

*République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique*

*ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
Département d'Electronique*

Thèse

Présentée par

BERBAR TARIK BOUZIAN

*Ingénieur d'Etat en Electronique
De l'Ecole Nationale Polytechnique*

*Pour l'obtention du titre de
MAGISTER
EN ELECTRONIQUE
OPTION TELECOMMUNICATIONS*

Sujet

CONCEPTION D'ANTENNES PLAQUES MICRORUBANS MULTICOUCHES ET MULTIFORMES PAR LA METHODE DES MOMENTS C.A.P.M.5

<i>Présidente:</i>	M ^{elle} M. GUERTI	Maître de Conférence ENP
<i>Rapporteur:</i>	M ^r . A. ZERGUERRAS	Maître de Conférence ENP
<i>Examineurs:</i>	M ^r . R. AKSAS	Docteur d'Etat ENP
	M ^r . Z. TERRA	Chargé de Cours ENP
	M ^r . M. TRABELSI	Chargé de Cours ENP

عنوان: إنجاز هوائية صفيحة ميكروشرطية متنوعة الشكل و متعددة الطبقات بطريقة العزوم.
ملخص: دراسة معمقة للتصرف الكهربائي للهوائية الصفيحة ميكروشرطية مرتكزة على شكل معادلات تكاملية. حيث يتم حلها بطريقة العزوم في المجال الطيفي التي تدعى بالطريقة الطيفية. تتميز هذه الطريقة بالنقل وصعوبة الإستعمال و لكن ايجابياتها أكثر من حيث الدقة والتنوع في إختيار المسائل للدراسة. بذل مجهود كبير للتخفيض من زمن الحساب. الأشكال الميكروشرطية الآتية تم دراستها: مستطيلة أو دائرية بسيطة أو مع عنصر مدير. الخواص الأساسية للبنية هن: مقاومة الدخول ، تواتر التجاوب، المرودود ومنحنى الإشعاع . هذه الطريقة تم تأكيدها بالمقارنة مع المعطيات التجريبية و مكنت من إظهار بأن إختيار الأبعاد الموافقة للعنصر المدير و التباعد الموافق لقد يكن حساسي و بطيئ.

Title: Design of multidielctric microstrip patches antennas of arbitrary shape using moments method

Abstract: The full-wave analysis of the microstrip patches antennas electrical characteristics is based on the integral equations formulation. The moments method will solve this in the spectral domain: this is the spectral method which is very difficult to use but can give a good precision, efficiency and versatility. We are using much techniques to reduce the compute time. We are studying four microstrips configurations: rectangular and circular with and without parasitic element. The principal characteristics of the structure are found using our method: input impedance, resonant frequency, bandwith, efficiency, radiation pattern. The method is validated with experimental data, and it is showing that the choice of the optimal dimensions of the parasitic element, and the optimal spacing, is possible.

Titre: Conception d'antennes plaques microrubans multicouches et multi-formes par la méthode des moments

Résumé: L'analyse rigoureuse du comportement électrique de l'antenne plaque microruban est fondée sur les fonctions de Green dans une formulation en terme d'équations intégrales. Celles-ci sont résolues par la méthode des moments dans le domaine spectral: cette méthode spectrale relativement complexe est caractérisée par une mise en oeuvre difficile, mais cela est compensé par une meilleure précision et une plus grande diversité dans les types de problème qu'elle peut traiter. Un grand effort a été fourni pour réduire la durée des calculs. Les configurations microrubans suivantes ont été traitées: rectangulaire et circulaire avec et sans directeur. Les caractéristiques principales de la structure sont obtenues par le calcul: résistance d'entrée, fréquence de résonance, bande passante, rendement, diagramme de rayonnement. La méthode a été validée par comparaison avec des données expérimentales et il est montré que pour une application donnée il est possible de trouver une configuration optimale ou quasi-optimale de la structure.

Dédicaces

*Je dédie ce travail à mes parents et
à toute ma famille d'Alger et de
Tlemcen*

Tarik

REMERCIEMENTS

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur ZERGUERRAS qui m'a patiemment et efficacement encadré et dirigé depuis environ quatre années, jusqu'au terme de ce travail. Je tiens aussi à remercier Monsieur AKSAS pour les précieux conseils qu'il m'a donnés. Je témoigne également ma gratitude à l'égard de l'ensemble des membres du jury pour le grand intérêt qu'ils ont porté aux résultats de cette étude.

Je n'oublie pas que les personnels de bibliothèque et du centre de calcul m'ont fourni une aide indispensable et irremplaçable sans laquelle rien n'aurait été possible.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont soutenu et encouragé, me permettant de réussir, et j'espère qu'elles sauront se reconnaître dans ces quelques lignes.

LISTE DES SYMBOLES

C.A.P.M.5 : Conception d'Antennes Plaques Microrubans Multicouches et Multiformes par la Méthode des Moments

ϵ_0 : Permittivité électrique absolue du vide
 ϵ_r : Permittivité relative
 $\vec{\epsilon}$: Tenseur de permittivité
 μ_0 : Perméabilité magnétique absolue du vide
 ω : Pulsation
 λ_0 : Longueur d'onde dans le vide
 λ_p : Pôles des ondes de surface
 η : Rendement
 c : Vitesse de la lumière
 f : Fréquence
 k_0 : Nombre d'onde
 \vec{k}_t : Vecteur d'onde spectral selon le plan transverse
 k_x : Variable spectrale suivant l'axe ox
 k_y : Variable spectrale suivant l'axe oy
 \vec{G}_e : Fonction de Green dyadique électrique
 \vec{G}_h : Fonction de Green dyadique magnétique
 \vec{J}_s : Densité surfacique de courant
 \vec{E} : Champ électrique
 \vec{H} : Champ magnétique
 Z_{in} : Impédance d'entrée
 P_{TOT} : Puissance totale consommée par l'antenne
 P_{Ray} : Puissance rayonnée par l'antenne
 E_{CO} : Composante copolaire
 E_{CROS} : Composante croisée
A.P.M : Antenne Plaque Microruban
 \sim : Dénote le domaine spectral
 \vec{r}_T : Vecteur spatial transverse
 $\{E^l, H^l, E_z\}$: Composantes TM
 $\{E^h, H^h, H_z\}$: Composantes TE
 \vec{E}_T : Composante transverse du champ électrique E
 F_2^{-1} : Transformée de Fourier inverse bidimensionnelle
 \vec{E}_e : Champ électrique d'excitation
 \vec{J}_e : Densité de courant d'excitation
 $\langle \vec{E}, \vec{J}_e \rangle$: Produit intérieur dans le domaine spectral
 $[Z]$: Matrice impédance
 $[V]$: Vecteur tension
 $[I]$: Vecteur courant
 $J_n(x)$: Fonction de Bessel d'ordre n de première espèce
 l_s : Longueur de la sonde
 l_m : Largeur de la ligne microruban

SOMMAIRE

INTRODUCTION	4
CHAPITRE 1	
ETAT DE L'ART	5
1.1. L'antenne plaque microruban	5
1.2. La technologie des APM	7
1.3. La classification des antennes microrubans	8
1.3.1. La forme de l'antenne	8
1.3.2. Elément directeur, couche d'air	9
1.3.3. Modes d'excitation	10
1.4. Applications des APM	11
CHAPITRE 2	
MODELISATION THEORIQUE	13
2.1. Présentation du problème	13
2.2. La méthode spectrale	14
2.2.1. Introduction	14
2.2.2. La fonction de transfert électromagnétique ou fonction de Green	14
2.2.3. Fonctions de Green dyadiques spectrales	15
2.2.4. Détermination des fonctions de Green spectrales pour des structures planes	16
2.3. Application de la méthode spectrale	19
2.3.1. Etude de l'antenne plaque microruban	19
2.3.2. Structure à plusieurs éléments	20
2.3.3. Application aux matériaux diélectriques anisotro- pes	22
2.4. Modélisation de l'excitation	23
2.4.1. Généralité	23
2.4.2. Ligne microruban	24
2.4.3. La sonde coaxiale	24
2.4.4. L'excitation d'une antenne à plusieurs éléments	26
2.4.5. Excitation par plusieurs sources	27
2.5. Caractéristiques de l'antenne dans le domaine spectral	27
2.5.1. Impédance d'entrée	27
2.5.2. Puissance totale, puissance rayonnée et ondes de surface	27
2.5.3. Le rayonnement de l'antenne plaque microruban	30
2.6. Conclusion	31
CHAPITRE 3	
LE MODELE NUMERIQUE	32
3.1. Introduction	32
3.2. La méthode des moments	32
3.3. La méthode de Galerkin dans le domaine spectral	34
3.3.1. Structure à un seul conducteur	34
3.3.2. Structure à plusieurs conducteurs	35
3.4. Choix des fonctions de développement	37
3.4.1. Généralité	37
3.4.2. Antenne rectangulaire	38
3.4.3. Antenne disque	41
3.4.4. Antenne de forme arbitraire	43
3.5. Caractéristiques de l'antenne	44
3.5.1. Impédance d'entrée	44
3.5.2. Puissance totale, puissance rayonnée, rendement	44
3.5.3. Diagramme de rayonnement	45
3.6. Méthodes numériques	45
3.6.1. La méthode de Romberg	45
3.6.2. Interpolation de la matrice impédance et du vecteur tension	46
3.6.3. Reformulation de l'intégrale	46
3.6.4. Chemin d'intégration complexe	48

3.7. Commentaire sur la structure générale du programme	49
3.8. Conclusion	50

CHAPITRE 4

VALIDATION ET APPLICATION DES PROGRAMMES DU LOGICIEL C.A.P.M.5	51
4.1. Introduction	51
4.2. Description des programmes	51
4.3. Etude de l'antenne rectangulaire	53
4.3.1. Mode opératoire	53
4.3.2. Validation	53
4.3.3. Optimisation	61
4.4. Etude de l'antenne disque	63
4.4.1. Mode opératoire	63
4.4.2. Validation	63
4.4.3. Optimisation	65
4.5. Etude de l'antenne rectangle avec directeur	68
4.5.1. Mode opératoire	68
4.5.2. Validation	69
4.5.3. Optimisation	71
4.6. Etude de l'antenne disque avec directeur	76
4.6.1. Mode opératoire	76
4.6.2. Validation	76
4.6.3. Optimisation	77
4.6. Conclusion	82
PROSPECTIVES	83
CONCLUSIONS GENERALES	88
BIBLIOGRAPHIE	89
ANNEXE A: FONCTIONS DE GREEN D'UNE STRUCTURE A TROIS COUCHES DE DIELECTRIQUES	95
ANNEXES B: EXEMPLE DE DETERMINATION DES FONCTIONS DE GREEN POUR UNE STRUCTURE A UN SEUL DIELECTRIQUE	99
ANNEXE C: FONCTIONS DE BESSEL ET LEURS PROPRIETES	100

INTRODUCTION

Le domaine des télécommunications est un secteur d'activité en essor rapide et permanent, les inventions et les innovations s'y succèdent à un rythme impressionnant. Depuis un siècle, les découvertes relatives aux ondes hertziennes ont rendu possibles les communications sans fil à longue distance. Les premiers travaux théoriques sur le rayonnement et la propagation des ondes électromagnétiques ont accompagné l'expérimentation avec succès. (travaux de Maxwell, Hertz, Marconi, Bradlay et Sommerfeld...)

Durant les années trente, pour des raisons essentiellement militaires, les gouvernements et les industriels ont développé des systèmes de radiolocalisation ou RADAR. Ces diverses applications nécessitaient de nombreuses recherches pour accroître l'efficacité de ces dispositifs. L'invention des tubes électroniques, du magnétron et du transistor ont été des étapes importantes dans l'histoire moderne des communications. Actuellement, la tendance est à la miniaturisation des dispositifs rayonnants et à l'augmentation du débit d'informations tout en satisfaisant aux contraintes de coût. L'utilisation de circuits imprimés comme antenne présente de nombreux avantages tels qu'une fabrication industrielle simple et peu onéreuse et la possibilité d'obtenir des réseaux complets d'antennes sur un seul support: ce sont les antennes plaques microrubans ou APM.

Leur domaine est très varié, allant du guidage de missile à la thérmothérapie en passant par les télécommunications.

Néanmoins, l'étude théorique des caractéristiques d'une telle structure est très complexe à cause de son manque d'homogénéité. Ce qui a pour conséquence que la conception s'appuie beaucoup sur l'expérimentation de maquettes. Dans le but de réduire la durée et les coûts de conception de nombreux modèles numériques ont été développés.

Dans le monde, de nombreux travaux de recherche concernant ces structures ont été entrepris, et depuis plusieurs années déjà au laboratoire des télécommunications du département d'électronique de l'ENP on poursuit les mêmes recherches avec peu de moyen mais avec la collaboration d'Universités européennes, le but principal étant le perfectionnement des techniques d'analyse fondamentales pour mieux prédire les caractéristiques d'une structure avec une précision accrue, pour finalement affiner les techniques de conception.

L'analyse rigoureuse du comportement électrique de l'antenne plaque microruban est fondée sur les fonctions de Green dans une formulation en terme d'équations intégrales. La méthode décrite dans ce travail établit l'équation intégrale de la structure, à partir des conditions aux limites du champ électrique, et puis entreprend sa résolution afin d'obtenir des grandeurs telles que l'impédance d'entrée, la bande passante...

Les configurations microrubans circulaires et rectangulaires ont été traitées. On fait remarquer que la mise en oeuvre de cette méthode dépend de la disponibilité de puissants moyens de calcul.

CHAPITRE UN: ETAT DE L'ART

1.1. L'antenne plaque microruban

Une antenne microruban est un dispositif rayonnant constitué d'un ou plusieurs éléments métalliques (plan de masse, antenne, directeur,...) séparés par des couches de substrats diélectriques dont les épaisseurs sont faibles par rapport à la longueur d'onde. Les dimensions de l'élément métallique sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de travail. Le rayonnement est directionnel dans un demi-espace si le plan de masse ou plan réflecteur est supposé infini. Une antenne plaque microruban se caractérise par les grandeurs suivantes:

- l'impédance d'entrée
- la fréquence de résonance
- la bande passante
- le diagramme de rayonnement
- la directivité
- la polarisation
- le facteur de couplage
- le gain
- le rendement

Pour une utilisation adéquate, il est indispensable de connaître les valeurs de toutes ces grandeurs. Le principal intérêt des APM tient dans la possibilité d'en constituer des réseaux de plusieurs dizaines d'éléments, voire plusieurs milliers. Ces réseaux ont des performances largement supérieures à celles d'un élément isolé. de plus le balayage du faisceau principal peut se faire électroniquement.

Depuis que le concept d'antenne microruban a été formulé les chercheurs et les ingénieurs ont voulu prédire les caractéristiques électriques de telles structures pour en simplifier la conception et en améliorer les performances, mais l'expérimentation reste une étape décisive de la conception. Des modèles numériques construits sur des hypothèses simplificatrices ont été développés, par exemple comme la méthode de la cavité[36] et la méthode des lignes de transmission(LMA) [25][74]. Cependant, leur domaine de validité reste très étroit. L'analyse rigoureuse exige la résolution numérique des équations de Maxwell. Dans ce but, on pense à utiliser la méthode des différences finies ou celle des éléments finis, mais aucune des deux ne convient vraiment à l'étude d'une structure ouverte comme une antenne microruban. Pour cette raison le problème est reformulé en terme d'équations intégrales. Généralement il est décrit par l'équation intégrale à champ électrique (EFIE) ou bien par l'équation intégrale aux potentiels mixtes (MPIE), d'ailleurs ces deux équations sont

équivalentes. La méthode des moments(M2) permet de transformer une équation intégrale en équation matricielle[22][31]. Il existe plusieurs manières de la mettre en oeuvre: Galerkin, moindres carrés, collocation ou point matching. Le choix des fonctions de développement et de test dépend de nombreux critères[62]: forme de l'antenne, rapidité de la convergence des calculs vers la solution exacte, matrice conditionnées, simplicité des fonctions. Les implémentations possibles pour un même problème sont donc nombreuses. Au début, lorsque les chercheurs ayant enfin des moyens de calcul suffisants, ont pu traiter rigoureusement le problème de l'APM par la méthode des moments, ils ont choisi la MPIE en calculant numériquement les fonctions de Green spatiales de la structure: c'est la méthode des moments spatiale[02][35][49]. L'approche d'un problème par les fonctions de Green est fastidieuse dans certains cas[48], et en plus l'évaluation des éléments diagonaux de la matrice des moments, reste délicate, en raison des singularités présentes. Pour cette raison, on a cherché à reformuler les intégrales de la M2 de façon à utiliser directement la représentation spectrale des fonctions de Green (on dit aussi fonctions de Green spectrales) [10][58], mais cette dernière approche n'est réellement efficace que si les expressions analytiques des transformées spectrales des fonctions de développement et de test, sont disponibles. Afin de simplifier l'analyse, on a été progressivement amené à exprimer les équations intégrales dans le domaine spectrale [19][27][05]. La méthode du domaine de Hankel [28][29][65] présente les mêmes avantages que celle du domaine spectral, elle décrit correctement le comportement des APM de forme circulaire ou annulaire, mais ne s'applique à aucune autre configuration.

On rappelle qu'une APM sera utilisée au sein d'un réseau de plusieurs dizaines d'éléments. La méthode spectrale peut étudier aussi bien le comportement d'un élément isolé que celui d'un réseau d'une centaine d'APM [56], et grâce aux séries de Floquet il est également possible de traiter théoriquement les réseaux périodiques infinis [64].

La croissance continue de la puissance de calcul disponible influe sur notre façon de formuler, de résoudre et d'interpréter les problèmes. C'est ainsi que l'étude des APM, qui a dû se contenter à ses débuts de méthodes approximatives et parfois intuitives, peut maintenant faire appel à des techniques[45] très élaborées sans que les besoins en ressources informatiques ne dépassent celles offertes par le matériel informatique. Dans le commerce, on trouve des logiciels professionnels de CAO dédié à l'analyse, à la synthèse et à la fabrication des structures microrubans[30]. Généralement ces logiciels disposent d'abaques construits à partir de mesures expérimentales et de modèles simples pour chaque configuration, toutefois la tendance actuelle est à la conception de systèmes de CAO faisant appel à des méthodes puissantes pour l'étude des réseaux et des milieux stratifiés dans le cas général[20]

1.2. La technologie des APM

les matériaux diélectriques

Ces matériaux sont utilisés comme substrat, comme protection ou comme couche intermédiaire. Les qualités qu'ils doivent avoir pour une utilisation en microruban sont:[14][30]:

- une résistance mécanique suffisante, car ils doivent souvent supporter la structure entière.
- une conductivité thermique suffisante pour éviter un échauffement excessif.
- l'hydrophobie, car l'eau altère les performances du matériau
- des pertes diélectriques très faibles.
- faiblement dispersif.
- une faible anisotropie et un comportement linéaire.
- un usinage et une découpe faciles.

Il existe une grande variété de matériaux tels que les matériaux synthétiques (PTFE, polystyrène,..) les céramiques, le quartz, les semi-conducteurs (silicium, arséniure de galium).

Les matériaux conducteurs

Dans une structure microruban les conducteurs se présentent sous la forme de ruban très mince découpé suivant différentes géométries (rectangle, cercle,...)

Les métaux couramment employés sont le cuivre, l'argent, l'or ou l'aluminium du fait de la valeur élevée de leur conductivité.

Le processus de fabrication

Une antenne microruban est fabriquée au moyen du procédé photolithographique (figure 1.1) utilisé habituellement pour les circuits imprimés à travers les étapes successives suivantes[30]:

- conception et fabrication du masque
- enduction par un produit photosensible (photoresist)
- exposition aux UV à travers le masque
- bain dissolvant pour enlever les parties non exposées
- attaque chimique pour enlever les parties métalliques non protégées.
- rinçage et séchage
- perçage de trous éventuels dans le substrat

Si la structure désirée contient plusieurs couches, chacune est traitée séparément suivant ce même procédé, avant d'être toutes soigneusement superposées.

TABLEAU-1.1. Permittivité de quelques matériaux diélectriques usuels en bande X [30]

Matériaux	ϵ_r	$tg\delta$
Quartz	3.78	.001
GaAs	12.8	.002
RT/Duroïd 5870	2.33	.0012
RT/Duroïd 5880	2.22	.001
RT/Duroïd 6006	6.	.001
RT/Duroïd 6010.5	10.5	.0015
RT/Duroïd 6010.2	10.2	.003
3M Cluclad 233	2.33	.0012
Polypropylène	2.2	.001
Fluorglas 600/1	2.52	.0012
Rexolite 200	2.62	.003
Rexolite 2200	2.62	.003
Cuflon	2.17	.001
Styrofoam	1.05	.001

1.3. La classification des antennes microrubans

Les APM peuvent être classées selon leurs formes géométriques, le nombre de couche, le nombre d'éléments rayonnants, et le mode d'alimentation (figure 1.2). Cela permet d'avoir une diversité suffisante des caractéristiques électriques pour satisfaire aux exigences d'applications variées.

1.3.1. La forme de l'antenne

-antenne rectangulaire: c'est la configuration la plus simple, elle fonctionne aux modes fondamentaux TM_{01} ou TM_{10} de la cavité rectangulaire, sa bande passante très étroite limite son domaine d'application, la polarisation du champ est rectiligne si l'antenne est excitée en un seul point, mais la question de la pureté de la polarisation, se pose.

La recherche théorique et expérimentale est abondante sur ce sujet. Souvent on ajoute une couche supplémentaire de diélectrique, mais cela entraîne une diminution de la fréquence de résonance[02][27]. La bande passante peut être élargie en augmentant l'épaisseur du substrat [15][63], mais cela induit une diminution du rendement, à cause du phénomène des ondes de surface dont il faut tenir compte lors de l'analyse. La méthode spectrale suppose que la résistivité des conducteurs est nulle et que les dimensions du plan de masse sont infinies mais il est possible d'ajouter à l'équation intégrale un terme comprenant l'impédance de surface du

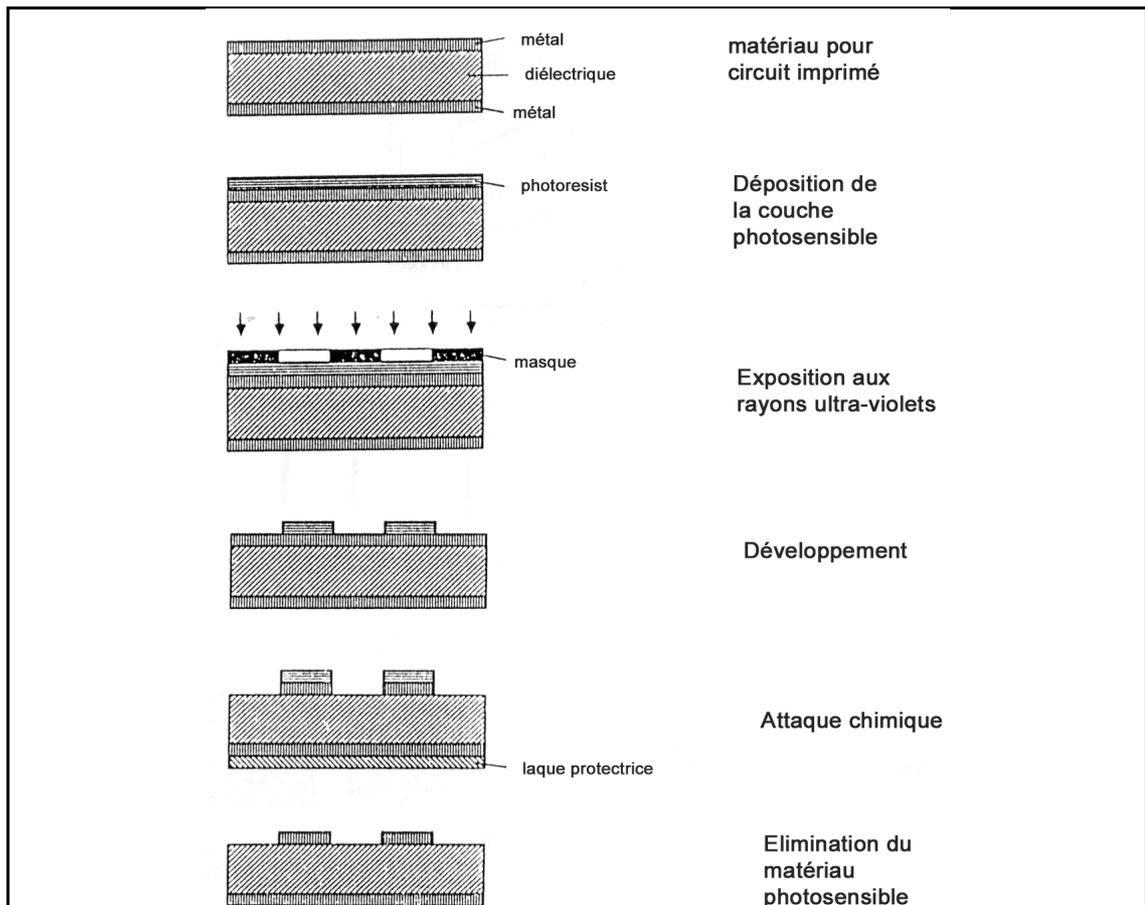


Figure 1.1-Procédé photolithographique pour la fabrication d'un circuit microruban[30]

conducteur [08] et il est aussi possible d'étudier l'effet des dimensions du plan de masse grâce à une approche hybride associant la méthode des moments et la théorie géométrique de la diffraction [09]. Dans la littérature, il existe des formules simples donnant les valeurs approchées de la fréquence de résonance, de l'impédance et du rendement[24].

-antenne circulaire: généralement elle est utilisée à la fréquence de résonance du mode TM_{11} de la cavité cylindrique. Ses performances sont comparables à celles de l'antenne rectangulaire. Son analyse rigoureuse par la méthode des moments a été étendue au cas elliptique[07]. Les mesures ont confirmé les résultats obtenus par la méthode de la cavité [36], et par la méthode spectrale [21][28]. Une antenne disque alimentée au centre résonne aux modes TM_{0n} , et une étude numérique soignée tenant compte de l'effet de bord et du contact entre la sonde et le disque montre l'intérêt d'une telle configuration[54].

1.3.2 Elément directeur, couche d'air

-un élément directeur accroît la bande passante, et modifie l'allure du diagramme de rayonnement [41]. Mais deux éléments directeurs convenablement espacés améliorent le gain et par conséquent la directivité[40]. Pour le concepteur, un élément directeur représente un degré de liberté supplémentaire. Certaines de nombreuses études analysant l'influence de divers

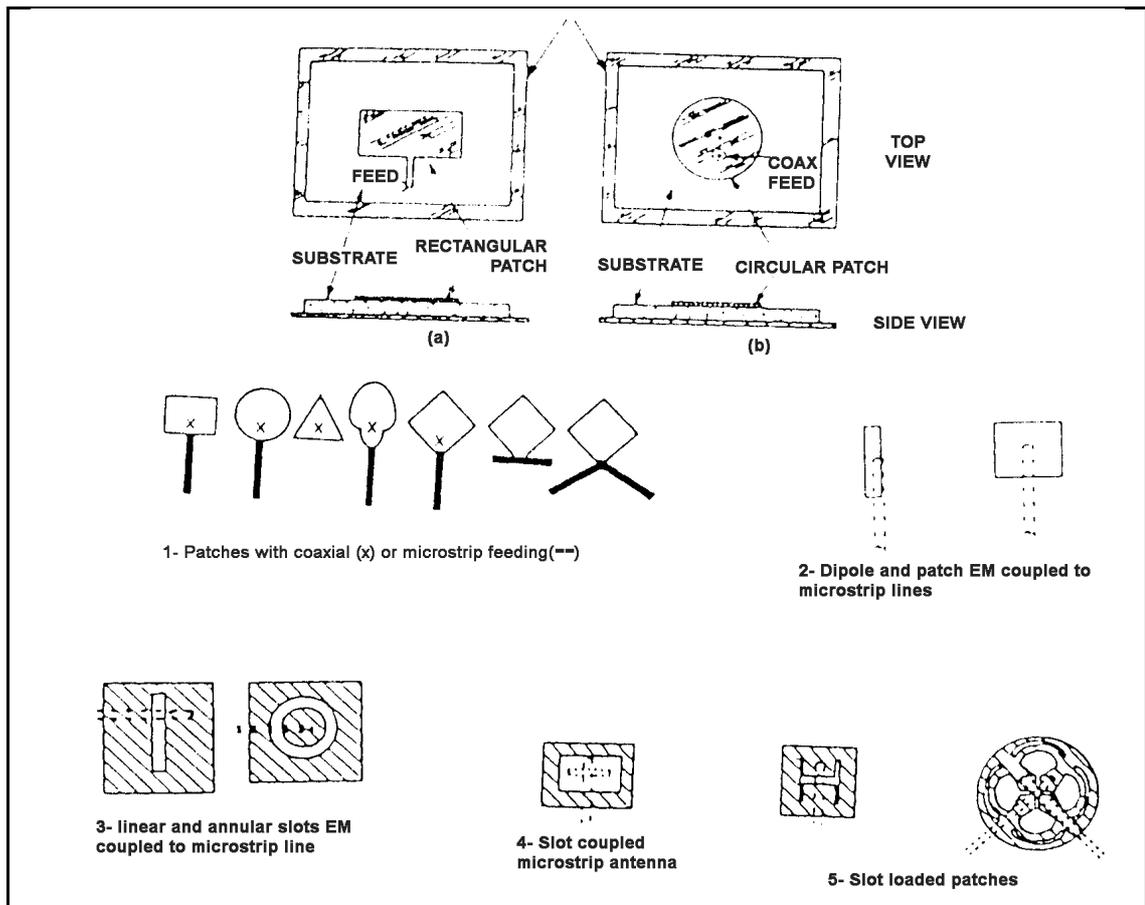


Figure 1.2-Les configurations possibles des antennes microrubans[23]

paramètres ont abouti à la fabrication de maquettes très performantes[05][10][19][65]. La mise en oeuvre de la méthode des moments pour modéliser l'APM et les réseaux correspondants, est longue et difficile dans la mesure où il faut décrire les couplages entre les éléments et l'effet de l'alimentation sur chacun d'eux.[10][47]

-l'introduction d'une couche d'air entre le substrat et le plan de masse permet d'ajuster la fréquence de résonance de l'antenne plaque microruban et d'accroître la bande passante. La modification de l'épaisseur de la couche d'air change la permittivité effective de l'ensemble substrat-couche d'air.[26]

1.3.3. Modes d'excitation

-l'alimentation par sonde coaxiale offre la possibilité d'ajuster l'impédance de l'antenne en fixant la position du point d'excitation. La sonde elle-même introduit une inductance, et peut rayonner, mais cet effet est négligeable si le substrat est électriquement mince. La sonde est modélisée de façon simplifiée en admettant que le courant est uniforme[58], mais il est possible d'affiner le modèle en ajoutant un mode d'attache[21] et en admettant que la sonde fait partie de la structure[39]. Expérimentalement on a montré que si l'épaisseur du substrat est de l'ordre des dimensions de l'APM la sonde rayonne[15].

-l'excitation par ligne microruban présente l'avantage de placer sur un même substrat le circuit d'alimentation et l'élément rayonnant, mais la jonction entre la ligne et l'antenne constitue une discontinuité qui introduit un rayonnement parasite qui peut masquer celui de l'antenne plaque microruban, et lors de l'analyse par la méthode des moments il faut considérer que la ligne fait partie de la structure rayonnante[56].

