. Les résultats obtenus ont été confrontés, dans la mesure du possible, à des mesures. Nous nous sommes ensuite attaqué à une antenne avec un, puis deux éléments parasites pour aboutir finalement à la configuration de l'antenne *Yagi* qui est l'objectif principal de notre étude.

C'est un inventeur japonais M. S. Uda qui, le premier, décrit ce type d'antennes. Par contre, c'est M. YAGI qui a fait connaître ces antennes à l'échelle grand public. On les rencontre alors sur tous les toits des maisons. Les éléments rayonnants sont des tiges filaires creuses. Ces antennes sont utilisées pour la réception des émissions de radiodiffusion en

modulation de fréquence, et des émissions de télévision en modulation d'amplitude. Une telle antenne, dont l'image date pratiquement depuis la naissance de la télévision, travaille en VHF et en UHF et elle est constituée d'un élément alimenté (dit pilote), d'un réflecteur et d'un certain nombre de directeurs. Le rôle des directeurs est d'augmenter la directivité et celui du réflecteur d'éliminer les lobes arrières.

Bénéficiant de l'expérience du laboratoire télécommunications en matière d'analyse des structures rayonnantes microrubans, nous allons analyser une antenne *Yagi* à l'aide de la méthode de l'équation intégrale pour tenir compte des effets de couplage inter-éléments, et déterminer ses caractéristiques de rayonnement. Nos résultats sont confrontés à des mesures.

Afin de permettre au lecteur une facilité de lecture de ce mémoire, les développements mathématiques lourds seront exposés en annexes.

Chapitre 1

Etat de l'art

1.1 Introduction

Durant les dernières décennies, des efforts importants ont été fournis pour l'utilisation de la partie des ondes centimétriques et millimétriques du spectre électromagnétique. Parmi les avantages de l'utilisation de cette partie, nous pouvons citer les potentialités de travailler avec des composants de poids et de taille réduits, ce qui les rend plus adaptés aux applications aériennes et spatiales. Ils se caractérisent également par leur bande passante assez large répondant au besoins d'un grand nombre d'applications dans la domaine des télécommunications, radar, et bien d'autres champs d'utilisation.

Il est clair que dans cette partie du spectre de fréquence les structures microrubans (rayonnantes ou non) constituent une bonne solution dans les circuits de télécommunication.

Le principe de l'antenne microruban déduit du rayonnement indésirable des lignes microruban, a été proposé par Greig [5] et Deschamp [6] en 1953. Au début, il fallait éviter ce phénomène, mais après, il a fallu exploiter ce même phénomène.

La structure d'une antenne plaque microruban est donné par la figure 1.1; elle est constituée d'un ruban conducteur d'une épaisseur négligeable devant la longueur d'onde.

La hauteur de cette plaque (appelée encore "patch") par rapport au plan de masse est de quelques fractions de la longueur d'onde ($h \ll \lambda$); nous avons généralement $0.003 < h/\lambda < 0.125$.

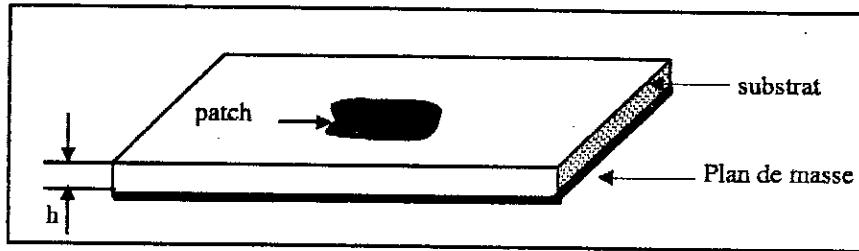


Figure 1.1: Structure d'une antenne micro-ruban.

1.2 Principes

Les antennes constituent un élément principal dans les communications utilisant les ondes électromagnétiques dans l'espace libre; elles jouent le rôle d'interface "bidirectionnel" entre l'onde guidée et l'onde se propageant en espace libre. Elles sont donc vues d'une part, comme une impédance de charge par la ligne d'excitation, et d'une autre part comme une structure rayonnante possédant des caractéristiques de rayonnement.

1.3 Mécanisme de rayonnement

Du point de vue électromagnétique, l'antenne micro-ruban est décomposée en trois régions représentées par la figure 1.2 ([2]).

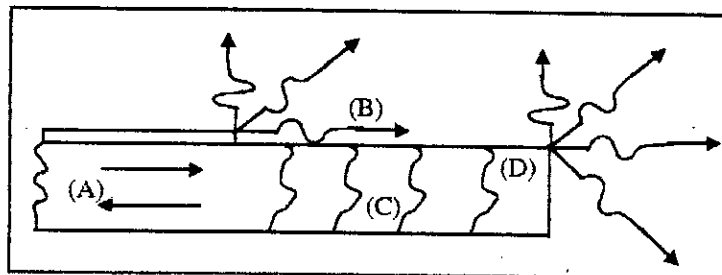


Figure 1.2: Différentes régions de rayonnement

La région (A): comprise entre le substrat diélectrique et les deux conducteurs (plaque et plan de masse), se comporte plutôt comme une ligne de transmission (zone de guidage). En effet, au fur et à mesure que la fréquence diminue, le champ électromagnétique se concentre au niveau de cette région.

Dans la région (B), on a une discontinuité (métal—air) qui génère un champ de débordement responsable du rayonnement utile.

Au niveau de la région (C), l'onde est piégée dans le substrat à cause de la réflexion totale au niveau de l'interface substrat—air. Il y a donc une onde guidée le long de cet interface. En arrivant aux bords du substrat, (limites du plan de masse), on a un effet de rayonnement par diffraction.

1.4 Caractéristiques des antennes microrubans

L'antenne plaque microruban est très intéressante lorsque l'application exige des composants de faible poids, dimensions réduites. Cette antenne offre l'opportunité d'utiliser des structures planaires ou non, et peut être également intégrée avec les composants micro—ondes et les circuits d'alimentation. Ces structures sont également compatibles avec la technologie monolithique (MMIC). Notons également que l'antenne microruban, une fois ses dimensions fixées, peut travailler en multifréquences et pour différents types de polarisations. Il suffit d'agir sur le mode d'alimentation.

Ce type d'antennes a, par contre, l'inconvénient d'avoir une bande passante étroite. Cet inconvénient peut être évité en utilisant des structures multicouches ou des patchs parasites dans le même plan que l'antenne. Notre travail consiste à étudier cette dernière configuration.

1.5 Différentes formes des patchs

Différentes formes d'antennes plaques microrubans sont envisageables, les plus simples sont le dipôle [7], le rectangle [8], le cercle [9], d'autres formes ont été introduites à savoir l'ellipse [10], le triangle équilatéral [11], le triangle à angle droit [8] (figure 1.3)..

1.6 Choix du substrat

Parmi les paramètres importants d'une antenne microruban, nous avons la constante diélectrique du substrat. Ce paramètre joue un rôle important dans la détermination de la fréquence de résonance de l'antenne, son impédance d'entrée... Pour choisir un substrat,

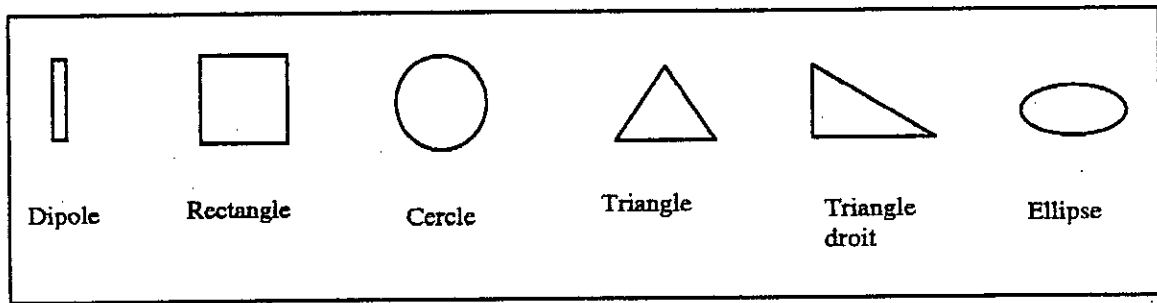


Figure 1.3: Formes des éléments rayonnants les plus courantes.

le concepteur est guidé par les critères suivants [8]:

- possibilité d'excitation d'ondes de surface.
- effet de la dispersion sur la constante diélectrique et l'angle de pertes du substrat.
- les pertes électriques et diélectriques.
- effet du milieu environnant (température, humidité...).
- coût.

Dans la référence [12], on peut trouver quelques données sur les substrats couramment utilisés ainsi que les critères concernant leur choix.

Le tableau 1.1 donne quelques substrats ainsi que leurs caractéristiques:

Matériaux	Constante diélectrique	Angle de pertes
PTFE, Cufion	2.10	0.0004
PTFE, RT Duroid 5880	2.20	0.0009
Quartz fondu	3.78	0.0001
96% Alumine	9.40	0.0010
99.5% Alumine	9.80	0.0001
Saphir	9.4, 1.6	0.0001
GaAs	12.9	0.0020

Tableau 1.1: Substrats usuellement utilisés.

1.7 Applications

Les antennes microrubans sont utilisées dans un large domaine d'applications ([3]), entre autres, on peut citer:

- les communications satellitaires.
- la commande.
- l'outil d'alimentation pour d'autres antennes.

1.8 Alimentations

Le type d'alimentation a un effet déterminant sur les caractéristiques radioélectriques de l'antenne. L'adaptation entre l'impédance d'entrée de l'antenne et l'impédance caractéristique de la ligne de transmission doit être réalisée pour assurer un transfert maximum de puissance. Les modes d'alimentation les plus courants sont décrits ci-dessous.

1.8.1 Ligne microruban

Le patch ainsi que la ligne microruban qui l'excite sont imprimés sur la même face du substrat diélectrique (figure 1.4).

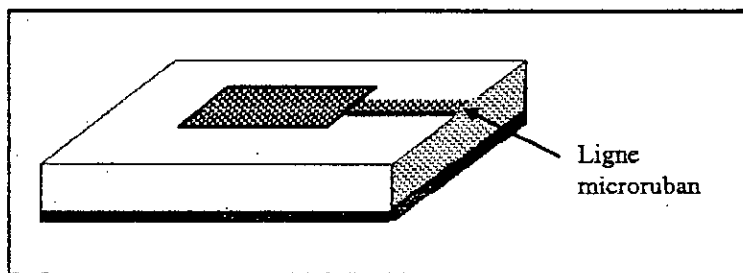


Figure 1.4: Alimentation par ligne microruban.

Cette technique est très largement utilisée vue sa simplicité. Mais, par contre, présente l'inconvénient de causer des rayonnements indésirables dus aux discontinuités entre la ligne et l'élément rayonnant. Le paramètre important de la ligne est sa largeur qui doit être judicieusement choisie pour obtenir l'adaptation d'impédance.

1.8.2 Sonde coaxiale

L'antenne proprement dite (patch), est excitée à l'aide de l'âme centrale d'une sonde coaxiale. La tresse métallique est connectée au plan de masse (figure 1.5). Ce type d'alimentation n'affecte pas le diagramme de rayonnement de l'antenne et permet d'obtenir une bonne adaptation en choisissant judicieusement la position du point d'excitation.

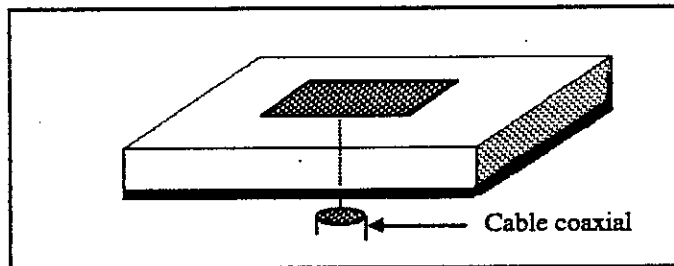


Figure 1.5: Alimentation par sonde coaxiale.

1.8.3 Alimentation par fente

Il est possible d'imaginer une alimentation sans contact. l'une des solutions adoptées est l'alimentation par fente (figure 1.6). Le plan de masse de la structure se trouve entre deux substrats diélectriques différents. Le patch est déposé sur le substrat supérieur tandis qu'une ligne microruban se trouve sur le substrat inférieur. Une fente est appliquée aux deux substrats ainsi qu'au plan de masse permettant, ainsi, la transmission de l'énergie électromagnétique à l'élément rayonnant.

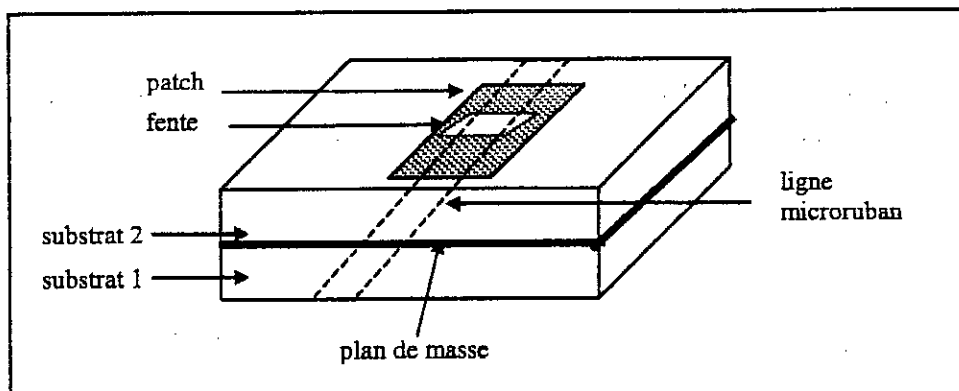


Figure 1.6: Alimentation par fente.

1.9 Méthodes d'analyse

Les méthodes d'analyse des antennes plaques microrubans peuvent être classées en trois catégories à savoir les modèles empiriques, semi-empiriques et les méthodes dites "*Full – wave analysis*".

1.9.1 Modèles empiriques

Les modèles empiriques sont basés sur des hypothèses simplificatrices concernant le mécanisme de rayonnement de l'antenne. Ces modèles sont fondés plutôt sur la mesure que sur la théorie. Ils deviennent imprécis au fur et à mesure que la fréquence augmente. La plupart des résultats deviennent inacceptables pour les fréquences supérieures à 30 GHz [8]. Parmi ces modèles, on peut citer la méthode de la ligne de transmission, et la méthode de la cavité.

Méthode de la ligne de transmission

Développé par Munson ([13]) pour des formes rectangulaires de l'élément rayonnant, cette méthode considère une ligne de transmission rayonnant par ses deux extrémités assimilées à deux fentes verticales placées en circuit ouvert entre les deux conducteurs (figure 1.7).

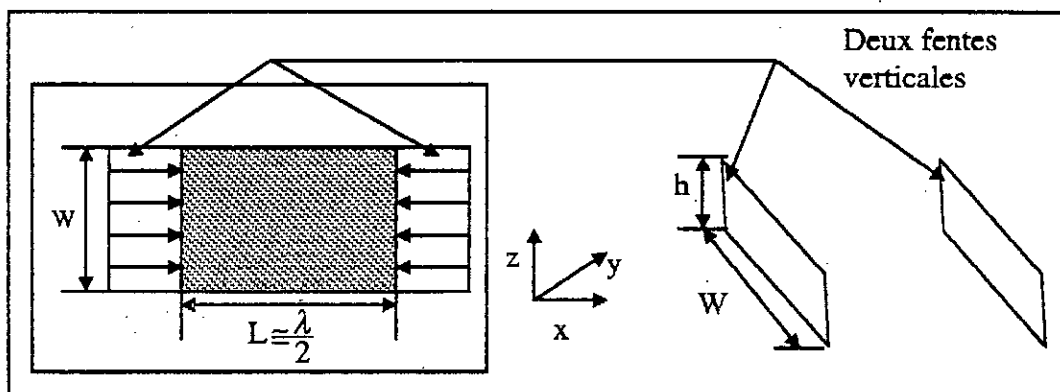


Figure 1.7: Modèle de la ligne de transmission.

Méthode de la cavité

Le modèle de la cavité ([14] et [15]) considère l'antenne microruban comme étant une cavité résonnante bornée par deux murs électriques parfaits (patch et plan de masse) et un mur magnétique parfait vertical entourant le patch (figure 1.8).

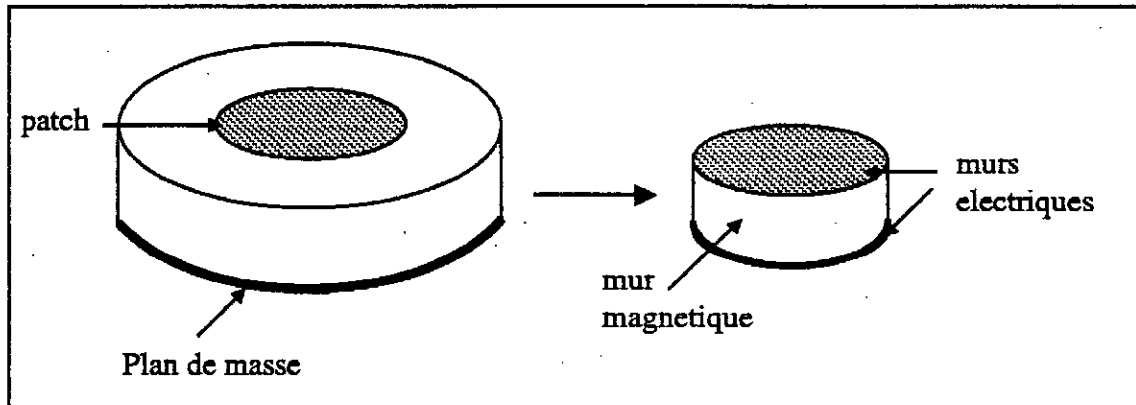


Figure 1.8: Modèle de la cavité.

1.9.2 Modèles semi-empiriques

Ce sont des méthodes hybrides, s'inspirant aussi bien des modèles empiriques que des méthodes "*Full-wave*". L'effet des ondes de surface peut être pris en considération par ces modèles. Dans ce qui suit, nous allons décrire brièvement quelques unes de ces méthodes.

Méthode variationnelle

Cette méthode fut formulée en 1979 par Uzunoglu et al ([16]) pour un dipôle imprimé, mais l'étude a pu être étendue pour d'autres géométries de patch. Elle comporte les étapes suivantes:

- calcul des fonctions de *Green* pour un dipôle Hertzien imprimé sur un plan de masse.
- utilisation d'une forme de courant appropriée pour écrire une expression variationnelle de l'impédance d'entrée de la structure.

Des formules fermées du champ lointain sont également calculées. Cette méthode est valide pour les substrats à faible épaisseur (ondes centimétriques). Elle devient moins précise

pour des substrats épais (ondes millimétriques), auquel cas elle n'assure des résultats fiables que pour les fréquences proches de la fréquence de résonance.

Méthode variationnelle généralisée

Proposée en 1984 par Suzuki et Chiba ([17]), cette méthode combine la méthode variationnelle avec l'approche modale pour l'analyse des antennes plaques microrubans de forme arbitraire. En considérant un substrat de faible épaisseur, la méthode est appliquée en supposant l'existence d'un mur magnétique parfait au bords de l'antenne. Ces hypothèses limitent son domaine d'application aux ondes centimétriques.

Méthode des courants surfaciques

Ce modèle a été utilisé pour les patches rectangulaires [18] et les antennes conformes [19]. Il exige la connaissance de la forme des courants surfaciques sur le patch. Il peut également être appliqué à des structures épaisses et pour n'importe quelle forme arbitraire du patch. Cette méthode nécessite le passage du domaine spatial au domaine spectral (transformée de *Fourier*) aussi bien pour les courants que pour les fonctions de *Green*.

Méthode de la transformée de *Hankel*

Cette méthode a été proposée par Araki et al [20]. La formulation est faite dans le domaine de la transformée de *Hankel* et concerne les patches de forme circulaire à proximité d'un autre patch circulaire concentrique jouant le rôle d'élément parasite ce qui permet l'élargissement de la bande passante de la structure. Cette méthode traite les structures épaisses et prend en compte les ondes de surface. Des résultats satisfaisants concernant le diagramme de rayonnement et le taux d'ondes stationnaires sont obtenus dans la bande S (2 à 4 *Ghz*). L'inconvénient de cette méthode est l'effort considérable de sa programmation.

Méthode des conditions aux limites généralisées

Elle a été proposée par Martinson [21] en 1988. Elle se base sur la segmentation des éléments rayonnants (y compris l'alimentation). Sur chaque segment sont définis un courant et une tension équivalents en supposant que l'onde qui se propage est *TEM*. Une équation

intégrale va relier les courants et les tensions équivalents aux bords du patch tenant compte des effets de bord. L'application de cette méthode est restreinte aux ondes centimétriques. Cela est dû au fait que le substrat considéré est mince.

1.9.3 Méthodes d'analyse complète (*Full - wave*)

Elles permettent une modélisation rigoureuse de la structure et tiennent compte des effets des ondes de surface et du couplage inter-éléments. Elles ne sont pas confrontées à des limitations de fréquence. Toutefois, leur mise en oeuvre exige des développements mathématiques lourds relevant beaucoup plus de l'analyse numérique que de l'électromagnétisme. Ceci rend parfois ardue l'interprétation des résultats obtenus. Dans ce qui suit, sont décrites quelques unes de ces méthodes.

Méthode des moments dans le domaine spatial

La méthode des moments a été introduite par Harrington [22] en 1968 et fut adaptée par Newman au domaine des antennes plaques microrubans. Etant une méthode "*Full - wave*", cette technique doit extraire l'équation intégrale du problème physique. Cette équation est ensuite résolue par la méthode des moments après avoir été transformée en une équation matricielle. Vu que cette méthode nécessite la détermination exacte des éléments de la matrice, le temps de calcul devient très élevé. C'est la raison pour laquelle le passage au domaine spectral devient nécessaire.

Méthode des moments dans le domaine spectral

Cette méthode se base sur la détermination de l'équation intégrale ainsi que les fonctions de *Green* dans le domaine spectral. Elle permet de tenir compte des ondes de surface ainsi que le couplage entre le patch alimenté et les éléments parasites éventuels. Le détail de cette méthode sera présenté dans le prochain chapitre.

1.10 Méthode utilisée

Nous avons opté, dans notre étude, pour la méthode de l'équation intégrale dans le domaine spectral pour les raisons suivantes:

- précision des calculs par rapport aux méthodes empiriques et semi-empiriques.
- facilité de construire l'algorithme de calcul par rapport aux méthode de l'équation intégrale dans le domaine spatial;
- possibilité de faire l'étude dans n'importe quelle gamme de fréquence ainsi que la possibilité de tenir compte des structures voisines de l'élément rayonnant permettant l'analyse des réseaux ou des antennes à éléments parasites (ce qui est le cas pour l'antenne *Yagi* en technologie microruban).

Chapitre 2

Formulation du problème

2.1 Introduction

Ce chapitre va être consacré à la formulation mathématique du problème à résoudre. Le détail de la méthode des moments est d'abord présenté. Nous enchaînons ensuite par l'écriture de l'équation intégrale modélisant les structures rayonnantes étudiées (patch isolé et antennes avec éléments parasites). Nous passons ensuite au choix des fonctions de base et de test juste avant la présentation du détail de l'intégration numérique.

Une fois les courants de surface déterminés, les caractéristiques radioélectriques aussi bien celles dépendant du champ proche (Impédance d'entrée, bande passante,...) que celles dépendant du champ lointain (diagramme de rayonnement, directivité) sont aisément formulées.

2.2 Méthode des moments

Cette méthode, appelée aussi méthode matricielle de résolution d'équations, transforme une équation fonctionnelle en un système d'équations pouvant être résolu par des méthodes numériques.

L'équation fonctionnelle à traiter est de la forme:

$$L(f) = g \quad (2.1)$$

- L : un opérateur linéaire.

CHAPITRE 2. FORMULATION DU PROBLÈME

- g : la fonction excitation (ou source).
- f : la fonction champ (ou réponse).

L'opérateur L se caractérise par son domaine de définition (ensemble des fonctions auxquelles il est appliqué), et sa portée (ensemble des fonctions résultantes).

L'application de la méthode des moments requiert également la définition d'un produit intérieur $\langle f, g \rangle$ possédant les propriétés suivantes:

- $\langle f, g \rangle = \langle g, f \rangle$.
- $\langle \alpha f + \beta g, h \rangle = \alpha \langle f, h \rangle + \beta \langle g, h \rangle$.
- $\langle f^*, f \rangle = \begin{cases} 0 & \text{si } f=0 \\ > 0 & \text{sinon} \end{cases}$

Pour appliquer cette méthode, il faut décomposer la fonction f en une série de fonctions (connues) dites fonctions de bases pondérées par des coefficients à déterminer. Cela se traduit par la relation ci-dessous:

$$f = \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n. \quad (2.2)$$

Les α_n sont les coefficients inconnus déterminés par la méthode des moments. Pour obtenir la fonction inconnue f d'une manière exacte, la sommation doit être infinie, ce qui est impossible en pratique. Pour cela, nous allons nous contenter d'une approximation satisfaisant le cas réel.

L'équation finale à résoudre est obtenue à partir des deux équations (2.1) et (2.2). En tenant compte de la linéarité de l'opérateur L ces deux équations donnent:

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n L(f_n) = g. \quad (2.3)$$

L'étape suivante est l'introduction des fonctions de test (dites aussi fonctions poids) notées w_n pour appliquer le produit intérieur aux deux termes de (2.3).