- le couplage électromagnétique entre une ligne microruban et une APM élimine tout contact entre eux et se prête beaucoup mieux à la constitution de réseaux.[04][42] L'étude par la M2 donne des résultats très précis en dépit du volume élevé de calcul mais néanmoins compatible avec les moyens informatiques ordinaires.

-l'alimentation à travers une ouverture permet de séparer totalement l'élément rayonnant de la source, l'antenne est excitée par une ligne microruban à travers une ouverture, cette configuration présente une bande passante très élevée et un diagramme de rayonnement convenant aux applications usuelles. La méthode spectrale permet son analyse rigoureuse .[23][73]

Pour certaines applications, il est possible de placer des trous métallisés ou tiges[43] sur une APM, soit dans le but d'obtenir une polarisation circulaire, soit pour éviter un échauffement excessif. De même qu'il est possible d'élargir la bande passante en adaptant correctement l'antenne[59].

Périodiquement des synthèses de l'état de l'art dans ce domaine sont publiées: techniques d'analyse, technologie, solutions nouvelles[02][14][23][25][57].

1.4. Applications des APM

Pour un utilisateur, la principale qualité des antennes plaques reste leur faible volume, leur discrétion et grâce à leur conformabilité elles perturbent très peu l'aérodynamisme des véhicules terrestres ou aériens sur lesquels elles sont montées.

L'aviation civile et militaire a des besoins spécifiques et bien souvent la sécurité en vol dépend d'un composant crucial: l'antenne. La technologie des microantennes a été introduite dans les systèmes de communication, de navigation et d'atterrissage.

L'antenne à balayage électronique constitue une application typique des réseaux d'antenne microruban aux systèmes de télédétection ou RADAR, et concurrence les antennes classiques à balayage mécanique car elle ne connaît pas les problèmes d'usure mécanique, mais en revanche, son coût de fabrication est nettement plus élevé.

Des microantennes ont été montées sur des missiles comme système de guidage. Dans les applications de guidage et de télédétection, la qualité cruciale de l'antenne est une bonne directivité, par contre pour les systèmes de communication la bande passante est nécessairement large.

La sécurité routière et le confort des passagers peuvent être

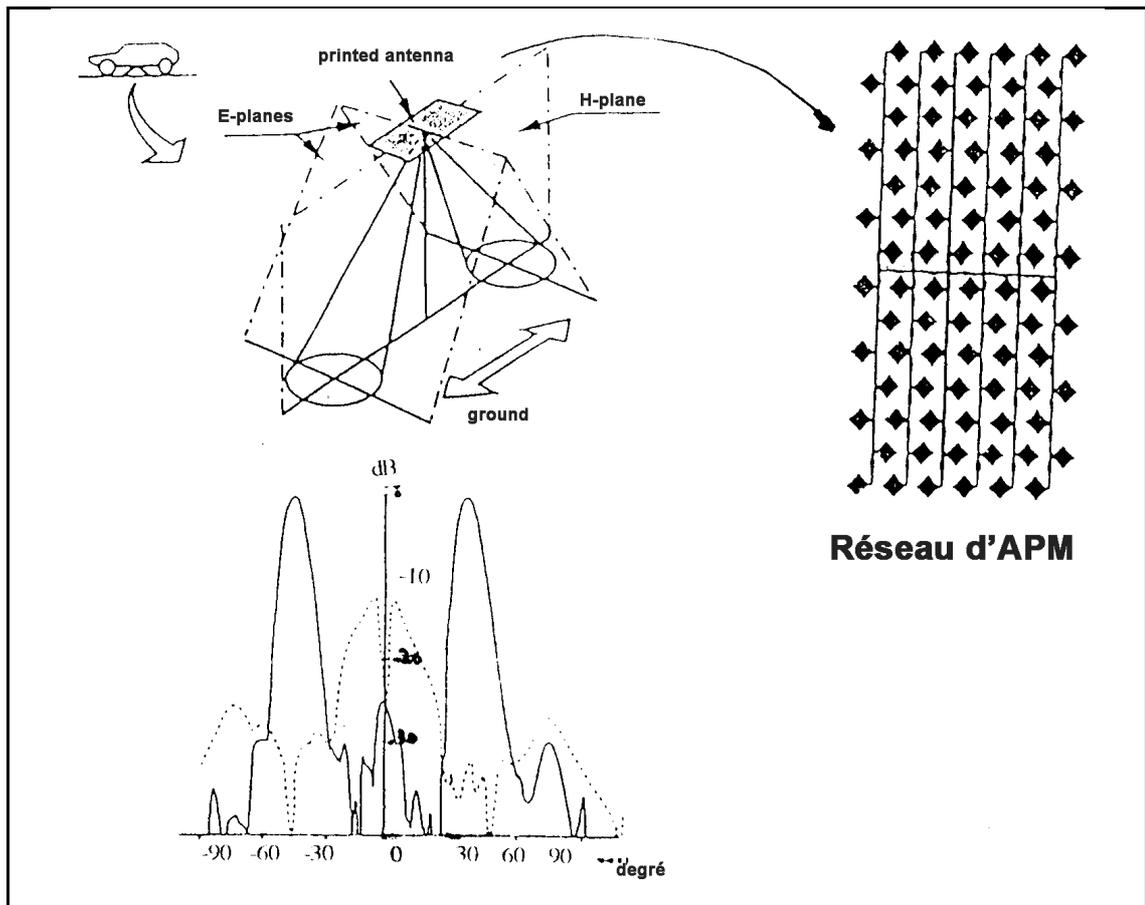


Figure 1.3-Senseur Doppler pour véhicule terrestre[23].i)Description, ii)Diagramme de rayonnement de l'APM

améliorés à l'aide de systèmes RADAR utilisant des antennes plaques microrubans placées sur le véhicule (figure 1.3), pour connaître la distance entre les véhicules par temps de brouillard, la vitesse, et l'état de la route (irrégularités, ornières) pour les systèmes à suspension active.

CHAPITRE DEUX:
MODELISATION THEORIQUE

2.1. Présentation du problème

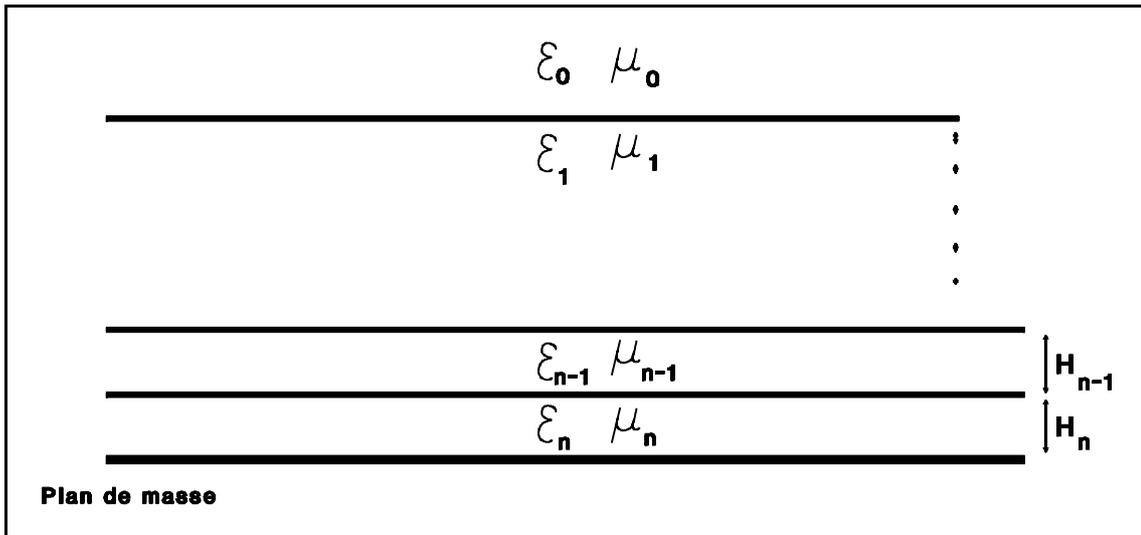


Figure 2.1-Structure stratifiée avec plan de masse

Soit la structure plane de la figure 2.1, nous voulons connaître le comportement électromagnétique d'éléments plans conducteurs placés à l'interface des couches de diélectriques.

Quelques restrictions[49] sont imposées à cette étude par rapport au cas réel:

1-Le plan de masse et les couches de diélectrique s'étendent à l'infini.

2-Les conducteurs (plan de masse et antennes) sont infiniment minces et parfaitement conducteurs.

3-Les matériaux diélectriques employés sont isotropes, homogènes, réciproques, linéaires, et non magnétiques.

Ces conditions ayant été posées le problème peut être rigoureusement formulé suivant la méthode spectrale. L'avantage de celle-ci est une rigueur qui tient compte d'effets souvent négligés par les méthodes traditionnelles(méthode LMA, méthode de la cavité). C'est ainsi que les courants de fuite ,ceux de polarisation, et les ondes de surface sont pris en compte implicitement sans traitement spécifique. La présente méthode s'appuie sur l'équation intégrale à champ électrique (EFIE) exprimée dans le domaine spectral, et ce chapitre décrit surtout comment l'établir à partir des équations de Maxwell pour des milieux stratifiés multicouches et

multiconducteurs. Des expressions donnant l'impédance d'entrée et la puissance rayonnée sont établies dans le domaine spectral dans le but de faciliter l'analyse numérique.

2.2. La méthode spectrale

2.2.1. Introduction

Nous l'appelons également approche du spectre de l'onde plane selon oz.

La transformée de Fourier bidimensionnelle est définie de la manière suivante[27]:

$$\begin{aligned} \tilde{f}(z, \vec{k}_t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}_T, z) \cdot \exp(j \cdot \vec{k}_t \cdot \vec{r}_T) dx \cdot dy \\ f(\vec{r}_T, z) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(z, \vec{k}_t) \cdot \exp(-j \vec{k}_t \cdot \vec{r}_T) dk_x \cdot dk_y \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \vec{r}_T &= x\vec{u}_x + y\vec{u}_y && \text{Vecteur spatial transverse} \\ \vec{k}_t &= k_x\vec{u}_x + k_y\vec{u}_y && \text{Vecteur d'onde spectral} \\ k_t^2 &= k_x^2 + k_y^2 \end{aligned}$$

La fonction f peut être indifféremment un scalaire, un vecteur ou une matrice. Cette transformée permet de traiter le problème dans le domaine spectral.

2.2.2. La fonction de transfert électromagnétique ou fonction de Green

Nous pouvons décrire un problème de champs électromagnétiques au moyen d'une entrée ou excitation, d'une fonction de transfert et d'une sortie. La fonction de transfert s'identifie à la réponse impulsionnelle du système.

Soit l'opérateur différentiel suivant[17]:

$$\begin{aligned} \mathbf{L} &= (\nabla \wedge \nabla \wedge - k^2) && k^2 = \omega^2 \epsilon \mu \\ \text{Pour le champ électrique } \mathbf{L}\vec{E}(\vec{r}) &= -j\omega\mu\vec{J}_s(\vec{r}) \\ \text{Pour le champ magnétique } \mathbf{L}\vec{H}(\vec{r}) &= \nabla \wedge \vec{J}_s(\vec{r}) \\ \vec{G}_h &= \frac{\nabla \wedge \vec{G}_e}{-j\omega\mu} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{L}\vec{G}_e &= -j\omega\mu\delta(\vec{r}-\vec{r}')\vec{I} && \vec{I}: \text{dyade unité} \\ \mathbf{L}\vec{G}_h &= \nabla \wedge \delta(\vec{r}-\vec{r}')\vec{I} \\ \vec{E}(\vec{r}) &= j\omega\mu\mathbf{L}^{-1}\vec{J}_s(\vec{r}) \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \mathbf{L}^{-1}(\nabla \wedge \vec{J}_s(\vec{r})) \end{aligned}$$

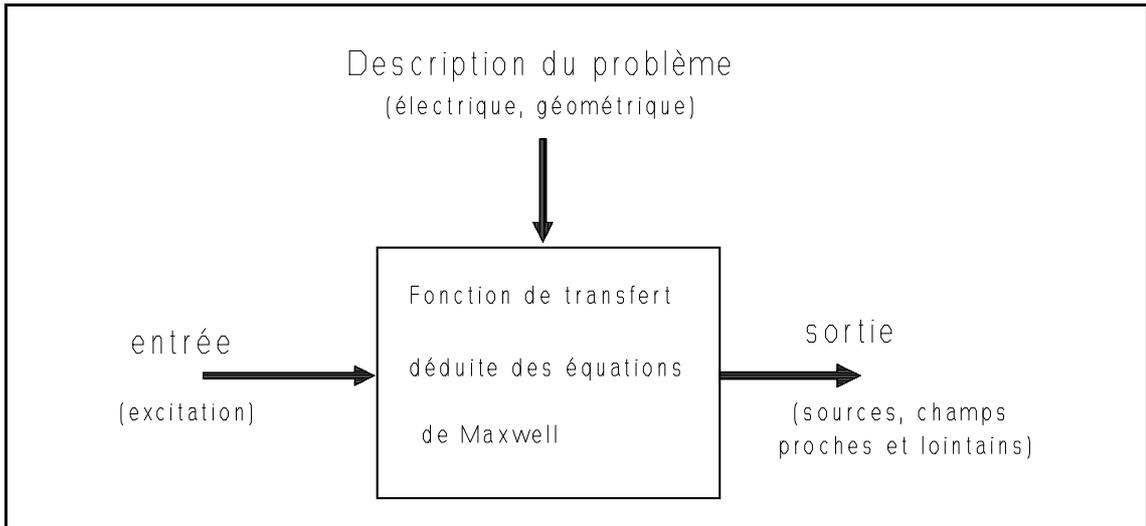


Figure 2.2-La fonction de transfert électromagnétique [45]

Dans ce type de problème nous l'appelons fonction de Green dyadique définie de la manière suivante[18]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \int_{v'} \vec{G}_e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \cdot dV' \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \int_{v'} \vec{G}_h(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \cdot dV' \end{aligned} \quad (2.2)$$

\vec{G}_e et \vec{G}_h : fonctions de Green dyadiques respectivement électrique et magnétique
 \vec{J}_s : Densité de courant de surface
 \vec{r} : point observateur
 \vec{r}' : point source

Ces fonctions de Green dyadiques ne dépendent que de la structure et sont totalement indépendantes de l'excitation. L'une des premières étapes dans notre approche consiste à les déterminer¹.

Remarquons qu'il est impossible de leur trouver dans le cas général une expression analytique. Toutefois leur représentation spectrale convient parfaitement au présent cas.

2.2.3. Fonctions de Green dyadiques spectrales

Les fonctions de Green dyadiques spectrales sont une représentation spectrale des fonctions de Green dyadiques, nous pouvons aussi parler de représentation aux valeurs propres des fonctions de Green.[17]

¹ Dans le cas d'une source ponctuelle $L = \Delta + k^2$ $L\vec{G}(\vec{r}) = -\delta(\vec{r}, \vec{r}')$ a pour solution deux termes, l'un correspond à l'intégrale particulière de l'équation inhomogène $L\vec{G} = \delta(\vec{r}, \vec{r}')$ et l'autre à la solution homogène $L\vec{G} = 0$ associée. Soit $\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') = F(\vec{r}, \vec{r}') + U(\vec{r}, \vec{r}')$ respectivement, où $F(\vec{r}, \vec{r}') = e^{jk_r} / (4\pi r)$, et $U(\vec{r}, \vec{r}')$ correspond à $LU(\vec{r}, \vec{r}') = 0$

Dans le domaine spectrale les relations entre champs et courant s'écrivent de la manière suivante:

$$\begin{aligned}\vec{E}(z, \vec{k}_t) &= \int \vec{G}_e(z|z', \vec{k}_t) \cdot \vec{J}_s(z', \vec{k}_t) dz' \\ \vec{H}(z, \vec{k}_t) &= \int \vec{G}_h(z|z', \vec{k}_t) \cdot \vec{J}_s(z', \vec{k}_t) dz'\end{aligned}$$

Si \vec{J}_s est horizontale alors: (2.3)

$$\begin{aligned}\vec{E}(z, \vec{k}_t) &= \vec{G}_e(z, \vec{k}_t) \cdot \vec{J}_s(\vec{k}_t) \\ \vec{H}(z, \vec{k}_t) &= \vec{G}_h(z, \vec{k}_t) \cdot \vec{J}_s(\vec{k}_t)\end{aligned}$$

Le signe tilde marque le domaine spectral. Mais pour ne pas surcharger les notations, ni les vecteurs, ni les dyades ne le porteront.

2.2.4. Détermination des fonctions de Green spectrales pour des structures planes

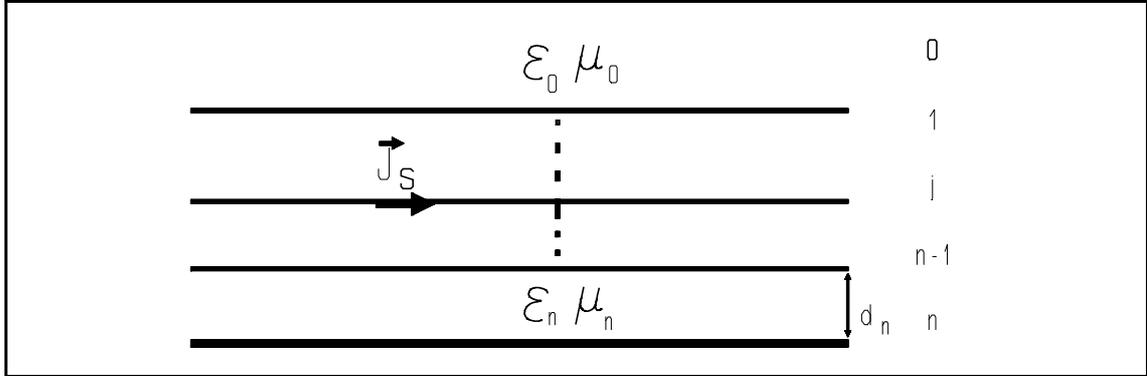


Figure 2.3-Structure stratifiée avec source de courant horizontale à une interface

Les différentes couches et interfaces sont numérotées comme indiqué sur la figure 2.3 par ordre croissant à partir de l'espace libre qui a l'indice 0. La couche en contact avec le plan de masse a l'indice le plus élevé. Déterminons les fonctions de Green de cette structure.

Les champs satisfont les équations de Maxwell (milieux dépourvus de sources) dans chaque couche, dans le domaine spatial:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -j\omega \mu \vec{H} \\ \nabla \times \vec{H} &= j\omega \epsilon \vec{E} \\ \nabla \cdot \vec{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H} &= 0\end{aligned} \tag{2.4}$$

ϵ et μ peuvent être complexes

Les champs transformés satisfont à [11]:

$$\begin{aligned}\left[\frac{d^2}{dz^2} + \Gamma^2 \right] \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \vec{E}(z, \vec{k}_t) &= \vec{A}e^{-j\Gamma z} + \vec{B}e^{j\Gamma z} \\ \vec{H}(z, \vec{k}_t) &= \vec{K}e^{-j\Gamma z} + \vec{L}e^{j\Gamma z}\end{aligned}$$

Où les vecteurs \vec{K} et \vec{L} ne sont pas indépendants de \vec{A} et \vec{B}

$$\Gamma^2 = k^2 - k_t^2$$

La méthode choisie par la référence[11] consiste à décomposer la fonction de Green spectrale en ses parties TM et TE. Pour cela on introduit un opérateur dans le domaine spectrale: une projection suivant trois directions orthogonales ($\mathbf{u}_z, \mathbf{k}_t, u_z \mathbf{x}_k$).

Un vecteur arbitraire \mathbf{w} est caractérisé par trois nombres w_z, w' et w'' :

$$\vec{w} = \tilde{w}_z \cdot \vec{u}_z + \frac{[\tilde{w}' \cdot \vec{k}_t + \tilde{w}'' \cdot (\vec{u}_z \times \vec{k}_t)]}{(k_x^2 + k_y^2)}$$

$$\vec{w} = \begin{pmatrix} \tilde{w}_x \\ \tilde{w}_y \\ \tilde{w}_z \end{pmatrix} \quad \vec{w}' = \begin{pmatrix} \tilde{w}' \\ \tilde{w}'' \\ \tilde{w}_z \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$\vec{w} = \frac{1}{k_t^2} \begin{pmatrix} k_x & -k_y & 0 \\ k_y & k_x & 0 \\ 0 & 0 & k_t^2 \end{pmatrix} \cdot \vec{w}'$$

$$\vec{k}_t = k_x \vec{u}_x + k_y \vec{u}_y$$

Le tilde indique un scalaire dans le domaine spectral mais pour ne pas alourdir les notations les vecteurs transformés ne portent pas ce signe.

Les composantes du champ électromagnétique s'exprimeront dans le domaine spectrale au moyen de cette nouvelle base.

Nous pouvons maintenant écrire les équations de Maxwell dans le domaine spectral dans cette nouvelle base:

$$\frac{d\tilde{E}_z}{dz} = j\tilde{E}' \quad \frac{d\tilde{H}_z}{dz} = j\tilde{H}' \quad (2.6)$$

$$\tilde{E}'' = \omega\mu\tilde{H}_z \quad \tilde{H}'' = -\omega\epsilon\tilde{E}_z$$

Ces équations sont vérifiées dans chaque couche par les champs. En résolvant les équations de Maxwell dans le domaine spectral nous obtenons plusieurs équations différentielles du second ordre dont voici les solutions générales:

$$\tilde{E}'(z, \vec{k}_t) = A' e^{-j\Gamma z} + B' e^{j\Gamma z}$$

$$\tilde{H}''(z, \vec{k}_t) = \frac{\omega\epsilon}{\Gamma} (A' e^{-j\Gamma z} - B' e^{j\Gamma z}) \quad (2.7)$$

$$\tilde{E}_z(z, \vec{k}_t) = -\frac{1}{\Gamma} (A' e^{-j\Gamma z} - B' e^{j\Gamma z})$$

$$\tilde{E}''(z, \vec{k}_t) = A'' e^{-j\Gamma z} + B'' e^{j\Gamma z}$$

$$\tilde{H}'(z, \vec{k}_t) = -\frac{\Gamma}{\omega\mu} (A'' e^{-j\Gamma z} - B'' e^{j\Gamma z}) \quad (2.8)$$

$$\tilde{H}_z(z, \vec{k}_t) = \frac{1}{\omega\mu} (A'' e^{-j\Gamma z} + B'' e^{j\Gamma z})$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^2 &= k^2 - (k_x^2 + k_y^2) = k^2 - k_t^2 \\
&\text{tel que } \text{im}(\Gamma) \leq 0 \\
k &= k_0 N, \quad k_0 = \frac{\omega}{C}, \quad N = (\epsilon_r \mu_r)^{1/2}
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Les coefficients A' , B' , A'' et B'' ne peuvent être déterminés qu'en posant les conditions sur le champ au niveau de chaque interface. L'ensemble $\{E', H'', E_z\}$ représente l'onde TM telle que la composante z du champ magnétique soit nulle et l'ensemble $\{E'', H', H_z\}$ l'onde TE. En observant ces équations nous remarquons que les modes TM et TE sont découplés.

La continuité du champ électrique tangentiel au niveau de chaque interface entraîne l'égalité suivante:

$$\begin{aligned}
\tilde{E}'_i - \tilde{E}'_{i-1} &= 0 \\
\tilde{E}''_i - \tilde{E}''_{i-1} &= 0 \\
i &= 1..n \quad n: \text{nombre de couche}
\end{aligned} \tag{2.10}$$

De plus E' et E'' sont nuls sur le plan de masse, soit pour $z=0$:

$$\begin{aligned}
A'_n + B'_n &= 0 \\
A''_n + B''_n &= 0
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Pour la couche extérieure représentant l'espace libre il existe uniquement une onde sortante, c'est la condition de rayonnement:

$$B'_0 = 0, \quad B''_0 = 0 \tag{2.12}$$

Le champ magnétique tangentiel est aussi continue à travers la frontière entre deux couches sauf au niveau de la source de courant J_s (interface j , figure 2.3) :

$$\begin{aligned}
\tilde{H}'_i - \tilde{H}'_{i-1} &= 0 \\
\tilde{H}''_i - \tilde{H}''_{i-1} &= 0
\end{aligned} \quad \text{Pour } i \neq j \quad (i=1..n) \tag{2.13}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{H}'_i - \tilde{H}'_{i-1} &= -J''_s \\
\tilde{H}''_i - \tilde{H}''_{i-1} &= J'_s
\end{aligned} \quad \text{Pour } i=j$$

$$\begin{aligned}
&\text{avec:} \\
J'_s &= k_x J_{xs} + k_y J_{ys} \\
J''_s &= -k_y J_{xs} + k_x J_{ys}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Pour une structure à n couches nous avons deux systèmes chacun de $2n$ équations à $2n$ inconnues. La détermination de la fonction de Green dyadique de la structure revient à déterminer les coefficients inconnus $\{A'_i, B'_i, A''_i, B''_i\}_{i=1..n}$.

Finalement, on définit les fonctions suivantes :

$$\begin{aligned}
e'(z, \vec{k}_t) &= \frac{-\tilde{E}'(z, \vec{k}_t)}{J'_s(\vec{k}_t)} \\
e''(z, \vec{k}_t) &= \frac{+\tilde{E}''(z, \vec{k}_t)}{J''_s(\vec{k}_t)} \\
h'(z, \vec{k}_t) &= \frac{-\tilde{H}'(z, \vec{k}_t)}{J'_s(\vec{k}_t)} \\
h''(z, \vec{k}_t) &= \frac{+\tilde{H}''(z, \vec{k}_t)}{J''_s(\vec{k}_t)}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Une fois que sont déterminées les expressions des coefficients A', B', A'' et B'', la représentation spectrale de la fonction de Green de la relation (2.3) s'écrira sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
\vec{G}_e(z, \vec{k}_t) &= \begin{vmatrix} -e' \cos^2 \phi + e'' \sin^2 \phi & -(e' + e'') \cos \phi \sin \phi \\ -(e' + e'') \cos \phi \sin \phi & -e' \sin^2 \phi + e'' \cos^2 \phi \\ \frac{1}{\omega \epsilon} h' k_t \cos \phi & \frac{1}{\omega \epsilon} h' k_t \sin \phi \end{vmatrix} \\
\vec{G}_h(z, \vec{k}_t) &= \begin{vmatrix} -(h'' - h') \cos \phi \sin \phi & h'' \cos^2 \phi + h' \sin^2 \phi \\ -h'' \sin^2 \phi - h' \cos^2 \phi & (h'' - h') \cos \phi \sin \phi \\ -\frac{1}{\omega \mu} e'' k_t \sin \phi & \frac{1}{\omega \mu} e'' k_t \cos \phi \end{vmatrix} \\
k_x &= k_t \cos \phi \\
k_y &= k_t \sin \phi
\end{aligned} \tag{2.16}$$

En pratique ces fonctions ont une expression différente dans chaque couche. Dans l'analyse d'une antenne microruban par résolution de l'EFIE (electric field integral equation) la fonction de Green électrique de (2.16) intervient à travers les quatre premiers éléments de sa dyade car la composante z du champ électrique n'entre pas en jeu. L'expression de ces fonctions contient les pôles qui sont associés aux ondes de surface TM et TE.

2.3. Application de la méthode spectrale

2.3.1. Etude de l'antenne plaque microruban

A la surface d'un élément parfaitement conducteur, la composante tangentielle totale du champ électrique est nulle[32]. E_e^T est la composante transverse du champ d'excitation, on aura :

$$E_T + E_e^T = 0 \text{ sur le conducteur}$$

Le champ tangentiel induit s'écrit :

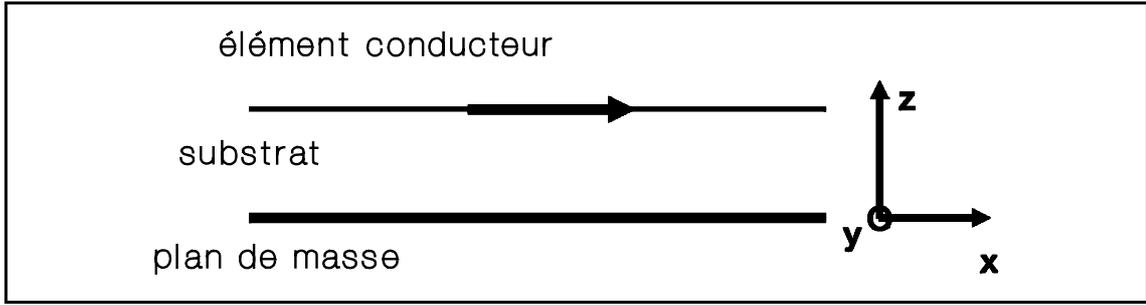


Figure 2.4-champ électrique sur le conducteur

$$\vec{E}_T(\vec{r}) = \iint \vec{G}^T(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \cdot ds' \quad (2.17)$$

Dans la dyade nous ne considérons que les éléments relatifs aux composantes transverses du champ électrique. L'exposant T dénote les composantes transverses. Cette relation aura la forme suivante dans le domaine spectral:

$$F_2^{-1}(\vec{E}_e^T) + F_2^{-1}(\vec{G}^T \cdot \vec{J}_s) = 0 \quad (2.18)$$

F₂⁻¹: transformée de Fourier bidimensionnelle inverse

L'équation intégrale à champ électrique à résoudre sera donc celle-ci:

$$\frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} (\vec{E}_e^T + \vec{G}^T \cdot \vec{J}_s) \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} \cdot dk_x \cdot dk_y = 0 \quad (2.19)$$

sur un conducteur

\vec{E}_e : champ électrique d'excitation
 \vec{G} : fonction de Green dyadique de la structure
 \vec{J}_s : densité de courant sur le conducteur

Pour déterminer les caractéristiques de l'antenne nous devons préalablement connaître la distribution J_s de la densité de courant.

L'équation (2.19) est une équation intégrale linéaire que nous pouvons résoudre à l'aide de la méthode des moments. Nous devons poser et déterminer les termes de l'équation (2.19) pour chaque élément métallique.

2.3.2. Structure à plusieurs éléments

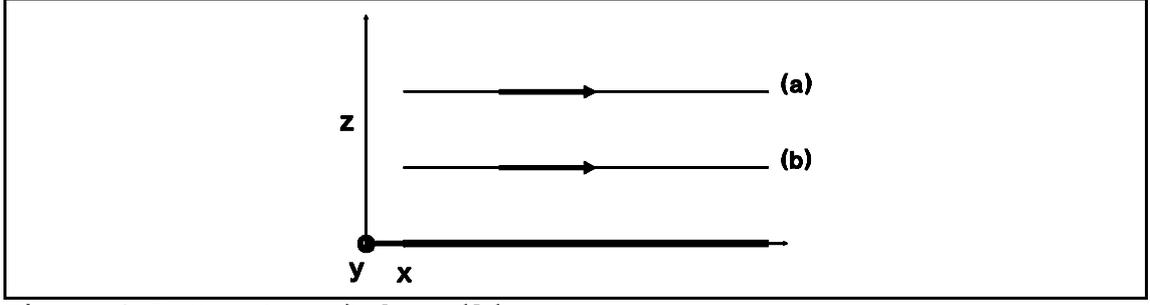


Figure 2.5-Structure à deux éléments

Soit un élément conducteur situé à l'interface (a) à la hauteur z_a , de densité de courant J_a .