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n L(f_n) = g. \quad (2.3)$$

L'étape suivante est l'introduction des fonctions de test (dites aussi fonctions poids) notées w_n pour appliquer le produit intérieur aux deux termes de (2.3).

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle L(f_n), w_m \rangle = \langle g, w_m \rangle \quad m = 1, \dots, N. \quad (2.4)$$

Une écriture explicite de cette équation conduit au système matriciel suivant:

$$\begin{vmatrix} \langle w_1, L(f_1) \rangle & \dots & \langle w_1, L(f_N) \rangle \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \langle w_N, L(f_1) \rangle & \dots & \langle w_N, L(f_N) \rangle \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle w_1, g \rangle \\ \vdots \\ \langle w_n, g \rangle \end{vmatrix} \quad (2.5)$$

noté comme suit:

$$[L_{mn}][\alpha_n] = [g_m] \quad (2.6)$$

La résolution de ce système permet de déterminer l'approximation de la fonction f en terme des fonctions de base f_n pondérées par les coefficients α_n qui sont la solution de (2.6).

2.2.1 Fonctions de base et de test

Le choix des fonctions de base et de teste doit se faire de manière à ce que la combinaison obtenue des fonctions représente le mieux possible la forme réelle de la fonction f . La minimisation du temps de calcul est primordiale et constitue l'une des contraintes imposées par le cahier de charge. Deux type de fonctions de base sont généralement utilisés à savoir les fonctions sous-domaines et les fonctions domaine entier.

Fonctions subdomaine

Pour utiliser ce type de fonctions, il faut décomposer le domaine de définition de f en N segments dans chaque direction. Ce type de fonctions peut prendre plusieurs formes allant des fonctions impulsions et triangulaires jusqu'aux formes sinusoïdales et cosinus tronqué.

Dans le cas où l'on ne connaît pas, à priori, la forme de f , il serait préférable d'utiliser les fonctions impulsions mais le temps de calcul devient élevé (figure 2.1).

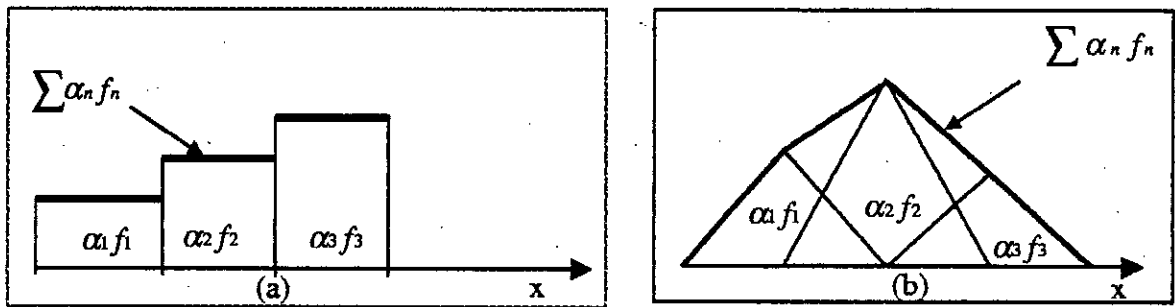


Figure 2.1: Fonctions de base en impulsions et triangulaires.

(a) impulsions.

(b) triangulaires.

Une deuxième possibilité est d'utiliser des fonctions triangulaires mais ce choix exige un temps de calcul plus important encore. Par contre, le choix des formes en sinus et en cosinus (figure 2.2) conduit à de bons résultats avec un temps de calcul raisonnable.

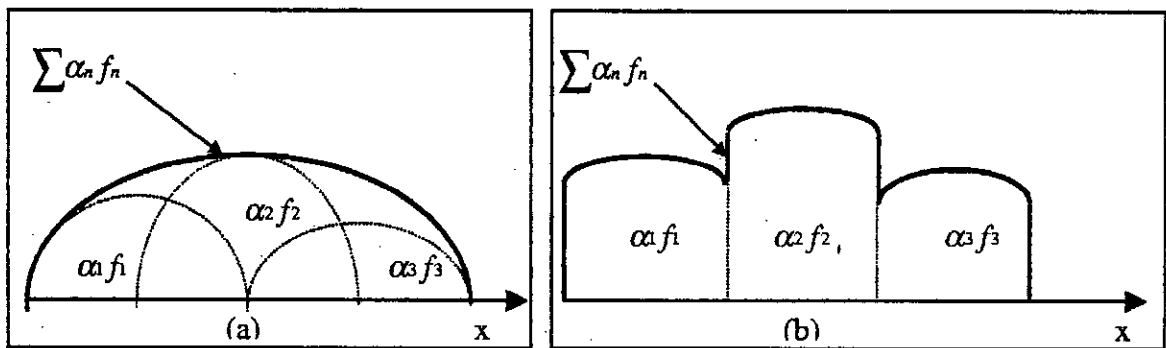


Figure 2.2: Fonctions de base en brins de sinusoïdes et cosinus tronqué.

(a) brins de sinusoïdes.

(b) cosinus tronqué.

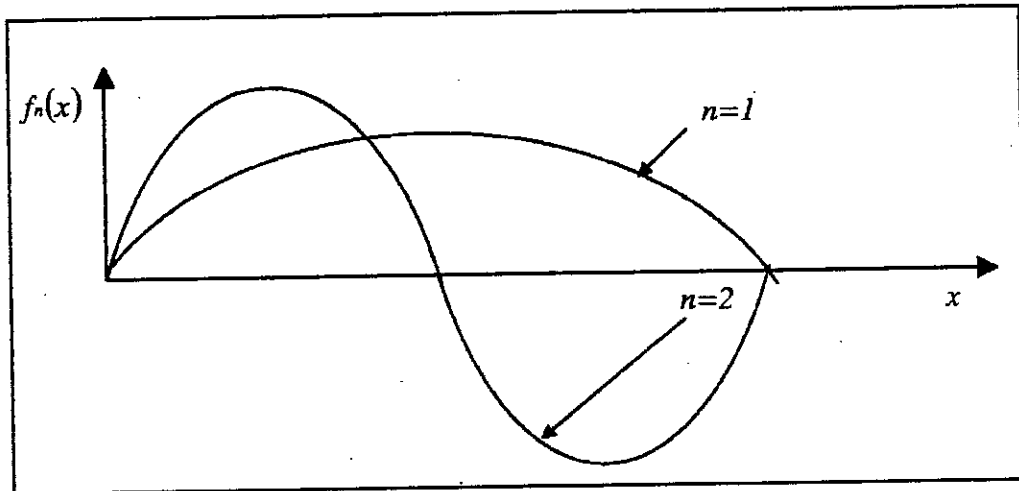


Figure 2.3: Fonctions de base sur domaine entier.

- la précision de l'approximation de la fonction f .
- le temps et la facilité de détermination des éléments L_{mn} .
- l'obtention d'une matrice $[L_{mn}]$ bien conditionnée.

Si les fonctions de test utilisées sont identiques aux fonctions de base la méthode est dite "méthode de Galerkin".

2.2.2 Quelques variantes de la méthode des moments

La méthode des moments existe en plusieurs variantes suivant le type de problème à résoudre.

Méthode du point segment

Cette méthode utilise des fonctions de *Dirac* comme fonctions de test [22].

Méthode des sous-intervalles

Elle consiste en la subdivision du domaine de f en N sous intervalles [22]. Sur chaque sous-intervalle n ($n = 1, \dots, N$), une fonction notée f_n représente la fonction f .

Méthode du point segment

Cette méthode utilise des fonctions de *Dirac* comme fonctions de test [22].

Méthode des sous-intervalles

Elle consiste en la subdivision du domaine de f en N sous intervalles [22]. Sur chaque sous-intervalle n ($n = 1, \dots, N$), une fonction notée f_n représente la fonction f .

Méthode de l'approximation

Cette méthode s'adapte très bien au calcul numérique lorsque l'opérateur L est du type différentiel. Il est alors approximé par des différences finies [22].

Méthode de l'opérateur étendu

On étend le domaine d'application de l'opérateur L afin de pouvoir utiliser un nombre suffisant de fonctions de base [22]. Il est important, par ailleurs, de vérifier que l'effet de l'opérateur n'est pas altéré sur le domaine d'origine.

2.3 Formulation de l'équation intégrale

Nous commençons d'abord par écrire et résoudre l'équation intégrale pour une structure d'un seul patch alimenté par une sonde coaxiale. Nous généraliserons, ensuite, la procédure pour une antenne en réseau d'éléments parasites selon une configuration type "antenne *Yagi*".

2.3.1 Cas d'un patch isolé

On considère l'antenne plaque microruban (APM) de la figure 2.4. Le patch est de longueur L et de largeur W . Le substrat diélectrique possède une constante diélectrique relative ϵ_r et un coefficient des pertes diélectriques $tg\delta$.

Le champ total électrique au voisinage de la structure est constitué

- d'un champ incident, dû à l'excitation par la sonde coaxiale.

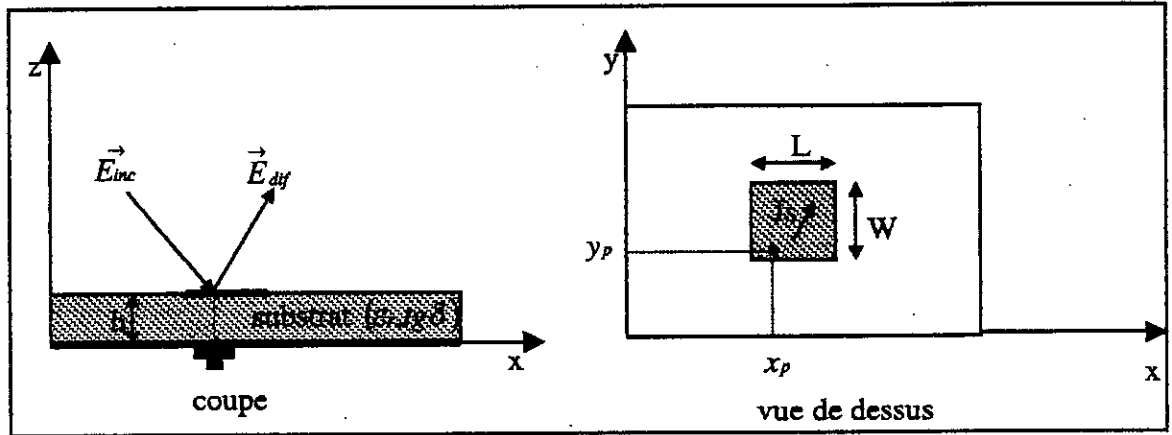


Figure 2.4: Patch isolé.

- d'un champ diffracté, dû aux courants surfaciques sur l'APM induits par le champ incident.

Ainsi, pour un point quelconque de l'espace, on peut écrire:

$$\vec{E}^{tot}(x, y, z) = \vec{E}^{inc}(x, y, z) + \vec{E}^{dif}(x, y, z) \quad (2.7)$$

Si nous considérons que le conducteur est parfait, le champ électrique tangentiel (plan xy) au niveau de l'élément rayonnant est nul, ce qui se traduit par:

$$\begin{cases} E_x^{tot}(x, y, h) = (E_x^{inc}(x, y, h) + E_x^{dif}(x, y, h)) = 0 \\ E_y^{tot}(x, y, h) = (E_y^{inc}(x, y, h) + E_y^{dif}(x, y, h)) = 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Afin de rendre les calculs plus simples, nous allons transposer le système (2.8) dans le domaine spectral en utilisant les transformées de *Fourier* définies comme suit:

$$\tilde{F}(k_x, k_y, h) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, h) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.9)$$

$$F(x, y, h) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(k_x, k_y, h) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.10)$$

L'équation (2.9) permet d'écrire (2.8) sous la forme:

$$\begin{cases} \tilde{E}_x^{\text{tot}}(k_x, k_y, h) = (\tilde{E}_x^{\text{inc}}(k_x, k_y, h) + \tilde{E}_x^{\text{dif}}(k_x, k_y, h)) = 0 \\ \tilde{E}_y^{\text{tot}}(k_x, k_y, h) = (\tilde{E}_y^{\text{inc}}(k_x, k_y, h) + \tilde{E}_y^{\text{dif}}(k_x, k_y, h)) = 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

L'introduction du produit intérieur de deux fonctions F et G défini par:

$$\langle \tilde{F}(k_x, k_y, z), \tilde{G}(k_x, k_y, z) \rangle = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(k_x, k_y, z) \tilde{G}^*(k_x, k_y, z) dk_x dk_y \quad (2.12)$$

et celle d'un courant de test $\tilde{J}_t(k_x, k_y, h)$ sur l'élément rayonnant permet d'écrire:

$$\begin{cases} \langle \tilde{E}_x^{\text{inc}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{tx}(k_x, k_y, h) \rangle = - \langle \tilde{E}_x^{\text{dif}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{tx}(k_x, k_y, h) \rangle \\ \langle \tilde{E}_y^{\text{inc}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{ty}(k_x, k_y, h) \rangle = - \langle \tilde{E}_y^{\text{dif}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{ty}(k_x, k_y, h) \rangle \end{cases} \quad (2.13)$$

Compte tenu de (2.12), (2.13) s'écrit comme suit:

$$\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_x^{\text{dif}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{tx}^*(k_x, k_y, h) dk_x dk_y = - \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_x^{\text{inc}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{tx}^*(k_x, k_y, h) dk_x dk_y \quad (2.14)$$

$$\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_y^{\text{dif}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{ty}^*(k_x, k_y, h) dk_x dk_y = - \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_y^{\text{inc}}(k_x, k_y, h), \tilde{J}_{ty}^*(k_x, k_y, h) dk_x dk_y \quad (2.15)$$

Les deux équations (2.14) et (2.15) représentent l'équation intégrale à résoudre pour obtenir la forme des courants sur le patch. Il serait intéressant de réécrire ces équations en

de l'espace [23]. Le champ est alors le résultat du produit de convolution du courant et de la fonction de *Green* (Annexe A) dans le domaine spatial [24].

Dans le domaine spectral, le produit de convolution devient un produit simple donnant le champ en terme de fonctions de *Green* et des courants (d'excitation et de surface), ce qui se traduit par:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{xz} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} & \tilde{G}_{yz} \\ \tilde{G}_{zx} & \tilde{G}_{zy} & \tilde{G}_{zz} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \\ \tilde{J}_z \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Le champs E^{inc} est le champ dû à la sonde coaxiale (alimentation) et \tilde{E}^{dif} est le champ diffracté produit par les courants sur le patch. Le système précédent peut alors s'écrire comme suit:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x^{inc} \\ \tilde{E}_y^{inc} \\ \tilde{E}_z^{inc} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{xz} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} & \tilde{G}_{yz} \\ \tilde{G}_{zx} & \tilde{G}_{zy} & \tilde{G}_{zz} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{J}_z \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x^{dif} \\ \tilde{E}_y^{dif} \\ \tilde{E}_z^{dif} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{xz} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} & \tilde{G}_{yz} \\ \tilde{G}_{zx} & \tilde{G}_{zy} & \tilde{G}_{zz} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

En substituant ces deux systèmes dans (2.14) et (2.15) on obtient:

$$\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y \quad (2.20)$$

$$\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y \quad (2.20)$$

Les inconnues de ces deux équations sont \tilde{J}_x et \tilde{J}_y . Dans (2.19) et (2.20), le terme (k_x, k_y, h) est sous entendu pour des raisons d'encombrement des formules.

2.3.3 Application de la méthode des moments

Pour appliquer la méthode des moments, nous allons décomposer le courant \tilde{J}_x (respectivement \tilde{J}_y) en N_x (respectivement N_y) courants de base:

$$\tilde{J}_x = \sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \tilde{J}_{xn} \quad (2.21)$$

$$\tilde{J}_y = \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \tilde{J}_{yn} \quad (2.22)$$

Les équations (2.19) et (2.20) deviennent alors:

$$\frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_{xn} \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_{yn} \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{tx}^* dk_x dk_y \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_{xn} \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_{yn} \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{ty}^* dk_x dk_y \quad (2.24)$$

CHAPITRE 2. FORMULATION DU PROBLÈME

Nous avons donc à résoudre deux équations à $N_x + N_y$ inconnues. Il faut avoir autant d'équations que d'inconnues, nous prenons donc $N_x + N_y$ fonctions test. La méthode utilisée est celle de *Galerkin* et les deux équations précédentes deviennent:

$$\frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_{xn} \tilde{J}_{xm}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_{yn} \tilde{J}_{xm}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{xm}^* dk_x dk_y \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_{xn} \tilde{J}_{yl}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_{yn} \tilde{J}_{yl}^* dk_x dk_y = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{yl}^* dk_x dk_y \quad (2.26)$$

avec $m = 1 \dots N_x$ et $l = 1 \dots N_y$.

En posant:

$$Z_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{pq} \tilde{J}_{qn} \tilde{J}_{pm}^* dk_x dk_y \quad (2.27)$$

$$V_{pm} = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{pz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{pm}^* dk_x dk_y \quad (2.28)$$

Les deux équations (2.25), (2.26) s'écrivent alors sous la forme matricielle suivante:

$$\left\| \begin{array}{c} Z_{mn}^{xx} \\ m = 1, N_x \\ n = 1, N_x \\ Z_{mn}^{yx} \\ m = 1, N_y \\ n = 1, N_x \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} Z_{mn}^{xy} \\ m = 1, N_x \\ n = 1, N_y \\ Z_{mn}^{yy} \\ m = 1, N_y \\ n = 1, N_y \end{array} \right\| * \left\| \begin{array}{c} \alpha_{xn} \\ n = 1, N_x \\ \alpha_{yn} \\ n = 1, N_y \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} V_{xm} \\ n = 1, N_x \\ V_{ym} \\ n = 1, N_y \end{array} \right\| \quad (2.29)$$

C'est ce dernier système qui doit être résolu afin d'obtenir les $N_x + N_y$ inconnues permettant de déterminer les courants de surface et d'en déduire les caractéristiques radioélectriques de l'antenne.

2.3.4 Structure d'antenne avec éléments parasites

Considérons une structure rayonnante constituée d'un élément pilote (patch excité), et d'un certain nombre de patches parasites. La figure 2.5 illustre le cas d'une antenne avec deux éléments parasites.

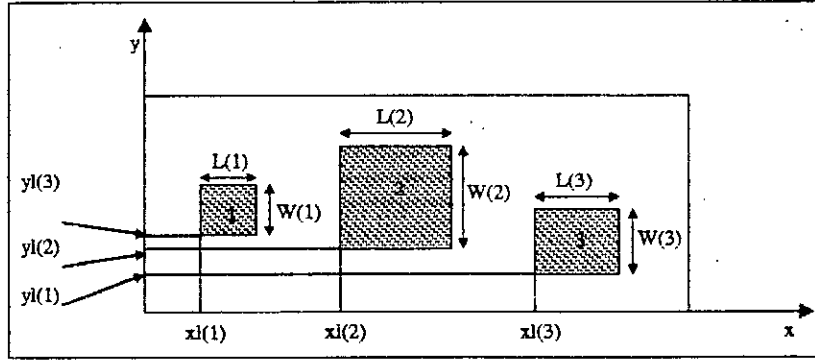


Figure 2.5: Une antenne microruban avec éléments parasites.

Le champ total d'une telle structure s'écrit :

$$\vec{E}^{tot}(x, y, z) = \vec{E}^{inc}(x, y, z) + \vec{E}_1^{dif}(x, y, z) + \vec{E}_2^{dif}(x, y, z) + \vec{E}_3^{dif}(x, y, z) \quad (2.30)$$

Au niveau de chaque élément nous avons:

$$\begin{cases} E_x^{tot}(x, y, h) = E_x^{inc}(x, y, h) + E_{1x}^{dif}(x, y, h) + E_{2x}^{dif}(x, y, h) + E_{3x}^{dif}(x, y, h) = 0 \\ E_y^{tot}(x, y, h) = E_y^{inc}(x, y, h) + E_{1y}^{dif}(x, y, h) + E_{2y}^{dif}(x, y, h) + E_{3y}^{dif}(x, y, h) = 0 \end{cases} \quad (2.31)$$

En utilisant la même procédure que pour le patch simple et en posant

- \tilde{J}_p^i :TF du courant sur l'élément i dans la direction p ($p = x$ ou y).
- \tilde{J}_{pn}^i :TF du n^{ieme} courant sur l'élément i dans la direction p ($p = x$ ou y).

avec

$$\tilde{J}_x^i = \sum_{n=1}^{N_x^i} \alpha_{xn}^i \tilde{J}_{xn}^i \quad \text{et} \quad \tilde{J}_y^i = \sum_{n=1}^{N_y^i} \alpha_{yn}^i \tilde{J}_{yn}^i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.32)$$

Le système à résoudre devient alors:

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{4\pi^2} \sum_{i=1}^3 \left(\sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn}^i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_{xn}^i \tilde{J}_{xm}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn}^i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_{yn}^i \tilde{J}_{xm}^* dk_x dk_y \right) = \\ & - \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{xm}^* dk_x dk_y \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{4\pi^2} \sum_{i=1}^3 \left(\sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn}^i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_{xn}^i \tilde{J}_{yl}^* dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn}^i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_{yn}^i \tilde{J}_{yl}^* dk_x dk_y \right) = \\ & - \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{yl}^* dk_x dk_y \end{aligned} \quad (2.34)$$

ayant $n = 1 \dots N_x^1 + N_x^2 + N_x^3$ et $l = 1 \dots N_y^1 + N_y^2 + N_y^3$, les courants de test sont indexés comme suit:

$$\tilde{J}_{pm} = \begin{cases} \tilde{J}_{pm}^1 & 1 \leq m \leq N_p^1 \\ \tilde{J}_{pm-N_p^1}^2 & N_p^1 + 1 \leq m \leq N_p^1 + N_p^2 \\ \tilde{J}_{pm-N_p^1-N_p^2}^3 & N_p^1 + N_p^2 + 1 \leq m \leq N_p^1 + N_p^2 + N_p^3 \end{cases} \quad (2.35)$$

En posant:

$$Z_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{pq} \tilde{J}_{qn} \tilde{J}_{pm}^* dk_x dk_y \quad (2.36)$$

$$V_{pm}^i = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{pz} \tilde{J}_z \tilde{J}_{pm}^* dk_x dk_y \quad (2.37)$$

On obtient, ainsi, un système matriciel analogue à celui de la structure d'un patch isolé.

Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xy}	Z_{mn}^{xy}	Z_{mn}^{xy}	a_{xn}^1	V_{xm}^1
$m = 1, N_x^1$	$m = 1, N_x^1$	$m = 1, N_x^1$	$m = 1, N_y^1$	$m = 1, N_x^1$	$m = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^1$
$n = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^3$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^3$	a_{xn}^2	V_{xm}^2
Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xy}	Z_{mn}^{xy}	Z_{mn}^{xy}	a_{xn}^3	V_{xm}^3
$m = 1, N_x^2$	$m = 1, N_x^2$	$m = 1, N_x^2$	$m = 1, N_y^2$	$m = 1, N_x^2$	$m = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^2$
$n = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^3$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^3$	a_{xn}^3	V_{xm}^3
Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xx}	Z_{mn}^{xy}	Z_{mn}^{xy}	Z_{mn}^{xy}	a_{xn}^3	V_{xm}^3
$m = 1, N_x^3$	$m = 1, N_x^3$	$m = 1, N_x^3$	$m = 1, N_y^3$	$m = 1, N_x^3$	$m = 1, N_x^3$	$n = 1, N_x^3$	$n = 1, N_x^3$
$n = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^3$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^3$	a_{yn}^1	V_{ym}^1
Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yy}	Z_{mn}^{yy}	Z_{mn}^{yy}	a_{yn}^1	V_{ym}^1
$m = 1, N_y^1$	$m = 1, N_y^1$	$m = 1, N_y^1$	$m = 1, N_y^1$	$m = 1, N_y^1$	$m = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^1$
$n = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^3$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^3$	a_{yn}^2	V_{ym}^2
Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yy}	Z_{mn}^{yy}	Z_{mn}^{yy}	a_{yn}^2	V_{ym}^2
$m = 1, N_y^2$	$m = 1, N_y^2$	$m = 1, N_y^2$	$m = 1, N_y^2$	$m = 1, N_y^2$	$m = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^2$
$n = 1, N_x^1$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^3$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^3$	a_{yn}^3	V_{ym}^3
Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yx}	Z_{mn}^{yy}	Z_{mn}^{yy}	Z_{mn}^{yy}	a_{yn}^3	V_{ym}^3
$m = 1, N_y^3$	$m = 1, N_y^3$	$m = 1, N_y^3$	$m = 1, N_y^3$	$m = 1, N_y^3$	$m = 1, N_y^3$	$n = 1, N_y^3$	$n = 1, N_y^3$
$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_x^2$	$n = 1, N_y^1$	$n = 1, N_y^2$	$n = 1, N_y^3$		

2.4 Fonctions de base et de test

Parmi toutes les formes de fonctions exposées précédemment, la forme impulsionnelle ne convient pas car, aux bords des conducteurs, le courant doit être nul. Par contre, les fonctions (PWS) sont toutes indiquées car, d'une part, on fait une bonne économie en temps de calcul (contrainte imposée) et, d'une autre part, elles ne nécessitent pas la connaissance de la forme des courants sur les patches.

2.5 Intégration numérique

Les expressions (2.27), (2.28), (2.36) et (2.37) sont des doubles intégrales de fonctions qui oscillent très rapidement. Le chemin d'intégration contient également les pôles des fonctions de Green à savoir les "zeros" des termes T_e et T_m (voir annexe). Ces singularités indiquent la présence d'ondes de surface [25]. T_e et T_m sont des fonctions de $\beta^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Pour faciliter l'intégration nous effectuons le changement de variable suivant:

$$\begin{cases} k_x = \beta \cos \alpha \\ k_y = \beta \sin \alpha \end{cases} \quad (2.31)$$

De ce fait, les termes à évaluer s'écrivent de la manière suivante:

CHAPITRE 2. FORMULATION DU PROBLÈME

A cause des variations rapides des intégrants, l'évaluation des intégrales (2.32) et (2.33) devient difficile au voisinage de la partie réelle des pôles. C'est la raison pour laquelle, dans l'intervalle $[k_0, \sqrt{\epsilon_r} k_0]$, le chemin d'intégration est décomposé comme suit:

$$\int_{k_0}^{\sqrt{\epsilon_r} k_0} \text{integrant} = \int_{k_0}^{\beta_0 - \delta} \text{integrant} + \int_{\beta_0 - \delta}^{\beta_0 + \delta} \text{integrant} + \int_{\beta_0 + \delta}^{\sqrt{\epsilon_r} k_0} \text{integrant} \quad (2.34)$$

γ étant le pôle complexe,

$$\beta_0 = \text{Re}(\gamma),$$

$$\delta = 10^{-3} k_0.$$

Gardiol [26] a formulé une expression approchée de β_0 sous la forme:

$$\beta_0 = k_0 \left(1 + (k_0 h)^2 \frac{(\epsilon_r - 1)^2}{2\epsilon_r^2} \right) \quad (2.35)$$

et que nous avons utilisée dans le calcul de (2.34).

L'intégration sur l'intervalle $[\sqrt{\epsilon_r} k_0, \infty]$ peut être tronquée à $150k_0$ [27] où la convergence est assurée.

Ainsi, l'intégration numérique se fait sur trois intervalles:

- $\beta \in [0, k_0]$, où l'intégration ne pose aucun problème.
- $\beta \in [k_0, \sqrt{\epsilon_r} k_0]$, où l'intégration est décomposée conformément à l'équation (2.34).
- $\beta \in [\sqrt{\epsilon_r} k_0, 150k_0]$, c'est ce domaine qui consomme la plus grande partie du temps de calcul.

l'évaluation de toutes ces intégrales est obtenue à l'aide de la méthode numérique d'intégration de *Romberg* [28], [29]. Cette méthode est efficace lorsqu'on a affaire à des intégrants qui oscillent rapidement.

2.6 Caractéristiques radioélectriques de l'antenne

Nous remarquons que le modèle utilisé relève beaucoup plus de l'analyse numérique que de l'électromagnétisme. Ce n'est qu'après avoir déterminé les coefficients α_n , et donc les courants de surface sur les patches, qu'on revient à la théorie des antennes pour obtenir les caractéristiques de rayonnement des structures étudiées.

2.6.1 Impédance d'entrée

L'expression de l'impédance d'entrée est [27]:

$$Z_{in} = - \frac{\int \int \int_v \vec{E}^{dif}(x, y, z) \vec{J}_a(x, y, z) dv}{|I_{in}|^2} \quad (2.36)$$

- \vec{J}_a est la densité de courant au niveau de la sonde coaxiale (A/m^2).
- \vec{E}^{dif} est le champ dû aux courants surfaciques du patch obtenus par la méthode de l'équation intégrale.
- $|I_{in}|$ est le module du courant d'entrée de la sonde.

Le théorème de réciprocité [27] permet d'écrire Z_{in} sous la forme:

$$Z_{in} = - \frac{\int \int_{patch} \vec{E}^{inc}(x, y, z) \vec{J}(x, y, z) ds}{|I_{in}|^2} \quad (2.37)$$

- \vec{J} est la densité de courant au niveau du patch (A/m).
- \vec{E}^{inc} est le champ dû au courant d'alimentation.

En utilisant les formules (2.21) et (2.22), l'expression précédente prend la forme explicite suivante:

- \vec{J} est la densité de courant au niveau du patch (A/m).
- \vec{E}^{inc} est le champ dû au courant d'alimentation.

En utilisant les formules (2.21) et (2.22), l'expression précédente prend la forme explicite suivante:

$$Z_{in} = - \frac{\sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \int \int_{patch} \vec{E}_x^{inc} J_{xn} dx dy + \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \int \int_{patch} \vec{E}_y^{inc} J_{yn} dx dy}{|I_{in}|^2} \quad (2.38)$$

L'utilisation de l'identité de *Parseval* permet de reformuler (2.38) comme suit:

$$Z_{in} = - \frac{\sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_x^{inc} \vec{J}_{xn}^* dk_x dk_y + \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_y^{inc} \vec{J}_{yn}^* dk_x dk_y}{4\pi^2 |I_{in}|^2} \quad (2.39)$$

Compte tenu de (2.27) et (2.28) la formule précédente devient:

$$Z_{in} = - \sum_{n=1}^{N_x} \alpha_{xn} V_{xn} - \sum_{n=1}^{N_y} \alpha_{yn} V_{yn} \quad (2.40)$$

2.6.2 Champ rayonné

Le principe d'équivalence en volume permet d'exprimer les champs rayonnés (zone de *Fraunhofer*) en fonction des champs sur le patch sous la forme [30]:

$$\vec{E}(r, \phi, \theta) = j \frac{k_0 e^{-jkr}}{2\pi r} [\hat{a}_\theta (\vec{E}_x \cos \phi + \vec{E}_y \sin \phi) + \hat{a}_\phi (\cos \theta (-\vec{E}_x \sin \phi + \vec{E}_y \cos \phi))] \quad (2.41)$$

$$k_x = k_0 \sin \theta \cos \phi.$$

$$k_y = k_0 \sin \theta \sin \phi.$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

k_0 et λ sont respectivement le nombre et la longueur d'onde en espace libre.

(r, θ, ϕ) sont les coordonnées sphériques du point d'observation.

$\hat{a}_\theta, \hat{a}_\phi$: sont les vecteurs unitaires, dans le plan transverse, en coordonnées sphériques.

2.6.3 Composante copolaire et composante contrapolaire

Pour évaluer la pureté de polarisation de l'antenne, nous allons exprimer le champ rayonné en terme de composante copolaire et de composante contrapolaire. Pour une antenne polarisée selon (Ox) , ces composantes s'écrivent [31] comme suit:

$$\begin{cases} E_{co} = E_\theta \cos\phi - E_\phi \sin\phi \\ E_{cross} = E_\theta \sin\phi + E_\phi \cos\phi \end{cases} \quad (2.42)$$

Dans les plans verticaux $\phi = 0$ (xz) et $\phi = \pi/2$ (yz), les valeurs de ces composantes se réduisent à:

$$\begin{cases} E_{co} = \begin{cases} E_\theta & \phi = 0 \\ -E_\phi & \phi = \pi/2 \end{cases} \\ E_{cross} = \begin{cases} E_\phi & \phi = 0 \\ E_\theta & \phi = \pi/2 \end{cases} \end{cases} \quad (2.43)$$

2.6.4 Directivité

La directivité maximale d'une antenne quelconque est donnée par [32]:

$$D_0 = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (2.44)$$

avec

$$\Omega_A = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} F_n(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.45)$$

et

$$F_n(\theta, \phi) = \frac{|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2}{[|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2]_{\max}} \quad (2.46)$$

$F_n(\theta, \phi)$ est l'intensité de rayonnement normalisée, obtenue à partir de l'expression (2.41) du champ rayonné.

L'évaluation de l'intégrale (2.46) est obtenue numériquement comme suit:

$$\Omega_A = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M F_n(\theta_i, \phi_j) \sin\theta_i \Delta\theta \Delta\phi \quad (2.47)$$

N et M sont respectivement les nombres de découpages dans les intervalles $[0, \pi]$ et $[0, 2\pi]$.

Les points discrets θ_i et ϕ_j s'écrivent:

$$\theta_i = i\left(\frac{\pi}{N}\right) \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (2.48)$$

$$\phi_j = j\left(\frac{2\pi}{M}\right) \quad j = 1, 2, 3, \dots, M \quad (2.49)$$

et

$$\Delta\theta = \frac{\pi}{N} \quad \Delta\phi = \frac{2\pi}{M} \quad (2.50)$$

2.6.5 Bande passante de l'antenne

La bande passante (exprimée en %) de l'antenne est définie comme suit:

$$B = 200 \frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1} \quad (2.51)$$

où l'on a f_1 et f_2 les deux fréquences pour lesquelles le lieu du coefficient de réflexion coupe le cercle correspondant à un T.O.S (taux d'ondes stationnaires) généralement pris égal à 2.

Chapitre 3

Résultats et interprétations

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux résultats obtenus et à leurs interprétation. Dans la mesure du possible, ces résultats sont confrontés à des mesures.

3.2 Influence du nombre de fonctions de base

Avant de présenter les résultats obtenus pour chaque structure étudiée, nous avons jugé intéressant d'analyser l'effet du nombre de fonctions de base utilisées sur les caractéristiques radioélectriques d'un patch isolé. La structure étudiée est représentée dans la figure A.32.

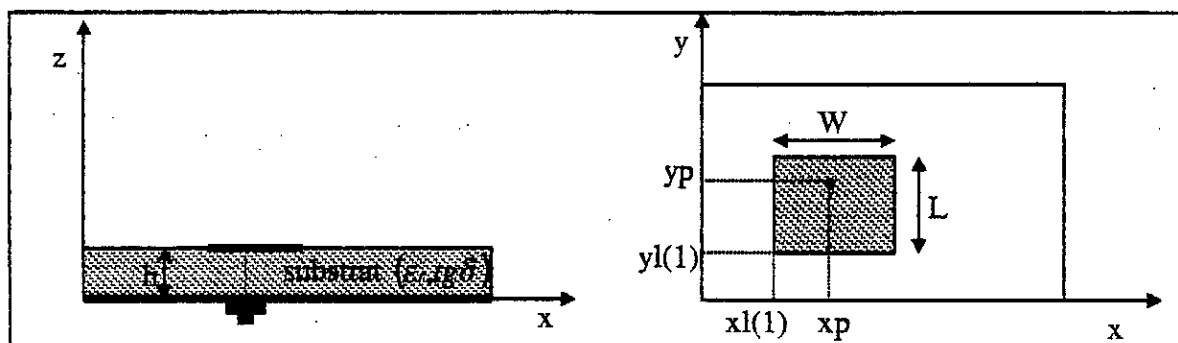


Figure 3.1: Un patch isolé.

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 5.33 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

Le tableau (3.1) illustre l'influence du nombre de fonctions de base, selon les directions (Ox) et (Oy), sur l'impédance d'entrée.

N° d'essai	N_x	N_y	$Z_{in}(\Omega)$
1	1	0	$54.7 + 14.4j$
2	0	1	$2.5 \cdot 10^{-2} - 0.6j$ (Non significatif)
3	2	0	$55.7 + 12.9j$
4	0	2	$2.2 \cdot 10^{-2} + 4.7j$ (Non significatif)
5	1	1	$52.8 + 15.7j$
6	2	2	$55.3 + 17.6j$
7	6	0	$49.3 + 8.1j$
8	0	6	$1.3 \cdot 10^{-2} + 9.1j$ (Non significatif)
Mesures [33]	-	-	$50 + 8j$

Tableau 3.1: Influence du nombre de fonctions de base sur l'impédance d'entrée.

Comparés aux mesures de Fan et al [33], nous constatons que les fonctions de base selon la direction (Ox) sont prépondérantes quant à la précision des résultats. Cette précision s'améliore au fur et à mesure que le nombre des fonctions augmente.

Les fonctions de base dans la direction (Oy), même en nombre appréciable, n'améliorent guère la distribution des courants et par conséquent, les caractéristiques de l'antenne dépendant du champ proche.

Par contre, l'introduction de fonctions de base dans la direction (Oy) a une incidence directe sur le niveau du champ croisé (figures 3.2 à 3.5). Le niveau de ce champ s'approche de plus en plus de la réalité au fur et à mesure que le nombre de ces fonctions augmente.

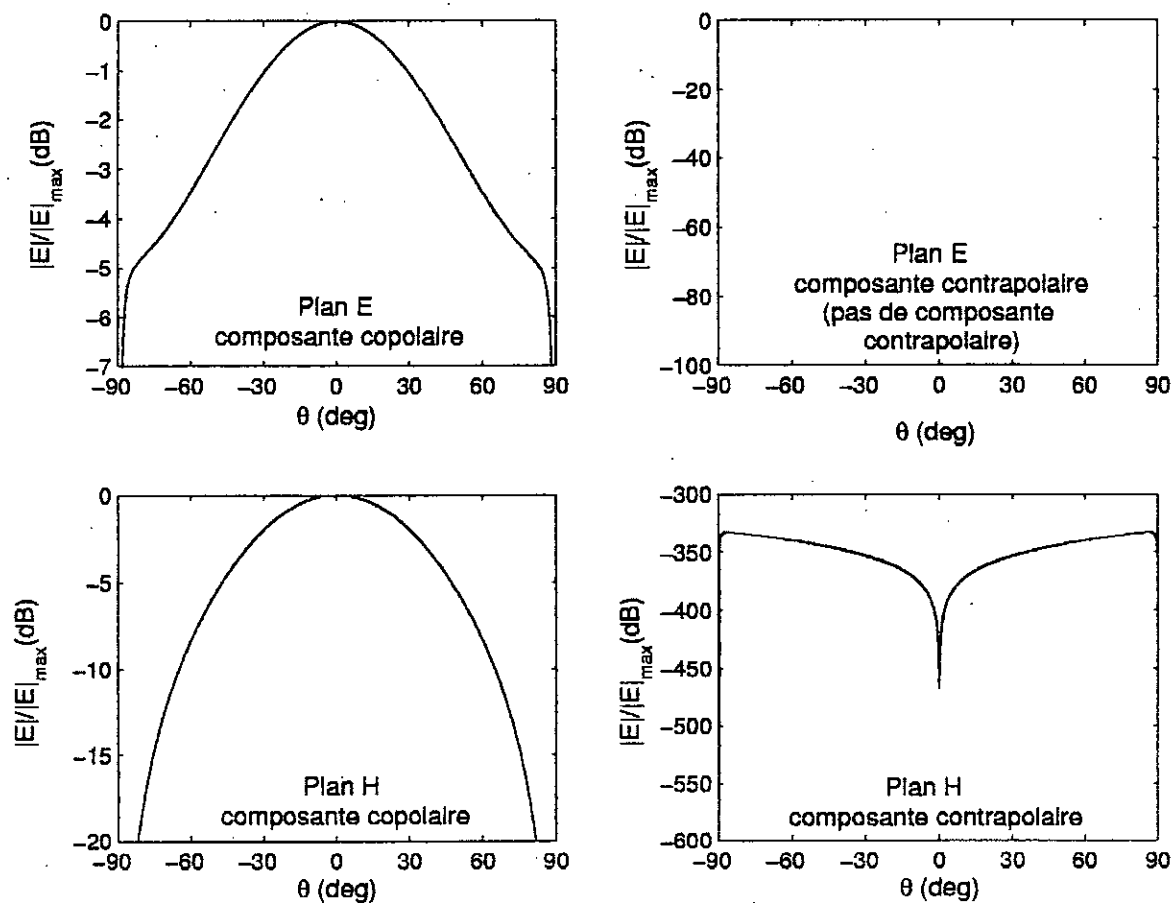


Figure 3.2: Champ rayonné pour une seule fonction de base.

$$(N_x = 1, N_y = 0,)$$

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 5.33 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$.

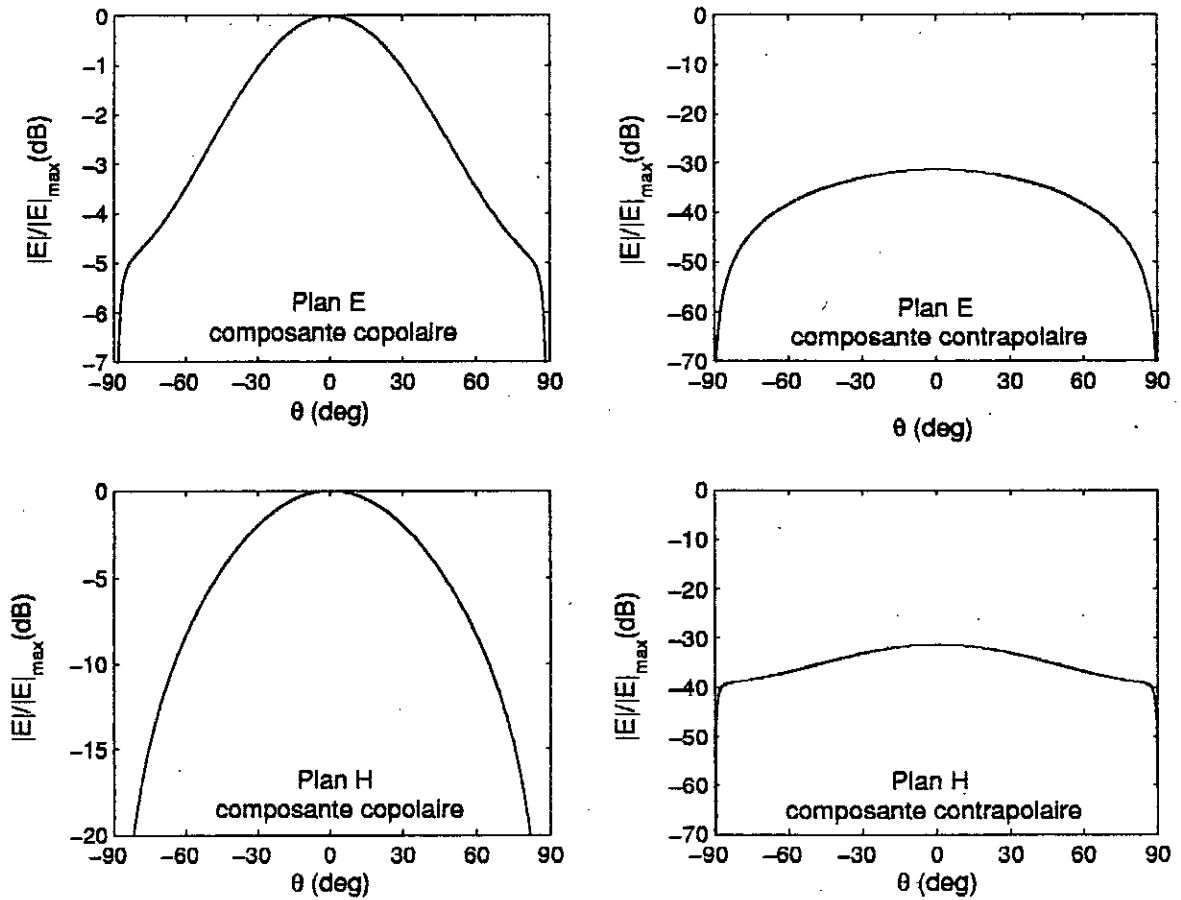


Figure 3.3: Champ rayonné pour une fonction de base dans chaque direction.

$$(N_x = 1, N_y = 1)$$

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 5.33 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$.

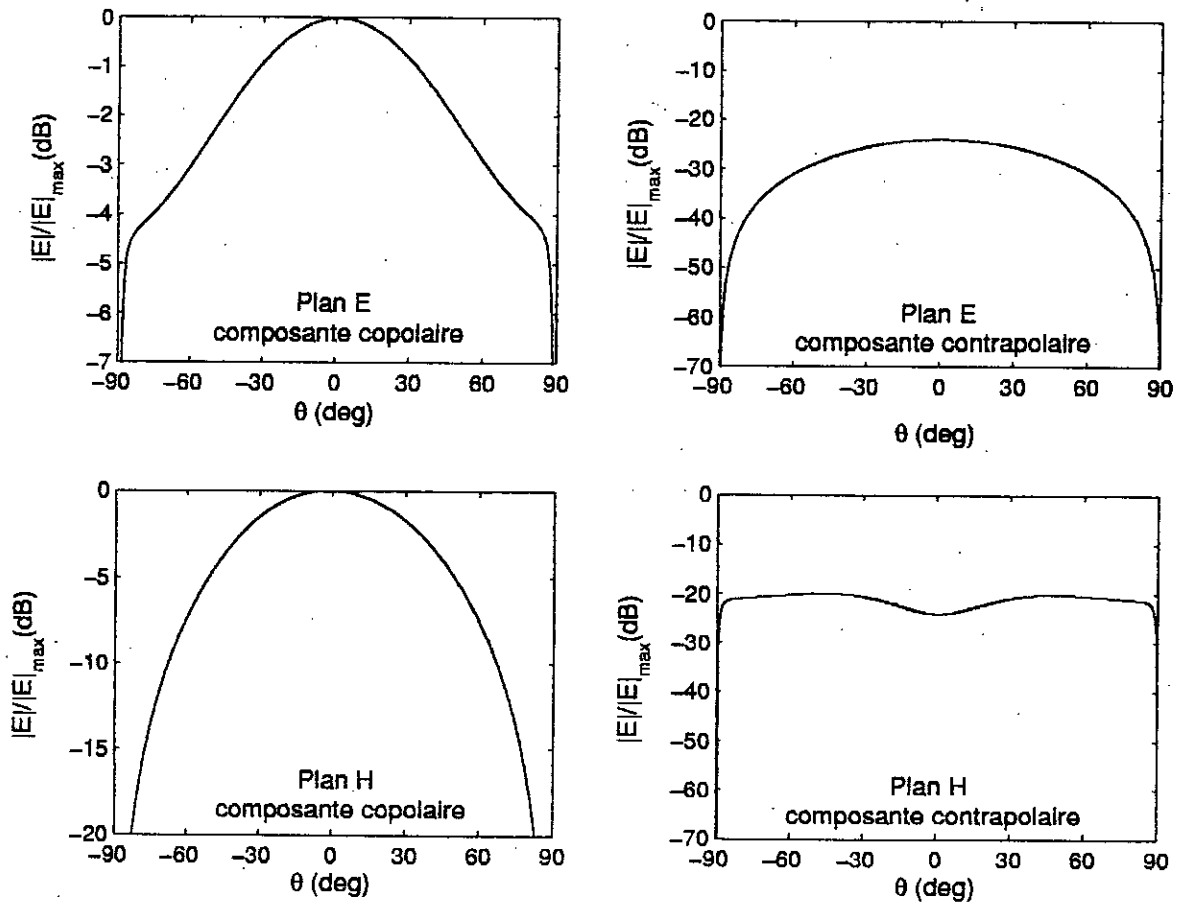


Figure 3.4: Champ rayonné pour deux fonctions de base dans chaque direction.

$$(N_x = 2, N_y = 2)$$

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 5.33 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$.

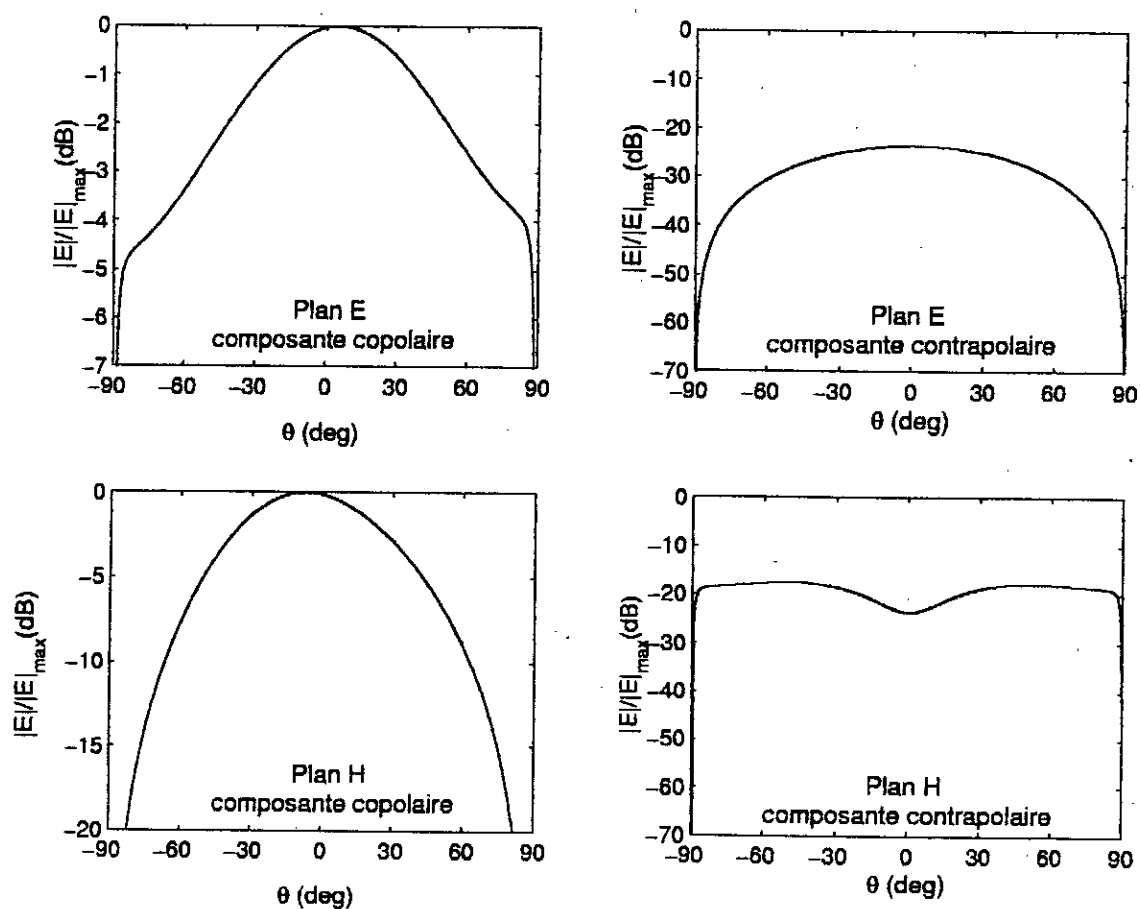


Figure 3.5: Champ rayonné pour six fonctions de base dans chaque direction.

$$(N_x = 6, N_y = 6)$$

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 5.33 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$.