Soit un élément conducteur situé à l'interface (b) à la hauteur z_b , de densité de courant J_b .

Pour déterminer les fonctions de Green d'une pareille structure nous procédons comme suit:

1- Une source de courant étant placée en (a) et aucune en (b), nous déterminons la fonction $G_a(z, k_x, k_y)$ comme cela est détaillé au paragraphe 2.2.4.

2- Une source de courant étant placée en (b) et aucune en (a), nous déterminons la fonction $G_b(z, k_x, k_y)$.

3- Nous évaluons $G_a(z_a, k_x, k_y)$, $G_b(z_b, k_x, k_y)$, $G_a(z_b, k_x, k_y)$, et $G_b(z_a, k_x, k_y)$.

Remarque: en appliquant le principe de réciprocité nous montrons que $G_a(z_b, k_x, k_y) = G_b(z_a, k_x, k_y)$.

$G_a(z_a, k_x, k_y)$: la source étant en (a) le champ est évalué en (a)

$G_b(z_b, k_x, k_y)$: la source étant en (b) le champ est évalué en (b)

$G_a(z_b, k_x, k_y)$: la source étant en (a) le champ est évalué en (b)

$G_b(z_a, k_x, k_y)$: la source étant en (b) le champ est évalué en (a)

Pour alléger l'écriture nous adoptons les notations suivantes:

$$\begin{aligned} \vec{G}_a(z_a, k_x, k_y) &= \vec{G}_{aa} & \vec{G}_a(z_b, k_x, k_y) &= \vec{G}_{ab} \\ \vec{G}_b(z_b, k_x, k_y) &= \vec{G}_{bb} & \vec{G}_b(z_a, k_x, k_y) &= \vec{G}_{ba} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Nous obtenons les relations suivantes dans le cas d'une structure à deux éléments:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{E}_a^e + \vec{G}_{aa} \cdot \vec{J}_a + \vec{G}_{ba} \cdot \vec{J}_b) \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y &= 0 \quad \text{pour } z = z_a \\ \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{E}_b^e + \vec{G}_{ab} \cdot \vec{J}_a + \vec{G}_{bb} \cdot \vec{J}_b) \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y &= 0 \quad \text{pour } z = z_b \end{aligned} \quad (2.21)$$

Si la structure possède plusieurs éléments conducteurs respectivement situés à des hauteurs $z=z_i$ ($i=1..n$) le système d'équation intégrale aura la forme suivante:

$$\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{E}_i + \sum_{k=1}^n \vec{G}_{ki} \cdot \vec{J}_k) \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} \cdot dk_x dk_y = 0 \quad (2.22)$$

Pour des conducteurs placés en $z=z_i$ ($i=1..n$)

C'est un système de n équations intégrales couplées à n inconnues J_i . Le principe de réciprocité[32] implique obligatoirement que la matrice $[G_{ki}]$ est symétrique: $[G_{ki}] = [G_{ik}]^T$

Les équations (2.21) et (2.22) sont déduites du principe de superposition. Le champ total généré par les sources (a) et (b) est la somme vectorielle des champs générés par chaque source:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_a + \vec{E}_b = \vec{G}_a(z, k_x, k_y) \cdot \vec{J}_a + \vec{G}_b(z, k_x, k_y) \cdot \vec{J}_b \\ \text{en } z=z_a \quad \vec{E}(z_a) &= \vec{G}_{aa} \cdot \vec{J}_a + \vec{G}_{ba} \cdot \vec{J}_b \\ \text{en } z=z_b \quad \vec{E}(z_b) &= \vec{G}_{ab} \cdot \vec{J}_a + \vec{G}_{bb} \cdot \vec{J}_b \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.3.3. Application aux matériaux diélectriques anisotropes

Un matériaux diélectrique est dit anisotrope si sa permittivité dépend de la direction, dans ce cas le scalaire représentant la permittivité est remplacé par un tenseur de permittivité, les équations décrivant le champ électromagnétique se réécrivent en tenant compte de cela. L'anisotropie accroît la complexité du problème mais on précise que les équations intégrales restent linéaires et que la méthode spectrale est toujours applicable à condition, naturellement, de déterminer les fonctions de Green adéquates[38].

Très souvent des matériaux tissés sont ajoutés durant le processus de fabrication des substrats pour obtenir les propriétés mécaniques et électriques exigées. Ces fibres introduisent une orientation dominante généralement dans le plan du substrat, c'est la raison de l'anisotropie de nombreux matériaux. Très souvent on néglige ses effets, mais le concepteur doit parfois soigneusement en tenir compte pour éviter des écarts importants des caractéristiques lors de la fabrication[13].

Pour un substrat biaxialement anisotrope le tenseur de permittivité s'écrit:

$$\vec{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix}$$

Pour un substrat uniaxialement anisotrope $\epsilon_x = \epsilon_y$

La direction z est prise normale au substrat (figure 4). Si $\epsilon_z > \epsilon_x$ le substrat est uniaxial positif sinon il est uniaxial négatif. La plupart des substrats microondes sont uniaxiaux négatifs.

2.4. Modélisation de l'excitation

2.4.1. Généralité

Avant de tenter de trouver une solution approchée de l'équation (2.19) (i.e (2.21) ou (2.22)) nous devons la compléter en exprimant le champ d'excitation E_e . Ce dernier est déterminé par le mode d'alimentation:

- par sonde coaxiale[27]
- par ligne microruban[56]
- par couplage électromagnétique[42]

Considérons un volume d'alimentation où la densité de courant J_e crée le champ électrique E_e , reliés dans le domaine spectrale par:

$$\vec{E}_e = \int \vec{G} \cdot \vec{J}_e dl \quad (2.24)$$

Pour une structure plane si la densité de courant J_e est horizontale c'est le cas d'une alimentation par ligne microruban, l'équation (2.24) devient:

$$\vec{E}_e = \vec{G} \cdot \vec{J}_e \quad (2.25)$$

Si la structure est excitée par sonde coaxiale, la densité de courant J_e est verticale. Nous supposons en plus que ce courant est uniforme. L'équation (2.24) devient:

$$\vec{E}_e = \int_0^l \vec{G}(z, k_x, k_y) \cdot \vec{J}_e(k_x, k_y) dz \quad (2.26)$$

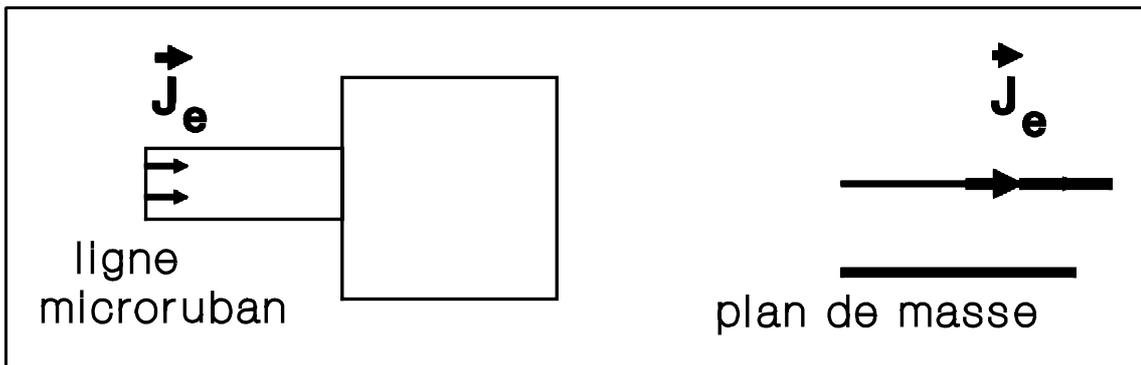


Figure 2.6-excitation par ligne microruban

2.4.2. Ligne microruban

On modélise J_e par une lame de densité de courant horizontale.

$$\vec{G} = \begin{vmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{xz} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} & \tilde{G}_{yz} \\ \tilde{G}_{zx} & \tilde{G}_{zy} & \tilde{G}_{zz} \end{vmatrix}, \quad \vec{J}_e = \begin{vmatrix} \tilde{J}_e^x \\ \tilde{J}_e^y \\ 0 \end{vmatrix} \quad (2.27)$$

$$\vec{E}_e = \vec{G} \cdot \vec{J}_e = \begin{vmatrix} \tilde{G}_{xx}\tilde{J}_e^x + \tilde{G}_{xy}\tilde{J}_e^y \\ \tilde{G}_{yx}\tilde{J}_e^x + \tilde{G}_{yy}\tilde{J}_e^y \\ \tilde{G}_{zx}\tilde{J}_e^x + \tilde{G}_{zy}\tilde{J}_e^y \end{vmatrix}$$

Dans le domaine spatial la référence [42] définit une lame de densité de courant horizontale :

$$\vec{J}_e = J_e \cdot \vec{u}_x$$

$$J_e = \frac{I_0}{l_m} \cdot P\left(\frac{y}{l_m}\right) \cdot \delta(x)$$

P: fonction porte telle que:

$$P(x) = 1 \quad |x| \leq 0.5$$

$$P(x) = 0 \quad \text{ailleurs}$$

δ : fonction de Dirac

l_m : largeur de la lame

(2.28)

La transformée spectrale de celle-ci sera donc:

$$\tilde{J}_e = I_0 \text{sinc}\left(\frac{l_m}{2} k_y\right) \quad (2.29)$$

Cette lame de courant peut subir une translation ou une rotation suivant la configuration de l'alimentation.

La modélisation de l'excitation par couplage électromagnétique a la même formulation que celle de l'excitation par ligne microruban, mais présente en plus l'avantage de décrire de façon simple la distribution des courants, car il n'y pas de transition ligne microruban-APM puisque l'alimentation se fait sans contact direct.

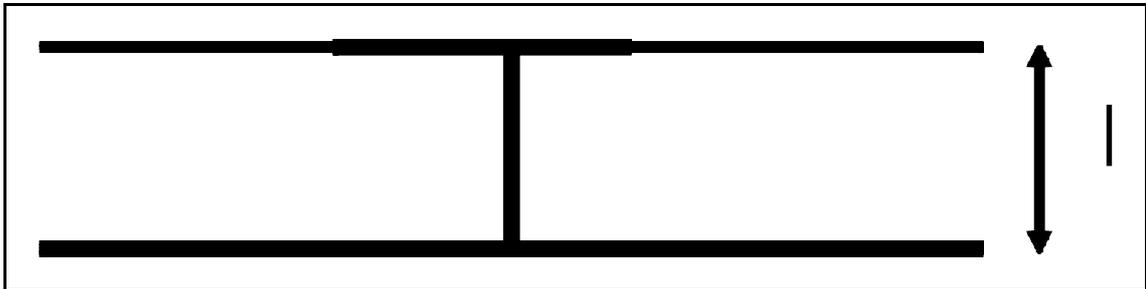


Figure 2.7-Excitation par sonde coaxiale

2.4.3. La sonde coaxiale

La sonde coaxiale traverse une épaisseur l à partir du plan de masse jusqu'à l'élément rayonnant. Nous supposons que le courant est uniformément réparti le long de la sonde[27]. Celle-ci peut être assimilée à un cylindre.

$$\vec{E}_e = \int_0^{l_s} \vec{G}(z, k_x, k_y) \cdot \vec{J}_e(k_x, k_y) dz \quad (2.30)$$

$$\vec{E}_e = \int_0^{l_s} \begin{vmatrix} \tilde{G}_{xz} \cdot \tilde{J}_e \\ \tilde{G}_{yz} \cdot \tilde{J}_e \\ \tilde{G}_{zz} \cdot \tilde{J}_e \end{vmatrix} dz \quad \vec{J}_e = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{J}_e \end{vmatrix}$$

La composante E_{ez} n'est pas considérée car elle n'intervient pas dans l'équation intégrale.

Nous montrerons que l'intégrale 2.30 peut s'écrire simplement de la manière suivante:

$$\vec{E}_e^T = -j \cdot \tilde{J}_e \cdot \left(\sum_{i=m}^n \frac{e'_i - e'_{i+1}}{\Gamma_i^2} \right) \cdot \begin{vmatrix} k_x \\ k_y \end{vmatrix} \quad (2.31)$$

$\Gamma_i^2 = e_i k_0^2 - k_t^2$
n: nombre de couche
m: interface où finit la sonde
l_s: longueur de la sonde
e'_i: terme TM de la fonction de Green à l'interface *i*, pour une position donnée de l'élément conducteur

Compte tenu de 2.16 et 2.30:

$$\tilde{E}_e^x = \int_0^{l_s} \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_e dz = \int_0^{l_s} \frac{1}{\omega \epsilon} h' k_x \tilde{J}_e dz = k_x \tilde{J}_e \int_0^{l_s} \frac{h'}{\omega \epsilon} dz$$

$$\tilde{E}_e^y = \int_0^{l_s} \tilde{G}_{yz} \tilde{J}_e dz = \int_0^{l_s} \frac{1}{\omega \epsilon} h' k_y \tilde{J}_e dz = k_y \tilde{J}_e \int_0^{l_s} \frac{h'}{\omega \epsilon} dz$$

d'après (2.15) $h' = \frac{-\tilde{H}''}{J'_s}$ et (2.7) $\tilde{H}'' = \frac{\omega \epsilon}{\Gamma} (A' e^{-j\Gamma z} - B' e^{j\Gamma z})$

$$\frac{-1}{\omega \epsilon} \int \frac{\tilde{H}''(z)}{J'_s} dz = \frac{-j \omega \epsilon}{\omega \epsilon \Gamma^2 J'_s} (A' e^{-j\Gamma z} + B' e^{j\Gamma z}) = -\frac{j}{\Gamma^2} \frac{\tilde{E}'}{J'_s} = j \frac{e'}{\Gamma^2}$$

L'intégrale peut s'écrire

$$\int_0^{l_s} \frac{h'}{\omega \epsilon} dz = \int_0^{d_n} \frac{h'_n}{\omega \epsilon_n} dz + \int_{d_n}^{d_{n-1}} \frac{h'_{n-1}}{\omega \epsilon_{n-1}} dz + \dots + \int_{d_{n+1}}^{d_n=l_s} \frac{h'_m}{\omega \epsilon_m} dz$$

$$= (j \frac{e'_n}{\Gamma_n^2} - 0) + (j \frac{e'_{n-1}}{\Gamma_{n-1}^2} - j \frac{e'_n}{\Gamma_{n-1}^2}) + \dots + (j \frac{e'_m}{\Gamma_m^2} - j \frac{e'_{m+1}}{\Gamma_m^2})$$

$$\tilde{E}_e^x = j k_x \tilde{J}_e \sum_{i=m}^n \frac{e'_i - e'_{i+1}}{\Gamma_i^2} \quad \text{et} \quad \tilde{E}_e^y = j k_y \tilde{J}_e \sum_{i=m}^n \frac{e'_i - e'_{i+1}}{\Gamma_i^2}$$

La relation ci-dessus quantifie, dans les limites du modèle, l'effet

de la sonde aussi bien pour une structure à un élément que pour des structures multiconducteurs.

La sonde est assimilée à un cylindre de rayon a_p tel que [27]:

$$\begin{aligned} \vec{J}_e &= J_e(x, y) \cdot \vec{u}_z \\ J_e(x, y) &= \frac{I_0}{2\pi} \frac{\delta(|\vec{r}| - a_p)}{|\vec{r}|} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Dans le domaine spectrale le courant de la sonde s'écrira ainsi:

$$\begin{aligned} \vec{J}_e &= I_0 \cdot J_0(a_p k_t) \\ J_0 &: \text{fonction de Bessel d'ordre 0} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Cette modélisation de la sonde coaxiale n'est pas parfaite car lorsque sa longueur représente une portion importante de la longueur d'onde ($l_s > 0.1\lambda_0$) l'hypothèse d'un courant uniforme n'est plus valable.

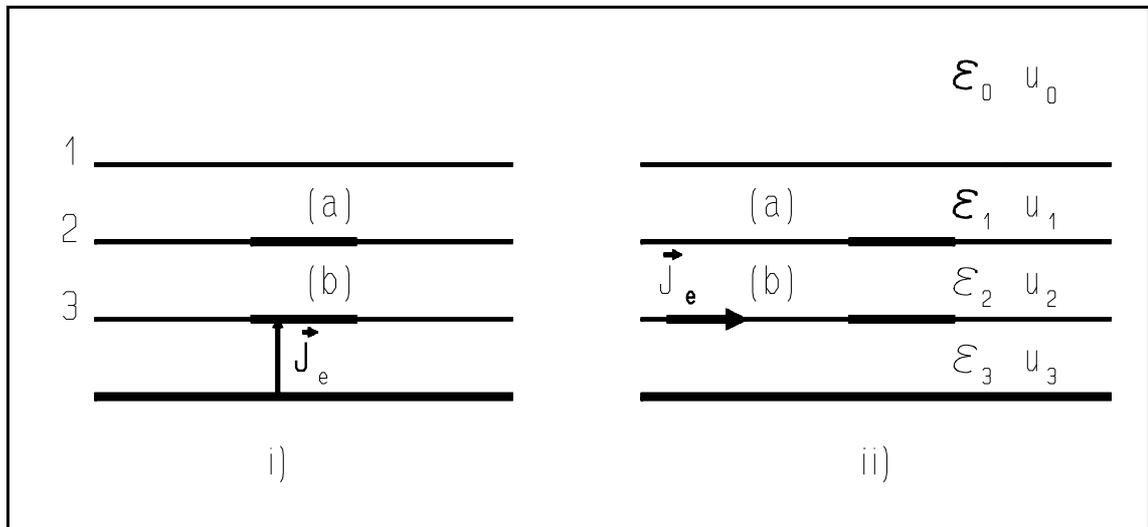


Figure 2.8-Excitation d'une antenne à plusieurs éléments, i)sonde coaxiale, ii)ligne microruban

2.4.4. L'excitation d'une antenne à plusieurs éléments

Nous caractérisons l'effet de l'excitation sur l'élément (a) via $G_a(z, k_x, k_y)$ et celui sur l'élément (b) via $G_b(z, k_x, k_y)$. (figure 2.8)

$$\begin{aligned} \vec{E}_a^e &= \int \vec{G}_a \cdot \vec{J}_e dl \\ \vec{E}_b^e &= \int \vec{G}_b \cdot \vec{J}_e dl \end{aligned} \quad (2.34)$$

\vec{G}_a : fonction de Green pour un élément en (a)
 \vec{G}_b : fonction de Green pour un élément en (b)

La relation (2.31) correctement utilisée décrit parfaitement l'effet sur les divers éléments.

Lorsque la structure est excitée par une ligne microruban le symbole d'intégration de la relation (2.34) disparaît (voir relation 2.25).

2.4.5. Excitation par plusieurs sources

Lorsque l'utilisation de plusieurs sources s'impose pour des structures à un ou plusieurs conducteurs l'effet de chaque source est modélisé à part avant d'être superposé par sommation à celui de toutes les autres.

2.5. Caractéristiques de l'antenne dans le domaine spectral

2.5.1. Impédance d'entrée

L'impédance d'entrée est évaluée à l'aide de la formule variationnelle suivante[32] :

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_0^2} \int_s \vec{E} \cdot \vec{J}_s ds \quad (2.35)$$

\vec{E} : champ tangentiel
 \vec{J}_s : densité de courant
 I_0 : courant fourni par l'alimentation

Pour une antenne à plusieurs éléments l'impédance s'exprimera de la manière suivante:

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_0^2} \left(\int_{s_1} \vec{E}_1 \cdot \vec{J}_{s_1} ds + \int_{s_2} \vec{E}_2 \cdot \vec{J}_{s_2} + \dots \right) \quad (2.36)$$

A l'aide des fonctions spectrales il vient:

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_0^2 4\pi^2} \iint_{\Sigma} \vec{E} \cdot \vec{J}_s(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (2.37)$$

Pour obtenir la valeur de l'impédance avec (2.36) et (2.37) il est indispensable de connaître la distribution du courant et le champ tangentiel.

2.5.2. Puissance totale, puissance rayonnée et ondes de surface

La puissance complexe totale fournie à l'antenne est[32]:

$$P_s = \frac{1}{2} \int_s \vec{E} \cdot \vec{J}_s^* ds \quad (2.38)$$

La puissance totale dissipée par l'antenne sera $P_{TOT} = \text{Re}(P_s)$ et dont la puissance rayonnée sera:

$$P_R = \text{Re} \left(\frac{1}{2} \int_s \vec{E}^R \cdot \vec{J}_s^* ds \right) \quad (2.39)$$

\vec{E}^R : champ lointain

Ce qui conduit à un rendement :

$$\eta = \frac{P_R}{P_{TOT}} \quad (2.40)$$

Le rayonnement est perturbé par un phénomène de propagation particulier du champ électromagnétique: l'onde se déplace le long de l'interface entre deux diélectriques, c'est le phénomène des ondes de surface. Une partie de la puissance fournie à l'APM est dissipée par les ondes de surface. En réalité il n'est pas facile de distinguer dans le champ total le champ lointain rayonné et les ondes de surface, mais dans le domaine spectral et pour des structures planes, il existe une méthode générale pour faire la distinction entre ces différents type de champs [34].

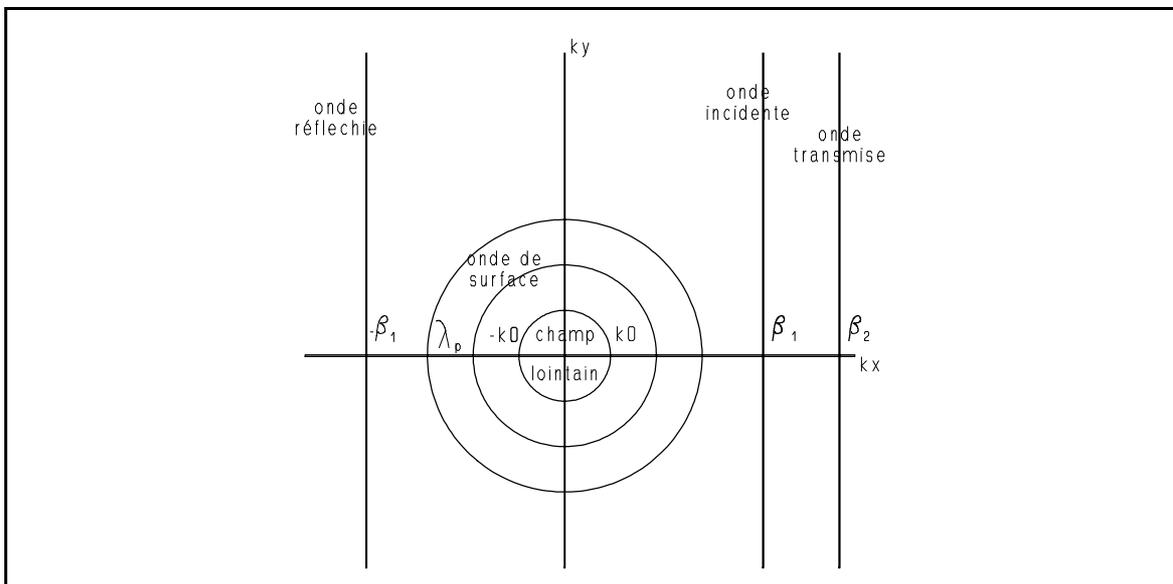


Figure 2.9-Spectre de l'onde plane pour le champ lointain[34]

Sur la figure 2.9 nous voyons que le champ lointain rayonné correspond dans le domaine spectrale au disque $k_x^2 + k_y^2 < k_0^2$ (k_0 : nombre d'onde de l'espace libre). Les ondes de surface quant à elles, sont caractérisées par les nombres λ_p qui sont les pôles des fonctions de Green spectrales. Une inégalité lie le nombre d'onde k_0 , les pôles des ondes de surface et les constantes de propagation β_j : $k_0 < \lambda_p < \beta_j$ pour tout p et tout j . La figure 2.9 montre aussi que les différents types d'onde sont mutuellement exclusifs. Sur cette même figure les cercles de rayon λ_p représentent les ondes de surface.

Nous pouvons donc estimer que la puissance totale est la somme des puissances individuelles:

$$\begin{aligned} P_{inc} &= P_{ref} + P_{tra} + P_{sur} + P_{ray} \\ P_{inc} &= P_{tot} \text{ puissance fournie par la} \\ &\text{source à l'antenne} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Nous considérons que la puissance $P_{per} = P_{ref} + P_{tra} + P_{sur}$ est une perte dans notre cas, celui de l'antenne microruban: $P_{TOT} = P_{per} + P_{ray}$

Nous exprimons (2.38) dans le domaine spectrale:

$$\begin{aligned} P_s &= \frac{1}{8\pi^2} \iint_{\Sigma} \vec{E} \cdot \vec{J}^*(k_x, k_y) dk_x dk_y = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_D \vec{E} \cdot \vec{J}^*(\phi, k_t) k_t dk_t d\phi \\ k_x &= k_t \cos\phi \\ k_y &= k_t \sin\phi \end{aligned} \quad (2.42)$$

Les pôles des ondes de surface ne dépendent que de la variable spectrale k_t . ($k_t^2 = k_x^2 + k_y^2$, figure 2.10). Le choix du domaine Σ d'intégration détermine la nature de la puissance P_s . Si Σ englobe tout le plan (k_x, k_y) alors P_s représente la puissance totale. Si $\Sigma = \{k_x^2 + k_y^2 < k_0^2\}$ alors $P_s = P_{ray}$ la puissance rayonnée. Pour évaluer la puissance des ondes de surface il faut choisir un contour fermé D comprenant tous les pôles.

$$\begin{aligned} P_{TOT} &= \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \vec{E} \cdot \vec{J}^*(\phi, k_t) k_t dk_t d\phi \\ P_{ray} &= \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{k_0} \vec{E} \cdot \vec{J}^*(\phi, k_t) k_t dk_t d\phi \\ P_{sur} &= \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \oint_D \vec{E} \cdot \vec{J}^*(\phi, k_t) k_t dk_t d\phi \end{aligned} \quad (2.43)$$

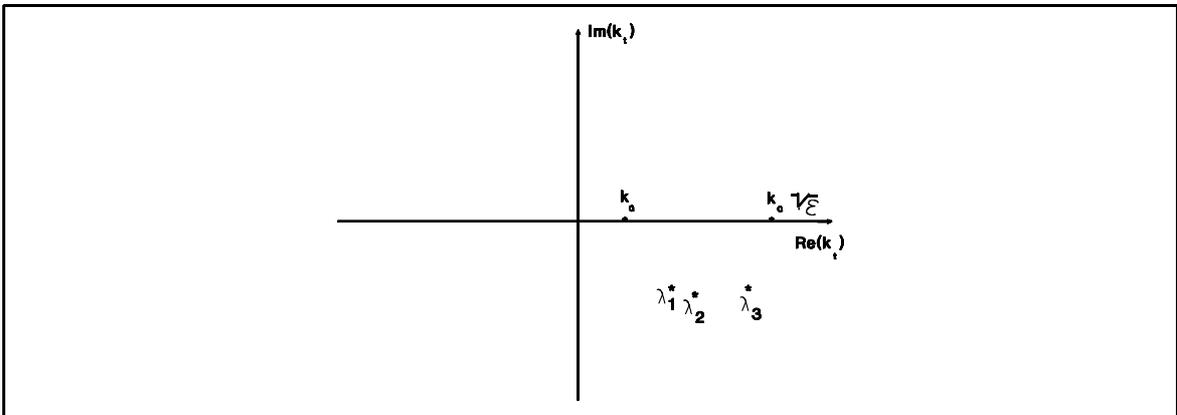


Figure 2.10-Représentation des pôles des ondes de surface dans le domaine de la variable kt [51]

2.5.3. Le rayonnement de l'antenne plaque microruban

La détermination des expressions du champ lointain est faite à l'aide de la théorie des champs rayonnés par une ouverture. Cela nécessite la connaissance des composantes transverses E_x et E_y spectrales du champ électrique au niveau de la dernière interface (air-diélectrique)[19].

Le champ électrique lointain s'exprimera alors de la manière suivante (en coordonnées sphériques):

$$\begin{aligned} E_{\theta}(r, \theta, \phi) &= \frac{k_0 j \exp(-jk_0 r)}{2\pi r} (\tilde{E}_x(k_x, k_y) \cos\phi + \tilde{E}_y(k_x, k_y) \sin\phi) \\ E_{\phi}(r, \theta, \phi) &= \frac{k_0 j \exp(-jk_0 r)}{2\pi r} (-\tilde{E}_x(k_x, k_y) \sin\phi + \\ &\quad \tilde{E}_y(k_x, k_y) \cos\phi) \cos\theta \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\text{le champ électrique transverse } \vec{E}_T = \begin{vmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{vmatrix}$$

k_x et k_y sont remplacés par leurs valeurs au point de phase stationnaire:

$$\begin{aligned} k_x &= k_0 \sin\theta \cos\phi \\ k_y &= k_0 \sin\theta \sin\phi \end{aligned} \quad (2.45)$$

Si la dernière interface est à la position $z=z_f$ nous pouvons alors formuler le champ transverse pour une structure à plusieurs éléments:

$$\vec{E}_T = \vec{G}_1(z_f, k_x, k_y) \cdot \vec{J}_1 + \vec{G}_2(z_f, k_x, k_y) \cdot \vec{J}_2 + \dots \quad (2.46)$$

c'est la somme des champs induits par les courants sur les éléments conducteurs au niveau de la dernière interface.

Pour pouvoir tracer le diagramme de rayonnement nous devons d'abord déterminer l'expression des fonctions de Green spectrales au niveau de la dernière interface, et ensuite les courants sur les différents conducteurs. Le diagramme de rayonnement est tracé dans ses plans principaux: le plan **E** et le plan **H**. Le plan **E** est défini de façon à être orienté suivant la direction du courant électrique principal sur l'antenne, par contre le plan **H** est perpendiculaire au plan **E** et correspond à l'orientation d'un courant magnétique.