3.3 Cas du patch isolé

La structure étudiée est représentée par la figure 3.6.

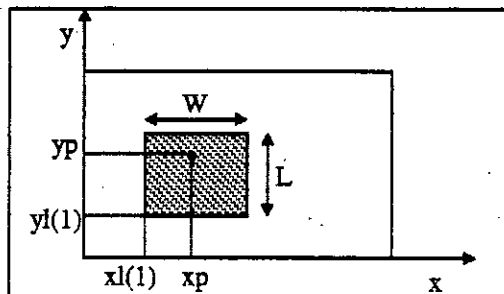


Figure 3.6: Un patch isolé.

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 6.86 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$.

L'objet de ce paragraphe est d'analyser les résultats obtenus (distribution des courants, impédance d'entrée et diagramme de rayonnement), de les comparer à des mesures et de les interpréter.

3.3.1 Forme des courants sur le patch

Les figures 3.7 et 3.8 illustrent l'évolution des composantes de la densité de courants, sur la surface du patch, le long de la longueur et de la largeur de la structure.

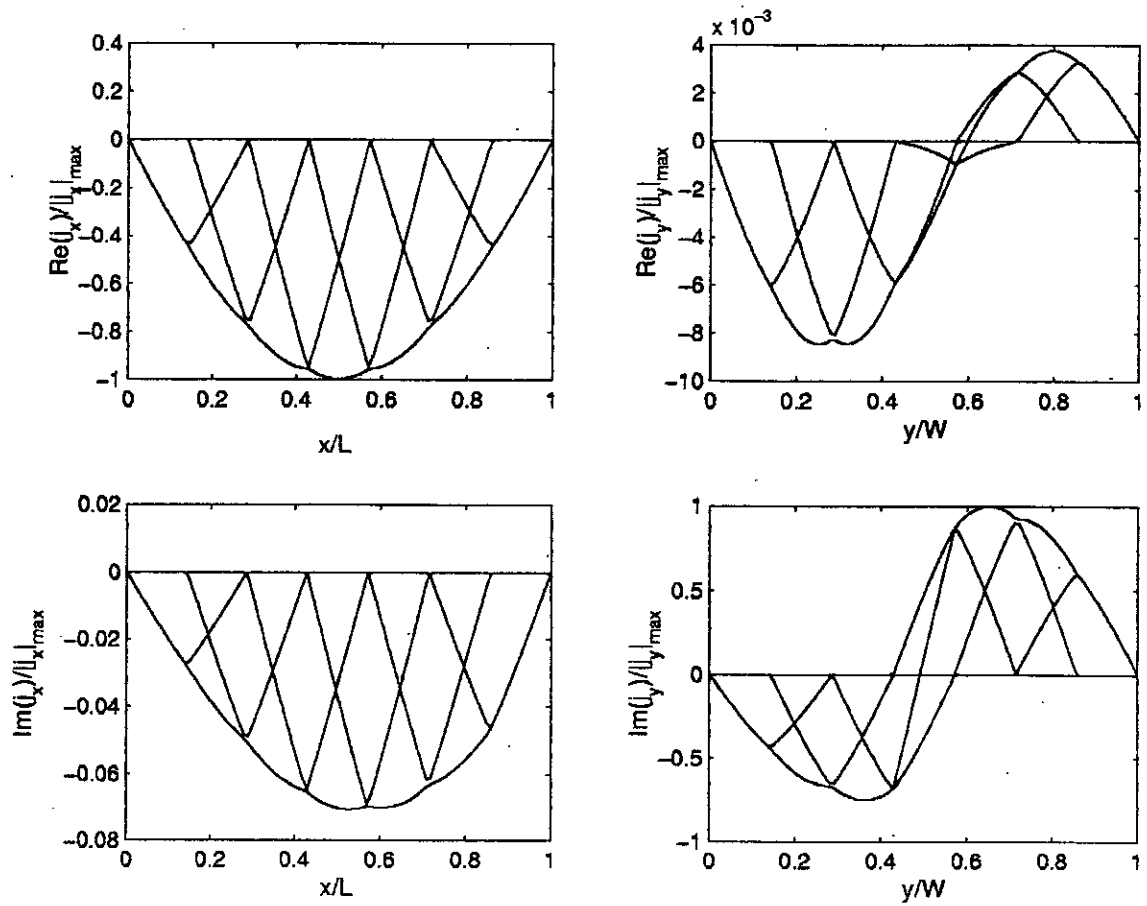


Figure 3.7: Courants sur le patch (parties réelles et imaginaires).

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 6.86 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$, $N_x = 6$, $N_y = 6$.

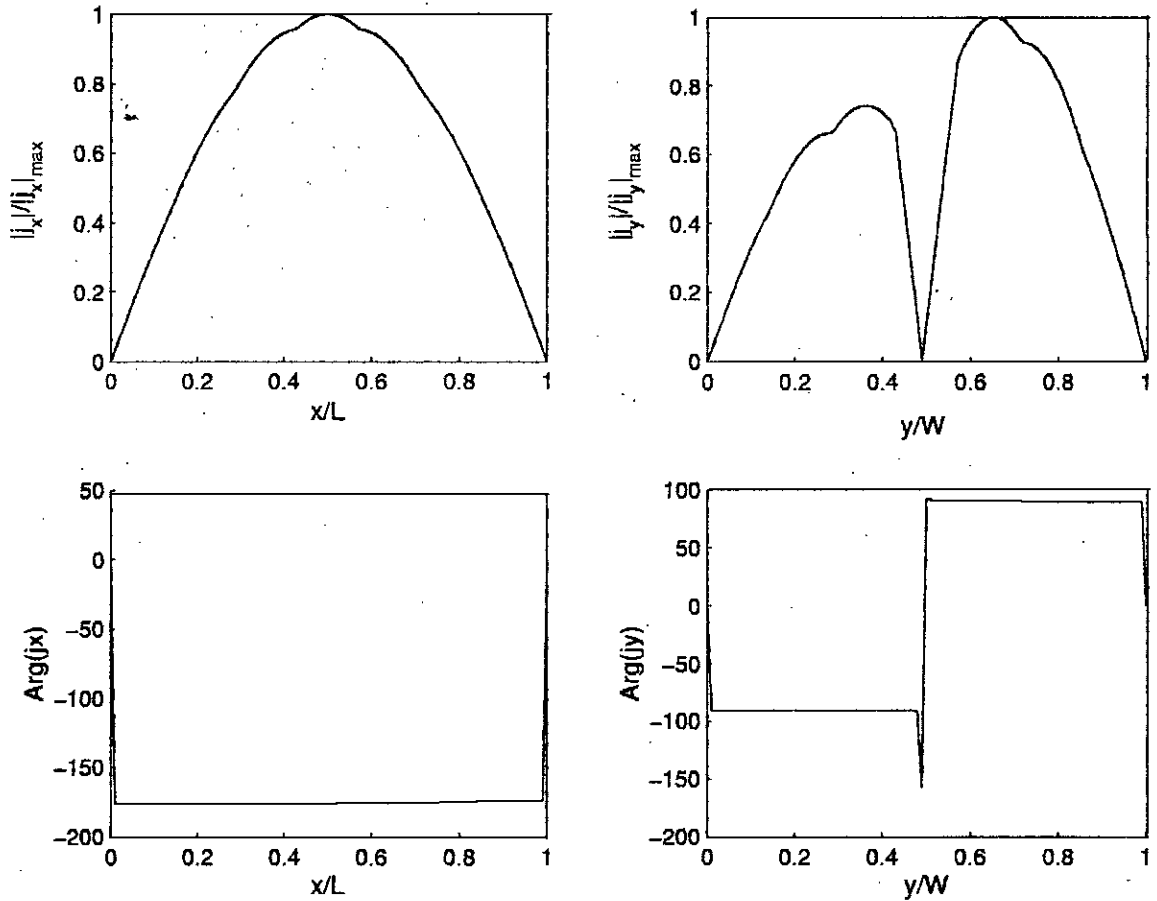


Figure 3.8: Courants sur le patch (modules et arguments).

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 6.86 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$, $N_x = 6$, $N_y = 6$.

Nous constatons que le module de la composante J_x est maximum au milieu de la structure et nul aux bords (circuit ouvert). Il présente l'allure de la distribution de courant d'une antenne demionde en régime d'ondes stationnaires. Sa phase est pratiquement constante. Le module de la composante J_y est nul aux extrémités (impédance infinie) et au voisinage du milieu de la structure, le passage par zéro correspond à un changement de signe et par conséquent un saut de phase de l'ordre de 180° .

3.3.2 Impédance d'entrée

La figure 3.9 illustre les variations de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence. Les résultats de notre simulation sont en très bon accord avec les mesures de Richards [34],

ce qui montre que le modèle utilisé est à la fois rigoureux est précis.

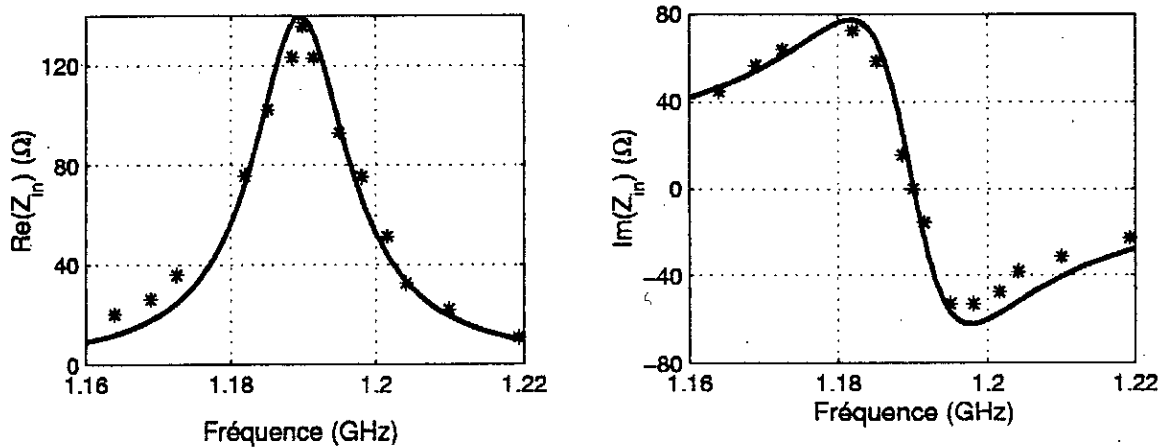


Figure 3.9: Impédance d'entrée.

— Théorie. ** Mesures [34].

$L = 7.62$ cm, $W = 11.43$ cm, $x_p = 6.86$ cm, $y_p = 6.1$ cm, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59$ mm, $N_x = 2$, $N_y = 2$.

3.3.3 Champ rayonné

La figure (3.10) présente les composantes copolaires et contrapolaires du champ rayonné par l'antenne dans les plans E et H . Nos résultats sont confrontés au modèle et aux mesures de Richards [34].

Les composantes copolaires du champ rayonné calculé sont en bon accord avec les mesures particulièrement au niveau de la direction du rayonnement maximum (axe Oz). Dès qu'on commence à s'éloigner de cette région, des écarts apparaissent entre la théorie et la mesure. Ces écarts sont dus principalement au champ diffracté au niveau des bords de la structure (effet du plan de masse fini).

Nous pouvons constater également que la niveau des composantes contrapolaires est au dessous de -20 dB, aussi bien dans la plan E que dans le plan H , ce qui montre que la structure possède une bonne pureté de polarisation.

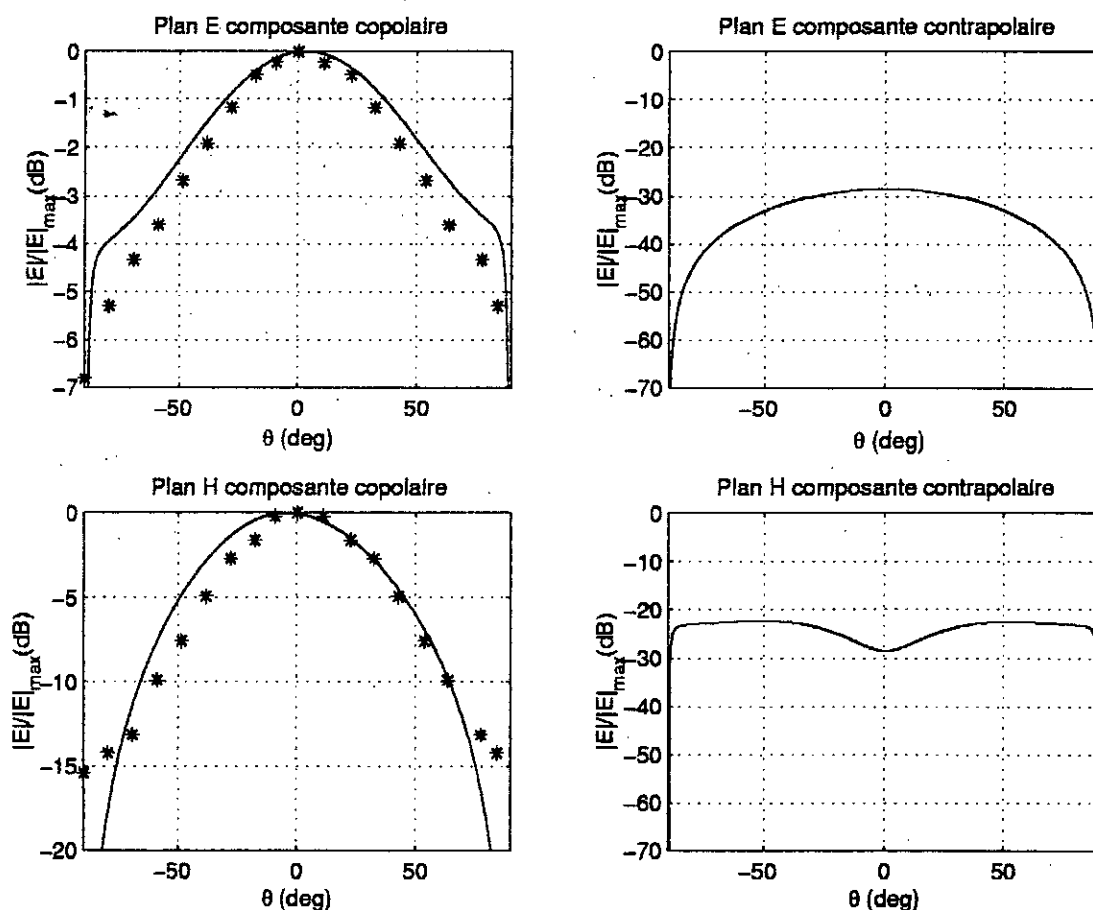


Figure 3.10: Champ rayonné.

— Théorie. ** Mesures [34].

$L = 7.62 \text{ cm}$, $W = 11.43 \text{ cm}$, $x_p = 6.86 \text{ cm}$, $y_p = 6.1 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.64$, $tg\delta = 3.10^{-3}$, $h = 1.59 \text{ mm}$, $N_x = 6$, $N_y = 6$.

Nous allons voir par la suite les résultats théoriques liés au pilote de la structure *Yagi*, objectif de notre étude.

La figure 3.11 représente les variations des modules et des arguments des courants sur le patch.

Les allures obtenues sont analogues à celles de la structure étudiée précédemment. En effet, les courants selon (Ox) sont symétriques par rapport au milieu de la structure avec une légère perturbation de la phase au niveau du point d'excitation. Les courants selon (Oy) , par contre, sont antisymétriques de part et d'autre de l'axe (Ox) .

Le diagramme de rayonnement (figure 3.12) est analogue à celui de la figure 3.10. La composante contrapolaire dans le plan E est pratiquement insignifiante. Dans le plan H ,

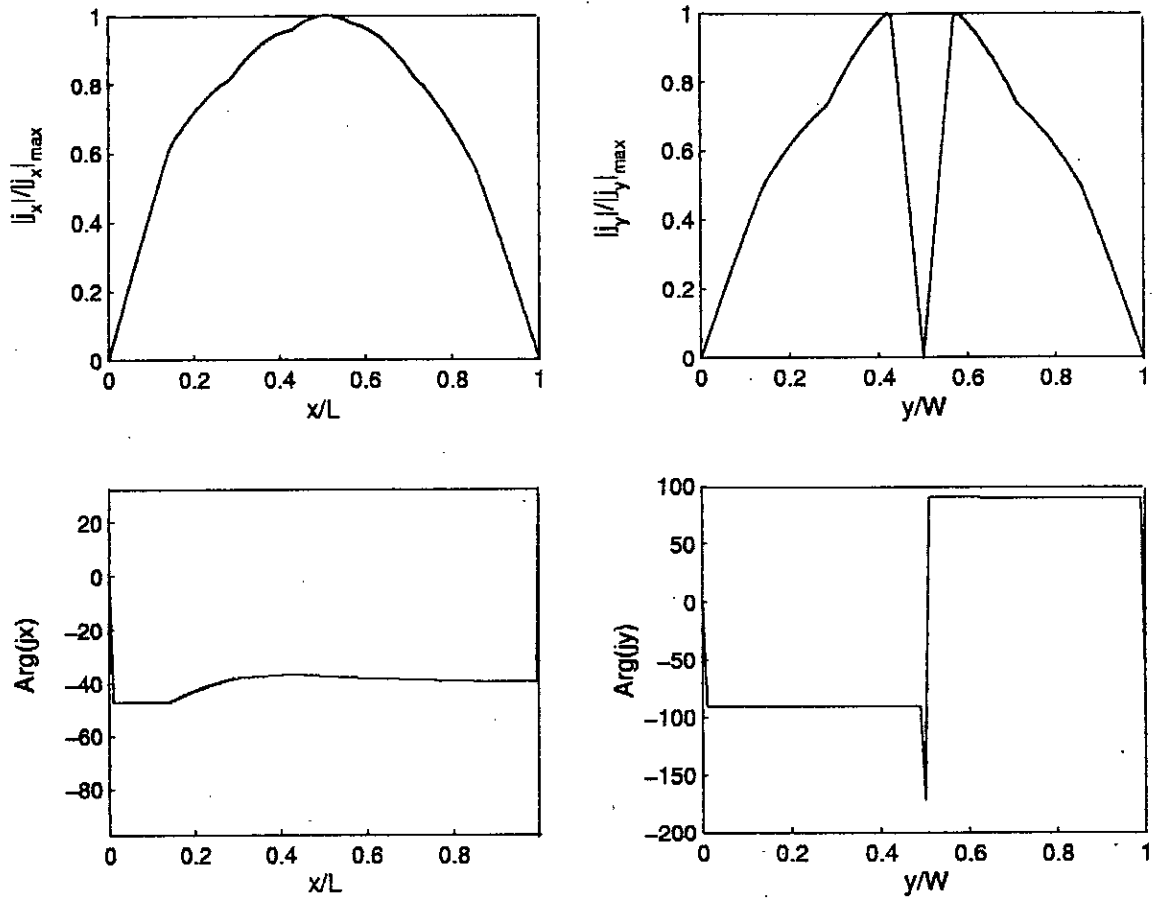


Figure 3.11: Courants sur le patch (modules et arguments)

$L = 5.588 \text{ cm}$, $W = 5.588 \text{ cm}$, $xl(1) = yl(1) = -2.794 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$,
 $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = 6$, $N_y = 6$).

cette composante est également faible (inférieure à -20 dB). Cette pureté de polarisation est obtenue à l'aide d'une excitation sur l'axe du pilote. La directivité de cette structure est de 1.18 dB ce qui est vraiment faible.

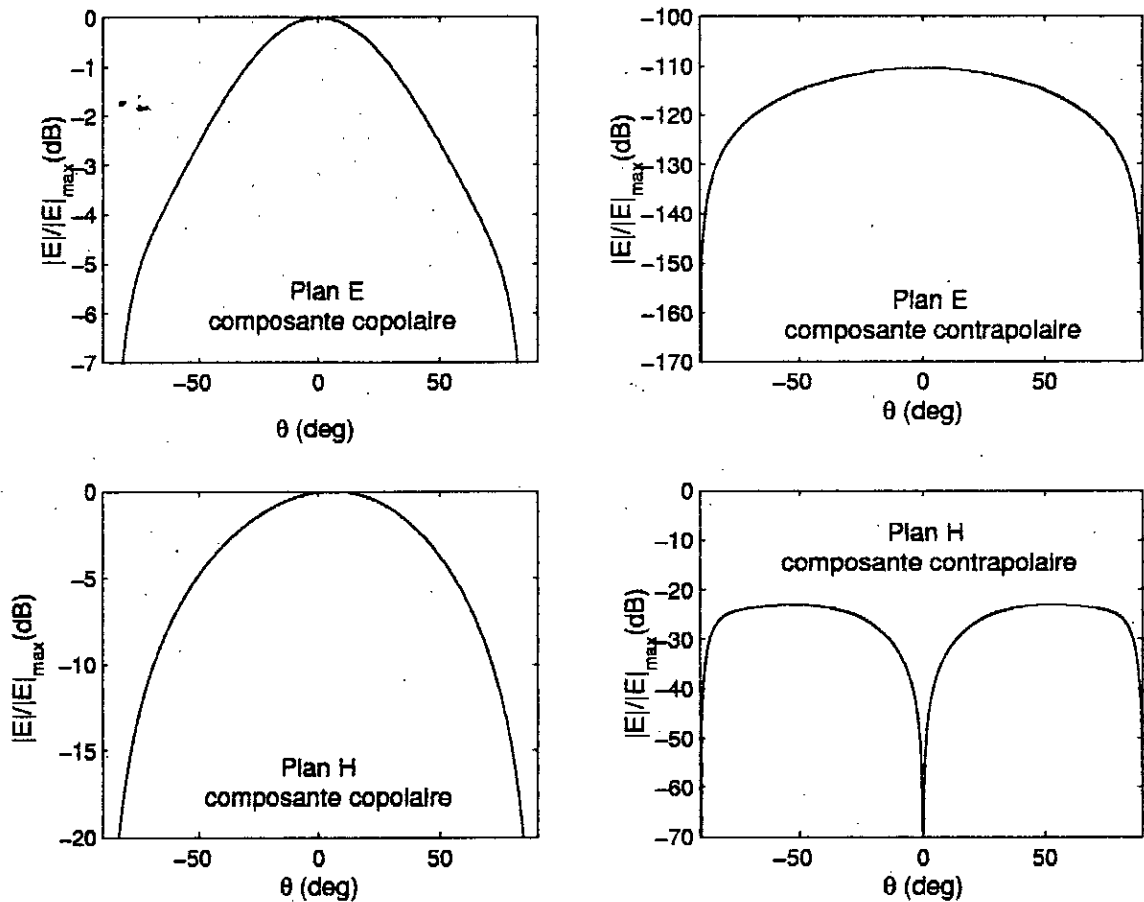


Figure 3.12: Champ rayonné à $f = 1.6 \text{ GHz}$.

$L = W = 5.588 \text{ cm}$, $xl(1) = yl(1) = -2.794 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$,
 $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = 4$, $N_y = 4$.

La figure 3.13 montre l'impédance d'entrée du patch pilote. Nos résultats sont en bon accord avec les mesures de Huang et al [35]. La bande passante de cette structure est de 3.66 %.

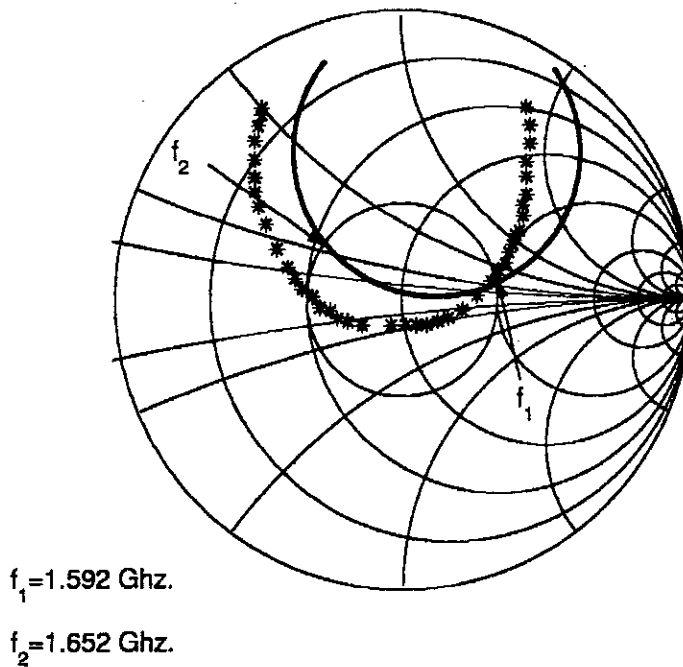


Figure 3.13: Lieu du coefficient de réflexion sur l'abaque de Smith ($Z_{nor} = 50 \Omega$).

_ Théorie. ** Mesures [35].

3.4 Antenne avec un élément parasite

La structure étudiée est constituée du pilote étudié précédemment à côté duquel est déposé un élément parasite appelé "directeur" (figure 3.14).

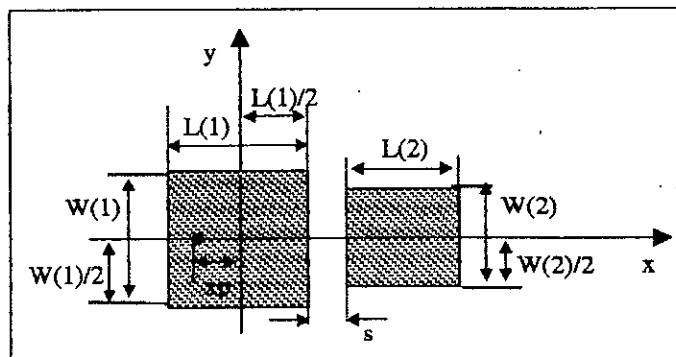


Figure 3.14: Antenne avec un élément parasite.

$L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

Dans ce qui suit, nous allons analyser les caractéristiques de cette structure et les comparer à celles du pilote seul.

3.4.1 Forme des courants

Nous avons utilisé quatre fonctions de base dans chaque direction et sur chaque patch pour tracer les courants de surface (figure 3.15).

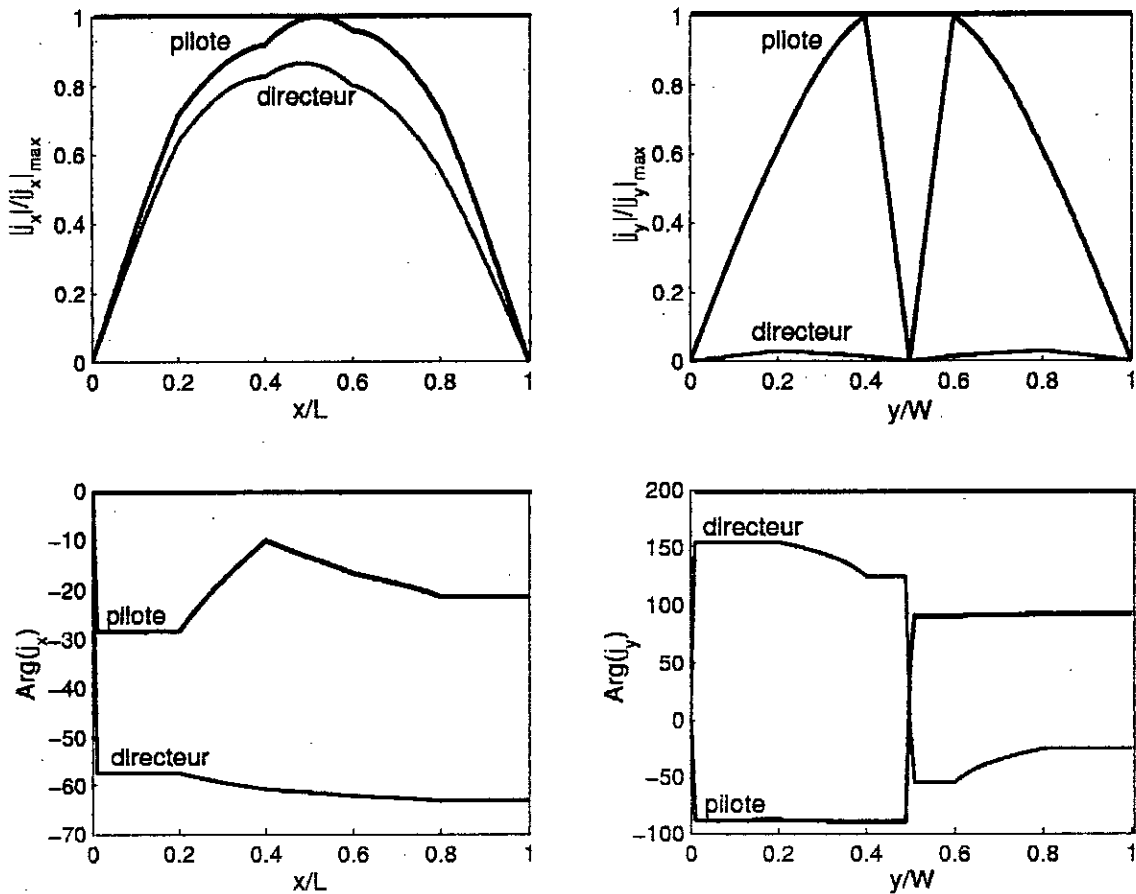


Figure 3.15: Courants de surface sur les deux patches (modules et arguments).

$L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $\text{tg}\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

Les allures des densités de courant obtenues sont analogues à celles du pilote seul. En effet, les courants J_x ont une forme analogue à celle du courant sur une antenne filaire demi-onde en régime d'ondes stationnaires, tandis que J_y a des sens opposés de part et d'autre de l'axe (Ox). Il faut noter, par contre, que la discontinuité du courant J_y est moins

accentuée sur le directeur car l'énergie est transmise à cet élément par couplage électromagnétique.

3.4.2 Impédance d'entrée

La figure (3.16) illustre les variations de l'impédance d'entrée et du T.O.S de la structure étudiée comparés à ceux du pilote seul.

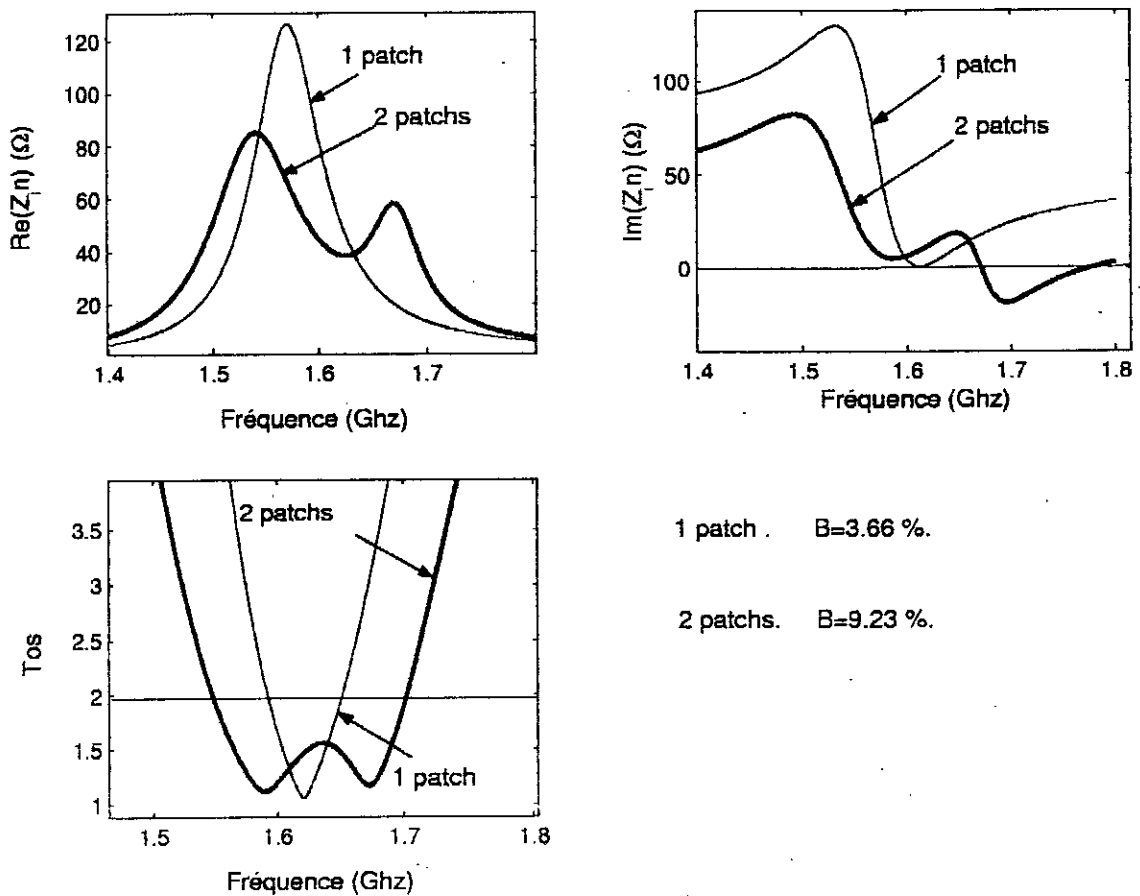


Figure 3.16: Impédances d'entrée et T.O.S.

$L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 3$.

Les deux pics observés sur le tracé de la partie réelle de l'impédance d'entrée correspondent aux deux fréquences de résonance, du pilote, et du directeur. Le tracé du T.O.S permet de déduire l'élargissement de la bande passante de cette antenne par rapport au pilote tout seul. En effet, nous avons obtenu une bande passante de 9.23 % pour l'antenne avec le

directeur tandis que celle du pilote n'est que de 3.66 %. La contribution du directeur à l'élargissement de la bande passante est appréciable.

3.4.3 Champ rayonné

Le diagramme de rayonnement de la figure 3.14 est tracé pour quatre fréquences différentes de la bande passante à savoir 1.57 Ghz, 1.6 Ghz, 1.63 Ghz et 1.66 Ghz (figure 3.17).

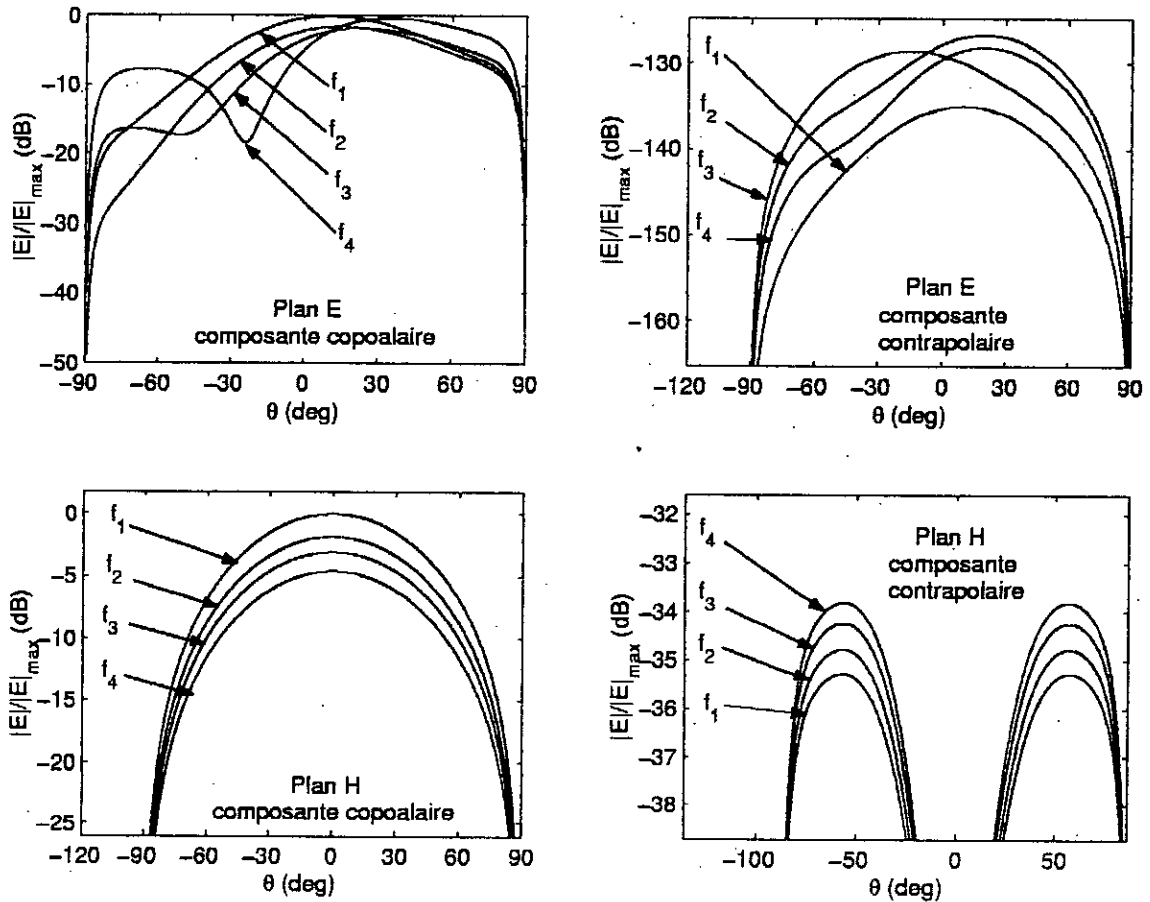


Figure 3.17: Champ rayonné ($f_1 = 1.57 \text{ Ghz}, f_2 = 1.6 \text{ Ghz}, f_3 = 1.63 \text{ Ghz}, f_4 = 1.66 \text{ Ghz}$).
 $L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}, L(2) = W(2) = 5.334 \text{ cm}, x_p = -1.27 \text{ cm}, y_p = 0 \text{ cm}, s = 0.23 \text{ cm}, \epsilon_r = 2.5, tg\delta = 10^{-3}, h = 6.35 \text{ mm}, N_x = N_y = 4$.

Nous constatons que le champ copolaire dans le plan E présente une variation en fonction de la fréquence. En effet, nous observons que le niveau de cette composante s'affaiblit au fur et à mesure que la fréquence augmente et le maximum de rayonnement tend à s'écartier de la direction transverse ($\theta = 0$).

Dans le plan H , le changement de fréquence n'influe que sur le niveau du champ rayonné. Il en est de même pour les composantes contrapolaires qui sont négligeables dans le plan E (niveau inférieur à -120 dB) et gardent un niveau faible dans le plan H (moins de 30 dB).

L'influence de la fréquence sur la directivité et la direction de rayonnement maximum de la structure étudiée est illustrée par le tableau (3.2).

Fréquence (Ghz)	1.57	1.6	1.63	1.66	1.69
θE_{max} (PlanE)	10°	15°	23°	34°	40.5°
θE_{max} (PlanH)	0°	0°	0°	0°	0°
D_{max} (dB)	6.38	6.46	6.40	6.56	6.92

Tableau 3.2: Effet de la fréquence sur le diagramme de rayonnement.

3.5 Antenne avec deux éléments parasites

La figure 3.18 représente une antenne associée à deux éléments parasites, appelés "directeurs".

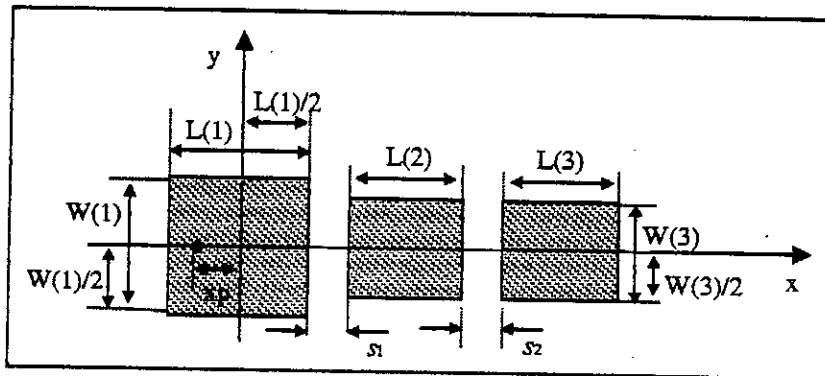


Figure 3.18: Antenne avec deux éléments parasites.

$L(1) = W(1) = 5.588$ cm, $L(2) = W(2) = L(3) = W(3) = 5.334$ cm, $x_p = -1.27$ cm, $y_p = 0$ cm, $s_1 = s_2 = 0.23$ cm, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35$ mm.

3.5.1 Forme des courants

La figures (3.5.1) illustre les variations du module et de l'argument des densités de courants sur chaque patch de la structure étudiée.

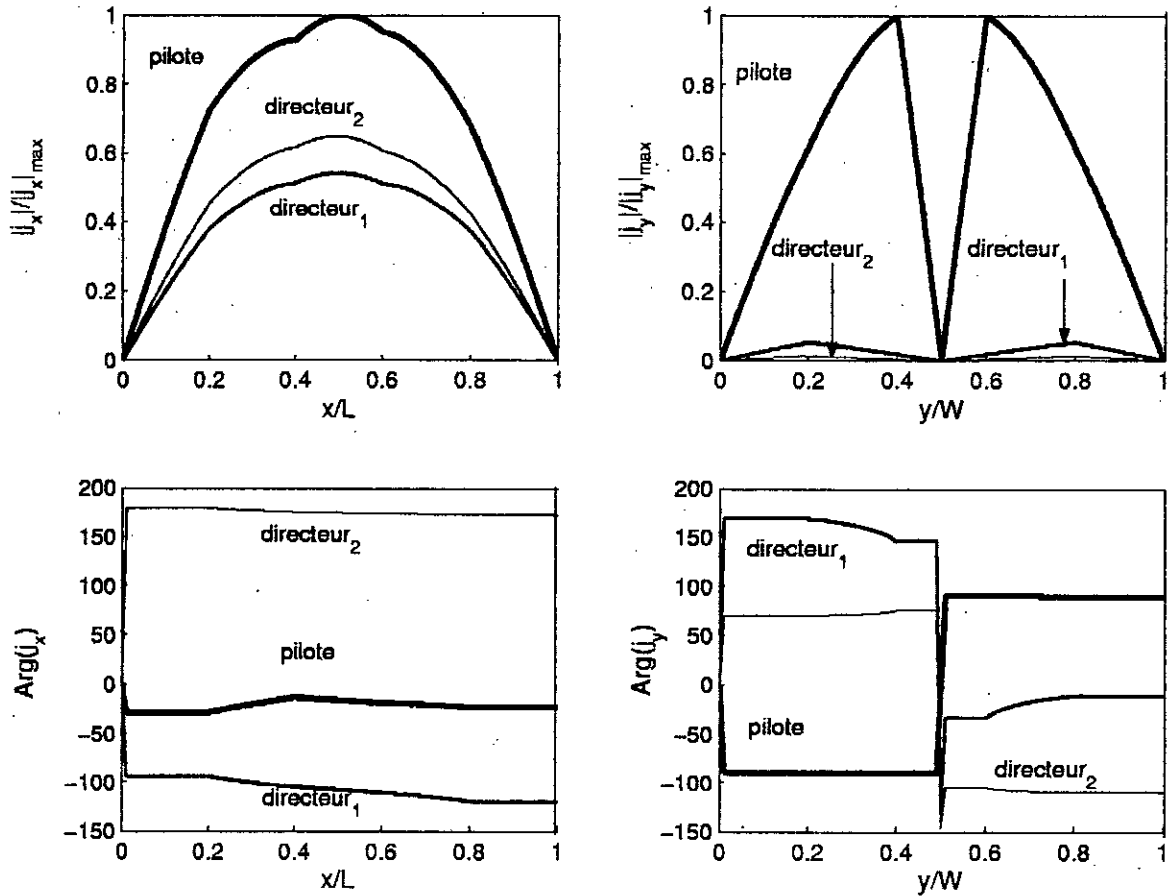


Figure 3.19: Courants de surface sur les trois patches (modules et arguments).

$L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = L(3) = W(3) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = s_2 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $\text{tg}\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

Nous avons utilisé quatre fonctions de base pour tracer chaque composante du courant de surface. Les allures obtenues sont très proches de celles obtenues pour une antenne avec un seul directeur. Les courants J_x ont tous la même forme d'amplitude mais des niveaux différents, leurs phases sont presque constantes le long de chaque patch avec de petites perturbations. Cette perturbation est de moins en moins accentuée au fur et à mesure qu'on s'éloigne du pilote.

Les courants J_y ont également les mêmes formes et leur modules s'affaiblissent en s'éloignant

du pilote,

3.5.2 Impédance d'entrée

Les variations, en fonction de la fréquence, de l'impédance d'entrée et du taux d'ondes stationnaires de la structure rayonnante de la figure 3.18 sont illustrées par la figure 3.20. bande passante de 8.31% contre 3.83% pour l'antenne à un seul patch.

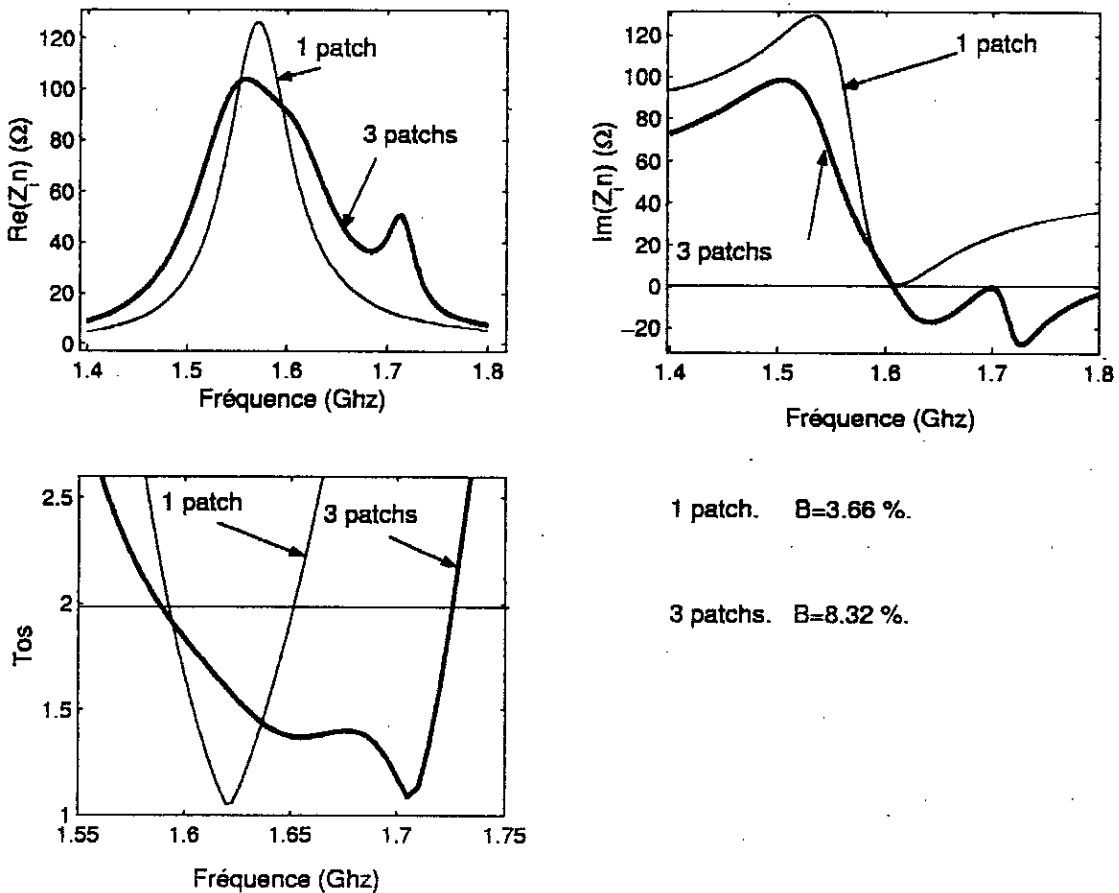


Figure 3.20: Impédances d'entrée et T.O.S.

$L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = L(3) = W(3) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = s_2 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 3$).

La bande passante de cette structure passe de 3.66 % pour le pilote seul à 8.32 % pour la structure à 3 éléments.

3.5.3 Champ rayonné

La figure 3.21 représente le diagramme de rayonnement de la structure analysée (figure 3.18) pour trois fréquences différentes.

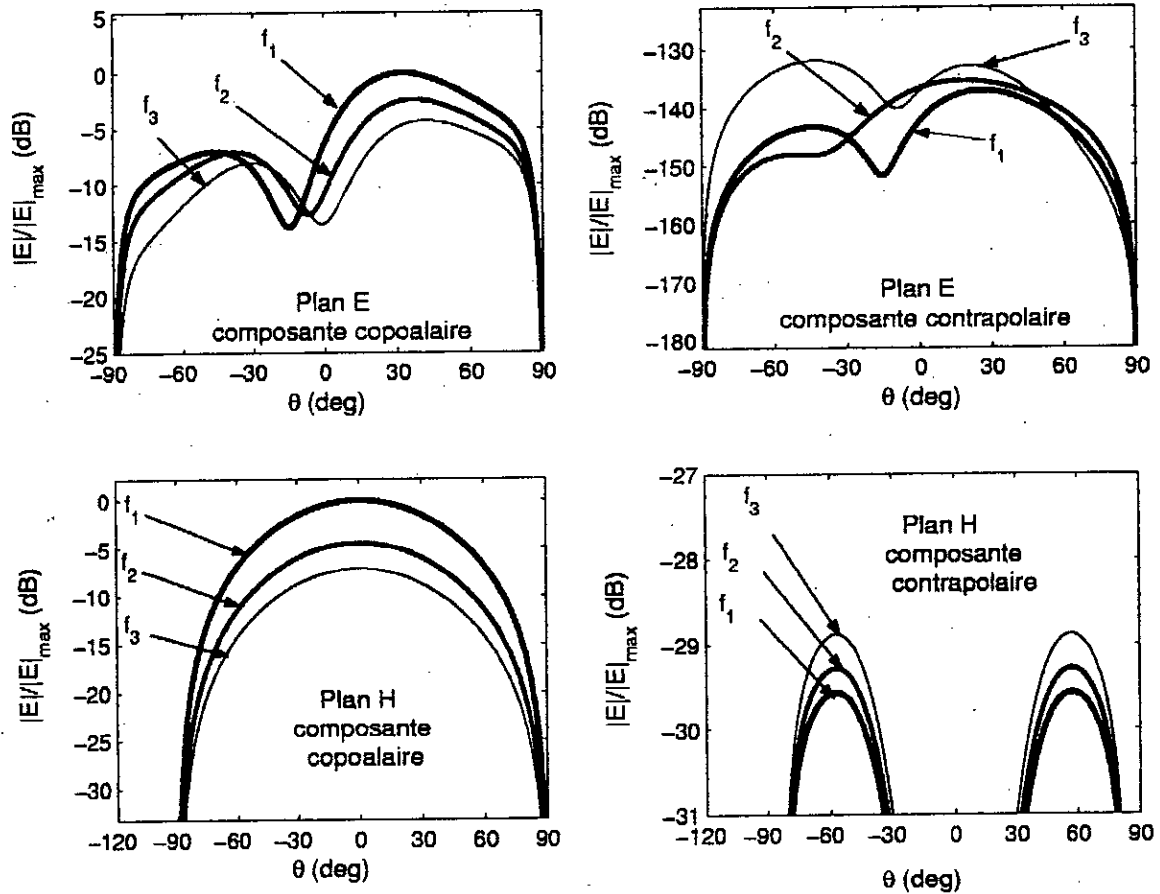


Figure 3.21: Champ rayonné ($f_1 = 1.6 \text{ GHz}$, $f_2 = 1.63 \text{ GHz}$, $f_3 = 1.66 \text{ GHz}$).