Dans la littérature[45] nous trouvons la définition suivante pour les composantes copolaire et croisée du champ (en coordonnées sphériques):

$$\begin{aligned} \vec{E}_{co} &= \sin\phi E_{\theta} \hat{i}_{\theta} + \cos\phi E_{\phi} \hat{i}_{\phi} \\ \vec{E}_{cross} &= \cos\phi E_{\theta} \hat{i}_{\theta} - \sin\phi E_{\phi} \hat{i}_{\phi} \end{aligned} \quad (2.47)$$

$\hat{i}_{\phi}, \hat{i}_{\theta}$: vecteurs unitaires

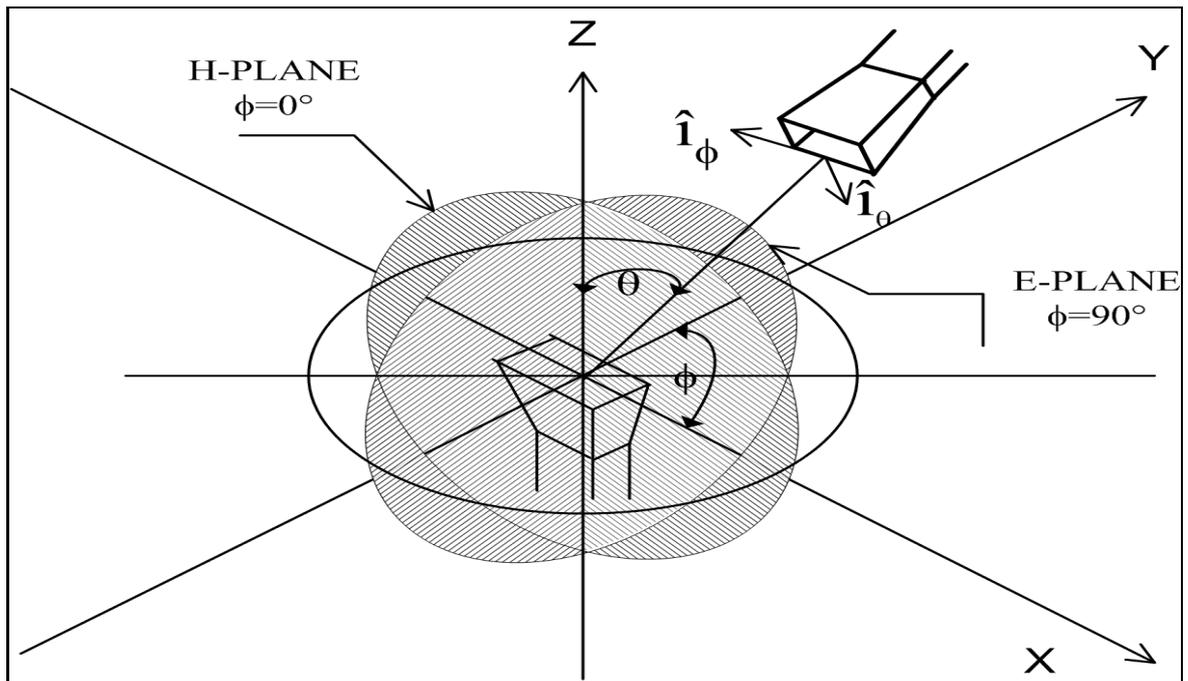


Figure 2.11-Système de mesure du diagramme d'une antenne[45]

Comme exemple la figure 2.11 qui représente les conventions de mesure du diagramme, montre, suivant la direction du courant au niveau de l'ouverture, le plan E qui correspond à $\Phi=\pi/2$ et le plan H à $\Phi=0$. Pour représenter le diagramme de rayonnement nous tracerons les composantes principales et croisées dans les plans E et H, après normalisation..

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre l'équation intégrale à champ électrique (EFIE) de la structure étudiée, est établie en plusieurs étapes. Cette analyse fait usage des principes de superposition et de réciprocité applicables à un milieu linéaire. La méthode spectrale peut être généralisée à des substrats anisotropes, il faut, pour cela, déterminer les fonctions de Green d'une telle structure [38]. Une des principales limitations de notre théorie est une modélisation insuffisante de l'excitation par sonde coaxiale parce que nous supposons qu'elle ne fait pas partie de la structure, une amélioration consiste à l'y inclure[39] mais cela est très difficile dans la méthode spectrale du fait qu'elle décrit mal les courants verticaux de conduction (courant de sonde) dans une structure plane. Ni l'épaisseur des conducteurs, ni leur conductivité ne sont prises en compte, mais il est possible d'ajouter à l'équation intégrale un terme comprenant une impédance de surface [07].

CHAPITRE TROIS:
LE MODELE NUMERIQUE

3.1. Introduction

Au chapitre précédent, le problème de l'antenne microruban a été formalisé en terme d'équations intégrales. Celles-ci ne pouvant être résolues analytiquement, leur solution doit être approchée numériquement. Cependant dans le cas de la présente étude les algorithmes numériques sont très difficiles à mettre en oeuvre et bien souvent nous contraignent à démontrer la validité de certains choix. En outre, les calculs ainsi induits sont relativement coûteux en temps d'exécution.

Le programme doit être structuré en modules indépendants les uns des autres et chacun d'eux remplit une fonction bien définie. De plus les relations entre les modules doivent être simples et détaillées. Un tel programme sera aisément perfectible et d'application souple.

3.2. La méthode des moments

La méthode des moments est une méthode numérique de résolution approchée des équations intégral-différentielles linéaires par projection sur une base de fonctions qui est souvent choisie orthogonale[22]. Elle ramène la résolution du problème à celle d'un système d'équations linéaires.[31][46]

Considérons l'équation inhomogène suivante:

$$\begin{aligned} L_{\omega} \Phi &= \Gamma \\ L_{\omega} & \text{ est un opérateur linéaire} \\ \Gamma &: \text{ une fonction connue} \\ \Phi &: \text{ une fonction inconnue} \end{aligned} \tag{3.1}$$

Φ peut s'exprimer en terme d'un développement sur une base de fonction $\{\Phi_i\}_{i=1,N}$:

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{j=1}^N a_j \Phi_j \\ a_j &: \text{ coefficient du développement} \end{aligned} \tag{3.2}$$

La résolution du problème se ramène ainsi à l'évaluation de coefficients a_j après avoir défini un produit intérieur par[46]:

$$\langle a, b \rangle = \int_s a \cdot b \, ds \quad (3.3)$$

Un ensemble de fonction de pondération $\{w_i\}_{i=1, N}$ dans le domaine de l'opérateur L_w , est retenu:

$$\begin{aligned} L_\omega \sum_{j=1}^N a_j \Phi_j &= \Gamma \\ \sum_{j=1}^N a_j L_\omega \Phi_j &= \Gamma \\ \langle w_i, \sum_{j=1}^N a_j L_\omega \Phi_j \rangle &= \langle w_i, \Gamma \rangle \quad \forall i \\ \sum_{j=1}^N a_j \langle w_i, L_\omega \Phi_j \rangle &= \langle w_i, \Gamma \rangle \quad \forall i \end{aligned} \quad (3.4)$$

De cette manière le problème a été réduit à un système d'équations algébriques linéaires, qui peut se mettre sous une forme matricielle:

$$L\alpha = \gamma$$

$$L = \begin{vmatrix} \langle w_1, L_\omega \Phi_1 \rangle & \langle w_1, L_\omega \Phi_2 \rangle & \dots \\ \langle w_2, L_\omega \Phi_1 \rangle & \langle w_2, L_\omega \Phi_2 \rangle & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} \quad \alpha = \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \end{vmatrix} \quad \gamma = \begin{vmatrix} \langle w_1, \Gamma \rangle \\ \langle w_2, \Gamma \rangle \\ \dots \end{vmatrix} \quad (3.5)$$

Le système ci-dessus peut alors être résolu par les méthodes standards. L'exactitude et l'efficacité de la procédure dépend du choix des fonctions de base Φ_j et des fonctions de pondération w_j . Nous avons choisi la même base $\{\Phi_j\}$ comme base de développement et de test: c'est la méthode de Galerkin. Le choix de la base dépend étroitement de la forme géométrique de l'élément métallique et nous préférons utiliser des fonctions définies sur toutes la surface: c'est la méthode des fonctions de base entière.

Ce produit scalaire étant en réalité une intégrale, il ne peut être évalué analytiquement que dans certains cas très rares. Nous sommes donc obligé de faire appel à une méthode d'intégration numérique. L'approximation introduite par cette dernière a des conséquences sur la précision et la validité de la méthode.[62]

3.3. La méthode de Galerkin dans le domaine spectral

3.3.1. Structure à un seul conducteur

Définition du produit intérieur dans le domaine spectral[05]:

$$\langle \vec{E}, \vec{J}_i \rangle = \iint \vec{E}(k_x, k_y) \cdot \vec{J}_i(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (3.6)$$

Pour résoudre les équations (2.19) (2.21) et en leur appliquant le produit intérieur spectral, on procède de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \langle \vec{G}, \vec{J}_s, \vec{J}_i \rangle + \langle \vec{E}_e, \vec{J}_i \rangle &= 0 \\ \vec{J}_i: \text{fonction de test}, i=1..N \\ \langle \vec{G}, \vec{J}_s, \vec{J}_i^\alpha \rangle &= \iint \vec{G} \cdot \vec{J}_s \cdot \vec{J}_i^\alpha(-k_x, -k_y) dk_x dk_y; \alpha=x \text{ ou } y \end{aligned}$$

$$\vec{J}_s = \sum_{j=1}^{N_x} I_j^x \vec{J}_j^x + \sum_{j=1}^{N_y} I_j^y \vec{J}_j^y$$

$$\begin{aligned} \vec{J}_i^x &= \begin{vmatrix} \tilde{J}_i^x \\ 0 \end{vmatrix} \quad \forall i=1, N_x, & \vec{J}_i^y &= \begin{vmatrix} 0 \\ \tilde{J}_i^y \end{vmatrix} \quad \forall i=1, N_y \\ \vec{G} &= \begin{vmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\langle \vec{G}, \vec{J}_s, \vec{J}_i^\alpha \rangle = \sum_{j=1}^{N_x} I_j^x \langle \vec{G}, \vec{J}_j^x, \vec{J}_i^\alpha \rangle + \sum_{j=1}^{N_y} I_j^y \langle \vec{G}, \vec{J}_j^y, \vec{J}_i^\alpha \rangle \quad \begin{matrix} \alpha=x \text{ ou } y \\ i=1..N_\alpha \end{matrix}$$

Les expressions donnant les éléments de la matrice impédance de la méthode des moments dans le domaine spectral sont[27]:

$$\begin{aligned} Z_{ji}^{xx} &= \langle \vec{G}, \vec{J}_j^x, \vec{J}_i^x \rangle = \iint \tilde{G}_{xx} \cdot \tilde{J}_j^x \cdot \tilde{J}_i^x(-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (a) \\ Z_{ji}^{xy} &= Z_{ij}^{yx} = \langle \vec{G}, \vec{J}_j^x, \vec{J}_i^y \rangle = \iint \tilde{G}_{xy} \cdot \tilde{J}_j^x \cdot \tilde{J}_i^y(-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (b) \\ Z_{ji}^{yy} &= \langle \vec{G}, \vec{J}_j^y, \vec{J}_i^y \rangle = \iint \tilde{G}_{yy} \cdot \tilde{J}_j^y \cdot \tilde{J}_i^y(-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (c) \end{aligned} \quad (3.8)$$

La matrice impédance [Z] est une matrice symétrique de dimension $(N_x+N_y)^2$. Le vecteur courant [I] est le vecteur inconnu à déterminer.

$$[Z] = \begin{vmatrix} [Z_{ji}^{xx}] & [Z_{ji}^{yx}] \\ [Z_{ji}^{xy}] & [Z_{ji}^{yy}] \end{vmatrix}; \quad [I] = \begin{vmatrix} [I_j^x] \\ [I_j^y] \end{vmatrix} \quad (3.9)$$

L'excitation[27][36] donnera:

$$\begin{aligned} V_i^\alpha &= \langle \vec{E}_e, \vec{J}_i^\alpha \rangle = \iint \vec{E}_e \cdot \vec{J}_i^\alpha(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad \begin{matrix} \alpha=x \text{ ou } y \\ i=1, N_\alpha \end{matrix} \\ [V] &= \begin{vmatrix} [V_i^x] \\ [V_i^y] \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Finalement la résolution de l'équation matricielle $[Z][I] = -[V]$ donnera le développement du courant \vec{J}_s suivant la base choisie. Les nombres

N_x et N_y sont en pratique des nombres entiers finis alors la solution obtenue pour l'équation intégrale est une solution approchée. Toutefois dans le cas de l'antenne plaque microruban elle reste, en théorie, meilleure que celles d'autres méthodes approchées (LMA, cavité...)

3.3.2. Structure à plusieurs conducteurs

Le système d'équations intégrales (2.21) et (2.22) est résolu en considérant les densités de courant \mathbf{J}_1 et \mathbf{J}_2 respectivement sur les éléments 1 et 2 (respectivement a et b de la figure 2.8):

$$\begin{aligned}\vec{J}_1 &= \sum_{j=1}^{N_1^x} I_j^{x_1} \vec{J}_j^{x_1} + \sum_{j=1}^{N_1^y} I_j^{y_1} \vec{J}_j^{y_1} \\ \vec{J}_2 &= \sum_{j=1}^{N_2^x} I_j^{x_2} \vec{J}_j^{x_2} + \sum_{j=1}^{N_2^y} I_j^{y_2} \vec{J}_j^{y_2}\end{aligned}\tag{3.11}$$

Le nombre d'inconnues à déterminer est égale à $N_1^x + N_1^y + N_2^x + N_2^y$.

$$\begin{aligned}\langle \vec{G}_{11} \cdot \vec{J}_1, \vec{J}_i^{x_1} \rangle + \langle \vec{G}_{12} \cdot \vec{J}_2, \vec{J}_i^{x_1} \rangle + \langle \vec{E}_e^1, \vec{J}_i^{x_1} \rangle &= 0 \quad i=1, N_1^x \\ \langle \vec{G}_{11} \cdot \vec{J}_1, \vec{J}_i^{y_1} \rangle + \langle \vec{G}_{12} \cdot \vec{J}_2, \vec{J}_i^{y_1} \rangle + \langle \vec{E}_e^1, \vec{J}_i^{y_1} \rangle &= 0 \quad i=1, N_1^y \\ \langle \vec{G}_{21} \cdot \vec{J}_1, \vec{J}_i^{x_2} \rangle + \langle \vec{G}_{22} \cdot \vec{J}_2, \vec{J}_i^{x_2} \rangle + \langle \vec{E}_e^2, \vec{J}_i^{x_2} \rangle &= 0 \quad i=1, N_2^x \\ \langle \vec{G}_{21} \cdot \vec{J}_1, \vec{J}_i^{y_2} \rangle + \langle \vec{G}_{22} \cdot \vec{J}_2, \vec{J}_i^{y_2} \rangle + \langle \vec{E}_e^2, \vec{J}_i^{y_2} \rangle &= 0 \quad i=1, N_2^y\end{aligned}\tag{3.12}$$

Finalement, seize types d'intégrales doivent être évaluées dont dix distinctes en raison de la symétrie de la matrice impédance.

La matrice impédance propre de l'élément 1:

$$\begin{aligned}Z_{ji}^{xx11} &= \iint G_{11}^{xx} J_j^{x_1} J_i^{x_1} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (a) \\ Z_{ji}^{xy11} = Z_{ij}^{yx11} &= \iint G_{11}^{xy} J_j^{y_1} J_i^{x_1} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (b) \\ Z_{ji}^{yy11} &= \iint G_{11}^{yy} J_j^{y_1} J_i^{y_1} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (c)\end{aligned}\tag{3.13}$$

La matrice impédance mutuelle entre les éléments 1 et 2:

$$\begin{aligned}Z_{ji}^{xx12} = Z_{ij}^{xx21} &= \iint G_{21}^{xx} J_j^{x_1} J_i^{x_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (a) \\ Z_{ji}^{xy12} = Z_{ij}^{yx21} &= \iint G_{21}^{xy} J_j^{y_1} J_i^{x_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (b) \\ Z_{ji}^{yx12} = Z_{ij}^{xy21} &= \iint G_{21}^{yx} J_j^{y_1} J_i^{x_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (c) \\ Z_{ji}^{yy12} = Z_{ij}^{yy21} &= \iint G_{21}^{yy} J_j^{y_1} J_i^{y_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (d)\end{aligned}\tag{3.14}$$

La matrice impédance propre de l'élément 2 :

$$\begin{aligned}
Z_{\mathbf{j}\mathbf{i}}^{xx22} &= \iint G_{22}^{xx} J_{\mathbf{j}}^{x_2} J_{\mathbf{i}}^{x_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (a) \\
Z_{\mathbf{j}\mathbf{i}}^{xy22} &= Z_{\mathbf{i}\mathbf{j}}^{yx22} = \iint G_{22}^{xy} J_{\mathbf{j}}^{x_2} J_{\mathbf{i}}^{y_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (b) \\
Z_{\mathbf{j}\mathbf{i}}^{yy22} &= \iint G_{22}^{yy} J_{\mathbf{j}}^{y_2} J_{\mathbf{i}}^{y_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (c)
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Le vecteur tension représentant l'effet de l'excitation sur chaque élément suivant les directions x et y :

$$\begin{aligned}
V_{\mathbf{i}}^{x1} &= \iint E_{\mathbf{e}}^{x_1} J_{\mathbf{i}}^{x_1} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (a) \\
V_{\mathbf{i}}^{y1} &= \iint E_{\mathbf{e}}^{y_1} J_{\mathbf{i}}^{y_1} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (b) \\
V_{\mathbf{i}}^{x2} &= \iint E_{\mathbf{e}}^{x_2} J_{\mathbf{i}}^{x_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (c) \\
V_{\mathbf{i}}^{y2} &= \iint E_{\mathbf{e}}^{y_2} J_{\mathbf{i}}^{y_2} (-k_x, -k_y) dk_x dk_y & (d)
\end{aligned} \tag{3.16}$$

La matrice symétrique [Z] se construira alors de la manière suivante telle que [Z][I] = -[V]

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z^{xx11} & Z^{xy11} & Z^{xx12} & Z^{xy12} \\ Z^{yx11} & Z^{yy11} & Z^{yx12} & Z^{yy12} \\ Z^{xx21} & Z^{xy21} & Z^{xx22} & Z^{xy22} \\ Z^{yx21} & Z^{yy21} & Z^{yx22} & Z^{yy22} \end{bmatrix} ; \quad [V] = \begin{bmatrix} V_1^x \\ V_1^y \\ V_2^x \\ V_2^y \end{bmatrix} ; \quad [I] = \begin{bmatrix} I_1^x \\ I_1^y \\ I_2^x \\ I_2^y \end{bmatrix} \tag{3.17}$$

Lors de l'application numérique, l'étape la plus importante et la plus délicate reste l'évaluation des éléments de la matrice [Z] et du vecteur [V]. En réalité le calcul des doubles intégrales consomme la plus grande partie du temps de calcul total. Leur discrétisation nécessite un grand nombre de point.

Pour faciliter le calcul nous procédons à un changement de variable :

$$\begin{aligned}
k_x &= k_t \cos \phi \\
k_y &= k_t \sin \phi
\end{aligned}$$

$$Z = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G \cdot J \cdot J'(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} G \cdot J \cdot J'(-k_x, -k_y) \cdot k_t dk_t d\phi \tag{3.18}$$

La nouvelle intégrale s'évalue de 0 à 2π suivant la variable ϕ et de 0 à ∞ suivant k_t . Pour le calcul numérique la borne infinie sera tronquée à la valeur $k_{t\text{MAX}}$ [51],[58]. Nous avons établi des expressions permettant de diviser par quatre la durée de l'exécution et d'améliorer la convergence [58]. Plus loin nous aborderons le problème posé par la présence des pôles

des ondes de surface, qui apparaissent dans les dénominateurs des fonctions de Green, ce problème recevra plus loin une solution numérique très commode.

3.4. Choix des fonctions de développement

3.4.1. Généralité

Le choix judicieux d'une base adéquate garantit la convergence de la méthode numérique. Généralement, on préfère des distributions théoriques de densité de courant très proches des distributions réelles. Les fonctions naturelles d'une cavité résonnante, conviennent parfaitement à l'étude d'antennes microrubans de forme similaire. Il est souhaitable de disposer des expressions analytiques de ces fonctions et de leurs transformées spectrales afin de n'accroître ni la complexité de l'implémentation numérique ni le temps d'exécution.

Nous considérons une fonction à deux variables x et y , définie sur un domaine D et nulle sur la frontière et à l'extérieur. Le domaine D représente un élément conducteur. La nullité de la fonction f sur la frontière de D est une condition de validité de la méthode des moments.

Les fonctions canoniques associées à une géométrie rectangulaire circulaire ou triangulaire sont définies de manière que leurs centres se confondent avec l'origine du repère, toutefois il arrive qu'un élément soit décalé ou subisse une rotation dans son plan. Il est alors indispensable de connaître la transformée de Fourier dans ces nouvelles conditions.

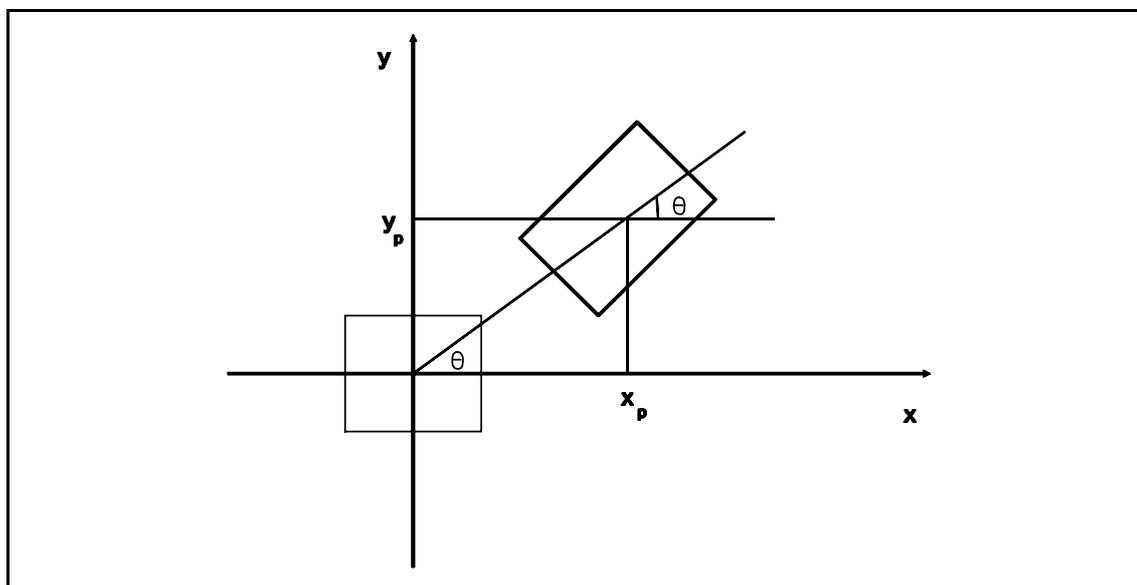


Figure 3.1-Translation et rotation d'un élément dans son plan

La rotation d'une fonction f avec son domaine D d'un angle Θ autour de l'origine correspond dans le domaine spectral à une rotation d'un angle $-\Theta$.

Soit $f(x, y)$, tel que $(x, y) \in D$

et l'opérateur de rotation $M_{\theta} = \begin{vmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{vmatrix}$ (3.19)

$$M_{\theta}D = D' \Leftrightarrow M_{\theta}(x, y) = (x', y') \Rightarrow f(x, y) = f(M_{\theta}^{-1}(x', y'))$$

Notons $f_{\theta}(x', y') = f(M_{\theta}^{-1}(x', y'))$ tel que $(x', y') \in D'$

Nous en déduisons les relations suivantes:

$$F(k_x, k_y) = \iint_D f(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.20)$$

$$F_{\theta}(k_x, k_y) = \iint_{D'} f(M_{\theta}^{-1}(x', y')) \cdot e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy' = F(M_{-\theta}(k_x, k_y))$$

Dans le cas où la fonction f subit une translation avec son domaine, la relation sera:

$$\iint_{D'} f(x - x_t, y - y_t) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy = e^{j(k_x x_t + k_y y_t)} F(k_x, k_y) \quad (3.21)$$

Ces relations sont très utiles pour étudier les antennes plaques microrubans avec directeur décalé ou bien celles alimentées par couplage ou contact à une ligne microruban.

3.4.2. Antenne rectangulaire

Pour l'étude de l'antenne plaque microruban rectangulaire il semble naturel de choisir comme base de test et de développement les fonctions propres de la cavité résonante rectangulaire. Ces dernières sont définies sur toutes la surface de l'élément et s'expriment de la manière suivante:

$$\begin{aligned} J_{xkl} &= \sin\left(\frac{k\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right) \cos\left(\frac{l\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right) \\ J_{ykl} &= \cos\left(\frac{k\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right) \sin\left(\frac{l\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2} \quad \text{et} \quad -\frac{b}{2} \leq y \leq \frac{b}{2}$$

a et b : dimensions du rectangle

k et l : entiers naturels désignant un mode de résonance de type TM

J_{xkl} : composante suivant x du mode kl

J_{ykl} : composante suivant y du mode kl

Il est facile de vérifier que le courant n'admet qu'une composante tangentielle à la frontière de l'élément:

$$\begin{aligned} J_{xkl}\left(\pm \frac{a}{2}, y\right) &= 0 \quad |y| \leq \frac{b}{2} \\ J_{ykl}\left(x, \pm \frac{b}{2}\right) &= 0 \quad |x| \leq \frac{a}{2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Nous supposons que le courant peut s'écrire sous la forme d'un

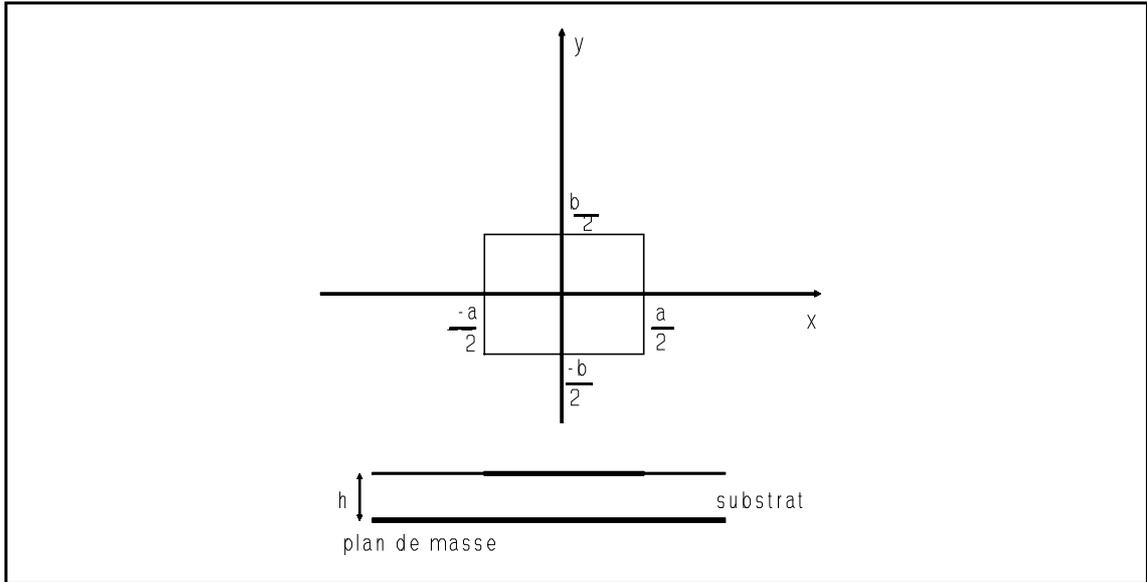


Figure 3.2-Antenne rectangulaire

développement suivant cette base:

$$\begin{aligned}
 J_x &= \sum_{n=1}^{N_x} I_{xn} J_{xn}(x, y) \\
 J_y &= \sum_{n=1}^{N_y} I_{yn} J_{yn}(x, y)
 \end{aligned}
 \tag{3.24}$$

J_x et J_y sont respectivement les composantes suivant x et y du courant de surface et n représente une combinaison de (k, l) , telle qu'à chaque n correspond un couple (k, l) et un seul; I_{xn} et I_{yn} sont les coefficients du développement cherchés. Dans le domaine spectral le développement précédent prendra la forme suivante[75]:

$$\begin{aligned}
 \tilde{J}_x &= \sum_{n=1}^{N_x} I_{xn} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \\
 \tilde{J}_y &= \sum_{n=1}^{N_y} I_{yn} \tilde{J}_{yn}(k_x, k_y) \\
 \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) &= J \sin(k_x, k, a) J \cos(k_y, l, b) \\
 \tilde{J}_{yn}(k_x, k_y) &= J \cos(k_x, k, a) J \sin(k_y, l, b)
 \end{aligned}
 \tag{3.25}$$

$J \sin(w, m, s)$ est la transformée de Fourier de la fonction $\sin(m\pi(t+s/2)/s)$, $|t| \leq s/2$

$J \cos(w, m, s)$ est la transformée de Fourier de la fonction $\cos(m\pi(t+s/2)/s)$, $|t| \leq s/2$

$w = k_x$ ou k_y (variable spectrale), $m = k$ ou l (mode de la cavité), $s = a$ ou b (dimensions du rectangle)

$$\begin{aligned}
Js \sin(w, m, s) &= \frac{S}{2} \left(\sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cdot \alpha + j \cdot \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cdot \beta \right) \\
Jc \cos(w, m, s) &= \frac{S}{2} \left(\cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cdot \alpha - j \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cdot \beta \right) \\
\alpha &= \text{sinc}\left(\frac{S \cdot W}{2} + \frac{m\pi}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{S \cdot W}{2} - \frac{m\pi}{2}\right) \\
\beta &= -\text{sinc}\left(\frac{S \cdot W}{2} + \frac{m\pi}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{S \cdot W}{2} - \frac{m\pi}{2}\right)
\end{aligned}
\tag{3.26}$$

Du fait que l'antenne est une structure rayonnante le développement doit être illimité (N_x et N_y infinis) mais vu que cela est pratiquement impossible et que les contributions des modes supérieurs décroissent assez vite, nous nous contentons d'un petit nombre de fonctions pour l'étude des premiers modes rayonnants (TM_{10} , TM_{01} , TM_{11}). La précision reste malgré tout acceptable, sauf dans certains cas comme ceux où se présente un substrat électriquement épais ou une excitation proche du bord, il faut alors utiliser plus de modes dans le développement.