$L(1) = W(1) = 5.588 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = L(3) = W(3) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = s_2 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

Dans le plan E , la direction du maximum de rayonnement a tendance à s'écarter de la direction transverse au fur et à mesure que la fréquence augmente. Il est difficile de donner une interprétation exacte en ce qui concerne la composante contrapolaire. En effet, le niveau de cette composante est tellement faible (inférieur à -130 dB), que sa mesure est pratiquement impossible.

Dans le plan H , l'effet de la fréquence n'est perceptible que du point de vue niveau. La direction de rayonnement maximum demeure toujours la direction transverse pour la

composante copolaire. On constate également une dégradation du niveau de la composante croisée lorsque la fréquence augmente.

L'influence de la fréquence sur les caractéristiques de l'antenne est illustrée par le tableau (3.3)

Fréquence (Ghz)	1.6	1.63	1.66	1.69	1.72
$\theta E_{max} (PlanE)$	32°	36.5°	41.8°	51.5°	63°
$\theta E_{max} (PlanH)$	0°	0°	0°	0°	0°
$D_{max} (dB)$	7.33	7.34	7.42	7.77	8.58

Tableau 3.3: Effet de la fréquence sur le diagramme de rayonnement.

3.6 Antenne Yagi à quatre éléments

Cette partie est consacrée à l'étude de la structure Yagi composée des éléments de l'antenne précédente auxquels nous ajoutons un élément parasite appelé *reflecteur*. Les autres éléments parasites sont ce qu'on appelle les *directeurs*, la figure (3.22) montre la disposition des différents éléments en technologie microruban.

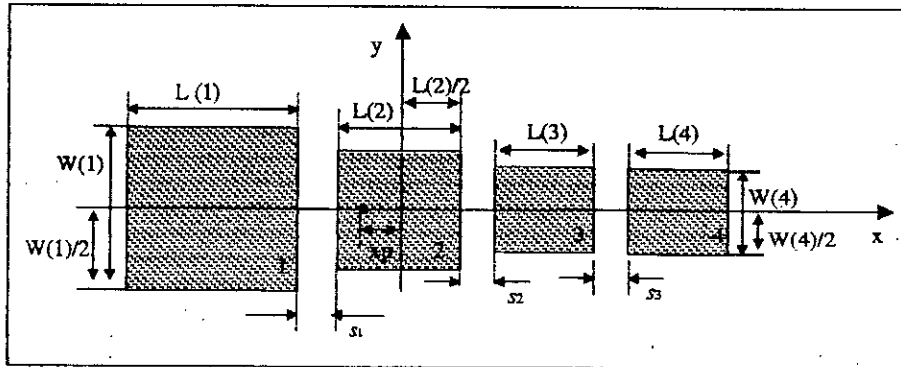


Figure 3.22: Antenne Yagi à quatre éléments.

Les patches sont numérotés de un à quatre et appelés respectivement: reflecteur, pilote et directeurs.

Cette antenne est analogue à celles utilisées pour la réception des émissions de télévision en VHF/UHF et pour la radiodiffusion en FM.

Comme pour les structures précédentes, nous avons appliqué la technique de l'équation intégrale pour déterminer les caractéristiques radioélectriques de cette antenne.

3.6.1 Forme des courants

Les allures des densités de courants sur chaque patch de la structure de la figure 3.22 sont illustrées par les figures 3.23 et 3.24.

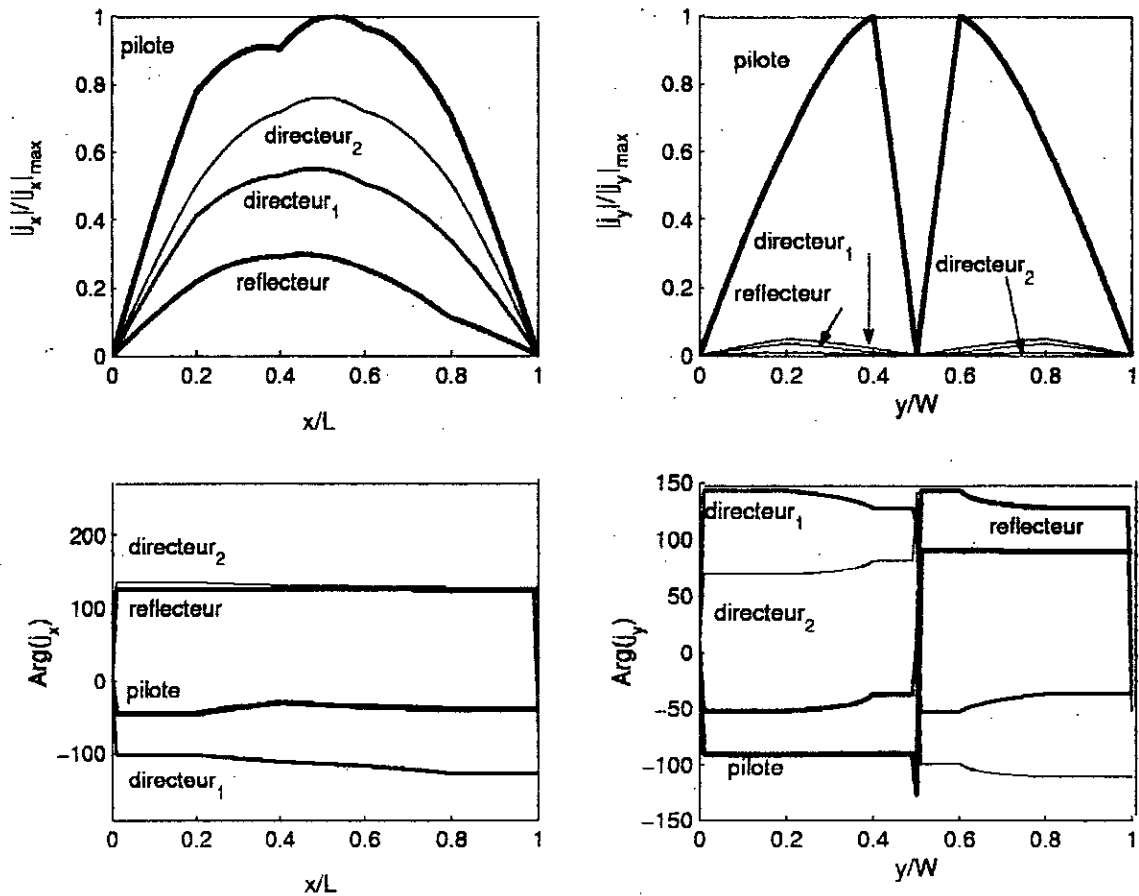


Figure 3.23: Courants de surface sur les quatre patches (modules et arguments).

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

Il est clair que les allures obtenues sont similaires à celle de la structure de la figure 3.18. En effet, les modules des courants suivant (Ox) sont maximums au milieu de chaque patch et nuls aux bords (circuit ouvert). Les arguments de ces composantes tendent à devenir

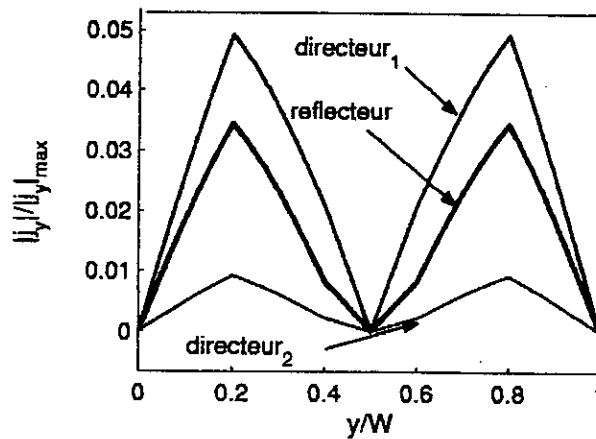


Figure 3.24: Modules des courants J_y sur les éléments parasites.

constantes au fur et à mesure que l'on s'éloigne du pilote.

Les composantes du courant suivant (Oy) subissent un saut de phase de 180° au niveau du milieu de chaque élément et s'annulent aux bords. Nous remarquons que les modules sont de plus en plus petits lorsque la distance entre l'élément considéré et le pilote augmente (figure 3.24).

3.6.2 Impédance d'entrée

La figure 3.25 illustre l'évolution de l'impédance d'entrée et du T.O.S en fonction de la fréquence, et ce, dans la bande 1.4 à 1.8 *Ghz*. Dans le but de montrer l'élargissement de la bande passante, nous avons également tracé dans la même bande les mêmes caractéristiques d'un élément isolé à savoir le pilote. Nos résultats concordent bien avec ceux obtenus par Ke et al [36] qui ont utilisé une seule fonction de base dans chaque direction.

La bande passante passe de 3.66 % pour le pilote seul à 7.64 % pour l'antenne *Yagi*.

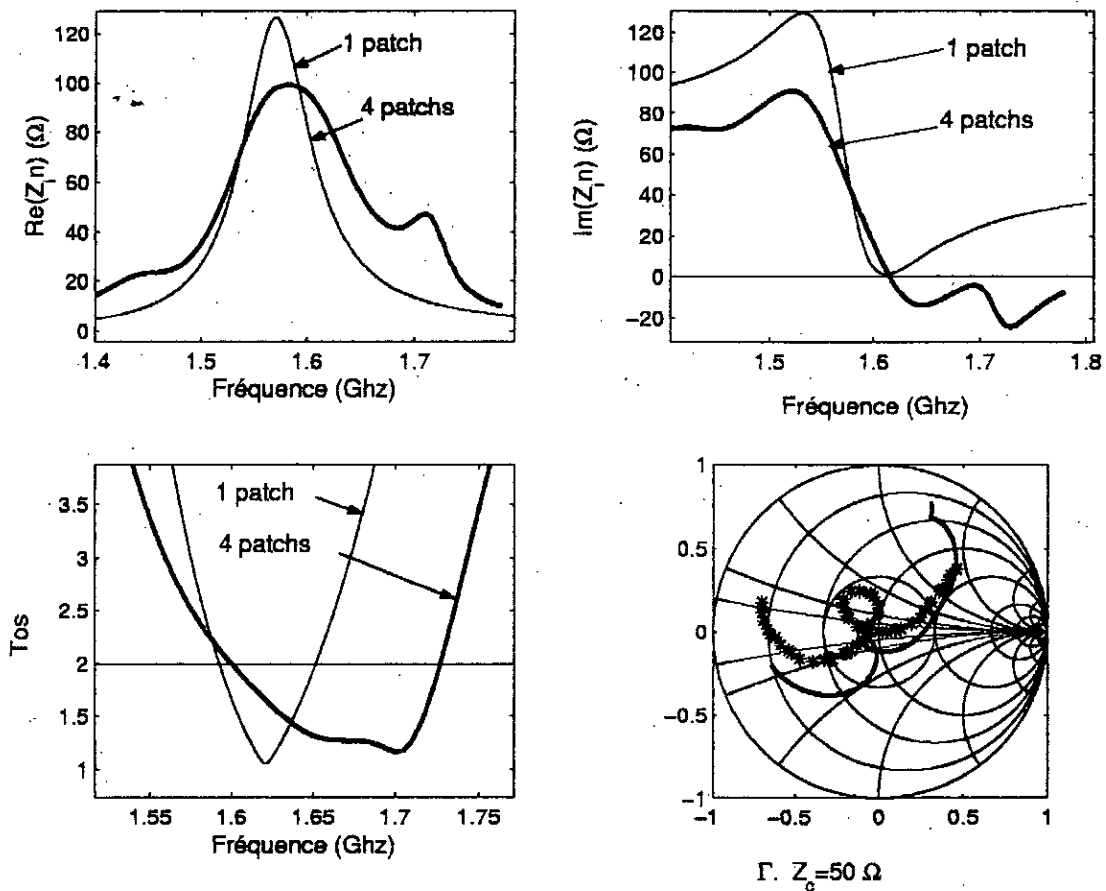


Figure 3.25: Impédances d'entrée et T.O.S.

** résultats de [36]. _ nos résultats.

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 2$.

3.6.3 Champ rayonné

La figure 3.26 représente le diagramme de rayonnement de l'antenne *Yagi*, de la figure 3.22, pour trois fréquences différentes à savoir 1.63, 1.66 et 1.69 GHz.

Dans le plan E , le maximum de rayonnement du champ copolaire s'éloigne de la direction transverse au fur et à mesure que la fréquence augmente. Ainsi, un tel dispositif excité à fréquence variable permet un balayage électronique du rayonnement. Quant à la composante croisée, elle est pratiquement nulle (inférieure à -120 dB), ce qui indique une bonne pureté

de polarisation dans ce plan.

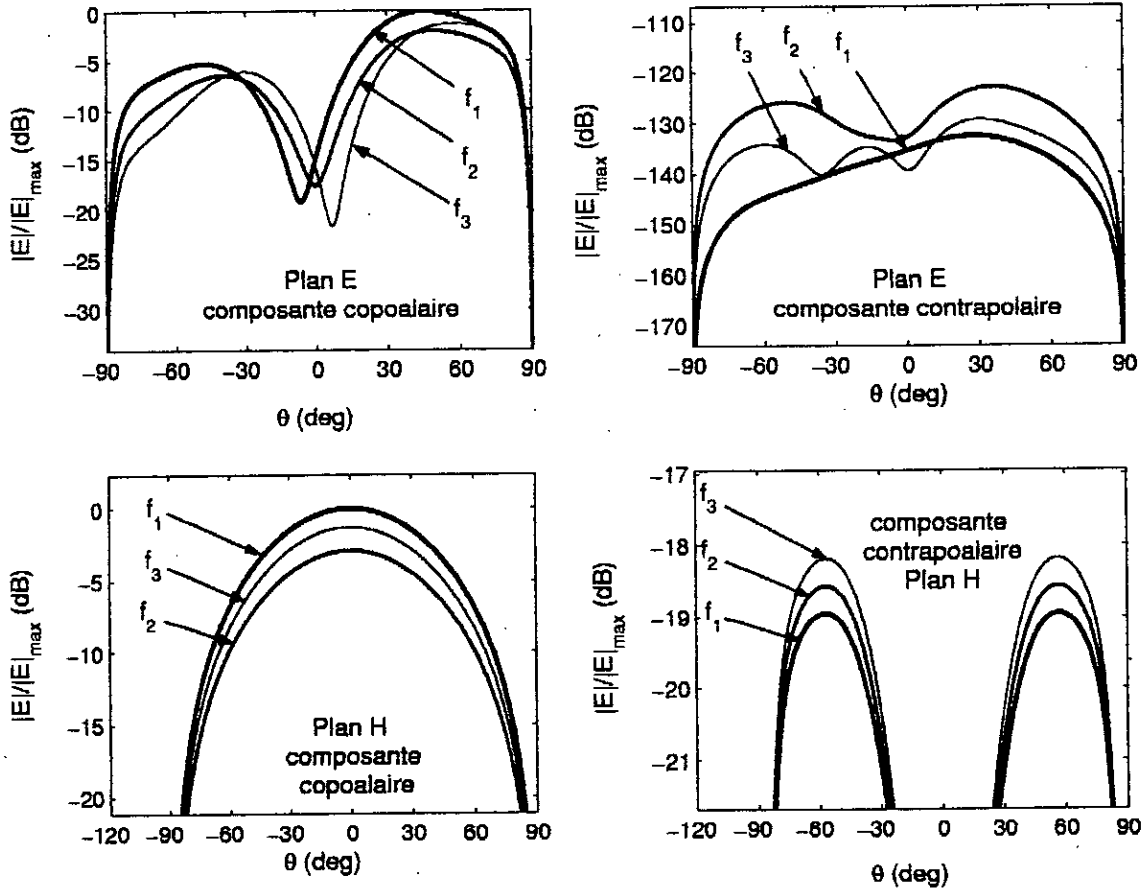


Figure 3.26: Champ rayonné ($f_1 = 1.63 \text{ Ghz}$, $f_2 = 1.66 \text{ Ghz}$, $f_3 = 1.69 \text{ Ghz}$).

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $\text{tg} \delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

Dans le plan H , le maximum de rayonnement du champ copolaire demeure toujours transverse lorsque la fréquence varie. Par contre, nous constatons que le niveau du champ croisé demeure inférieur à -18 dB .

Le tableau (3.4) résume toutes ces considérations et montre que la directivité augmente avec la fréquence dans la bande considérée.

Fréquence (Ghz)	1.6	1.63	1.66	1.69
$\theta E_{max} (PlanE)$	43°	45.8°	49.2°	58°
$\theta E_{max} (PlanH)$	0°	0°	0°	0°
$D_{max} (dB)$	7.24	7.46	7.62	7.95

Tableau 3.4: Effet de la fréquence sur le diagramme de rayonnement.

3.6.4 Effets des différents paramètres

Il est intéressant d'explorer l'effet des paramètres du substrat utilisé (l'épaisseur h et la constante diélectrique relative ϵ_r) et de l'espace inter-éléments sur les caractéristiques radioélectriques de l'antenne *Yagi*.

Effet de l'épaisseur du substrat

La figure (3.27) illustre les variations de l'impédance d'entrée et du T.O.S de la structure étudiée pour différentes valeurs de l'épaisseur h du substrat à savoir 6, 6.35 et 6.7 mm.

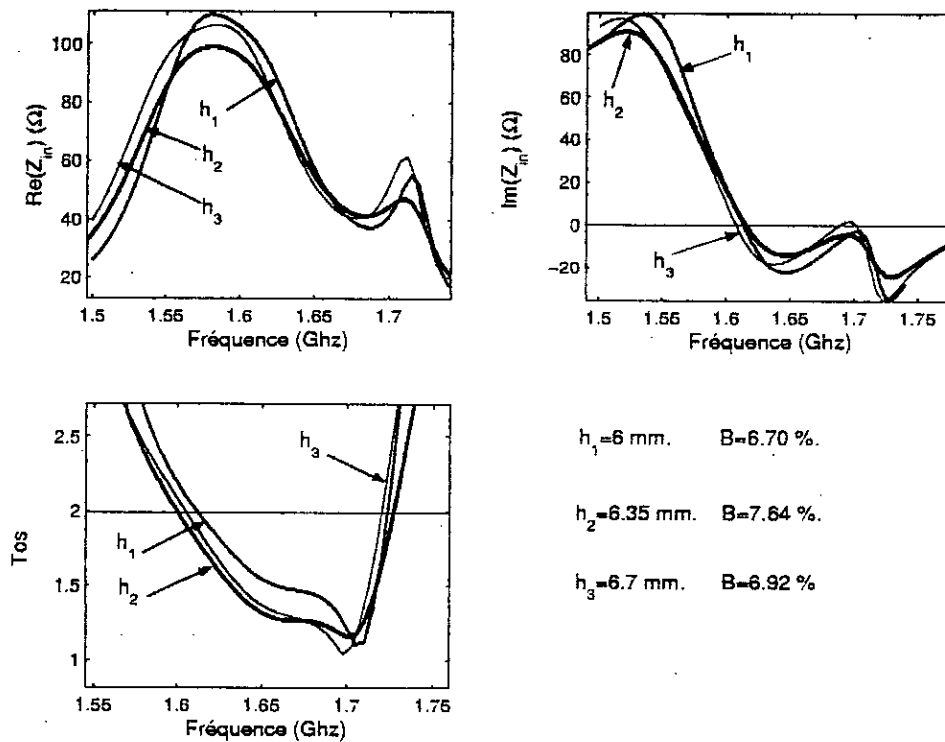


Figure 3.27: Influence de l'épaisseur du substrat sur l'impédance d'entrée et le T.O.S.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $N_x = N_y = 2$.

Nous constatons qu'il existe une valeur optimale de l'épaisseur h du substrat qui permet d'obtenir la bande passante la plus large. Il faut choisir judicieusement le substrat à utiliser pour ce genre de structures.

Dans la figure 3.28 est représenté le diagramme de rayonnement de la structure pour les trois valeurs de l'épaisseur h choisies.

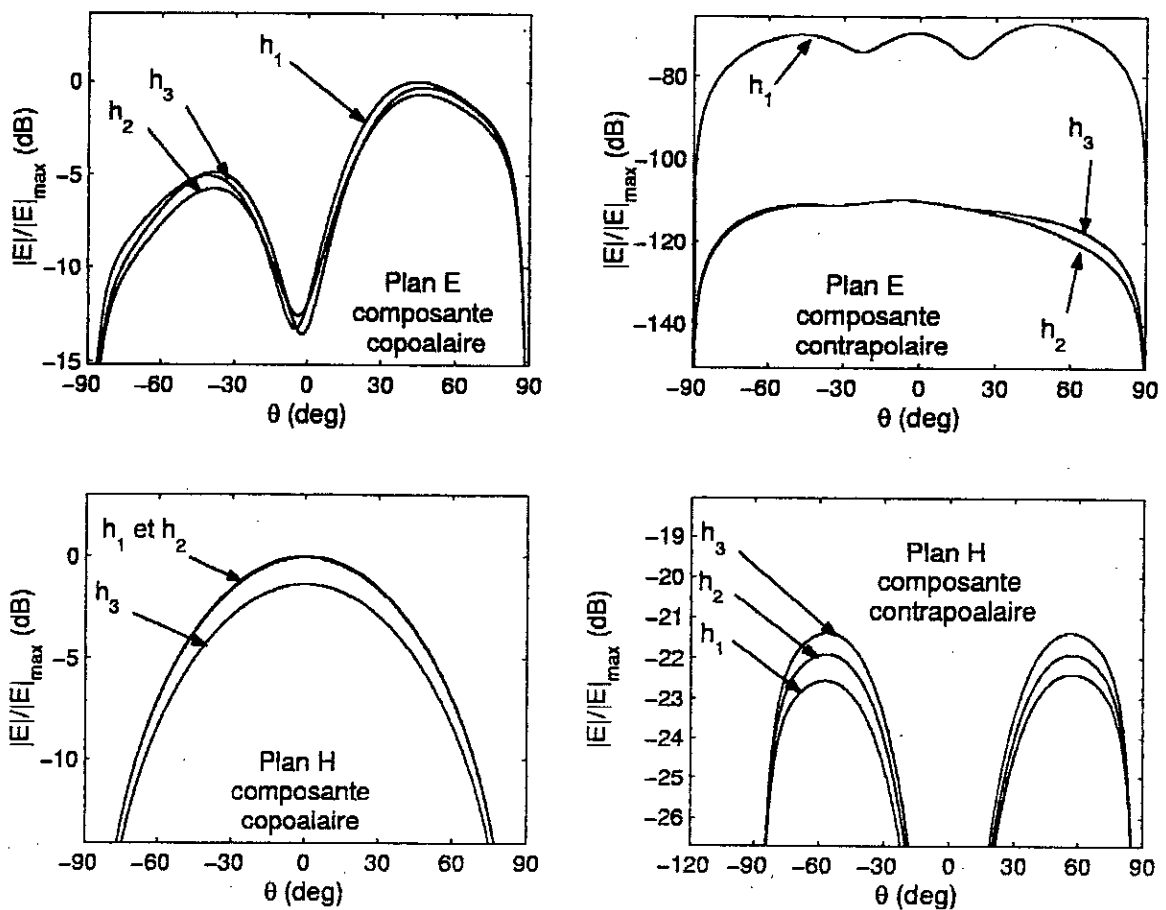


Figure 3.28: Effet de l'épaisseur du substrat sur le diagramme de rayonnement ($f = 1.66 \text{ Ghz}$).

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $N_x = N_y = 2^\circ$

Dans le plan E , l'effet de l'épaisseur est moins perceptible sur le champ copolaire. Par contre, la valeur optimale $h_2 = 6.35 \text{ mm}$ donne la meilleure pureté de polarisation.

Dans le plan H , l'augmentation excessive de l'épaisseur du substrat introduit un effet néfaste qui se traduit par une diminution du champ copolaire et une augmentation du champ contrapolaire.

Effet de la constante diélectrique

Comme pour l'épaisseur du substrat, il existe une valeur optimale de la constante diélectrique relative ϵ_r qui permet d'avoir la bande passante la plus large (figure 3.29).

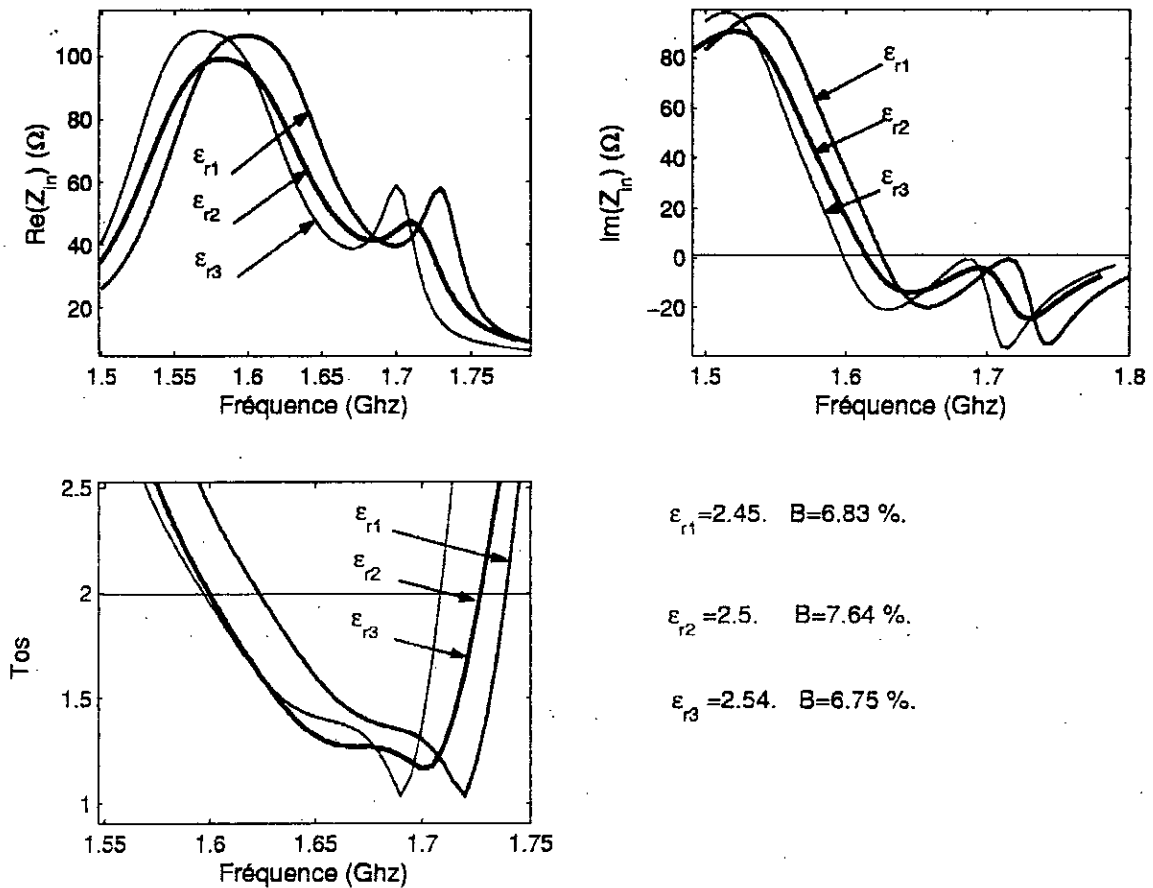


Figure 3.29: Influence de la constante diélectrique sur l'impédance d'entrée et le T.O.S.

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) =$

CHAPITRE 3. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

5.334 cm, $x_p = -1.27$ cm, $y_p = 0$ cm, $s_1 = 0.33$ cm, $s_2 = s_3 = 0.23$ cm, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35$ mm, $N_x = N_y = 2$.

L'augmentation de ϵ_r entraîne une légère diminution du niveau du champ copolaire aussi bien dans le plan E que dans le plan H . Une valeur trop élevée de ϵ_r confine l'onde dans le substrat. Le caractère propagation dans le substrat l'emporte sur le caractère rayonnement (figure 3.30).

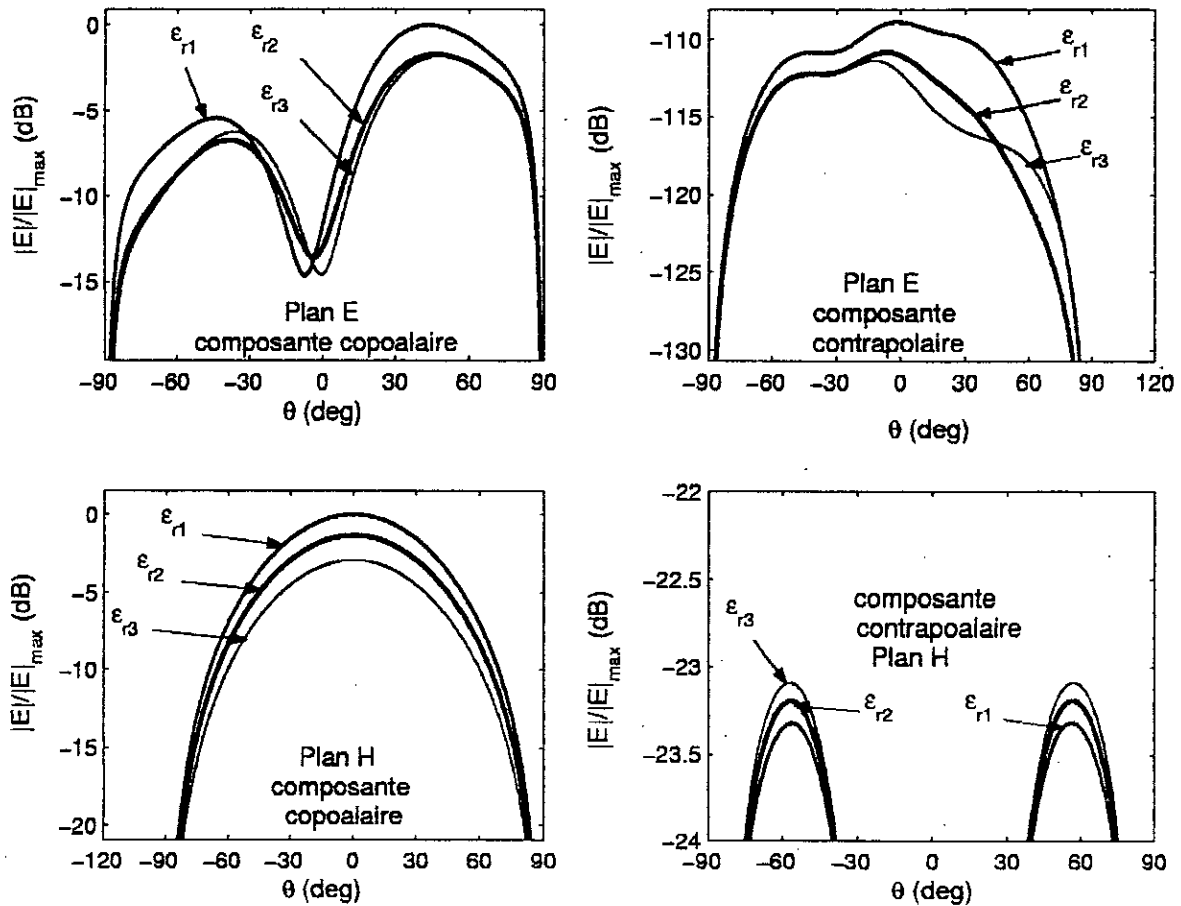


Figure 3.30: Effet de la constante diélectrique sur le diagramme de rayonnement ($f = 1.66$ Ghz).

$L(1) = W(1) = 6.096$ cm, $L(2) = W(2) = 5.588$ cm, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334$ cm, $x_p = -1.27$ cm, $y_p = 0$ cm, $s_1 = 0.33$ cm, $s_2 = s_3 = 0.23$ cm, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35$ mm, $N_x = N_y = 2$.

Effet de l'espacement inter-éléments

Le choix de l'espacement s entre les éléments de l'antenne *Yagi* est primordial. L'espacement s_1 , le plus faible, permet d'obtenir la meilleure bande passante (figure 3.31). En effet, lorsque l'espacement augmente, le couplage inter-éléments diminue et on perd, ainsi, l'effet *Yagi*, c'est à dire l'élargissement de la bande passante.

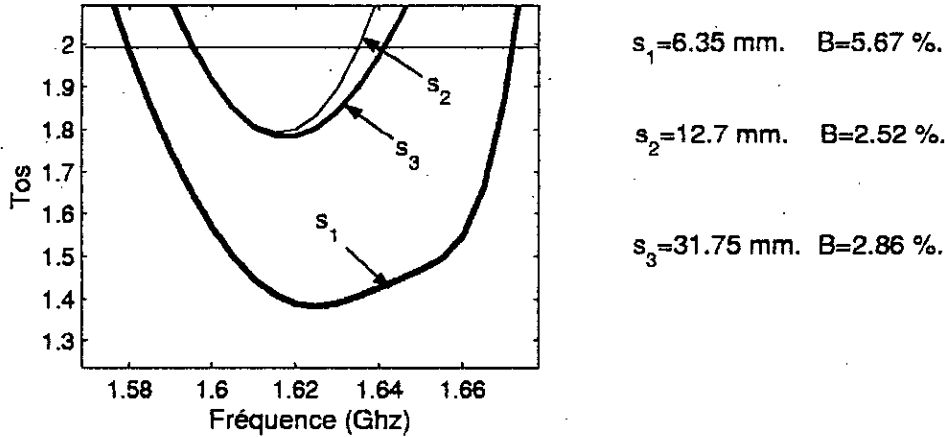


Figure 3.31: Influence de l'espacement inter-éléments sur le T.O.S.

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = 4$, $N_y = 1$.

Toutefois, un couplage trop fort dégrade l'orientation du champ maximum copolaire dans le plan E (figure 3.32). Il en est de même pour un espacement trop important (couplage faible). Dans ces deux cas, les caractéristiques de l'antenne *Yagi* se réduisent à celles du pilote seul. Il serait judicieux de prendre des espacements inter-éléments pondérés afin d'obtenir des caractéristiques de rayonnement optimales.

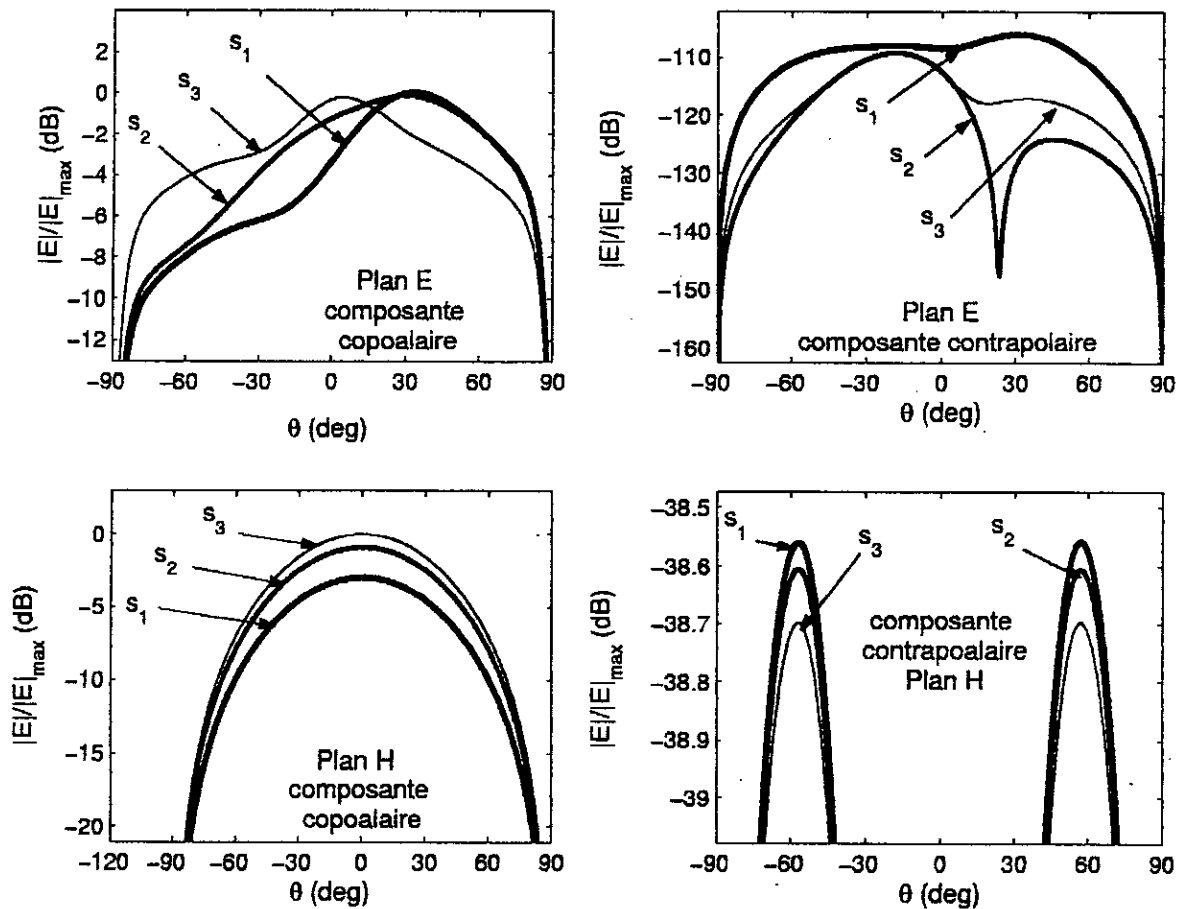


Figure 3.32: Effet de l'espacement inter-éléments sur le diagramme de rayonnement.

$L(1) = W(1) = 6.096 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_p = -1.27 \text{ cm}$, $y_p = 0 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = 4$, $N_y = 1$.

3.7 Antenne Yagi à polarisation circulaire

Une structure analogue à celle de la figure 3.22 est excitée par deux sources en quadrature de phase pour voir la possibilité d'obtenir une polarisation circulaire.

3.7.1 Forme des courants

Nous constatons que les amplitudes des courants J_x et J_y , sur le pilote, sont pratiquement identiques (figure 3.33). Les phases de ces deux composantes ne subissent que de légères variations.

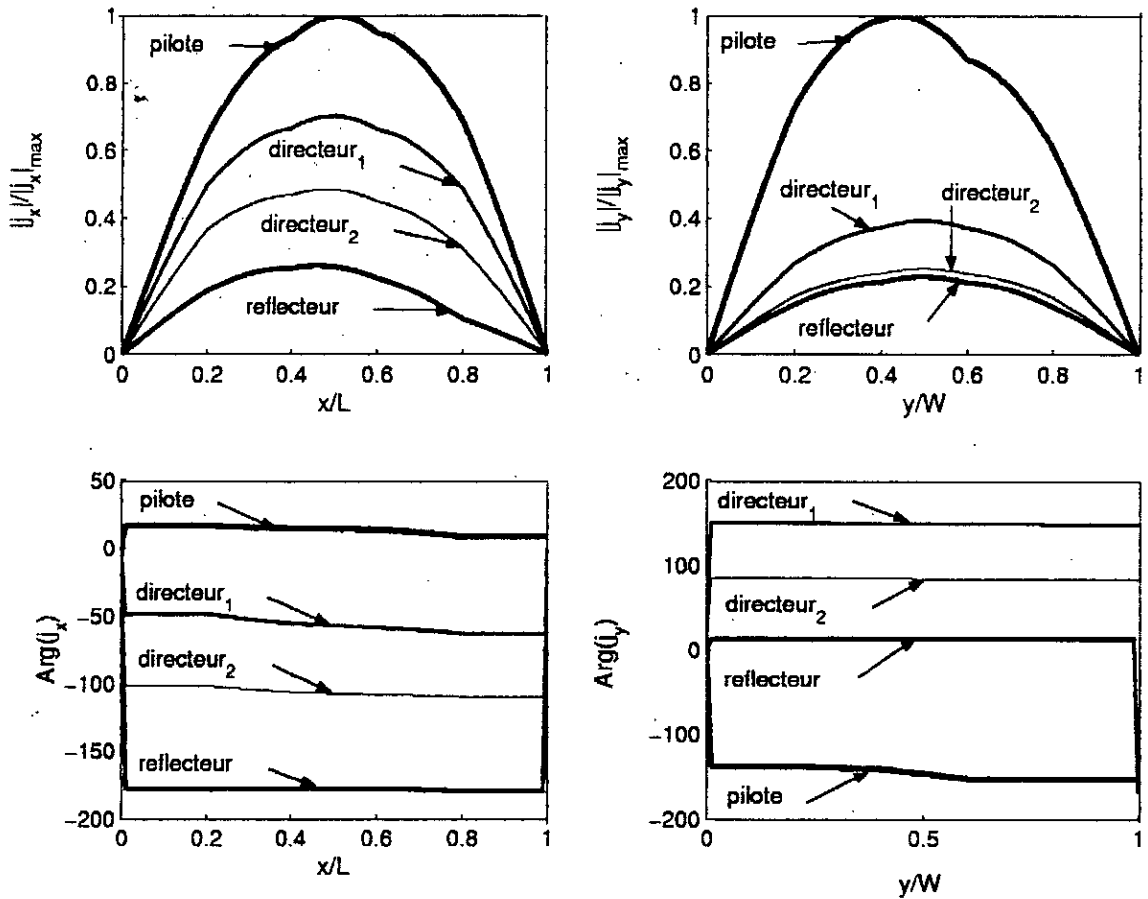


Figure 3.33: Courants sur les patches (modules et arguments).

$L(1) = W(1) = 6.35 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_{p1} = -1.778 \text{ cm}$, $y_{p1} = 0 \text{ cm}$, $x_{p2} = 0 \text{ cm}$, $y_{p2} = -1.27 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $tg\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

Sur les éléments parasites, les amplitudes des courants sont pratiquement identiques le long des directions (Ox) et (Oy) et diminuent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du pilote. Quant à la phase, elle demeure pratiquement constante le long de leurs patch respectifs.

3.7.2 Champ rayonné

La figure 3.34 montre bien que l'antenne, ainsi excitée, est à polarisation circulaire. Les champs copolaires et contrapolaires ont pratiquement le même niveau aussi bien dans le plan E que dans le plan H . Nos résultats sont en bon accord avec les mesures de Huang et al [35].

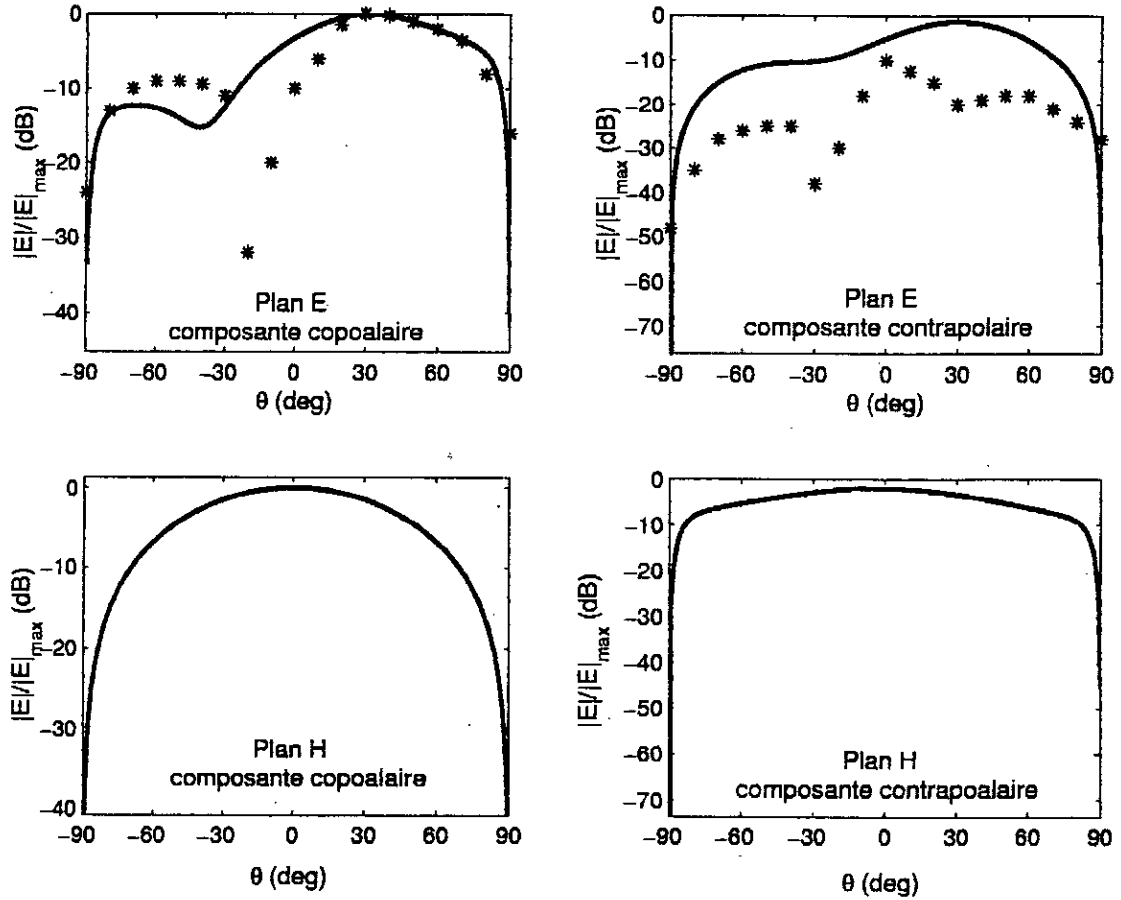


Figure 3.34: Champ rayonné à $f = 1.552 \text{ GHz}$.

_ Théorie. ** Mesures [35].

$L(1) = W(1) = 6.35 \text{ cm}$, $L(2) = W(2) = 5.588 \text{ cm}$, $L(3) = W(3) = L(4) = W(4) = 5.334 \text{ cm}$, $x_{p1} = -1.778 \text{ cm}$, $y_{p1} = 0 \text{ cm}$, $x_{p2} = 0 \text{ cm}$, $y_{p2} = -1.27 \text{ cm}$, $s_1 = 0.33 \text{ cm}$, $s_2 = s_3 = 0.23 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.5$, $\text{tg}\delta = 10^{-3}$, $h = 6.35 \text{ mm}$, $N_x = N_y = 4$.

3.8 Conclusion

La technique de l'équation intégrale résolue par la méthode de *Galerkin* nous a permis d'analyser les caractéristiques de rayonnement de différentes structures microrubans, antenne isolée, antenne avec un élément parasite, puis deux éléments et enfin, une antenne *Yagi* complète.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les mesures dont nous disposons.

Nous avons tenu compte de toutes les contraintes imposées par notre cahier de charge. Nous avons porté une contribution satisfaisante particulièrement au niveau du traitement numérique lors de l'évaluation des intégrales impédances et potentiels électriques afin de réduire au maximum le temps de calcul. Nos résultats pouvaient être meilleurs avec une bonne modélisation de la sonde coaxiale et en tenant compte de la contribution du champ diffracté par les bords à l'aide de la théorie uniforme de la diffraction. Baharav et al [37] proposent l'utilisation des ondelettes afin de réduire encore le temps de calcul. Bien qu'on dispose d'un analyseur de réseau opérationnel, nous avons été frustrés de ne pouvoir effectuer nos propres tests expérimentaux. Ceci est dû au manque de moyens de réalisation.

3.9 Perspectives de développement des antennes microrubans

La réception des signaux TVDS (télévision directe par satellite), télécommunications spatiales (téléphonie, transmission de données) exige des antennes à gain élevé, à large bande et une haute pureté de polarisation. Spécifications techniques très bien remplies par les antennes à réflecteur parabolique trop encombrant et trop lourd. Les antennes microrubans s'avèrent alors un choix tout indiqué à condition de les combiner en réseaux dont on peut contrôler aussi bien la largeur du faisceau que la direction du rayonnement maximum (réseaux phasés). Des études sont en cours afin de placer les antennes microrubans dans le marché grand public.

Toutefois, la réduction dimensionnelle, pour des applications au delà de 20 *Ghz*, constitue une préoccupation majeure à cause des problèmes de tolérance.

Bibliographie

- [1] A.Zerguerras. "Contribution à l'étude d'antennes plaques de forme quelconque multicouches à large bande. Application à l'antenne plaque circulaire avec directeur." Thèse de Doctorat (Algérie), mai 1990.
- [2] R.Aksas. "Analyse d'antennes microrubans de forme quelconque par une approche basée sur la technique des lignes de transmission. Applications aux géométries circulaires." Thèse de doctorat présentée à l'Ecole Nationale polytechnique (Algérie), juin 1995.
- [3] A.Azrar. "Full-wave analysis of microstrip antennas employing parasitic elements based on moment method solution in spectral domain." Thèse de Magister présentée à l'Ecole Nationale polytechnique 1998 (Algérie),
- [4] T. B. Berbar. "Conception d'antennes plaques microrubans multicouches et multiformes par la méthode des moments C.A.P.M.S." Thèse de Magister présentée à l'Ecole Nationale polytechnique (Algérie), 1996
- [5] Greig.D.D and Englemann.H.F. "Microstrip _a new transmission technique for the kilomegacycle range." Proc. IRE. 1952. 40. pp. 1644-1650.
- [6] Deschamps.G.A. "Microstrip microwave antennas." 3rd USAF symposium on antennas 1953.
- [7] Rana I.E, Alexopoulos P. "Current distribution and input impedance of printed dipoles." IEEE Trans Antennas and Propagation, Vol. AP-29, No. 1, 1981, pp. 99-105.
- [8] I.J.Bahl, P.Bhartia. "Microstrip antennas." Artech House. 1980
- [9] Long S, Shen L.C and Morel P.B. "Theory of circular-disk printed-circuit antenna." Proc. IEE UK 1978, 125, pp. 925-929.