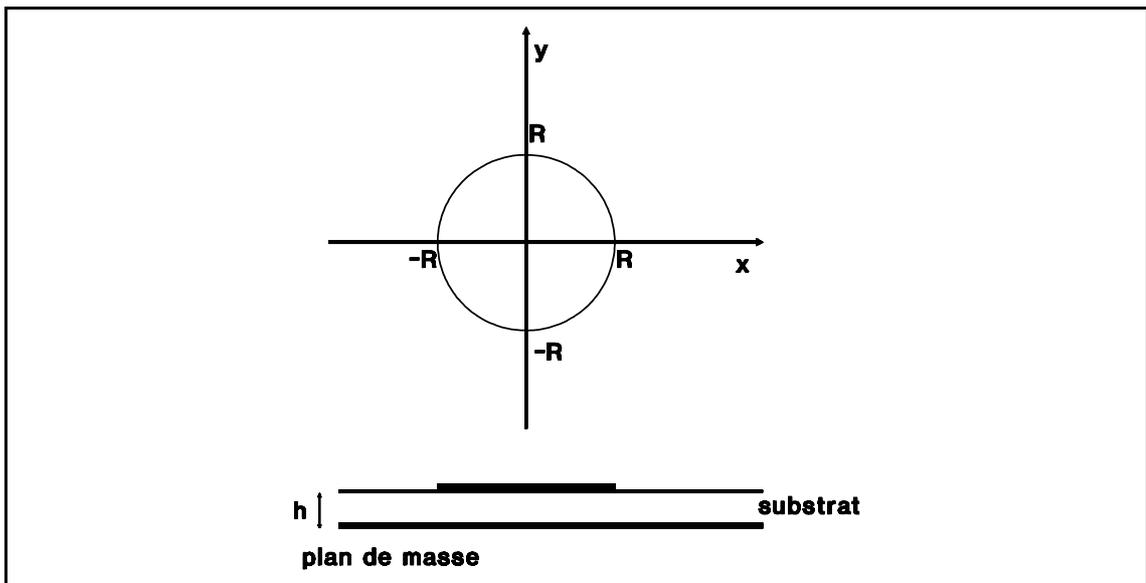


Figure 3.3-Antenne disque

3.4.3. Antenne disque

De la même manière que pour le cas précédent nous choisissons les fonctions propres de la cavité résonante cylindrique[19]:

$$\begin{aligned}
 J_{r_{mn}}(r, \theta) &= \frac{x_{mn}}{R} J'_m(x_{mn} \frac{r}{R}) \cos(m\theta) \\
 J_{\theta_{mn}}(r, \theta) &= -\frac{m}{r} J_m(x_{mn} \frac{r}{R}) \sin(m\theta) \\
 J'_m(x_{mn}) &= 0, \quad n=1, 2, \dots, \quad m=0, 1, 2, \dots
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

J_m : fonction de Bessel d'ordre m de 1^{ere} espèce
 R : rayon du disque
 x_{mn} : extrémum de rang n de la fonction de Bessel d'ordre m
 $J_{r_{mn}}$ et $J_{\theta_{mn}}$: composantes polaires du courant à la résonance du mode TM_{mn}

La composante radiale s'annule à la frontière du disque($r=R$):

$$J_{r_{mn}}(R, \theta) = 0 \quad \forall \theta \tag{3.28}$$

Pour utiliser la méthode de Galerkin nous récrivons les fonctions propres en coordonnées cartésiennes:

$$\begin{aligned}
 J_{x_{mn}}(r, \theta) &= J_{r_{mn}}(r, \theta) \cos\theta - J_{\theta_{mn}}(r, \theta) \sin\theta \\
 J_{y_{mn}}(r, \theta) &= J_{r_{mn}}(r, \theta) \sin\theta + J_{\theta_{mn}}(r, \theta) \cos\theta \\
 J_{x_{mn}}(r, \theta) &= \frac{x_{mn}}{R} J'_m(x_{mn} \frac{r}{R}) \cos m\theta \cos\theta + \frac{m}{r} J_m(x_{mn} \frac{r}{R}) \sin m\theta \sin\theta \\
 J_{y_{mn}}(r, \theta) &= \frac{x_{mn}}{R} J'_m(x_{mn} \frac{r}{R}) \cos m\theta \sin\theta - \frac{m}{r} J_m(x_{mn} \frac{r}{R}) \sin m\theta \cos\theta
 \end{aligned}
 \tag{3.29}$$

Une expression analytique de la transformée spectrale des fonctions $J_{x_{mn}}$ et $J_{y_{mn}}$, n'est possible que pour les modes TM_{0n} et TM_{1n} .

Mode TM_{0n}

$$\begin{aligned}
 J_{x_{0n}}(r, \theta) &= -\frac{x_{0n}}{R} J_1\left(x_{0n} \frac{r}{R}\right) \cos \theta & r \leq R \\
 J_{y_{0n}}(r, \theta) &= -\frac{x_{0n}}{R} J_1\left(x_{0n} \frac{r}{R}\right) \sin \theta \\
 J'_0(x_{0n}) &= J_1(x_{0n}) = 0 \\
 \tilde{J}_{x_{0n}}(k_t, \phi) &= 2\pi j x_{0n}^2 \frac{R}{k_t^2 R^2 - x_{0n}^2} \cos \phi J_0(x_{0n}) J_1(k_t R) \\
 \tilde{J}_{y_{0n}}(k_t, \phi) &= 2\pi j x_{0n}^2 \frac{R}{k_t^2 R^2 - x_{0n}^2} \sin \phi J_0(x_{0n}) J_1(k_t R)
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

TM_{1n}

$$\begin{aligned}
 J_{x_{1n}}(r, \theta) &= -\frac{x_{1n}}{2R} J_2\left(x_{1n} \frac{r}{R}\right) \cos 2\theta + \frac{x_{1n}}{2R} J_0\left(x_{1n} \frac{r}{R}\right) & r \leq R \\
 J_{y_{1n}}(r, \theta) &= -\sin 2\theta \frac{x_{1n}}{2R} J_2\left(x_{1n} \frac{r}{R}\right) \\
 J'_1(x_{1n}) &= 0 \\
 \tilde{J}_{x_{1n}}(k_t, \phi) &= \frac{\pi R x_{1n} J_0(x_{1n})}{k_t^2 R^2 - x_{1n}^2} (\cos 2\phi (x_{1n}^2 J_2(k_t R) - k_t R J_1(k_t R)) \\
 &\quad + k_t R J_1(k_t R) - x_{1n}^2 J_0(k_t R)) \\
 \tilde{J}_{y_{1n}}(k_t, \phi) &= \frac{\pi R x_{1n} J_0(x_{1n})}{k_t^2 R^2 - x_{1n}^2} \sin 2\phi (-k_t R J_1(k_t R) + x_{1n}^2 J_2(k_t R))
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

A première vue la présence de fonctions de Bessel alourdit le programme mais rend possible l'évaluation analytique de l'intégrale suivant Φ , cette opération transforme l'intégrale double en intégrale simple, les calculs en sont allégés.

Tableau 3.1-Zéro et extremum de la fonction $J_1(x)$

n	Abscisse des zeros x_0	Abscisse des extrémum x_{ext}	Valeurs de $j_1(x_{ext})$
1	3.83170597	1.84118378 max	0.5819
2	7.01558666	5.33144277 min	-0.3461
3	10.17346813	8.53631636 max	0.2733
4	13.32369193	11.706004902 min	-0.2333
5	16.47063005	14.86358863 max	0.207
6	19.61585851	18.01552786 min	-0.188
7	22.76008438	21.16436985 max	0.1735
8	25.90367208	24.3132685 min	-0.1618

3.4.4. Antenne de forme arbitraire

La représentation analytique des fonctions propres associées aux modes de résonance d'une cavité de forme quelconque est généralement impossible. Pour cette raison, il est difficile d'utiliser des fonctions définies sur tout le domaine.

La mise en oeuvre de la méthode des fonctions dites de base partielle ou définies par morceaux (PWS) s'avère nécessaire[58]. Elle consiste à découper l'antenne en différents éléments de forme canonique (rectangle, cercle ou triangle), sur chacun d'eux une fonction est définie de façon à s'annuler sur la frontière. Ceux-ci se juxtaposent et se chevauchent afin d'assurer la continuité du courant (Voir figure 3.4). Cette méthode est utile pour l'analyse d'une antenne excitée par ligne microruban: un rectangle (A) représente l'antenne et un autre (B) la ligne microruban, ils possèdent une partie commune qui est une surface d'attache. Il existe évidemment de nombreux découpages possibles, la difficulté consiste à trouver celui qui décrit le mieux la distribution effective du courant afin d'obtenir une convergence de la solution. Certains auteurs[58] préfèrent cette méthode pour l'étude des antennes rectangulaires mais elle donne des matrices de grande taille. Correctement utilisée, elle peut traiter une plus large gamme de problème que la méthode des fonctions de base entière.

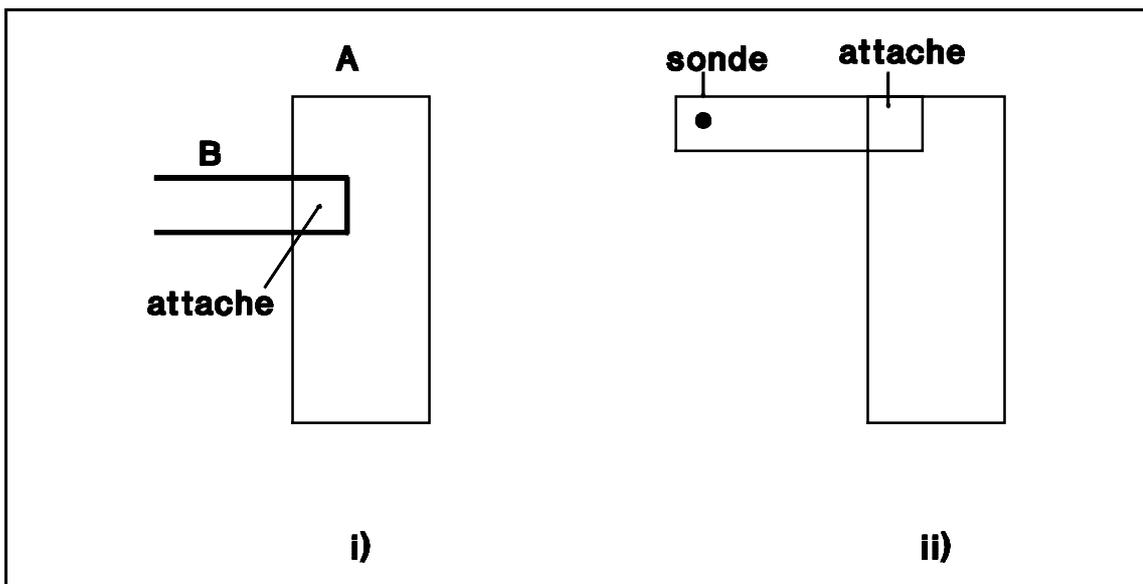


Figure 3.4-Exemple d'antenne de forme quelconque courante. i)antenne et ligne microruban, ii)antenne coudée

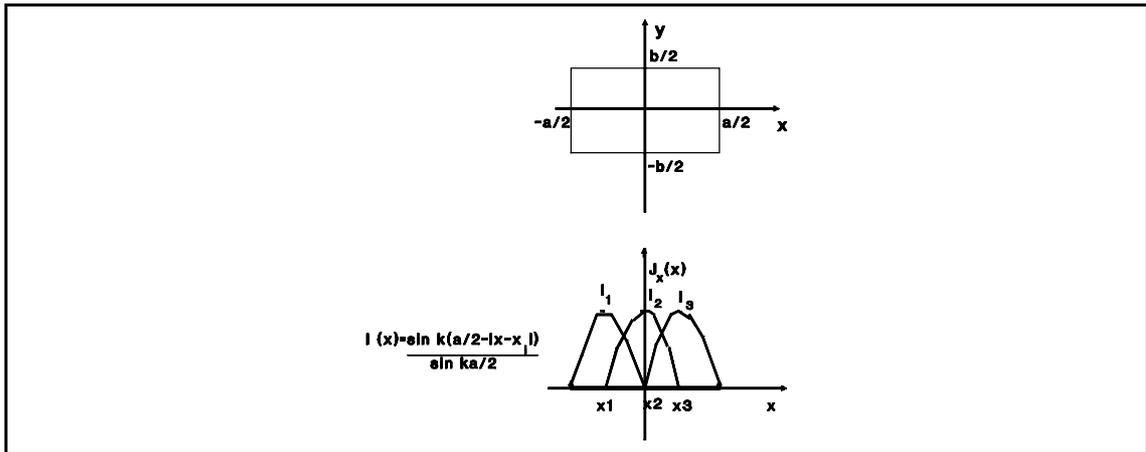


Figure 3.5-Exemple d'application de la PWS à une structure rectangulaire

3.5. Caractéristiques de l'antenne

3.5.1. Impédance d'entrée

Au cours du chapitre précédent nous avons donné l'expression de l'impédance d'entrée (2.35 à 2.37) dans le domaine spectrale, l'application de la méthode des moments nous permet d'écrire une nouvelle relation[58][19]:

$$Z_{in} = -\frac{1}{4\pi^2 I_0} \sum_{n=1}^N V_n \cdot I_n = -\frac{1}{4\pi^2 I_0} [V_n]^T \cdot [I_n] \quad (3.32)$$

V_n : éléments du vecteur tension
 I_n : coefficients du développement
 N : nombre de fonctions

La relation ci-dessus se démontre aisément en utilisant les équations 3.7, 3.10, et 2.35, et les propriétés de la transformée de Fourier.

La résonance se produit à la fréquence où la partie imaginaire de l'impédance possède un point d'inflexion. La définition classique de la résonance n'est pas toujours applicable car dans certains cas elle se manifeste sans que la partie imaginaire ne s'annule. On évalue la bande passante pour un TOS inférieur ou égal à 2.

3.5.2. Puissance totale, puissance rayonnée, rendement

La puissance totale et celle rayonnée sont définies par les relations 2.38, 2.39 et 2.42, ainsi que leurs transformées dans le domaine spectrale. Nous pouvons montrer que ces expressions deviennent après application de la relation 3.7 (pour des fonctions de base réelles), ceci:

Le rendement pourra s'écrire:

$$\eta = \text{Re} \left(\frac{[I]^* \cdot [Z]^{ray} \cdot [I]}{[I]^* \cdot [Z] \cdot [I]} \right) \quad (3.34)$$

$$P_{TOT} = \text{Re} \left(\frac{1}{8\pi^2} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N I_j^* \cdot Z_{ij} \cdot I_i \right)$$

$$P_{ray} = \text{Re} \left(\frac{1}{8\pi^2} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N I_j^* \cdot Z_{ij}^{ray} \cdot I_i \right) \quad (3.33)$$

$[Z_{ij}]$: sont données par les relations 3.8, 3.13, ou 3.14, telles que le domaine d'intégration soit le plan (k_x, k_y)

$[Z_{ij}]^{ray}$: Pour la puissance rayonnée le domaine d'intégration se réduit au disque $k_x^2 + k_y^2 < k_0^2$;
 k_0 nombre d'onde en espace libre

3.5.3. Diagramme de rayonnement

Nous utilisons les formules du paragraphe 2.5.3 en remplaçant le courant J_s par son développement selon la base choisie. Pour décrire correctement le diagramme de rayonnement de l'antenne plaque microruban la méthode des moments exige pour le développement du courant un nombre suffisant de fonctions.

3.6. Méthodes numériques

3.6.1. La méthode de Romberg

L'évaluation numérique d'intégrale double de fonctions complexes à variables complexes exige un outil de calcul rapide. La méthode des trapèzes est très facile à mettre en oeuvre mais nécessite un trop grand nombre de points pour la précision souhaitée. Toutefois, elle peut être améliorée pour devenir une méthode adaptative très puissante : la méthode de Romberg[52]. Dans sa formulation originale les points nécessaires aux calculs sont choisis automatiquement jusqu'à ce que la précision désirée soit atteinte. Mais si nous disposons de valeurs expérimentales ou difficiles à générer, une telle approche est malaisée à utiliser. Nous fixons alors le nombre de points.

Considérons une fonction f sur un intervalle $[0,1]$:

$$I = \int_0^1 f(x) dx \quad (3.35)$$

La construction de la méthode de Romberg telle que décrite dans la référence [52], permet de l'expliciter de la manière concise suivante:

$$T_{1,k} = \frac{f(0) + f(1)}{2} + \sum_{m=1}^{2^{k-1}-1} f\left(\frac{m}{2^{k-1}}\right)$$

$T_{1,k}$ est l'évaluation par la méthode des trapèzes sur $2^{k-1}+1$ points (3.36)

L'extrapolation de Romberg s'écrit:

$$T_{i,k} = \frac{1}{4^{i-1}-1} (4^{i-1} T_{i-1,k+1} - T_{i-1,k})$$

La relation de récurrence 3.36 permet d'obtenir de proche en proche des estimations plus précises de l'intégrale.

3.6.2. Interpolation de la matrice impédance et du vecteur tension

Dans la méthode des moments l'étape la plus importante et la plus lourde reste l'évaluation de la matrice impédance et du vecteur tension. Lorsque nous voulons tracer l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence, nous devons calculer une matrice et un vecteur pour chaque valeur de la fréquence. Pour cette raison l'exécution d'un programme peut prendre un temps considérable.

Certains auteurs[50][51] proposent une solution pour réduire la durée. Ils ne calculent les matrices que pour un petit nombre de valeurs et ensuite par une méthode d'interpolation extraient des matrices pour d'autres valeurs.

Nous avons choisi de déterminer directement les matrices et les vecteurs pour seulement trois valeurs de la fréquence, c'est-à-dire juste le nombre suffisant d'échantillons pour appliquer l'interpolation quadratique.

En testant le programme pour différentes configurations et pour plusieurs intervalles de fréquence on constate que la précision sur la fréquence de résonance et la bande passante, reste acceptable si on respecte la condition empirique suivante:

$$\frac{f_3 - f_1}{f_2} < 0.3 \quad (3.37)$$

f_1 , f_2 et f_3 valeurs où l'on évalue les matrices par la méthode des moments ($f_1 < f_2 < f_3$). Il est bien sûr entendu que c'est la même base de fonctions qui est employée pour ces trois valeurs, sinon les résultats n'auront pas la moindre signification.

3.6.3. Reformulation de l'intégrale

Les intégrales de la méthode des moments dans le domaine spectral, ont l'une des formes générales suivantes.

Les courants de développement et test sont considérés suivant la même direction(3.8a et b, 3.13a et c, 3.14a et d, et 3.15a et c):

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{ii}(k_x, k_y) J_d(k_x, k_y) J_t(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (3.38)$$

$i=x \text{ ou } y$

Les courants de développement et test sont considérés suivant des directions différentes (3.8b, 3.13b, 3.14b et c, et 3.15b):

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{xy}(k_x, k_y) \cdot J_d(k_x, k_y) J_t(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (3.39)$$

Si la structure est alimentée par sonde coaxiale les intégrales représentant l'excitation auront les formes I_3 et I_4 suivant la direction du courant de test. On considère le courant d'alimentation et un courant de test de direction suivant x (3.16a et c):

$$I_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_e^x(k_x, k_y) e^{j(k_x x_p + k_y y_p)} \cdot J_t(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (3.40)$$

On considère le courant d'alimentation et un courant de test de direction suivant y (3.16b et d):

$$I_4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_e^y(k_x, k_y) e^{j(k_x x_p + k_y y_p)} \cdot J_t(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \quad (3.41)$$

J_d représente le courant de développement, J_t le courant de test, x_p et y_p indique simplement la position du point de l'alimentation. Posons, pour alléger les notations:

$$T(k_x, k_y) = J_d(k_x, k_y) J_t(-k_x, -k_y) \quad (3.42)$$

$$T_e(k_x, k_y) = J_t(k_x, k_y) \cdot e^{-j(k_x x_p + k_y y_p)} \quad (3.43)$$

Nous pouvons obtenir après quelques manipulations algébriques les mêmes intégrales mais avec d'autres bornes, $[0, +\infty]$ au lieu de $[-\infty, +\infty]$. Dans les intégrales I_1 , I_2 , I_3 et I_4 Les fonctions sous le signe de l'intégrale double sont décomposées en une somme de fonctions paires et impaires suivant les variables k_x et k_y , sachant que la relation 2.16 donne les expressions des fonctions de Green, alors, les intégrales des fonctions impaires s'annulant sur le domaine nous pouvons écrire:

$$I_1 = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \tilde{G}_{ii}(k_x, k_y) (T(k_x, k_y) + T(-k_x, k_y) + T(k_x, -k_y) + T(-k_x, -k_y)) dk_x dk_y \quad (3.44)$$

$i=x \text{ ou } y$

$$I_2 = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \tilde{G}_{xy}(k_x, k_y) \cdot (T(k_x, k_y) - T(k_x, -k_y) - T(-k_x, k_y) + T(-k_x, -k_y)) dk_x dk_y \quad (3.45)$$

$$I_3 = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \tilde{E}_e^x(k_x, k_y) (T_e(-k_x, k_y) + T_e(-k_x, -k_y) - T_e(k_x, k_y) - T_e(k_x, -k_y)) dk_x dk_y \quad (3.46)$$

$$I_4 = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \tilde{E}_e^y(k_x, k_y) (T_e(k_x, -k_y) + T_e(-k_x, -k_y) - T_e(k_x, k_y) - T_e(-k_x, k_y)) dk_x dk_y \quad (3.47)$$

Les intégrales des types I_1 et I_2 apparaissent dans l'évaluation des éléments de la matrice impédance. Remarquons que pour une excitation par ligne microruban les intégrales du vecteur tension sont une combinaison des types I_1 et I_2 . Alors que celles des types I_3 et I_4 apparaissent dans le calcul du vecteur tension dans le cas d'une alimentation par sonde.

Ce sont les formules explicitées en dernier que l'on utilise dans le programme, car leur intégration converge plus rapidement. Elles permettent également de vérifier la symétrie de la matrice impédance, et de montrer que si les fonctions de base sont paires ou impaires certaines intégrales sont nulles.

3.6.4. Chemin d'intégration complexe

Les expressions des fonctions de Green contiennent les singularités associées aux ondes de surface TM et TE qui se propagent le long des diverses interfaces de la structure. Nous pouvons raisonnablement penser qu'il existe au moins un pôle par interface, c'est en fait le mode TM_0 . Mais leur nombre croît avec la fréquence et l'épaisseur.

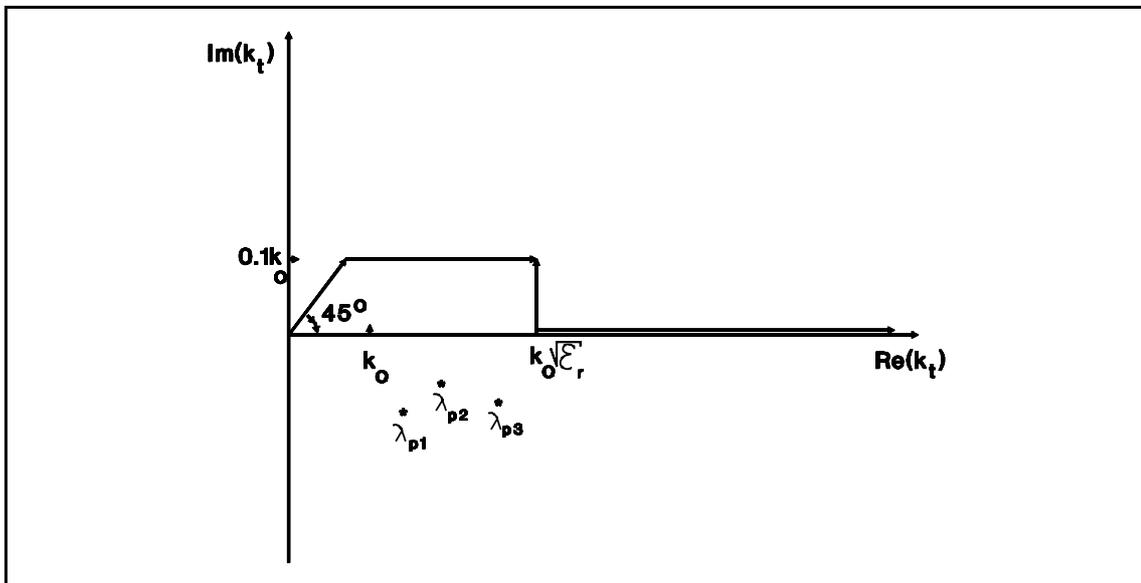


Figure 3.6-Chemin d'intégration complexe[48]

Ils doivent être évités lors de l'intégration de $k_t=0$ à l'infini. La méthode conventionnelle pour contourner les pôles est de les localiser pour calculer les résidus[58]. Cependant l'existence de pôles multiples ou très

proches rend la méthode pratiquement inutilisable pour une structure multicouche, car la détermination numérique de plusieurs pôles complexes et de leur multiplicité est délicate et incertaine particulièrement dans le cas d'équations transcendentes compliquées, de plus le calcul des résidus exige une division par un nombre aussi petit que le permet la précision du calculateur. Une solution élégante consiste à choisir un chemin d'intégration contournant tous les pôles (figure 3.6), et de surcroît aucune connaissance de leur nombre ni de leurs positions n'est nécessaire.

D'autre part si nous cherchons la puissance des ondes de surface nous conseillons simplement d'opter pour un contour fermé renfermant tous les pôles, toujours dans le but d'éviter leur détermination effective.

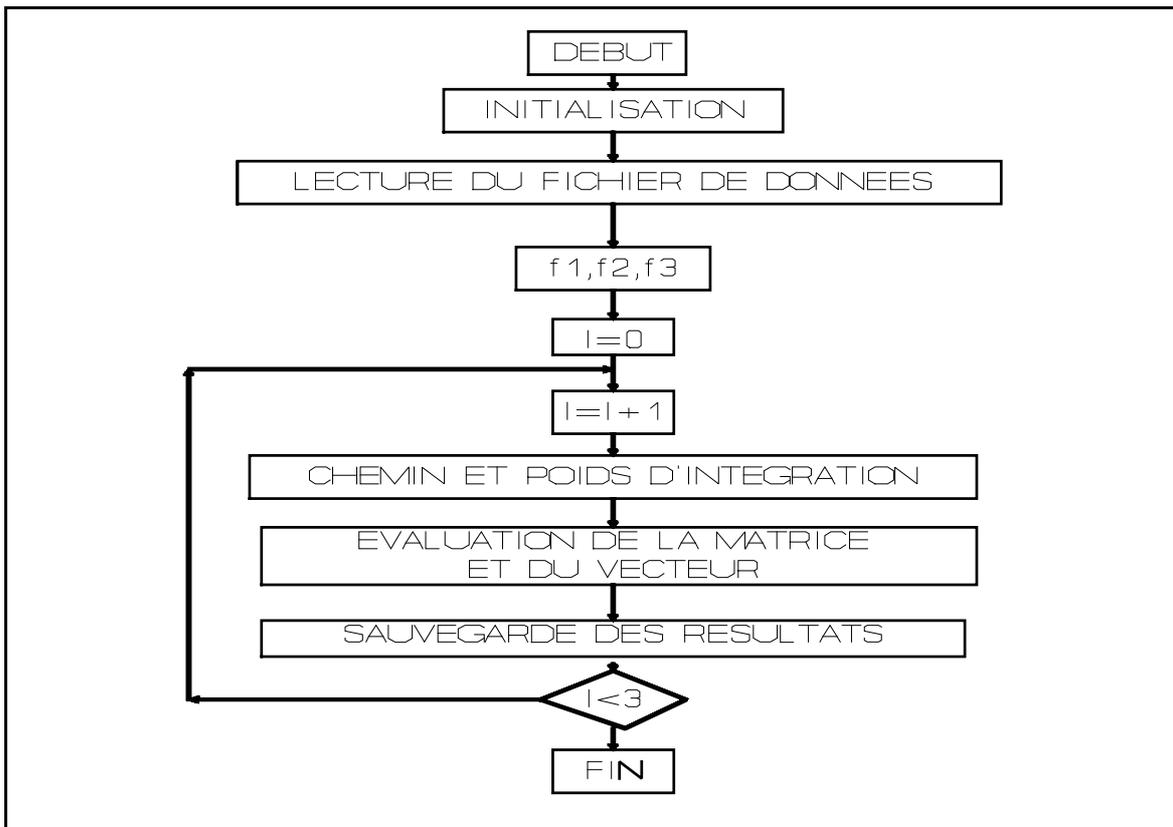


Figure 3.7-Organigramme général

3.7. Commentaire sur la structure générale du programme

La méthode des moments dans le domaine spectrale est d'une telle complexité qu'on considère que l'obtention de la matrice est l'étape la plus laborieuse. La théorie draine de nombreuses formules lourdes et peu maniables tels que les fonctions de Green spectrales(annexe A), les fonctions de base(équations 3.22, 3.27), le chemin dans le plan complexe, la transformée spectrale des fonctions des modes des cavités rectangulaires et circulaires(équations 3.26, 3.30 et 3.31).

Le programme retenu reste fondé sur la réduction de la durée d'exécution et sur la flexibilité à toute modification en vue de l'améliorer.

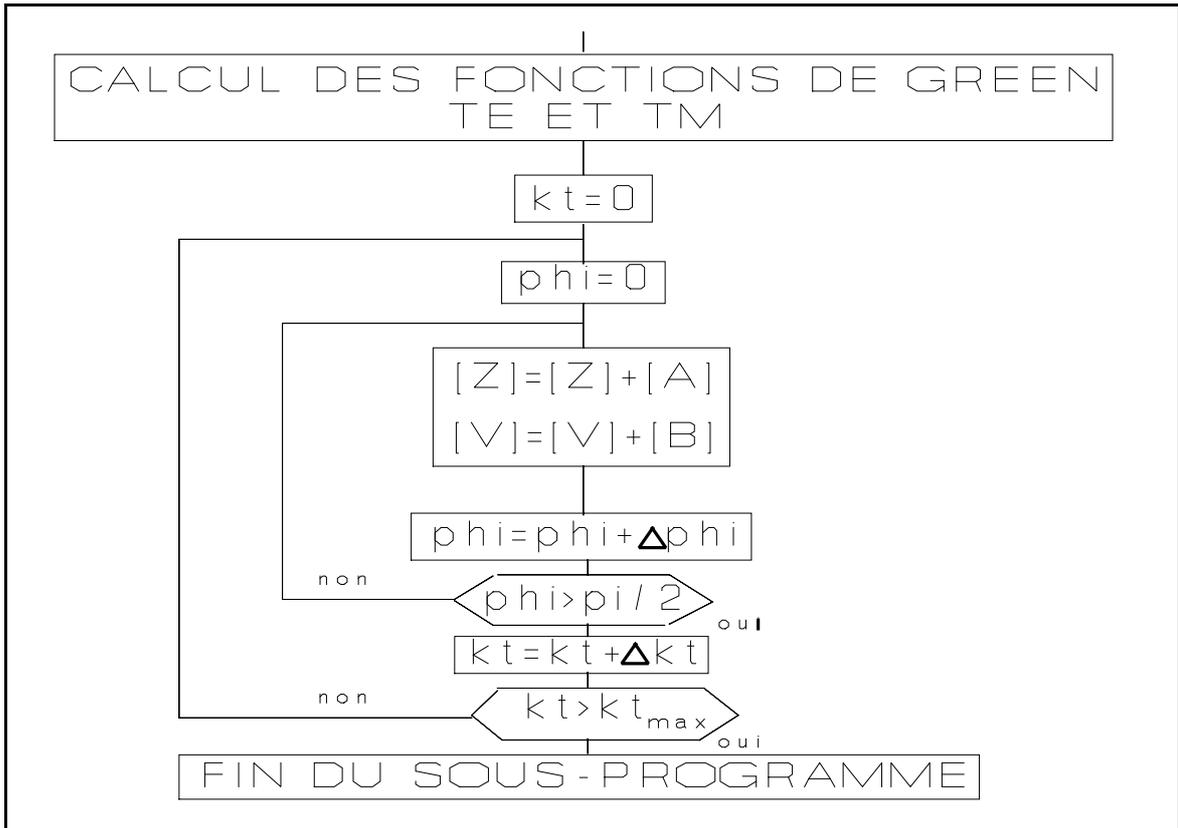


Figure 3.8-Organigramme du sous-programme MATRICE

Le sous-programme MATRICE calcule effectivement la matrice de la méthode des moments. Son organigramme contient quatre boucles imbriquées: deux pour effectuer la double intégration et deux pour parcourir la matrice. L'intégration est réalisée simultanément sur toute la matrice et non pas élément par élément. Les fonctions de Green spectrales (composantes TM et TE) sont précalculées et leurs valeurs emmagasinées en mémoire.

3.8. Conclusion

En discrétisant l'équation intégrale du problème par la méthode des moments nous avons introduit l'effet de la forme de l'antenne plaque microruban par le biais des fonctions de base. Initialement le temps de calcul était prohibitif, nous avons décrit plusieurs manières de l'améliorer. La courbe de l'impédance en fonction de la fréquence s'obtient en moins d'une minute pour une structure à un seul élément (rectangle ou disque) sur un ordinateur courant (actuellement le modèle 486DX33).

CHAPITRE QUATRE :
**VALIDATION ET APPLICATION DES PROGRAMMES DU
LOGICIEL C.A.P.M.5**

4.1. Introduction

Au cours des chapitres précédents le problème étudié a été soigneusement formulé en terme d'équations intégrales et puis une méthode numérique a été explicitée de façon détaillée dans la perspective de l'implémenter sous la forme d'un ou plusieurs programmes traitant un des cas possibles. Cependant, nous nous sommes contenté de traiter les configurations classiques de ce domaine: des formes simples (rectangle, disque), pas plus de deux éléments rayonnants, une excitation par sonde coaxiale.

Une des règles fondamentales de la démarche scientifique est la validation de la théorie par l'expérimentation. Une grande difficulté est que d'une part les conditions qui entourent la mesure, sont très variables, et que d'autre part la solution numérique est une approximation de la théorie qui a un domaine restreint de validité. Alors nous avons confronté la présente théorie aux expérimentations réalisées par divers auteurs.

4.2. Description des programmes

Pour d'évidentes raisons de clarté le programme a été divisé en plusieurs parties, chacune remplissant une fonction bien définie:

- 1-saisie des données (permittivités, épaisseurs, dimensions..)
- 2-évaluation des matrices impédances et des vecteurs tensions.
- 3-évaluation des matrices puissances rayonnées.
- 4-extraction des résultats finaux(courants, impedance d'entrée, bande passante, rendement...)
- 5-tracé du diagramme de rayonnement.

Ces différents programmes sont indépendants mais tous communiquent entre eux par l'intermédiaire de fichiers de données, pour cette raison leur exécution suit l'ordre précis ci-dessus.

Tableau 4.1.Saisie des paramètres de l'antenne

PROGRAMME	CONFIGURATION
data.for	APM rectangle
datcer.for	APM disque
param.for	APM rectangle avec directeur
paramc.for	APM disque avec directeur

Tableau 4.2. Evaluation de la matrice impédance et du vecteur tension

PROGRAMME	CONFIGURATION
mompr.for	APM rectangle, développement suivant les modes TM_{mn}
simcer.for	APM disque, développement suivant les modes TM_{0n} et TM_{1n}
double.for	APM rectangle avec directeur, développement suivant les modes TM_{mn}
cercle2.for	APM disque avec directeur, développement suivant les modes TM_{0n} et TM_{1n}

Tableau 4.3. Evaluation de la matrice puissance rayonnée

PROGRAMME	CONFIGURATION
power.for	APM rectangle, même développement que mompr.for
psc.for	APM disque, même développement que simcer.for
powtwo.for	APM rectangle avec directeur, même développement que double.for
powcer.for	APM disque avec directeur, même développement que cercle2.for

Tableau 4.4. Extraction des résultats: courants, impédance, bande passante...

PROGRAMME	CONFIGURATION
simple.m	APM rectangle
simcer.m	APM disque
double.m	APM rectangle avec directeur
cercle.m	APM disque avec directeur

Tableau 4.5. Diagramme de rayonnement

PROGRAMME	CONFIGURATION
diagr.for	APM rectangle
dcl.for	APM disque
diagtwo.for	APM rectangle avec directeur
diagcer.for	APM disque avec directeur

Dans les tableaux de 4.1 à 4.5 les programmes sont classés selon leurs fonctions. La plupart d'entre eux sont rédigés dans le langage de programmation FORTRAN-77 pour effectuer les opérations les plus lourdes, toutefois pour finaliser les résultats nous avons choisi, pour sa convivialité et sa puissance, le logiciel MATLAB™ qui permet de manipuler

les matrices et les vecteurs très simplement, et par conséquent, allège considérablement la conception du programme. Les programmes Fortran se reconnaissent par leur extension ".for" et les programmes Matlab™ par leur extension ".m".

4.3. Etude de l'antenne rectangulaire

4.3.1. Mode opératoire

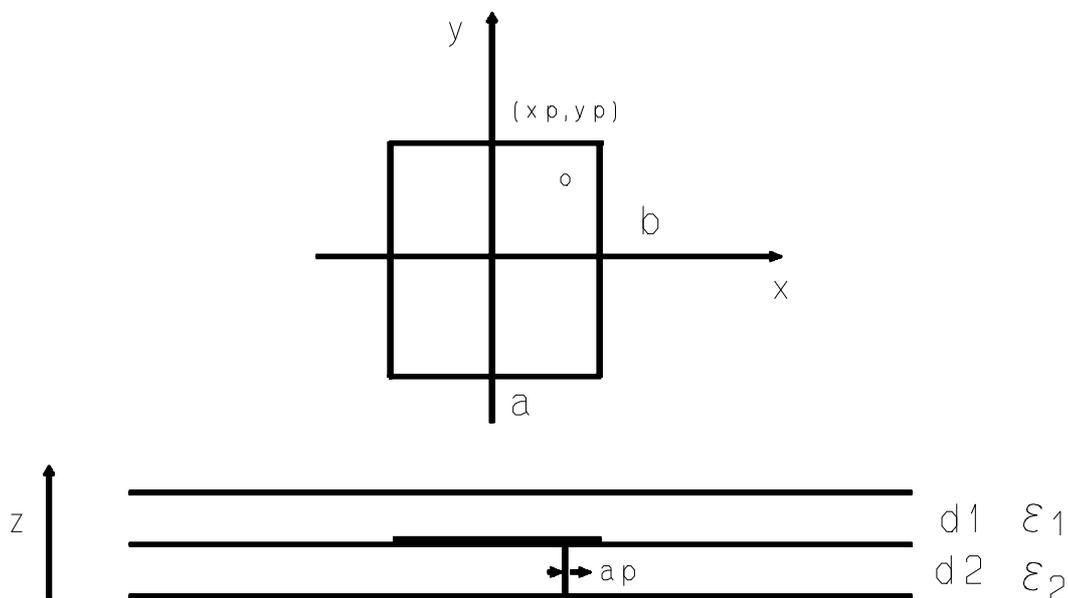


Figure 4.1-Paramètres de l'APM rectangle saisis par data.for

Pour l'analyse d'une antenne plaque microruban rectangulaire excitée par sonde coaxiale et recouverte d'une couche protectrice, nous utilisons les programmes dans l'ordre suivant :

- data.for, en suivant les indications de la figure 4.1.
- mompr.for, en prenant soin de fixer le nombre de modes utilisés pour chaque direction du courant (soit x et y)
- power.for, en prenant les mêmes modes que pour mompr.for.
- simple.m, en invoquant préalablement le logiciel MATLAB™.
- diagr.for qu'on exécute en dernier, "simple.m" peut l'appeler pour visualiser immédiatement le tracé du diagramme de rayonnement.

Ces programmes prennent la précaution de générer des fichiers de résultats, dont voici les plus importants :

- as.dat: Paramètres de l'APM et caractéristiques principales telles que fréquence de résonance, impédance à la résonance, bande passante, rendement.
- impeda.dat: impédance en fonction de la fréquence.

Ces résultats finaux peuvent être emmagasinés pour être ultérieurement exploités (comparaison avec des mesures, études paramétriques, etc...)

4.3.2. Validation

Dans la littérature spécialisée nous trouvons de très nombreux

travaux expérimentaux concernant l'APM rectangle, la méthode spectrale utilisée sera d'abord validée par confrontation avec des mesures, ce qui permettra aussi d'en montrer les limites. Le premier exemple (figure 4.2), traite d'une APM électriquement mince fonctionnant à 1.187Ghz.

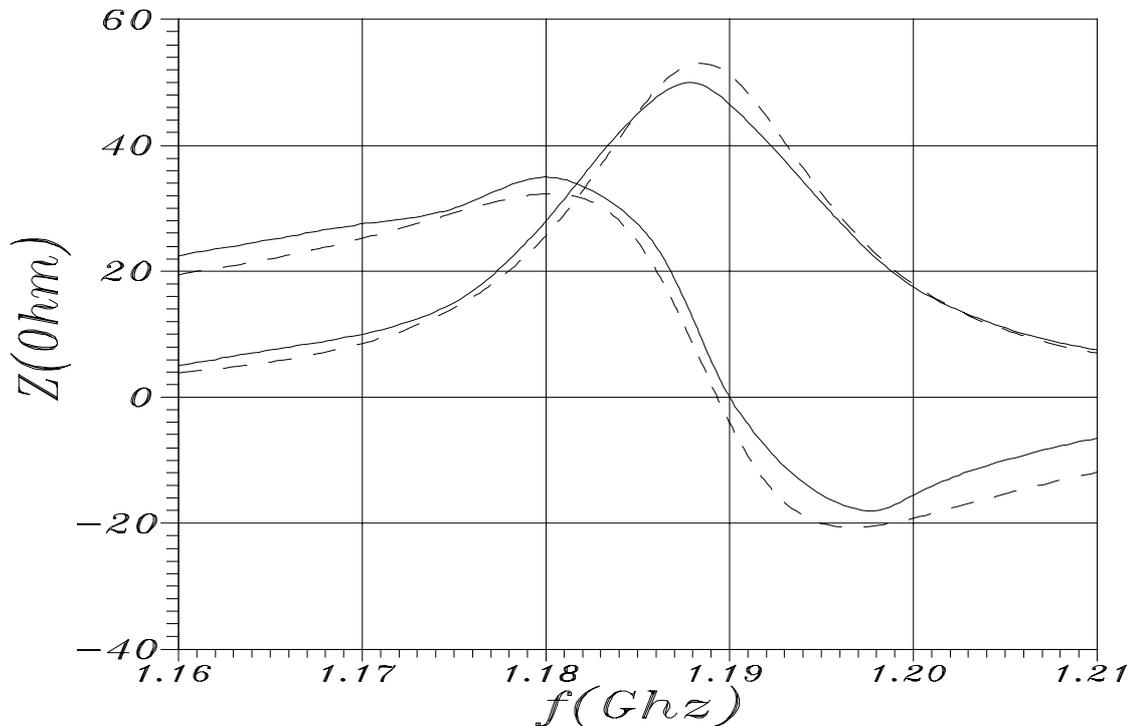


Figure 4.2. Impédance d'entrée d'une APM rectangle, '-' mesure[27], '--' M2, Mode TM01

```
*Exemple 1
a= 7.62cm; b= 11.43cm
ep1= 1.; ep2= 2.64-7.92E-03i
d1= 0.; d2= 1.59mm
ap= 0.635mm; xp= 1.52cm; yp= 0.385cm
PIC= 1 (courbe calculée, figure 4.2)
Fréquence de résonance: 1.188 Ghz
Résistance à la résonance: 53.hm
Bande passante: 1.408 %
Rendement a la resonance: 74.09 %
```

La première observation que l'on peut faire de la figure 4.2, est un bon accord entre l'expérimentation et la théorie, aussi bien pour la partie réelle que pour la partie imaginaire de l'impédance d'entrée, les très légers écarts observés s'expliquent par les tolérances sur les dimensions physiques de la structure et la permittivité, et aussi par les limites du modèle théorique (chapitre 2) et par la précision du calcul. Sur les figures 4.3 et 4.4, on a calculé et tracé les diagrammes de rayonnement de cette même structure à la résonance en supposant que le plan de masse est infini, la composante copolaire dans le plan E calculée coïncide parfaitement avec la mesure, alors que pour la composante copolaire suivant le plan H, il

existe un écart entre la mesure et la simulation au voisinage de l'horizon (90 degrés) car en réalité le substrat et le plan de masse ont des dimensions finies contrairement aux hypothèses de la méthode spectrale qui les suppose infinies. La composante croisée dans les plan E et H est faible devant les composantes principales. D'ailleurs on ne représente pas la composante croisée dans le plan E sur les figures 4.3 et 4.4.

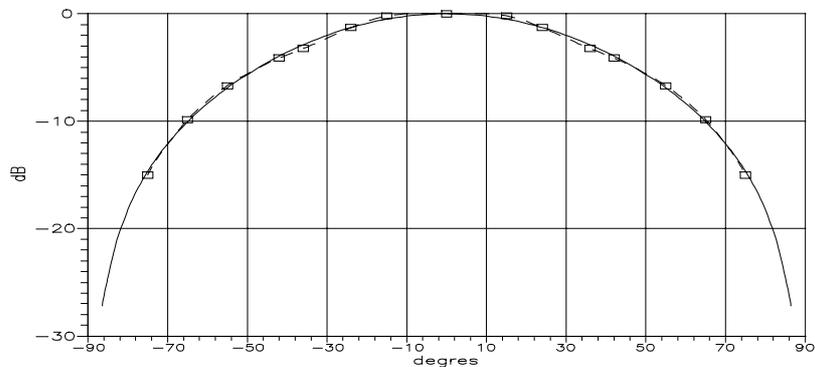


Figure 4.3. Composante copolaire plan H, (-) mesures[27], (--) M2, mode TM01

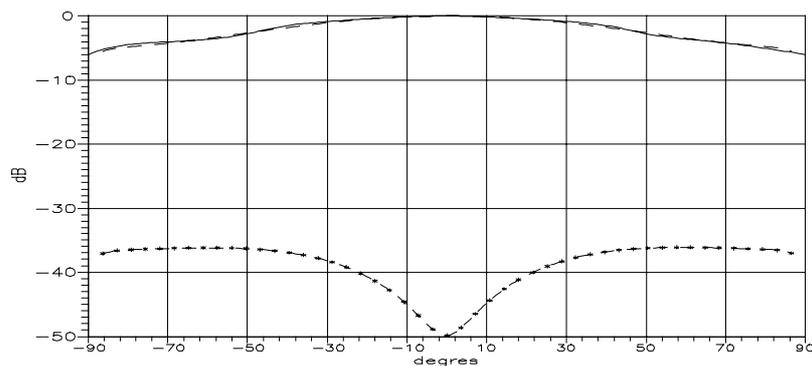


Figure 4.4. Composante copolaire plan E, (-)mesures[27], (--) M2, (*-*) composante croisée plan H M2, mode TM01

La figure 4.5 représente les variations de la partie réelle de l'impédance d'entrée à la résonance en fonction de la position du point d'application de la sonde sur l'antenne. Dans ce cas mesures et calcul montrent bien que l'impédance augmente quand la sonde s'éloigne du centre. Les mesures corroborent les résultats de la méthode des moments en tenant compte des erreurs dues aux mesures et à celles dues aux calculs. La méthode des moments nous a permis de vérifier que pour une APM rectangulaire la fréquence de résonance et la bande passante sont parfaitement indépendantes de la position de la sonde dans le cas de substrat électriquement mince.

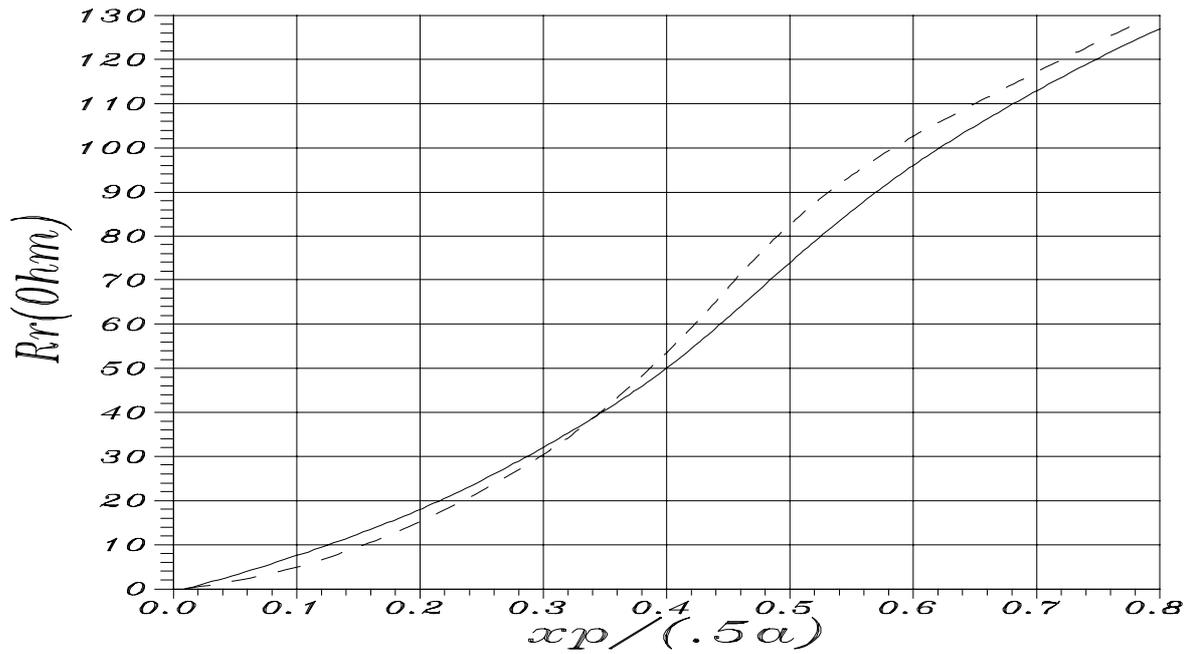


Figure 4.5-Impédance en fonction de la position de la sonde, (-)mesure [36,p139] ,(--M2, a=7.62cm, b=11.43cm, d2=.159cm, epr=2.62, yp=0.cm, mode TM01

*Exemple 2

Tableau 4.6a.Comparaison des fréquences de résonance mesurées et calculées. $\epsilon_{r2}=2.33$, $tg\delta_2=.0012$, $d_1=0$.

cas	a(cm)	b(cm)	d_2 (mm)	$d_2/(2b)$	fr(Ghz)		$\Delta f/f_r$ (%)
					Mesure [15]	M2	
1	5.75	3.85	3.175	0.04	2.31	2.36	+2.1
2	4.55	3.08	3.175	0.05	2.89	2.91	+0.7
3	1.7	1.1	1.524	0.07	7.87	7.886	+0.2
4	3.	2.	3.175	0.08	4.24	4.28	+0.9
5	2.	1.35	3.175	0.12	5.84	6.	+2.7
6	1.7	1.1	3.175	0.14	6.8	7.22	+6.2
7	1.45	.95	3.175	0.16	7.7	8.02	+6.5
8	1.25	.85	3.175	0.18	8.27	8.78	+6.2
9	1.1	.75	3.175	0.21	9.14	9.75	+6.7
10	.95	.65	3.175	0.24	10.25	10.96	+6.9
11	1.7	1.1	9.525	0.41	4.73	5.72	+23.

Tableau 4.6b. Comparaison des fréquences de résonance mesurées et calculées. $\epsilon_{x1}=\epsilon_{x2}=1$, $tg\delta_1=tg\delta_2=0$.

cas	a(cm)	b(cm)	h(mm)	h/(2b)	fr(Ghz)		$\Delta f/f_r$ (%)
					Mes[15]	M2	
1	2.7	1.8	6.4	0.17	5.14	5.92	+15.
2	2.7	1.8	7.9	0.22	5.12	5.72	+11.7
3	2.7	1.8	23.4	0.65	2.29	4.72	+106.

Dans les tableaux 4.6a et 4.6b les fréquences de résonance ont été mesurées et calculées pour différentes valeurs de l'épaisseur et des dimensions de l'élément, et le graphe 4.7 représente l'évolution des fréquences normalisées mesurées et calculées déduites du tableau 4.6a, en fonction de l'épaisseur normalisée. On observe que l'écart entre les deux courbes augmente avec l'épaisseur. On peut affirmer que qualitativement la longueur de la sonde dans le substrat a une influence sur les caractéristiques de l'antenne, et que si on désire étudier des structures à substrat électriquement épais, il faut développer des modèles théoriques décrivant l'effet de la sonde avec précision[39]. Toutefois la même figure confirme que pour un rapport inférieur à 0.1 théorie et expérimentation sont très

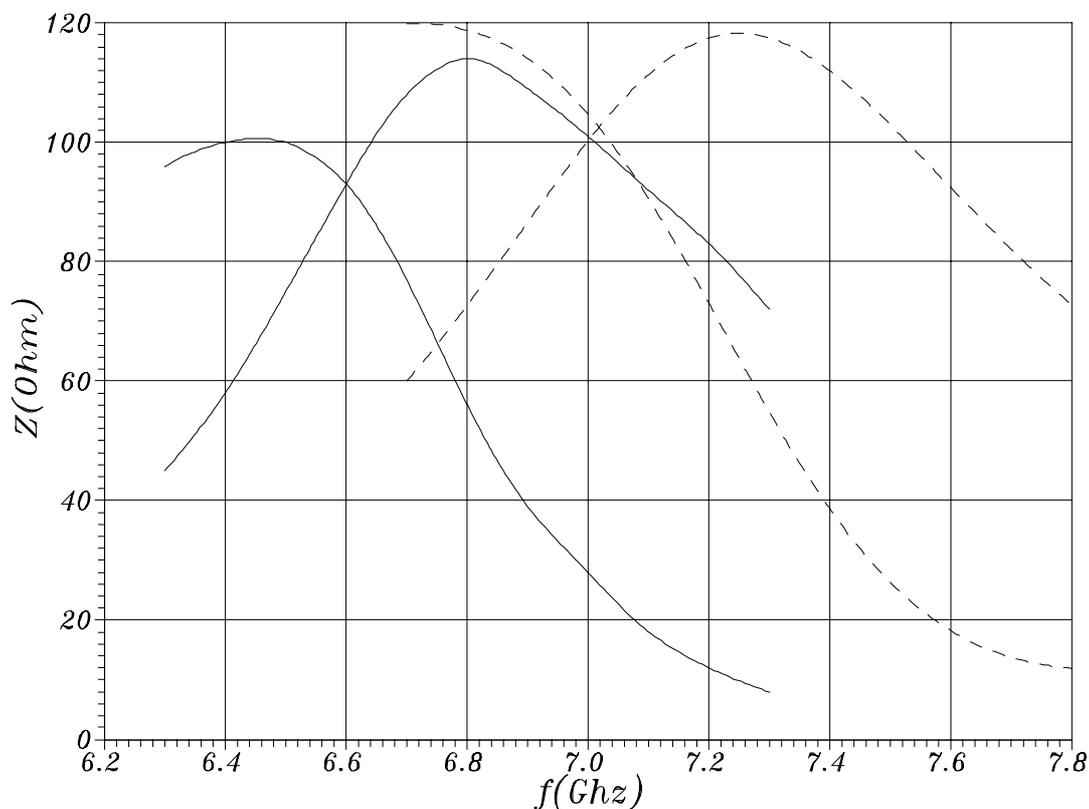


Figure 4.6. Variation de l'impédance suivant la fréquence pour une APM rectangle à substrat épais, $a=1.7\text{cm}$, $b=1.1\text{cm}$, $\epsilon_{pr}=2.33$, $d_2=0.3175\text{cm}$, $d_1=x_p=0\text{cm}$, $y_p=0.4\text{cm}$, (-) mesures[15], (--) M2. mode TM01

voisines. Le tableau 4.6a montre que pour $.04 \leq d_2/\lambda \leq .12$ on a l'agrément entre mesure et théorie à mieux de 3%. Le cas 3 du tableau 4.6b montre bien que la participation de la sonde au rayonnement est plus importante que celle de l'APM, cela se voit au décalage très grand entre les mesures et les calculs, la raison est évidente: la longueur de la sonde ($h=23.4\text{mm}$) est du même ordre de grandeur que les dimensions du patch ($a=27\text{mm}$, $b=18\text{mm}$).

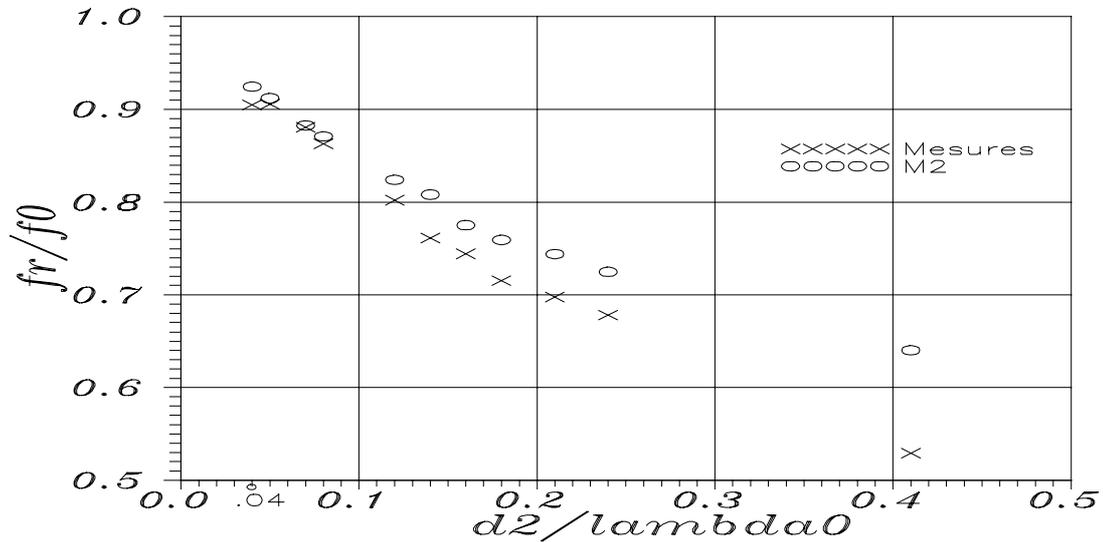


Figure 4.7. Variation de la fréquence de résonance selon l'épaisseur du substrat tableau 6a; $\lambda_0=2b$, $f_0=15/(b\sqrt{\epsilon_r})$, b en cm et f_0 en Ghz, mode TM01

Sur la figure 4.6 on peut faire la comparaison entre la mesure et la méthode numérique pour une microantenne rectangulaire à substrat épais, le détail qui apparait en premier, est un décalage en fréquence entre les deux courbes (respectivement parties réelles et imaginaires de la mesure et du calcul) qui sont presque superposables. La présence de la sonde entraîne une diminution de la fréquence de résonance et contribue au comportement inductif de la structure, alors que la partie réelle semble peu affectée. De cette constatation et de l'analyse du tableau 4.6 on peut déduire une formule empirique qui tient compte de l'effet de la sonde, valable pour un rapport $h/\lambda_0 < 0.15$. Dans ce but avant d'appliquer la méthode spectrale on définit les dimensions effectives de la microantenne rectangle de la manière suivante:

$$w_s = w + \frac{h^2}{\lambda_0} \quad h/\lambda_0 < 0.15$$

w_s : dimension effective a_s ou b_s

w : dimension a ou b de l'antenne rectangulaire

h : longueur de la sonde

λ_0 : longueur d'onde de l'antenne ($\lambda_0=2a$ ou $\lambda_0=2b$)

Lors de l'application numérique par la méthode des moments on utilisera les dimensions effectives de l'antenne plaque au lieu de ses dimensions réelles.

On observe aussi que pour un substrat électriquement épais, la partie imaginaire de l'impédance d'entrée se déplace vers des valeurs positives(- voir figure 4.6), cela se produit indépendamment du type d'alimentation[57], mais on doit en plus tenir compte de l'inductance de la sonde coaxiale. La conséquence la plus importante est que l'APM ne rayonne plus si le substrat est trop épais, et aussi que le calcul de la bande passante se fait impérativement à l'aide du tracé du coefficient de réflexion ou du TOS, et non pas en évaluant le facteur de qualité à la résonance de l'impédance d'entrée.

Le tableau 4.7b permet de comparer les valeurs expérimentales de la fréquence de résonance à celles des méthodes numériques. La méthode de la cavité négligeant l'effet des ondes de surface, sous-estime la grandeur calculée alors que la méthode des moments convergeant vers la solution exacte par valeur supérieure la surestime, toutefois l'erreur moyenne de calcul sur l'ensemble des échantillons est plus faible pour la méthode des moments: $\text{erreur}_{\text{cavité}}=2.9\%$, $\text{erreur}_{M2}=1.05\%$ (i.e pour $.016 \leq d_2/\lambda \leq .067$ on a l'erreur des moments à l'intérieur de 2.7%, alors que celle de la cavité se trouve à l'intérieur de 3.4%)

Tableau 4.7a. Les configurations d'APM étudiées expérimentalement par la référence [63], $a_p=.635\text{mm}$, $y_p=0.\text{mm}$, $d_1=0.\text{mm}$

cas	a(cm)	b(cm)	d2(mm)	ϵ_{r2}	xp(mm)	$d_2/2a$
1	2.	3.	1.27	10.2	3.5	.031
2	.95	1.5	1.27	10.2	1.55	.067
3	1.9	3.	2.54	10.2	3.	.067
4	2.5	4.	.79	2.22	8.5	.016
5	1.25	2.	.79	2.22	4.25	.031
6	2.5	4.	1.52	2.22	8.5	.030

Tableau 4.7b. Comparaison des mesures expérimentales avec la méthode de la cavité et la méthode des moments pour la fréquence de résonance des configurations du tableau 4.7a

cas	Mesures[63] f(Ghz)	Méthode de la cavité [63,d'après Carver]		Méthode de la cavité [63,d'après Richards]		Méthode des Moments [63,d'après Pozar]		Méthode des moments CAPM5	
		f(Ghz)	$\Delta f/f(\%)$	f(Ghz)	$\Delta f/f(\%)$	f(Ghz)	$\Delta f/f(\%)$	f(Ghz)	$\Delta f/f(\%)$
1	2.26	2.20	-2.6	2.23	-1.3	2.28	-0.4	2.26	+0.
2	4.49	4.35	-3.1	4.45	-0.9	4.58	+2.	4.6	+2.4
3	2.24	2.18	-2.7	2.23	-0.5	2.29	+2.2	2.3	+2.7
4	3.94	3.84	-2.5	3.91	-0.8	3.89	-1.3	3.91	-0.8
5	7.65	7.42	-3.	7.64	-0.1	7.61	-0.5	7.63	-0.2
6	3.84	3.71	-3.4	3.82	-0.5	3.81	-0.8	3.82	-0.5

Tableau 4.7c. Comparaison des mesures expérimentales avec la méthode de la cavité et la méthode des moments pour la résistance à la résonance des configurations du tableau 4.7a

cas	Mesures [63] R(Ohm)	Méthode de la cavité [63,d'a-près Carver]		Méthode de la cavité [63,d'a-près Richards]		Méthode des Moments [63,d'a-près Pozar]		Méthode des moments CAPM5	
		R(Ohm)	$\Delta R/R(\%)$	R(Ohm)	$\Delta R/R(\%)$	R(Ohm)	$\Delta R/R(\%)$	R(Ohm)	$\Delta R/R(\%)$
1	85.	67.	-21.	142.	+67.	100.	+17.64	103.8	+22.1
2	53.	48.	-9.4	168.	+217.	75.	+41.50	67.73	+27.8
3	80.	45.	-43.75	162.	+102.5	75.	-6.25	87.7	+9.62
4	89.	82.	-7.8	98.	+10.1	101.	+13.48	111.5	+25.2
5	99.	77.	-22.	91.	-8.01	130.	+31.31	121.4	+22.6
6	87.	77.	-11.5	92.	+5.74	127.	+45.97	122.4	+40.6

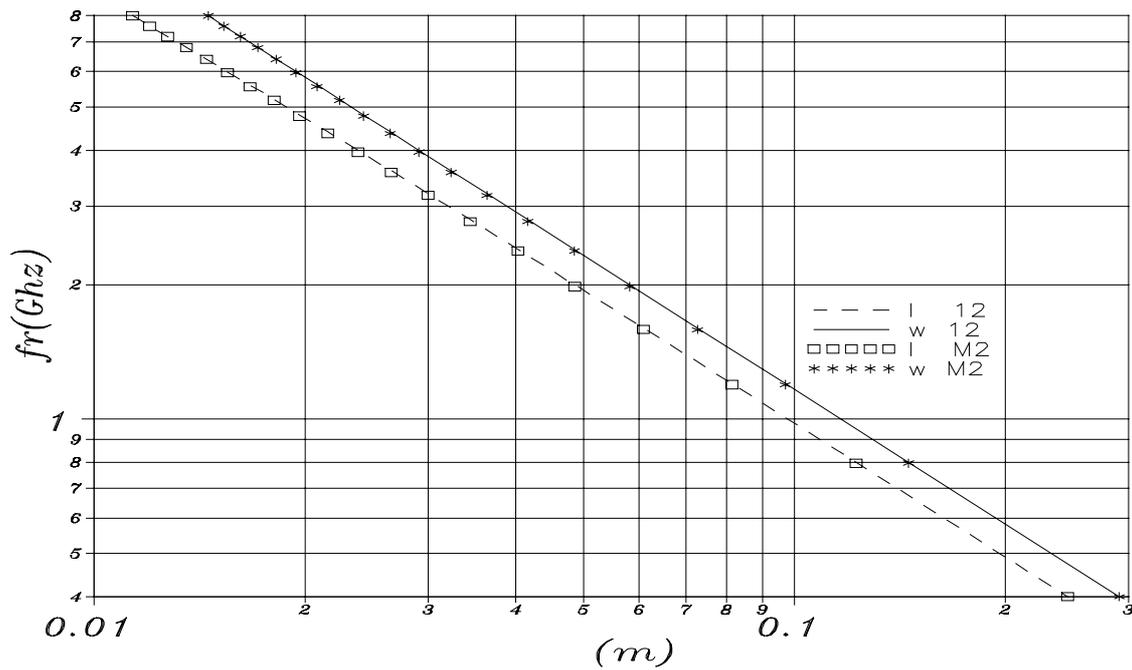


Figure 4.8. Fréquence de résonance du patch rectangulaire en fonction de ses dimensions, l:longueur, w:largeur, comparaison de la théorie de [12,pp58-59] avec la M2, h=.159mm, epr=2.32

La figure 4.8 représente les variations de la fréquence de résonance d'une APM rectangulaire avec ses dimensions(largeur et longueur, la largeur étant le côté résonant), notre théorie est confrontée positivement à celle de la référence [12,pp58-59].