- [10] Bailey M.C., Deshpande M.D. "Analysis of elliptical and circular microstrip antennas using moment method." *IEEE Trans Antennas and Propagation*, Vol. AP-33, No. 9, September 1985, pp. 99-105.
- [11] Luk.K.M. Lee K.F. and Dahele J.S. "Theory and experiment on equilateral triangular microstrip antenna." *Proc. 16th European Microwave Conference*, 1986.
- [12] K.R.Carver and J.W.Mink. "Microstrip antennas technology." *IEEE Trans Antennas and Propagation*, Vol. AP-29, January 1981, pp. 2-29.
- [13] Munson, R.E. "Conformal microstrip antennas and phased array." *IEEE Trans, on Antennas and Propagation*, Vol. AP-22, 1974, pp. 74-78.
- [14] James J.R., Wilson G.R. "Microstrip antennas and arrays— fundamental action and imitations." *Proc. IEE, Pt. H(MOA)*, Vol. 1, 1977, pp. 165-174.
- [15] Hammer P. and al. "A model for calculating the adating field of microstrip antennas." *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. AP-27. 1979, pp. 267-270.
- [16] Uzunoglu, N. K., N. G. Alexopoulos, and J. G. Fikioris. "Radiation properties of microstrip dipole." *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. Vol. 30, No. 3, May 1982, p. 526.
- [17] Suzuki, Y.and Tchiba "Computer analysis method for arbitrary shaped microstrip antenna with multiterminals." *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. Vol. 32, No. 6, June 1984 pp. 68-76.
- [18] Perlmutter, P. S., S. Shtrikman and D. Treves. "Electric surface current model for the analysis of microstrip antennas with application to rectangular elements." *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. AP-33. No. 3 1985, pp. 301-311.
- [19] Perlmutter, P. S., S. Shtrikman and D. Treves. "Electric surface current model for the analysis of microstrip antennas on cylindrical bodies." *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. AP-33. No. 3 1985, pp. 295-301.

- [20] Araki,K.,H.Ueda, and T.Masayuki. "Numerical analysis of circular disk microstrip antenna with parasitic elements." *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 34, No. 12, December 1986, pp. 1390–1394.
- [21] Martinson, T.M and E,F.Kuester. "Accurate analysis of arbitrary shaped resonators on thin substrates." *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 36, No. 2, February 1988, pp. 324–331.
- [22] R.F.Harrington. "Matrix methods for field problems". *IEEE*, Vol. 55, No. 2, February 1967, pp. 136–149.
- [23] Chen_To Tai. "Diadic Green functions in electromagnetic theory." *IEEE PRESS*.1990
- [24] Lala Hayirli glu and M.Tuncay Birand. "Computer aided analysis of microstrip antennas employing Parasitic elements." *International Journal of Microwave Computer Aided Engineering*, Vol. 3, No. 4, 1993, pp. 405–411.
- [25] D.M.Pozar. "Analysis and design considerations for printed phased array antennas." *Handbook of Microstrip Antennas*. Vol. 1, *IEE Electromagnetic Waves Series 28*, 1989, pp. 694.
- [26] J.R.Mosig,R.C.Hall, and F.E.Gardiol. "Numerical analysis of microstrip patch antennas." *Handbook of Microstrip Antennas*. Vol. 1, *IEE Electromagnetic Waves Series 28*, 1989, pp. 394.
- [27] D.M.Pozar. "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas." *IEEE Trans Antennas and Propagation*, Vol. AP–30, No. 6, November 1982.
- [28] J.H.Mathews. "Numerical methods for mathematics, science, and engineering". Prentice Hall International Editions.1992
- [29] P.J.Davis and P.Rabinowitz. "Methods of numerical integration." Werner Pheinbolt Editions.
- [30] R.E.Collin. "Antennas and radiowave propagation." McGraw Hill International Editions, *Electrical Engineering Series*.1991

- [31] A.C.Ludwig. "The definition of cross-polarisation." *IEEE Trans Antennas and Propagation*, Vol. AP-21, No. 1, January 1973, pp.116-119.
- [32] Constantine A, Balanis. "Antenna theory, analysis and design." (2nd edition). JOHN WILEY & SONS, INC.1982
- [33] Fan, Z., Lee.K.F. "Input impedance of rectangular microstrip antennas with an air gap." *Microwave and optical Technology letters*, Vol. 5 No. 13, Mar. 1992, pp. 123-125.
- [34] W.F.Richards, Y.T.Lo and D.D.Harrison. "An improved theory for microstrip antennas and applications." *IEEE Trans*, Vol. 27, USA, 1979, pp. 137-145.
- [35] J.Huang, A.C.Densmore. "Microstrip Yagi array antenna for mobile satellite vehicle application." *IEEE Trans Antennas And Propagation*, Vol. 39, No. 7, July 1991, pp. 1024-1030.
- [36] Shyh-Yeong Ke and Kin-Lu Wong. "Full wave analysis of microstrip yagi array antennas." *Microwave and optical technology letters*. Vol. 8, No. 6, April 20 1995, pp. 287-291.
- [37] Z. Baharav and Y. Leviatan. "Impedance matrix compression (IMC) using iteratively selected wavelet basis." *IEEE Trans Antennas and Propagation*, Vol. 46, No. 2, February 1998. pp. 226-233.

Annexe A

Détermination des fonctions de *Green*

Cette partie est consacrée à la détermination des expressions des fonctions de *Green* de la structure microruban rayonnante de la figure A.1; le plan de masse étant supposé de dimensions infinies.

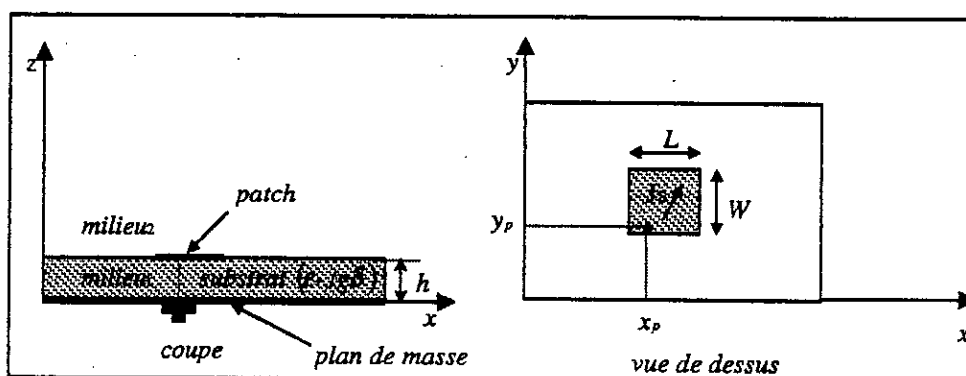


Figure A.1: Structure d'une antenne microruban.

Soit la densité de courant de surface suivante: $\vec{J}_s = J_x \hat{e}_x + J_y \hat{e}_y$

Nous allons écrire la 3^{ème} et la 4^{ème} équations de *Maxwell* pour les milieux 1 et 2 dépourvus de charges électriques (l'élément rayonnant étant exclu):

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -j\omega\mu_0 \vec{H} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= j\omega\epsilon_0 \vec{E} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$\epsilon = \begin{cases} \epsilon_0 \epsilon_r & 0 < z < h \\ \epsilon_0 & z > h \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

L'équation de *Helmutz* sera donc:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon}$$

Nous considérons que la solution est une onde TEM (les termes $e^{jk_x x}$, $e^{jk_y y}$ et $e^{jk_z z}$ étant sous entendus), le système A.3 permet d'aboutir à l'expression:

$$-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2 + k^2 = 0 \quad (\text{A.4})$$

En prenant $\beta^2 = k_x^2 + k_y^2$ on peut écrire:

$$k_z^2 = \begin{cases} \epsilon_r k_0^2 - \beta^2 = k_1^2 & 0 < z < h \\ k_0^2 - \beta^2 = k_2^2 & z > h \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

Nous allons écrire les composantes transversales (E_x , E_y , H_x et H_y) en fonction des composantes longitudinales (E_z , H_z).

En développant A.1 et en remplaçant $\frac{\partial}{\partial x}$ par jk_x et $\frac{\partial}{\partial y}$ par jk_y , nous obtenons les deux systèmes suivants:

$$\begin{cases} jk_y E_z - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - jk_x E_z = -j\omega\mu_0 H_y \\ jk_x E_y - k_y E_x = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{cases} jk_y H_z - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - jk_x H_z = j\omega\epsilon E_y \\ jk_x H_y - k_y H_x = j\omega\epsilon H_z \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

La manipulation de A.6 et A.7 donne:

$$\begin{cases} (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) E_x = \omega\mu_0 k_y H_z + jk_x \frac{\partial E_x}{\partial z} \\ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) H_y = \omega\epsilon k_x E_z + jk_y \frac{\partial H_x}{\partial z} \\ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) E_y = jk_y \frac{\partial E_x}{\partial z} - \omega\mu_0 k_x H_z \\ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) H_x = jk_x \frac{\partial H_x}{\partial z} - \omega\epsilon k_y E_z \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Le système A.8 est transposé dans le domaine spectral:

$$\begin{cases} (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\tilde{E}_x = \omega\mu_0k_y\tilde{H}_z + jk_x\frac{\partial\tilde{E}_x}{\partial z} \\ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\tilde{H}_y = \omega\epsilon k_x\tilde{E}_z + jk_y\frac{\partial\tilde{H}_y}{\partial z} \\ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\tilde{E}_y = jk_y\frac{\partial\tilde{E}_x}{\partial z} - \omega\mu_0k_x\tilde{H}_z \\ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\tilde{H}_x = jk_x\frac{\partial\tilde{H}_y}{\partial z} - \omega\epsilon k_y\tilde{E}_z \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

Le système A.9 régit notre structure dans les deux milieux (il faut considérer le k approprié pour chaque milieu). Sachant que $\frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2$ nous avons $\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 = -k_z^2 + k^2 = \beta^2$, ce qui permet d'écrire A.9 sous la forme:

$$\begin{cases} \tilde{E}_x = \frac{1}{\beta^2} (\omega\mu_0k_y\tilde{H}_z + jk_x\frac{\partial\tilde{E}_x}{\partial z}) \\ \tilde{H}_y = \frac{1}{\beta^2} (\omega\epsilon k_x\tilde{E}_z + jk_y\frac{\partial\tilde{H}_y}{\partial z}) \\ \tilde{E}_y = \frac{1}{\beta^2} (jk_y\frac{\partial\tilde{E}_x}{\partial z} - \omega\mu_0k_x\tilde{H}_z) \\ \tilde{H}_x = \frac{1}{\beta^2} (jk_x\frac{\partial\tilde{H}_y}{\partial z} - \omega\epsilon k_y\tilde{E}_z) \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Nous allons déterminer d'abord les composantes longitudinales du champ. Les autres composantes seront déduites par la suite. En projetant la système A.3 sur l'axe des (Oz) nous obtenons:

$$\begin{cases} \nabla^2 E_z(x, y, z) + k^2 E_z(x, y, z) = 0 \\ \nabla^2 H_z(x, y, z) + k^2 H_z(x, y, z) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Ce système est écrit dans le domaine spectral comme suit:

$$\begin{cases} \nabla^2 \tilde{E}_z(k_x, k_y, z) + k^2 \tilde{E}_z(k_x, k_y, z) = 0 \\ \nabla^2 \tilde{H}_z(k_x, k_y, z) + k^2 \tilde{H}_z(k_x, k_y, z) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

L'onde est considérée progressive dans la direction des z positifs ($z > h$), La solution de A.12 aura la forme:

$$\begin{cases} \tilde{E}_z = A e^{-jk_2 z} \\ \tilde{H}_z = B e^{-jk_2 z} \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Pour $0 < z < h$, la solution est une onde stationnaire: successives:

$$\begin{cases} \tilde{E}_z = C \cos(k_1 z) + D \sin(k_1 z) \\ \tilde{H}_z = E \sin(k_1 z) + F \cos(k_1 z) \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

ANNEXE A. DÉTERMINATION DES FONCTIONS DE GREEN

En injectant ce système dans A.10, nous obtenons \tilde{E}_x et \tilde{E}_y pour $0 < z < h$:

$$\begin{cases} \tilde{E}_x = \frac{jk_x}{\beta^2}(-Ck_1 \sin(k_1 z) + Dk_1 \cos(k_1 z)) + \frac{\omega \mu_0 k_y}{\beta^2}(E \sin(k_1 z) + F \cos(k_1 z)) \\ \tilde{E}_y = \frac{jk_y}{\beta^2}(-Ck_1 \sin(k_1 z) + Dk_1 \cos(k_1 z)) - \frac{\omega \mu_0 k_x}{\beta^2}(E \sin(k_1 z) + F \cos(k_1 z)) \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Nous avons $\tilde{E}_x = \tilde{E}_y = 0$ pour $z = 0$ (plan de masse). Cela donne $D = F = 0$. A.15 devient alors:

$$\begin{cases} \tilde{E}_x = \left(\frac{-jk_x k_1}{\beta^2} C + \frac{\omega \mu_0 k_y}{\beta^2} E \right) \sin(k_1 z) \\ \tilde{E}_y = \left(\frac{-jk_y k_1}{\beta^2} C - \frac{\omega \mu_0 k_x}{\beta^2} E \right) \sin(k_1 z) \end{cases} \quad \text{pour } 0 < z < h. \quad (\text{A.16})$$

Il en est de même pour le champ magnétique:

$$\begin{cases} \tilde{H}_x = \left(\frac{jk_x k_1}{\beta^2} E - \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r k_y}{\beta^2} C \right) \cos(k_1 z) \\ \tilde{H}_y = \left(\frac{-jk_y k_1}{\beta^2} C - \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r k_x}{\beta^2} E \right) \cos(k_1 z) \end{cases} \quad \text{pour } 0 < z < h. \quad (\text{A.17})$$

Le champ en dehors du substrat (espace libre) sera, compte tenu de A.10 et A.13:

$$\begin{cases} \tilde{E}_x = \left(\frac{k_x k_2}{\beta^2} A + \frac{\omega \mu_0 k_y}{\beta^2} B \right) e^{-jk_2 z} \\ \tilde{E}_y = \left(\frac{k_y k_2}{\beta^2} A + \frac{\omega \mu_0 k_x}{\beta^2} B \right) e^{-jk_2 z} \end{cases} \quad \text{pour } z > h. \quad (\text{A.18})$$

et

$$\begin{cases} \tilde{H}_x = \left(\frac{k_x k_2}{\beta^2} B - \frac{\omega \epsilon_0 k_y}{\beta^2} A \right) e^{-jk_2 z} \\ \tilde{H}_y = \left(\frac{k_y k_2}{\beta^2} B + \frac{\omega \epsilon_0 k_x}{\beta^2} A \right) e^{-jk_2 z} \end{cases} \quad \text{pour } z > h. \quad (\text{A.19})$$

Les conditions aux limites au niveau de l'interface substrat-air ($z = h$) sont écrites dans le domaine spectral comme suit:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{1x} = \tilde{E}_{2x} \\ \tilde{E}_{1y} = \tilde{E}_{2y} \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

et

$$\begin{cases} \tilde{H}_{x2} - \tilde{H}_{x1} = \tilde{J}_y \\ \tilde{H}_{y2} - \tilde{H}_{y1} = \tilde{J}_x \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

En utilisant les systèmes A.16, A.17, A.18 et A.19 avec les deux systèmes A.20 et A.21 nous aboutissons à l'équation matricielle suivante:

$$\begin{vmatrix} -jk_1k_xM & MNk_y & -k_2k_x & -Nk_y \\ -jk_1k_yM & -MNk_x & -k_2k_y & Nk_x \\ \epsilon_r Qk_yP & -jk_1k_xP & -Qk_y & k_2k_x \\ \epsilon_r Qk_yP & jk_1k_yP & -Qk_x & k_2k_y \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} C \\ E \\ A \\ B \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ R\tilde{J}_y \\ R\tilde{J}_x \end{vmatrix} \quad (\text{A.22})$$

où l'on a:

$$M = \sin(k_1h)e^{jk_2h}, \quad Q = \omega\epsilon_0,$$

$$N = \omega\mu_0, \quad R = \beta^2 e^{jk_2h},$$

$$P = \cos(k_1h)e^{jk_2h}.$$

Le système A.22 donne:

$$\begin{cases} C = \frac{Z_0}{k_0} \left(\frac{k_2k_x}{T_m} \tilde{J}_x + \frac{k_2k_y}{T_m} \tilde{J}_y \right) \\ E = \frac{jk_x}{T_e} \tilde{J}_y - \frac{jk_y}{T_e} \tilde{J}_x \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

où:

$$Z_0 = 120\pi$$

$$T_m = \epsilon_r k_2 \cos(k_1h) + jk_1 \sin(k_1h)$$

$$T_e = k_1 \cos(k_1h) + jk_2 \sin(k_1h)$$

Compte tenu de A.14 et A.23 nous avons:

$$\tilde{E}_z = \tilde{G}_{zx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{zy} \tilde{J}_y \quad (\text{A.24})$$

où

$$\tilde{G}_{zx} = \frac{Z_0 k_2 k_x}{k_0 T_m} \cos(k_1h) \quad (\text{A.25})$$

$$\tilde{G}_{zy} = \frac{Z_0 k_2 k_y}{k_0 T_m} \cos(k_1h) \quad (\text{A.26})$$

En ce qui concerne les composantes \tilde{E}_x et \tilde{E}_y , nous avons, compte tenu de A.16 et A.23:

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{A.27})$$

$$\tilde{E}_y = \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \quad (\text{A.28})$$

avec

$$\tilde{G}_{xx} = \frac{-jZ_0 \sin(k_1 h)}{k_0 T_e T_m} (k_2 \cos(k_1 h) (\epsilon_r k_0^2 - k_x^2) + jk_1 \sin(k_1 h) (k_0^2 - k_x^2)) \quad (\text{A.29})$$

$$\tilde{G}_{xy} = \tilde{G}_{yx} = \frac{jk_x k_y Z_0 \sin(k_1 h)}{k_0 T_e T_m} (k_2 \cos(k_1 h) + jk_1 \sin(k_1 h)) \quad (\text{A.30})$$

$$\tilde{G}_{yy} = \frac{-jZ_0 \sin(k_1 h)}{k_0 T_e T_m} (k_2 \cos(k_1 h) (\epsilon_r k_0^2 - k_y^2) + jk_1 \sin(k_1 h) (k_0^2 - k_y^2)) \quad (\text{A.31})$$

En utilisant le théorème de réciprocité ([27]) des éléments différentiels du champ électrique, soient $d\tilde{E}_x$ et $d\tilde{E}_y$, issus d'un courant \tilde{J}_z , situé sur la sonde en $z+dz$ sont écrits comme suit:

$$d\tilde{E}_x = \tilde{g}_{xz} \tilde{J}_z dz \quad (\text{A.32})$$

$$d\tilde{E}_y = \tilde{g}_{yz} \tilde{J}_z dz \quad (\text{A.33})$$

tels que

$$\tilde{g}_{xz} = -\frac{Z_0 k_2 k_x}{k_0 T_m} \cos(k_1 h) \quad (\text{A.34})$$

$$\tilde{g}_{yz} = -\frac{Z_0 k_2 k_y}{k_0 T_m} \cos(k_1 h) \quad (\text{A.35})$$

En considérant que le courant \tilde{J}_z est constant le long de la sonde, on a:

$$\tilde{G}_{xz} = \int_0^d \tilde{g}_{xz} dz \quad (\text{A.36})$$

$$\tilde{G}_{yz} = \int_0^d \tilde{g}_{yz} dz \quad (\text{A.37})$$

Ainsi, le champ devient

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z \quad (\text{A.38})$$

$$\tilde{E}_y = \tilde{G}_{yz} \tilde{J}_z \quad (\text{A.39})$$

Nous obtenons finalement les expressions de \tilde{G}_{xz} et \tilde{G}_{yz}

$$\tilde{G}_{xz} = -\frac{Z_0 k_2 k_x \sin(k_1 h)}{k_0 k_1 T m} \quad (\text{A.40})$$

$$\tilde{G}_{yz} = -\frac{Z_0 k_2 k_y \sin(k_1 h)}{k_0 k_1 T m} \quad (\text{A.41})$$

Ainsi, nous avons déterminé les fonctions de *Green* de la structure de la figure A.1 écrites dans le domaine spectral.

Annexe B

Fonctions de base/test

Nous avons utilisé les fonctions en "brins de sinusoides" pour un patch rectangulaire dont la longueur est L la largeur est W situé en (X_0, Y_0) (figure B.1).

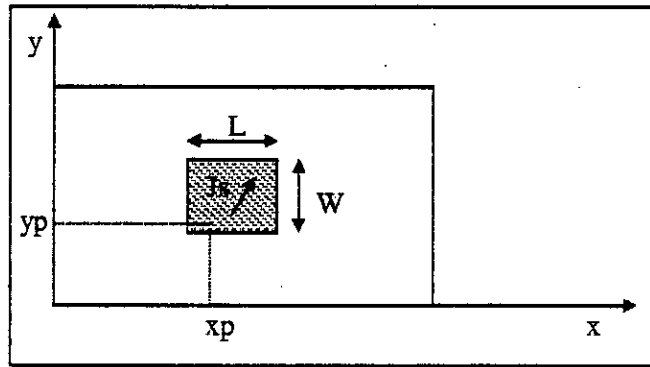


Figure B.1: Structure d'une antenne microruban.

Nous prenons N_x fonctions suivant (Ox) et N_y fonctions suivant (Oy) . On a alors:

$$J_{xn} = \frac{1}{W} \frac{\sin[k_e(a - |x - X_0 - na|)]}{\sin(k_e a)} \quad n = 1, N_x \quad (\text{B.1})$$

telles que

$$\begin{cases} a(n-1) \leq x - X_0 \leq a(n+1) \\ 0 \leq y - Y_0 \leq W \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

et

$$J_{yn} = \frac{1}{L} \frac{\sin[k_e(b - |y - Y_0 - nb|)]}{\sin(k_e b)} \quad n = 1, N_y \quad (\text{B.3})$$

tel que

$$\begin{cases} b(n-1) \leq y - Y_0 \leq b(n+1) \\ 0 \leq x - X_0 \leq L \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

$$a = \frac{L}{N_x + 1}, \quad b = \frac{W}{N_y + 1} \quad \text{et} \quad k_e = k_0 \sqrt{\epsilon_e}$$

La valeur de ϵ_e est donnée par [24]

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{12h}{W}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.5})$$

En transposant les expressions des courants dans le domaine spectral, on obtient:

$$\tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) = 2e^{-jk_y \frac{W}{2}} \left[\frac{\sin(k_y \frac{W}{2})}{k_y \frac{W}{2}} \right] \left[\frac{k_e e^{-jk_x na}}{k_e^2 - k_x^2} \right] \left[\frac{\cos(k_y a) - \cos(k_e a)}{\sin(k_e a)} \right] e^{-jk_x X_0} e^{-jk_y Y_0}, \quad n = 1, N_x \quad (\text{B.6})$$

$$\tilde{J}_{yn}(k_x, k_y) = 2e^{-jk_x \frac{L}{2}} \left[\frac{\sin(k_x \frac{L}{2})}{k_x \frac{L}{2}} \right] \left[\frac{k_e e^{-jk_y nb}}{k_e^2 - k_y^2} \right] \left[\frac{\cos(k_x b) - \cos(k_e b)}{\sin(k_e b)} \right] e^{-jk_x X_0} e^{-jk_y Y_0}, \quad n = 1, N_y \quad (\text{B.7})$$

Annexe C

Algorithmes de calculs

Nous avons utilisé un programme écrit en $C++$ pour évaluer les intégrales, inverser la matrice $[Z]$ et calculer l'impédance d'entrée des structures rayonnantes étudiées.

Pour la détermination des autres caractéristiques radioélectriques nous avons établi des programmes écrit en MATLAB.

La méthode d'intégration de *ROMBERG* a été adoptée pour évaluer les intégrales doubles. Dans ce qui suit, nous donnons l'essentiel de cette méthode.

Soit $f(x, y)$ la fonction à intégrer, on a donc:

$$\int_{x=a}^{x=b} \int_{y=c}^{y=d} f(x, y) dx dy = \int_{x=a}^{x=b} g(x) dx \quad (C.1)$$

telle que

$$g(x) = \int_{y=c}^{y=d} f(x, y) dy \quad (C.2)$$

Ainsi, l'intégrale double devient une intégrale simple faite en deux étapes. Nous donnons l'algorithme permettant d'évaluer l'intégrale simple:

$$\int_{y=a}^{y=b} f(x, y) dy$$

L'intégrale est calculée par étapes. Dans chaque étape R est une matrice constituée des résultats intermédiaires d'intégration. h est le pas d'intégration. L'algorithme de calcul comporte les étapes suivantes:

- $R(0, 0) = \frac{h_0}{2}(f(a) + f(b))$

$$\bullet R(j, 0) = \frac{R(j-1,0)}{2} + h_j \sum_{k=1}^{2^j-1} f(a + (2k-1)h_j) \quad j \geq 1$$

$$\bullet R(j, k) = \frac{4^k R(j, k-1) - R(j-1, k-1)}{4^k - 1} \quad 1 \leq k \leq j$$

Ces étapes sont répétées jusqu'à ce qu'une condition d'arrêt soit vérifiée. Il est important de noter, par ailleurs, que les éléments de la matrice $[Z]$ doivent être évalués simultanément afin d'éviter le calcul redondant des courants et des fonctions de *Green*, ce fait rend indispensable l'utilisation de l'allocation dynamique de mémoire.