4.3.3. Optimisation

Pour accroître la bande passante d'une antenne rectangulaire, on pense d'abord à utiliser un substrat plus épais, une autre solution consiste à choisir les dimensions de l'antenne telles que les deux modes TM_{01} et TM_{10} résonnent à des fréquences voisines mais non confondues. A l'aide de la méthode spectrale on étudie une configuration à substrat épais et dont les dimensions (largeur et longueur) ont des valeurs voisines: on parle alors de structure quasi-carrée.

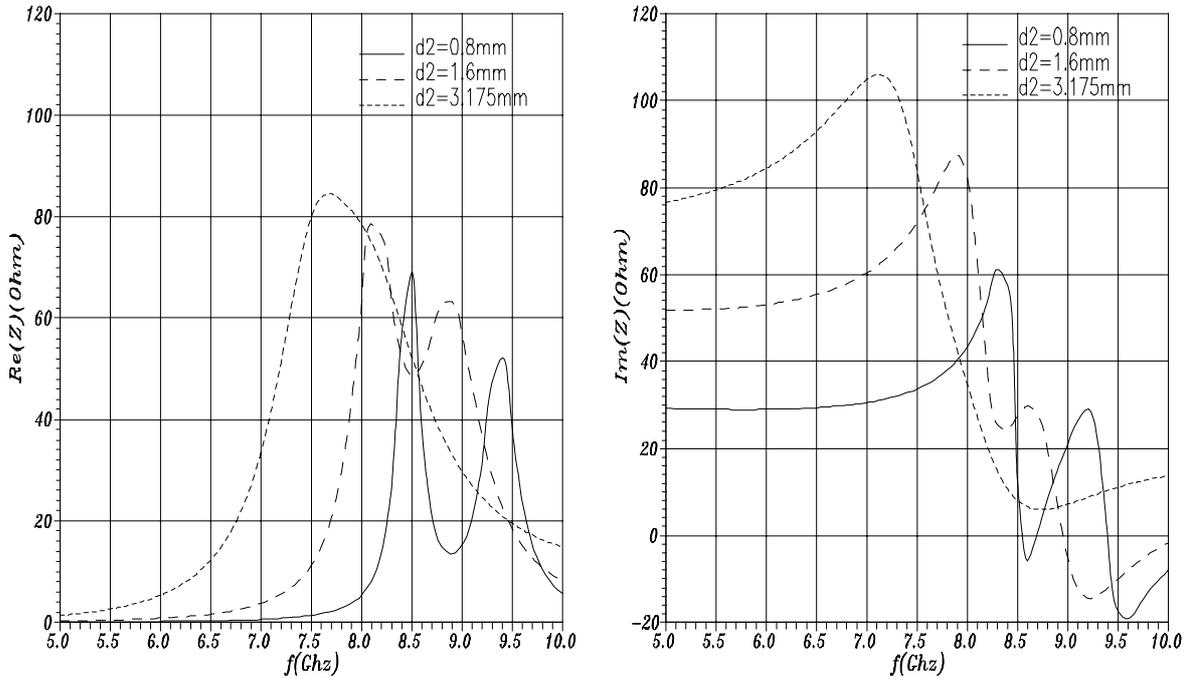


Figure 4.9. Impédance d'entrée d'une APM rectangle, $a=9.8\text{mm}$, $b=11\text{mm}$, $\epsilon_{p2}=2.33$, $d_1=0$, $a_p=.635\text{mm}$, $x_p=y_p=1.5\text{mm}$

Les figure 4.9 et 4.10 représentent respectivement l'impédance d'entrée et le TOS d'une APM rectangle quasi-carrée à substrat épais dont voici les paramètres physiques: $a=9.8\text{mm}$, $b=11\text{mm}$, $\epsilon_{p1}=1.$, $\epsilon_{p2}=2.33$, $d_1=0.$, $d_2=3.175\text{mm}$, $a_p=.635\text{mm}$, $x_p=1.5\text{mm}$, $y_p=1.5\text{mm}$.

Tableau 4.8. Fréquences de résonance de l'APM pour différentes valeurs de l'épaisseur du substrat, f_r : fréquence au maximum de la partie réelle de l'impédance, R_r : résistance correspondante, f_{\min} : fréquence au TOS minimal

cas	d_2 (mm)	f_r (Ghz)		R_r (Ohm)		f_{\min} (Ghz)		BW (%) (TOS<2)	
1	.8	8.5	9.4	70	52	8.6	9.4	2.9	3.2
2	1.6	8.1	8.9	78	63	8.35	9.	13.2	
3	3.175	7.7		84		8.57		13.4	

Le tableau 4.8 est établi à partir des figures 4.9 et 4.10. Les observations sont très nombreuses: l'accroissement de l'épaisseur du

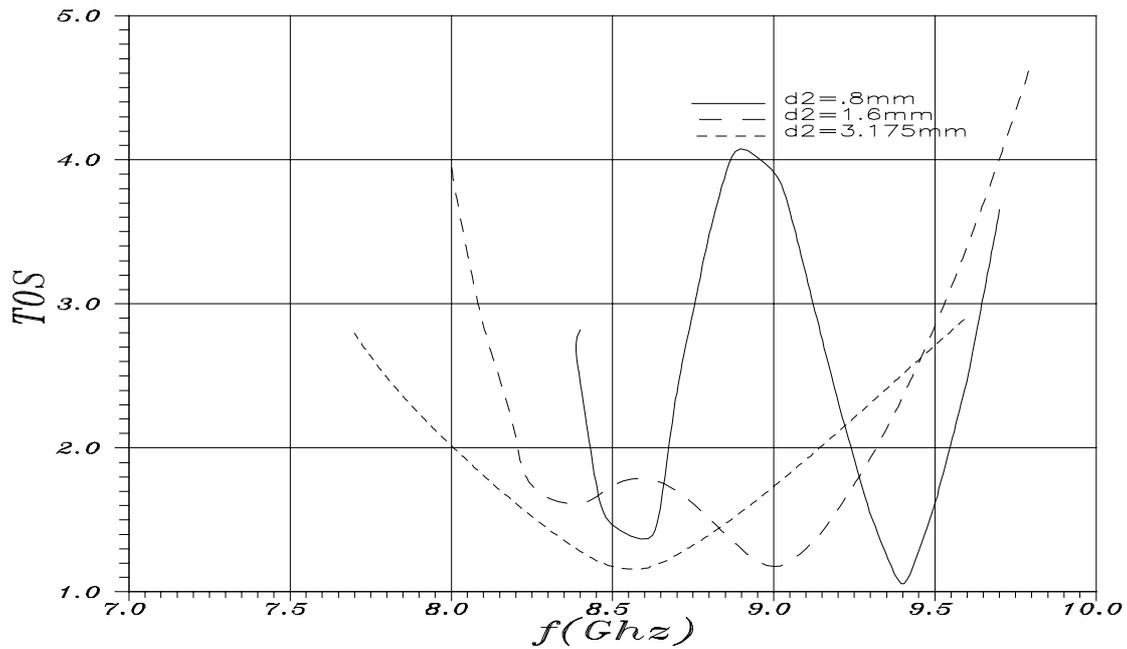


Figure 4.10. TOS d'une APM rectangle, $a=9.8\text{mm}$, $b=11\text{mm}$, $\epsilon_{p1}=1$, $\epsilon_{p2}=2.33$, $d_1=0$, $a_p=.635\text{mm}$, $x_p=y_p=1.5\text{mm}$

substrat accentue le caractère inductif de l'impédance d'entrée de l'APM. Les deux pics de résonance se rapprochent jusqu'à fusionner (cas 3). Les fréquences f_r du maximum de l'impédance et f_{\min} du minimum du TOS ne coïncident que dans le cas où la courbe de la partie imaginaire de l'impédance s'annule en son point d'inflexion. L'APM du cas 1 ($d_2=.8\text{mm}$) fonctionne en bifréquence, c'est-à-dire sur deux gammes de fréquence disjointes, toutefois la bande passante sur chacune de ces gammes est étroite. Les APM à substrat relativement épais (cas 2 et 3) sont très intéressantes du point de vue de leurs bandes passantes: environ 13.2% pour le cas 2, et 13.4% pour le cas 3.

4.4. Etude de l'antenne disque

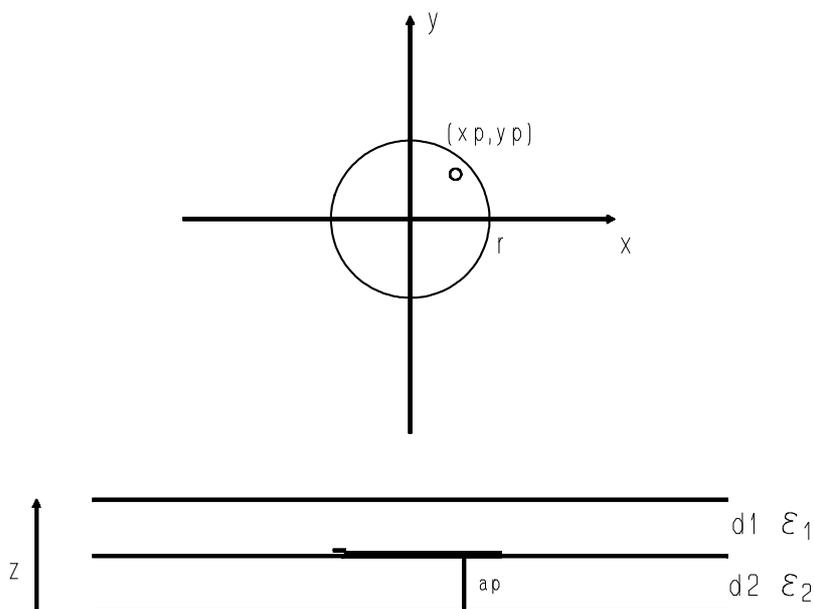


Figure 4.11. Paramètres de l'APM disque saisis par datcer.for

4.4.1. Mode opératoire

Pour l'analyse d'une antenne plaque microruban disque excitée par sonde coaxiale et recouverte d'une couche protectrice, nous utilisons les programmes dans l'ordre suivant :

- datcer.for, en suivant les indications de la figure 4.11.
- simcer.for, en prenant soin de fixer le nombre de modes utilisés pour chaque direction du courant (soit x et y)
- psc.for, en prenant les mêmes modes que pour simcer.for.
- simcer.m, en n'oubliant pas d'invoquer préalablement le logiciel MATLAB™.
- dcl.for qu'on exécute en dernier, en signalant que "simcer.m" peut l'appeler pour visualiser immédiatement le tracé du diagramme de rayonnement.

Ces programmes prennent la précaution de générer des fichiers de résultats, identiques à ceux du cas de l'APM rectangle.

4.4.2. Validation

Pour l'antenne plaque microruban disque, la figure 4.12 qui représente l'évolution de l'impédance d'entrée avec la fréquence, conforte la validité de la méthode spectrale par comparaison avec les mesures [01] et la méthode LEF de [01]. Le tableau 4.9 rassemble les paramètres principaux de l'impédance d'entrée d'une APM (fréquence de résonance et résistance à la résonance).

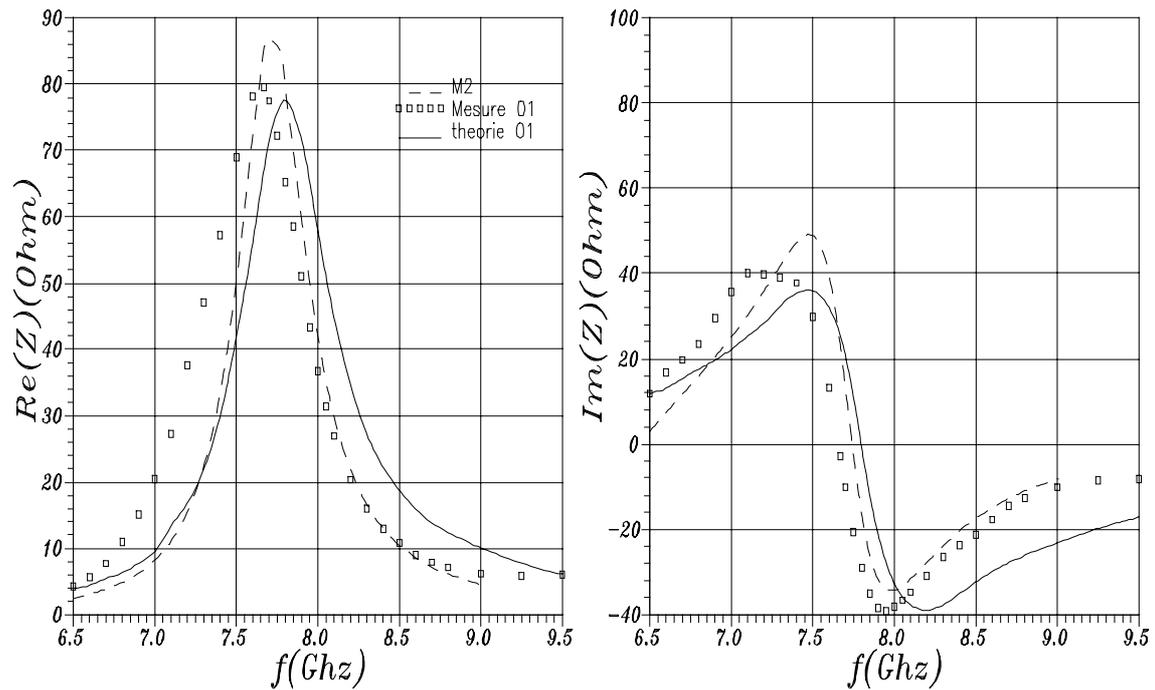


Figure 4.12. APM disque, Mode TM11 , $r=6.84\text{mm}$, $h=1.6\text{mm}$, $\epsilon_{pr}=2.17$, $\text{perte}=.001$, $x_p=2.75\text{mm}$, la théorie de [01] est la méthode LEF (découpage linéaire=500)

Tableau 4.9. Comparaison de la méthode des moments avec les mesures et avec la méthode LEF[01].

Mesures			Méthode LEF[01]				Méthode des Moments					
f (Ghz)	BW (%)	R (Ohm)	f (Ghz)	BW (%)	R (Ohm)	$\Delta f/f$ (%)	$\Delta R/R$ (%)	f (Ghz)	BW (%)	R (Ohm)	$\Delta f/f$ (%)	$\Delta R/R$ (%)
7.67	6.6	80.	7.8	6.4	77.6	1.7	3	7.7	6.5	86.8	.4	8.4

De la même manière, sur la figure 4.13 on a confronté les résultats de la méthode des moments de la référence [28] avec les notres. On estime donc que la méthode spectrale prédit, dans les limites du modèle, avec une précision acceptable les caractéristiques électriques d'une APM disque avec une restriction sur l'épaisseur électrique du substrat comme pour l'APM rectangle. On a représenté sur la figure 4.14 l'évolution du coefficient de surtension d'une APM disque avec le rapport r/h (h : épaisseur du substrat) en comparant les mesures avec la méthode des moments et la méthode LEF d'après [74].

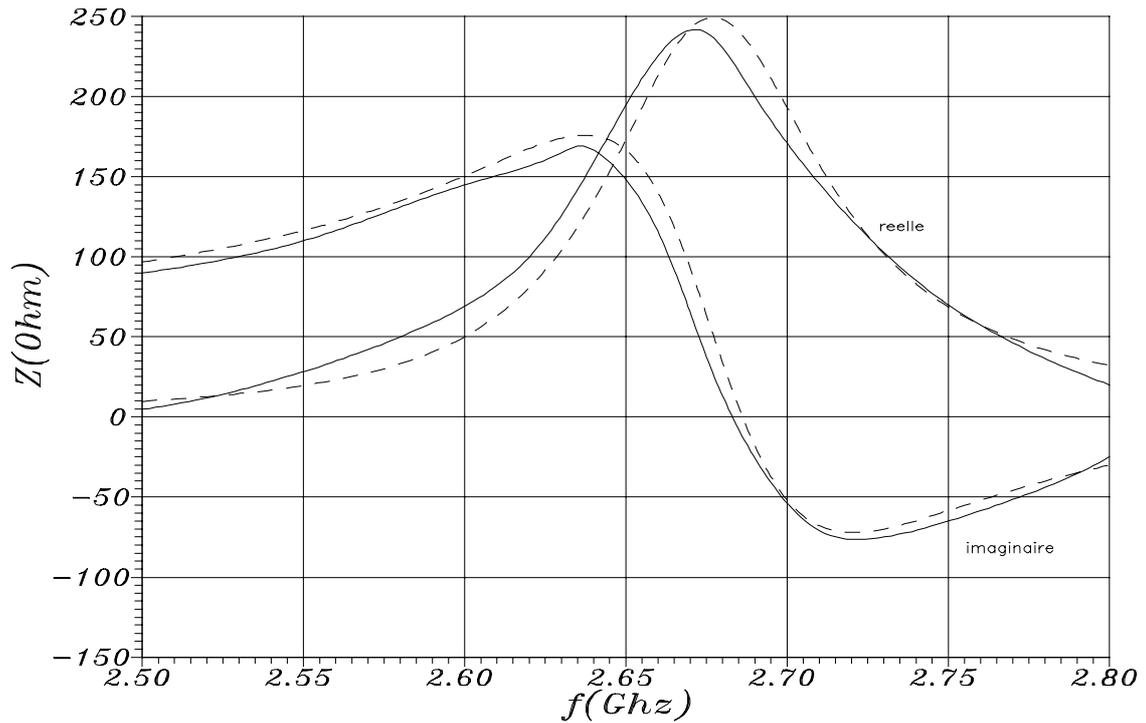


Figure 4.13. Impédance d'entrée d'une APM disque, mode TM₁₁, $r=1.88\text{cm}$, $\epsilon_{p1}=2.47$, $\epsilon_{p2}=2.47$, $d_1=8.\text{mm}$, $d_2=1.6\text{mm}$, $a_p=.634\text{mm}$, $x_p=1.41\text{cm}$, (-) M2 par [28], (--) notre M2: $F_r=2.677\text{GHz}$, $R_r=249.60\text{ohm}$, $BW= 3.14 \%$

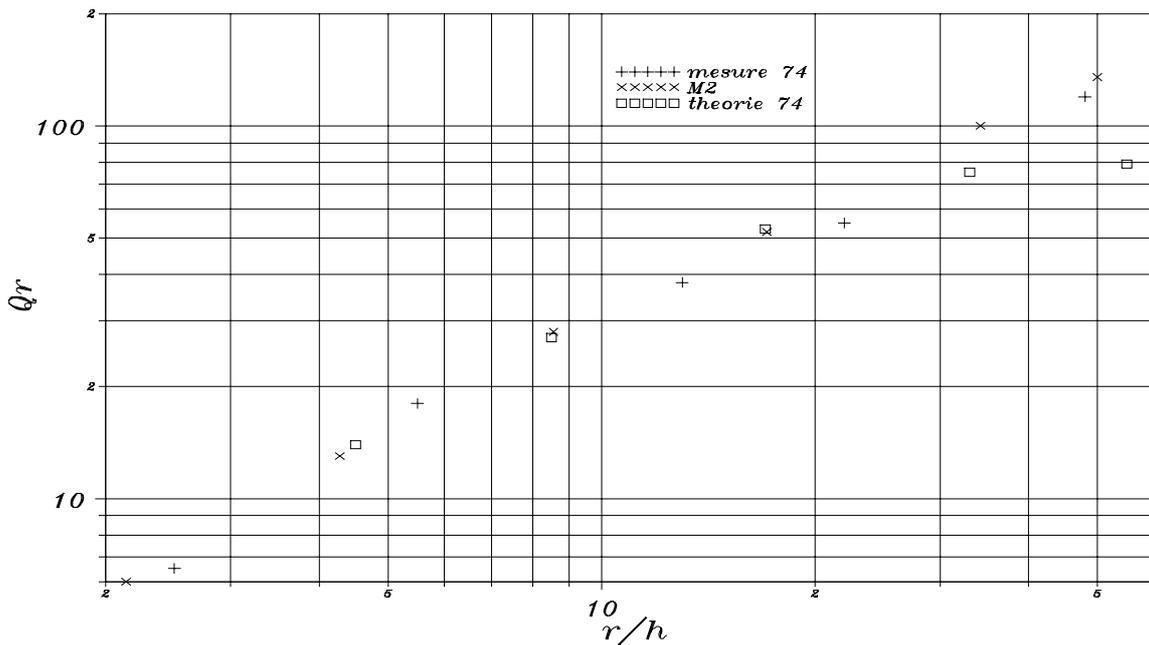


Figure 4.14. Coefficient de surtension d'une APM disque en fonction de r/h , $r=6.84\text{mm}$, $\epsilon_{pr}=2.17$

4.4.3. Optimisation

On a représenté l'évolution de la résistance d'entrée à la résonance en fonction de la position de la sonde sur la figure 4.15. On fait les mêmes constatations que pour le cas de l'antenne rectangulaire. La courbe de la figure 4.15 permet de choisir le point idéal d'adaptation de l'antenne microruban au circuit d'alimentation, et de cette manière maximiser le transfert de puissance entre la source et l'APM. La méthode

des moments confirme pour l'APM disque que la fréquence de résonance et la bande passante ne dépendent pas de la position de la sonde.

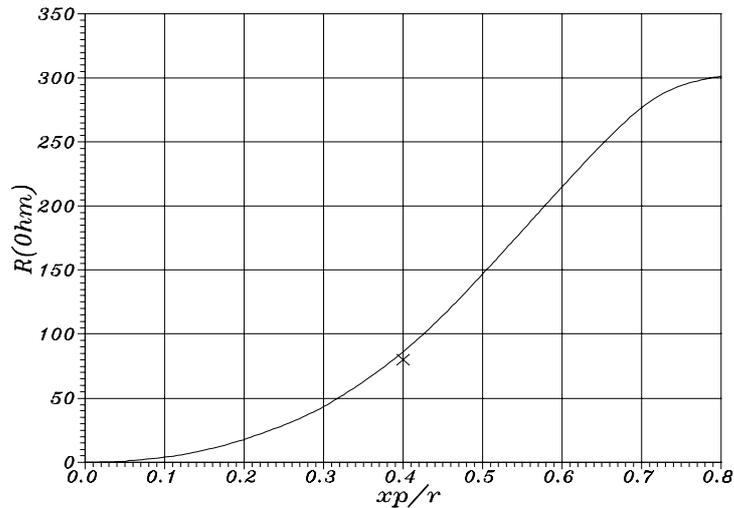


Figure 4.15. Antenne disque: Impédance d'entrée en fonction de la position de la sonde, $r=6.84\text{mm}$, $\epsilon_{pr}=2.17$, $\text{tg}\delta=.0012$, $h=1.6\text{mm}$, Mode TM₁₁.(-) M2, (x) mesures[01]

A l'aide de la méthode spectrale nous avons effectué l'étude paramétrique de l'antenne disque microruban selon l'épaisseur du substrat. A cette fin nous avons repris la configuration de la figure 4.12 et nous avons calculé l'évolution de la fréquence, de la résistance d'entrée, de la bande passante et du rendement suivant l'épaisseur (figure 4.16, a, b, c et d). La bande passante est déduite du facteur de qualité à la résonance. Commentons ces quatre graphes, quand l'épaisseur électrique croît on observe:

- la fréquence de résonance décroît.
- la bande passante croît.
- la résistance de rayonnement à la résonance et le rendement correspondant atteignent leur maximum avant de décroître. L'épaisseur $(d/\lambda_0) < 0.005$ ne permet pas vraiment à l'A.P.M de rayonner il y a donc un (d/λ_0) optimal qui maximise R_r et un autre qui maximise le rendement η : $(d/\lambda_0)_{opt} = 0.02$ pour R_r , $(d/\lambda_0)_{opt} = 0.025$ pour η . Au delà de l'optimum l'impédance linéique (due aux pertes dans le diélectrique) de l'A.P.M croît ainsi que l'ouverture cela attribue plus d'importance au phénomène des ondes de surface, ce qui abaisse la résistance et le rendement. L'optimum a lieu pour une épaisseur électrique d'environ .02 soit .47mm mais dans ce cas la bande passante reste faible soit d'environ 2%. On peut trouver dans le

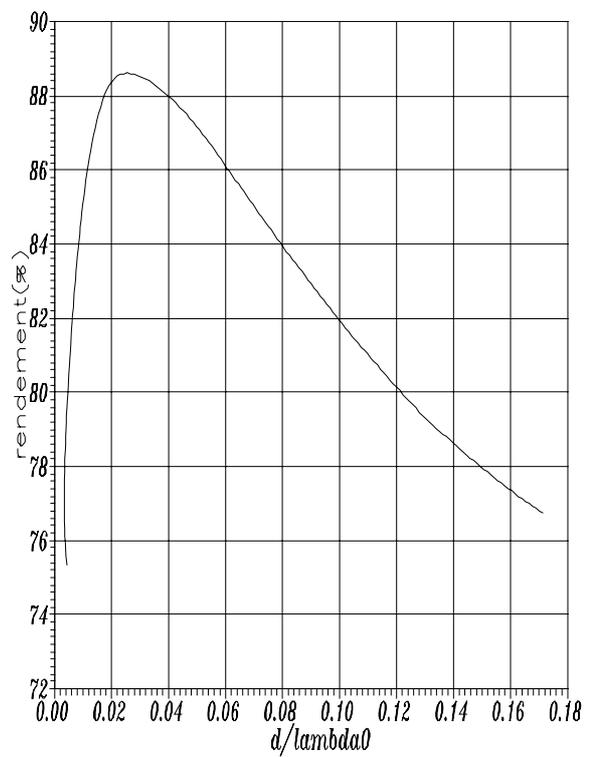
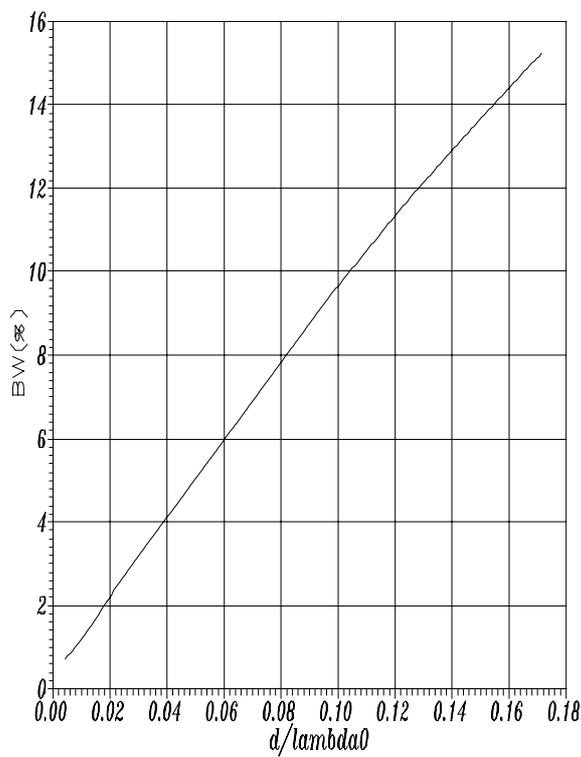
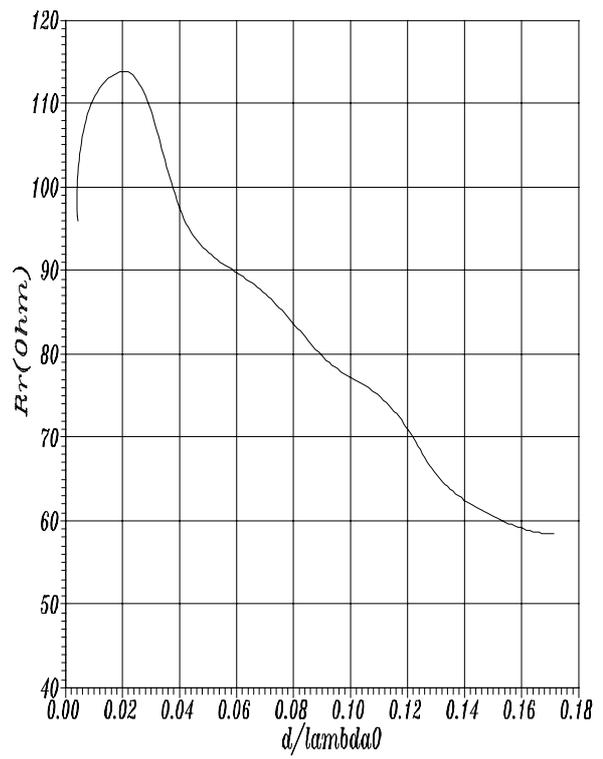
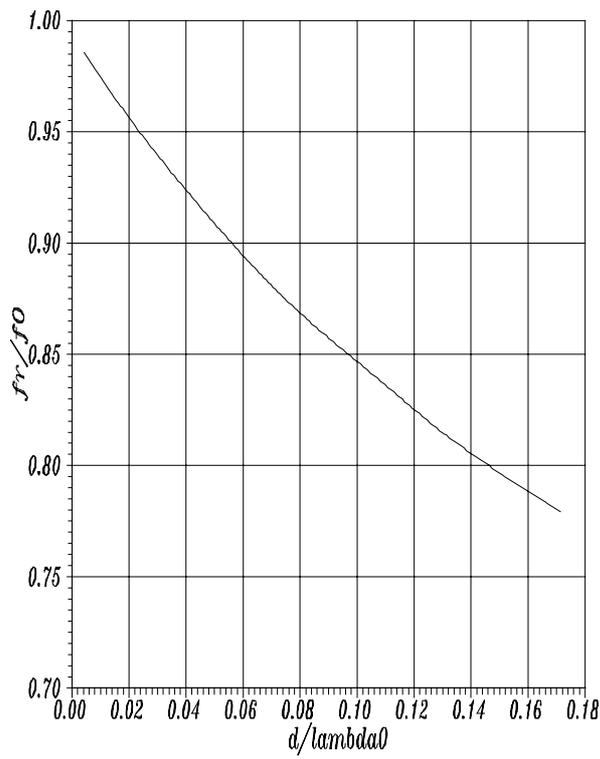


Figure 4.16. Etude parametrique d'une antenne disque suivant l'epaisseur, $r=6.84\text{mm}$, $\epsilon_{p1}=1.$, $\epsilon_{p2}=2.17$, $\text{pert2}=0.0012$, $d_2=\text{variable}$, $x_p=2.75\text{mm}$, $y_p=0$, $\lambda_{00}=23.34\text{mm}$, $f_0=8.724\text{GHz}$

commerce un substrat de type cuflon de permittivité 2.17 et d'épaisseur 0.508mm qui sont des caractéristiques physiques très proches de l'optimum pour l'APM considérée. Le principal obstacle à l'utilisation d'une telle APM est sa bande passante insuffisante, dans les paragraphes suivants nous traitons de la technique du directeur pour élargir la bande passante.

4.5. Etude de l'antenne rectangle avec directeur

4.5.1. Mode opératoire

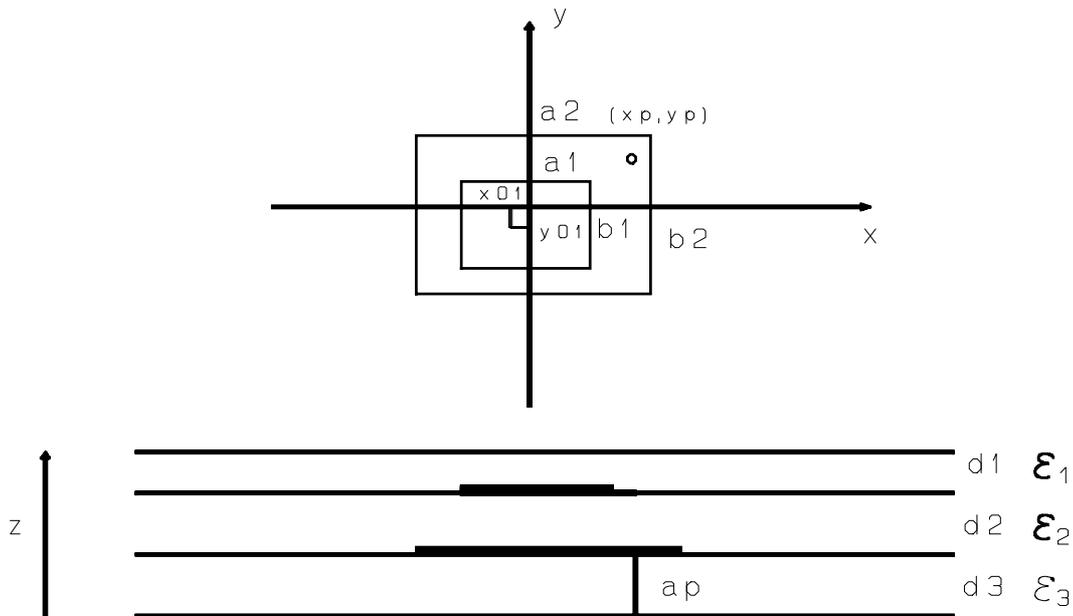


Figure 4.17. Paramètres de l'APM rectangle avec directeur saisis par param.for

Pour l'analyse d'une antenne plaque microruban rectangulaire avec directeur excitée par sonde coaxiale et recouverte d'une couche protectrice, nous utilisons les programmes dans l'ordre suivant:

- param.for, en suivant les indications de la figure 4.17.
- double.for, en prenant soin de fixer le nombre de modes utilisés pour chaque direction du courant (soit x et y) et pour chaque élément.
- powtwo.for, en prenant les mêmes modes que pour double.for.
- double.m, en n'oubliant pas d'invoquer préalablement le logiciel MATLAB™.
- diagtwo.for qu'on exécute en dernier, en signalant que "double.m" peut l'appeler pour visualiser immédiatement le tracé du diagramme de rayonnement.

Nous faisons remarquer que ces programmes peuvent analyser les effets du décalage du directeur sur les caractéristiques de la structure.

4.5.2. Validation

* Exemple 1

Pour la validation de la méthode numérique nous avons pris les données expérimentales de la référence [05]. La comparaison peut être faite sur la figure 4.18. Les courbes de mesure et théorique représentant le coefficient de réflexion ne coïncident pas tout à fait et on voit que la boucle de couplage expérimentale est plus importante que celle de la théorie. Toutefois il y a bien concordance entre les deux séries de valeurs. Cependant on note que le TOS(voir figure 4.19) mesuré et ceux calculés par la méthode des moments de [05] et par notre méthode ne présentent pas leurs minimas aux mêmes fréquences bien que la courbe calculée de [05] semble mieux coller aux mesures. On pense que ce meilleur résultat est dû à l'utilisation de polynômes de Legendre par la référence [05] au lieu de fonctions sinusoidales comme nous l'avons fait(chapitre 3), on précise que les polynômes de Legendre décrivent mieux la distribution effective du courant sur une plaque rectangulaire et pour cette raison la méthode des moments converge plus rapidement qu'en utilisant les fonctions sinusoidales(fonctions des modes de la cavité rectangulaire).

La bande passante relevée pour un TOS<2:

$$BW_{\text{mesure}}=14.8\%, BW_{\text{SPA}}=14\%, BW_{\text{CAPM5}}=13.4\%$$

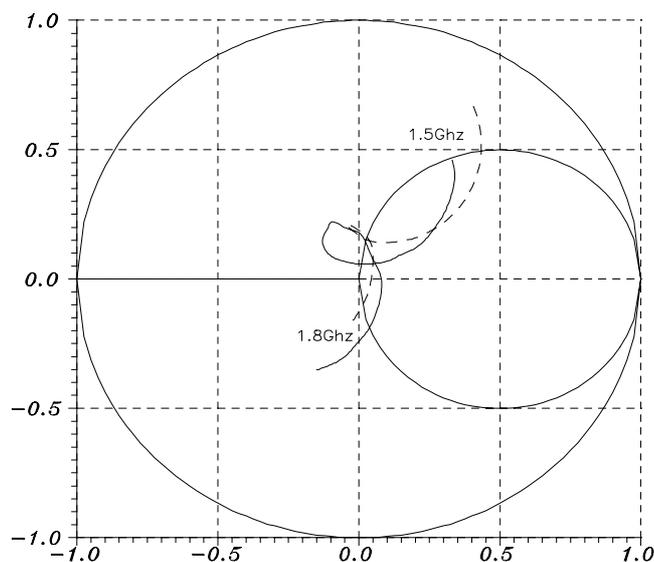


Figure 4.18. Coefficient de réflexion (-)mesure[05],(-)M2[05], (--) M2, APM rectangle avec directeur $a_1=b_1=67\text{mm}$, $a_2=b_2=60\text{mm}$, $d_1=d_3=1.6\text{mm}$, $d_2=12\text{mm}$, $\epsilon_{p1}=\epsilon_{p3}=2.19$, $\epsilon_{p2}=1$, $\text{perte}_1=\text{perte}_3=.0012$, $x_p=y_p=27\text{mm}$, $a_p=.635\text{mm}$

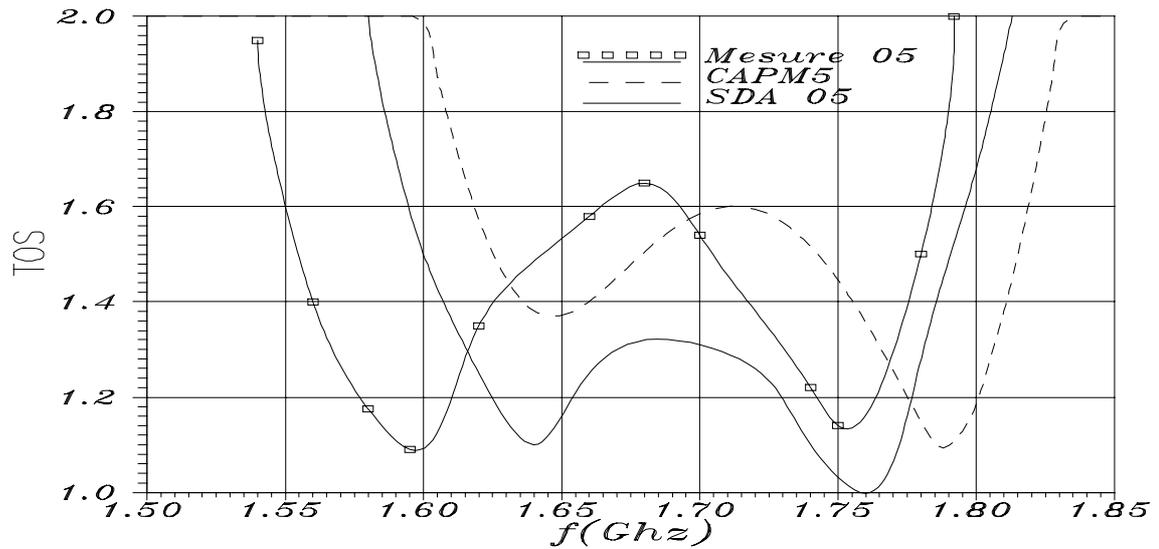


Figure 4.19. TOS de l'APM rectangle avec directeur, $a_1=b_1=67\text{mm}$, $a_2=b_2=60\text{mm}$, $d_1=d_3=1.6\text{mm}$, $d_2=12\text{mm}$, $ep_1=ep_3=2.19$, $ep_2=1$, $tg\delta_1=tg\delta_3=.001$, $x_p=y_p=27\text{mm}$, $ap=.635\text{mm}$

* Exemple 2 (figure 4.20)
 $a_1=a_2=1.46\text{cm}$, $b_1=b_2=0.968\text{cm}$, $ep_1=2.17-.0026i$, $ep_2=1.$, $ep_3=2.17-.0026i$
 $d_1=.254\text{mm}$, $ap=.65\text{mm}$, $x_p=3\text{mm}$, $y_p=3\text{mm}$

Tableau 4.10a. Comparaison entre mesure et calcul de la fréquence de résonance d'une APM avec directeur (inf=espacement infini)
 $d_3=.254\text{mm}$

cas	d2(mm)	fr(Ghz)		$\Delta f/f_r$ (%)
		mesure [41]	M2	
1	0.0	9.9	10.01	1.1
2	3.56	10.46	10.38	0.8
3	4.06	10.4	10.4	0.
4	4.57	10.37	10.38	0.1
5	5.08	10.37	10.36	0.1
6	6.1	10.34	10.34	0.
7	7.62	10.3	10.31	0.1
8	8.64	10.3	10.29	0.1
9	9.14	10.28	10.28	0.
10	11.18	10.3	10.25	0.5
11	inf	10.2	10.22	0.2

Tableau 4.10b. Comparaison entre mesure et calcul de la fréquence de résonance d'une APM avec directeur (inf=espacement infini) $d_3 = .762\text{mm}$

cas	d2(mm)	fr(Ghz)		$\Delta F/f_r$ (%)
		mesure [41]	M2	
1	inf	9.8	9.8	0.
2	5.08	9.9	10.	1.
3	11.18	9.85	9.71	1.4

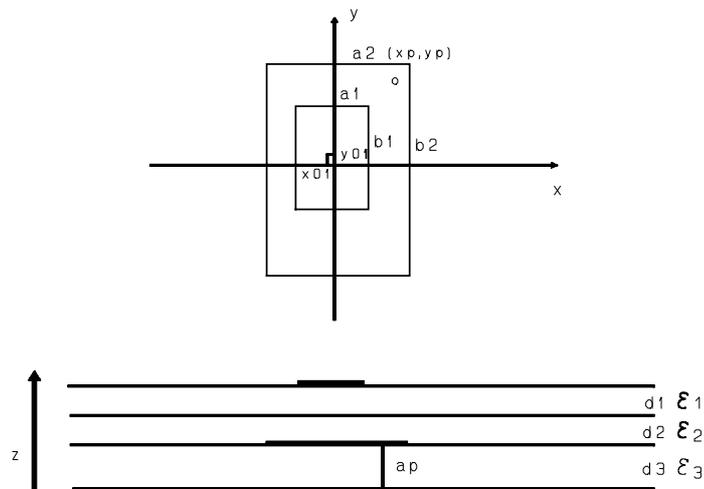


Figure 4.20. Configuration étudiée dans le tableau 4.10, deux couches de différents diélectriques séparent les deux rectangles

Le tableau 4.10 contient les valeurs des fréquences de résonance d'une antenne plaque microruban rectangulaire avec directeur et couche d'air entre les deux éléments: (voir figure 4.20), $d_2 = \text{inf}$ signifie que le directeur a été enlevée. Dans l'ensemble, expérimentation et théorie semblent concorder, mais nous soulignons que l'erreur est plus grande pour un substrat plus épais. L'interprétation qualitative des fluctuations de la fréquence avec l'augmentation du volume de la couche d'air se fait de cette manière: l'ensemble formé par la couche d'air et le diélectrique supérieur se comporte comme un seul diélectrique de permittivité équivalente, une augmentation de l'épaisseur de la couche d'air entraîne donc une diminution de la permittivité équivalente, ce qui a pour conséquence une augmentation de la fréquence, mais si cette épaisseur dépasse un certain seuil le volume de la cavité constituée par l'antenne et son directeur cause une diminution de cette fréquence.

4.5.3. Optimisation

On cherche à améliorer la bande passante en ajoutant un élément directeur. Pour cela il faut d'abord prédimensionner l'APM à la fréquence de travail souhaitée, de la manière suivante:

-étant donnée la structure, et supprimant le directeur on détermine les

dimensions de l'élément principal pour la fréquence voulue grâce à des formules approchées ou à la méthode des moments.

-on supprime l'élément principal, et on détermine les dimensions du directeur de la même manière.

On admet que si les deux éléments ont isolément la même fréquence de résonance, la bande passante d'une structure les incluant est améliorée, mais une étude paramétrique suivant l'espacement et les dimensions permettra d'affiner les résultats et de concevoir une antenne plaque microruban ayant la meilleure bande passante possible pour un rendement idéal. La méthode spectrale est l'outil permettant cette étude.

*Variation des dimensions du directeur

On choisit l'antenne plaque microruban carrée dont le coefficient de réflexion et le TOS sont tracés respectivement sur les figures 4.18 et 4.19, on calcule à l'aide de la méthode spectrale les caractéristiques principales de cette structure pour différentes valeurs des dimensions du directeur, carré lui-aussi. Ces résultats sont normalisés et illustrés par les graphes de la figure 4.21: fréquence de résonance(21a), résistance de rayonnement(4.21b), bande passante(4.21c) et rendement(4.21d). Les courbes en trait plein correspondent au premier pic ou maximum de la partie réelle de l'impédance d'entrée, alors que les courbes en trait pointillé correspondent au second pic. La bande passante est déduite du facteur de qualité à la fréquence du pic considéré.

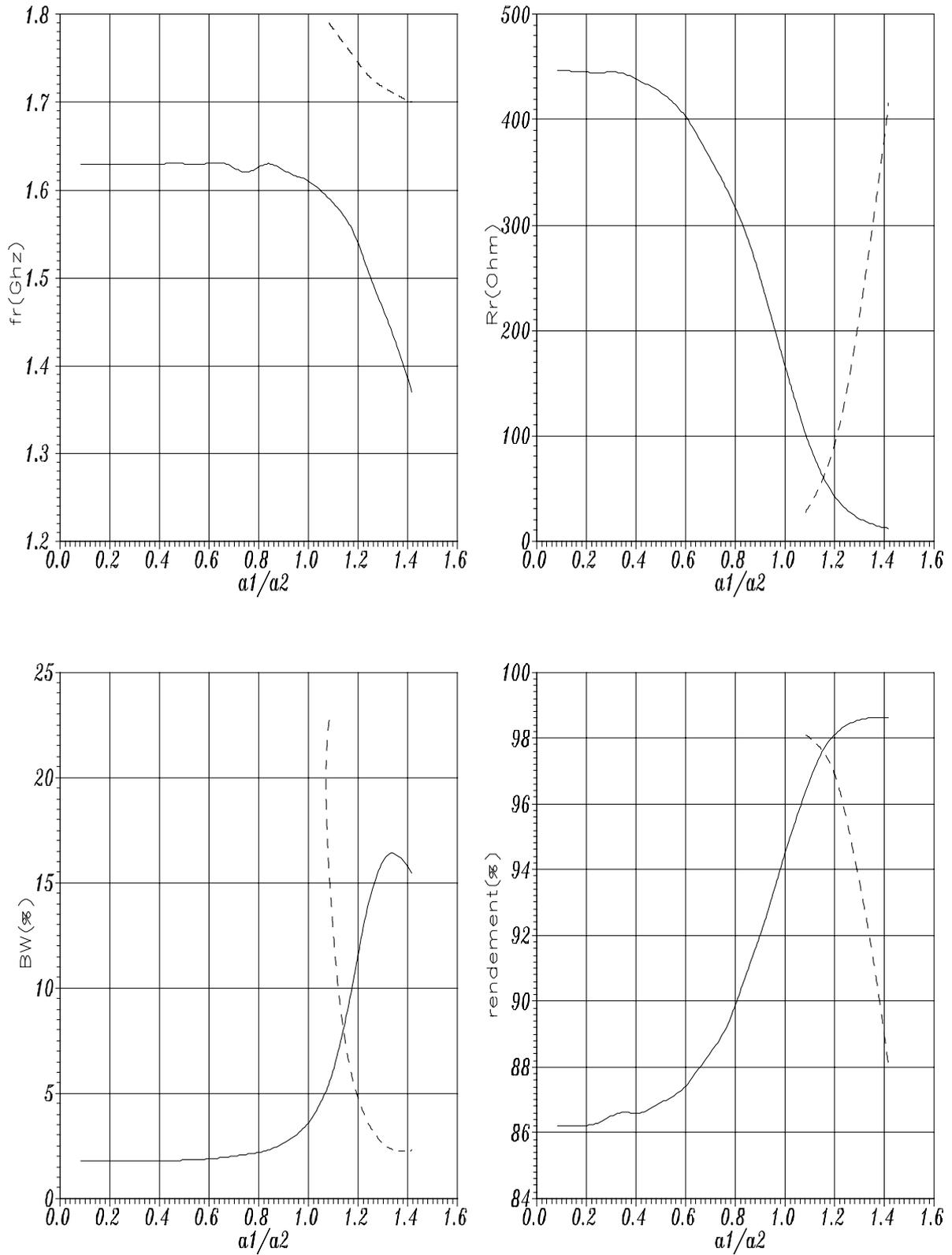


Figure 4.21- Etude parametrique d'une antenne carrée avec directeur carré suivant les dimensions du directeur, $a_1=b_1$ =variable, $a_2=b_2=60$ mm, $\epsilon_{p1}=\epsilon_{p3}=2.17$, $\text{pert1}=\text{pert3}=.001$, $\epsilon_{p2}=1$, $d_1=d_3=1.6$ mm, $d_2=12$ mm, $x_p=y_p=27$ mm
 PIC 1: (-) M2, () M2[05], PIC 2: (--) M2, () M2[05]

Les fréquences sont représentées dans la fenêtre située entre 1.3 et

1.8Ghz. Pour $a_1/a_2 < 0.8$ la fréquence du premier pic est pratiquement constante (1.63 Ghz), ensuite quand le rapport croît celle du premier pic diminue alors que le second pic rentre dans la fenêtre. On observe bien que les fréquences des deux pics ne se rencontrent pas. En revanche, pour la résistance, la bande passante et le rendement, il existe une valeur de la dimension a_1 telle que les deux pics ont les mêmes valeurs pour ces trois grandeurs: $a_1/a_2=1.17$, $R=60 \text{ Ohm}$, $BW=7.8\%$, rendement=97.6%. On considère que cette dimension est optimale étant donnée les paramètres physiques préalablement fixés. Mais pour bénéficier réellement de la meilleure bande passante il est indispensable que les deux pics soient suffisamment rapprochés en fréquence, pour cela on peut jouer sur l'espacement entre l'élément rayonnant principal et le directeur.

*Espacement entre l'antenne et le directeur

On reprend la structure des figures 4.18 et 4.19, cette fois au lieu de changer les dimensions du directeur on ne modifie que l'épaisseur du diélectrique (ici une couche d'air) qui sépare les deux éléments, on représente les variations des caractéristiques de l'antenne sur la figure 4.22. Comme pour l'étude précédente, les courbes en trait plein sont associées au premier pic, et celle en trait pointillé au second. Pour le premier pic on peut faire les constatations suivantes: la bande passante et le rendement augmentent avec l'espacement, alors que la résistance diminue et la fréquence s'accroît lentement. Les caractéristiques du second pic varient peu. On voit bien aussi que les courbes ne se croisent pas.

Pour optimiser une antenne avec directeur on peut jouer sur les dimensions du directeur et sur l'espacement, mais c'est une procédure longue et laborieuse car il faut trouver les valeurs idéales de ces deux paramètres de proche en proche grâce à une méthode classique de test et de modification d'un des deux paramètres.

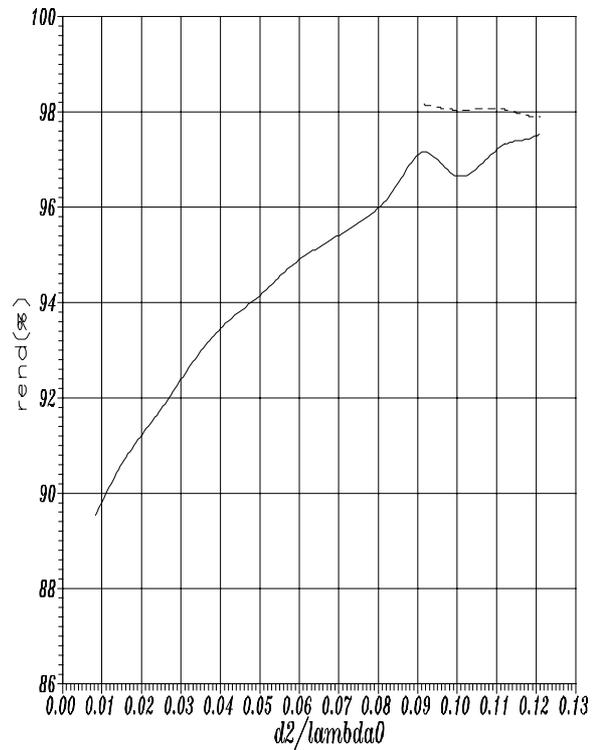
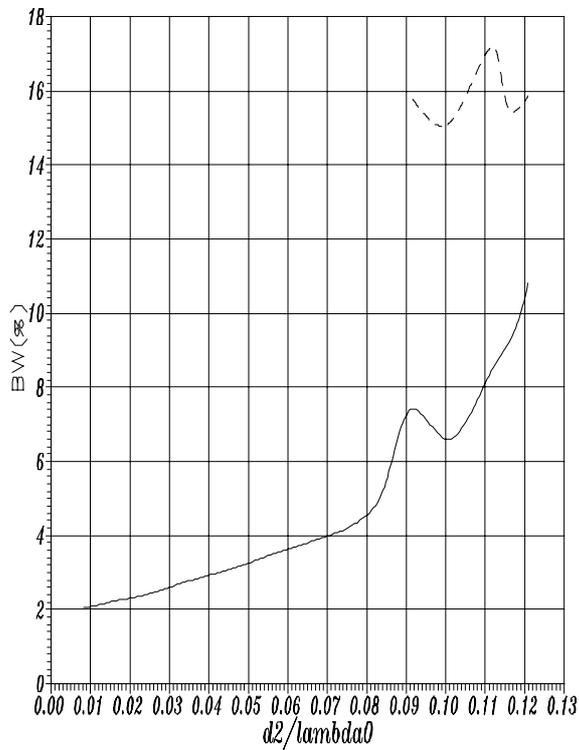
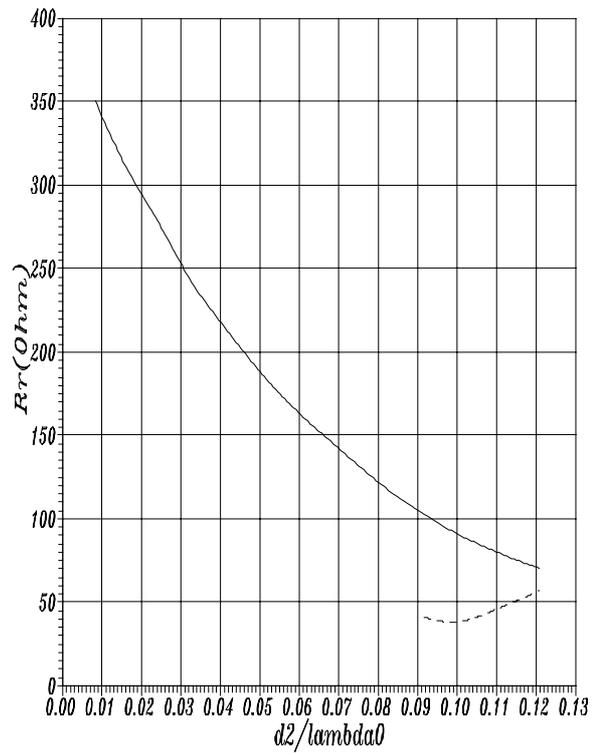
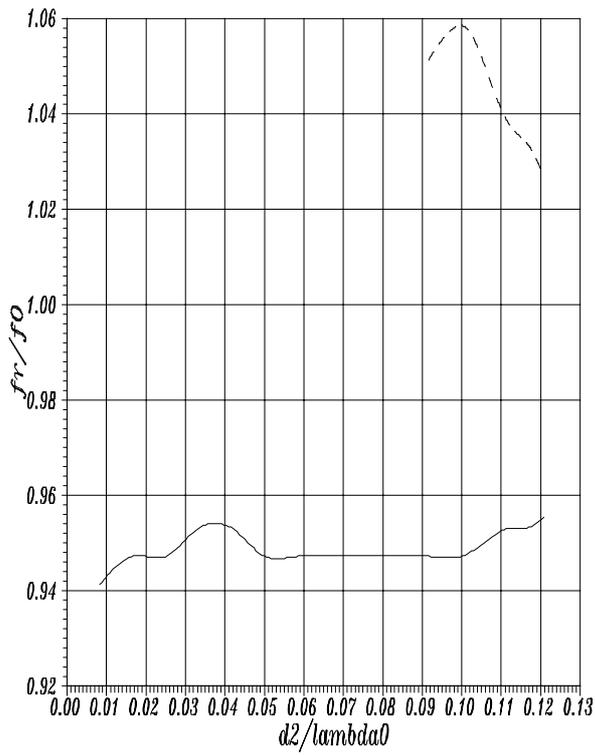


Figure 4.22. Etude paramétrique de l'APM carrée avec directeur suivant l'espacement entre les deux éléments. $a_1=b_1=67\text{mm}$, $a_2=b_2=60\text{mm}$, $d_1=d_3=1.6\text{mm}$, $\epsilon_{p1}=\epsilon_{p3}=2.17$, $\epsilon_{p2}=1$, $\text{pert1}=\text{pert3}=.001$, $x_p=y_p=27\text{mm}$, $a_p=.635\text{mm}$
 $f_0=1.6893\text{Ghz}$ et $\lambda_0=120\text{mm}$: mode TM_{01} de la cavité carrée de côté $a_2=b_2=60\text{mm}$, PIC 1: (-) M2, () M2[05], PIC 2: (--) M2, () M2[05]

4.6. Etude de l'antenne disque avec directeur

4.6.1. Mode opératoire

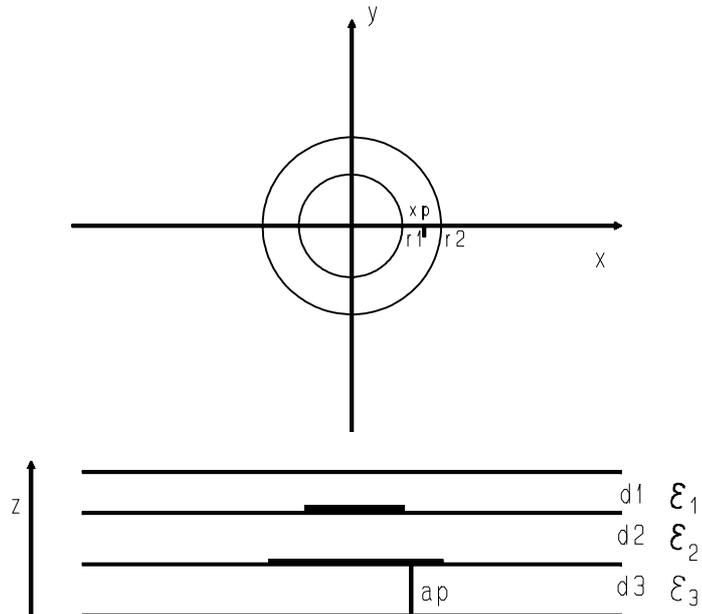


Figure 4.23. Paramètres de l'APM disque avec directeur saisis par paramc.for

Pour l'analyse d'une antenne plaque microruban disque avec directeur excitée par sonde coaxiale et recouverte d'une couche protectrice, nous utilisons les programmes dans l'ordre suivant :

- paramc.for, en suivant les indications de la figure 4.23.
- cercle2.for, en prenant soin de fixer le nombre de modes utilisés pour chaque direction du courant (soit x et y) et pour chaque élément.
- powcer.for, en prenant les mêmes modes que pour cercle2.for.
- cercle.m, en n'oubliant pas d'invoquer préalablement le logiciel MATLAB™.
- diagcer.for qu'on exécute en dernier, en signalant que "cercle.m" peut l'appeler pour visualiser immédiatement le tracé du diagramme de rayonnement.

4.6.2. Validation

Tableau 4.11a Caractéristiques (figure 4.24a et 4.25a) de L'APM disque avec directeur, $r_1=1.3895\text{cm}$, $r_2=1.3233\text{cm}$, $\epsilon_{p1}=2.45-.00294i$, $\epsilon_{p2}=1.22-.00122i$, $\epsilon_{p3}=2.45-.00294i$, $d_1=0.761\text{mm}$, $d_2=4.763\text{mm}$, $d_3=1.522\text{mm}$, $ap=0.635\text{mm}$, $x_p=7.94\text{mm}$, $y_p=0\text{mm}$

	fmin(Ghz)		fr(Ghz)		Rr(Ohm)	BW(%) TOS<2	
CAPM5	3.83	4.5	3.74	4.525	68	40.5	9.92 6.88
Chebyshev[65]	3.87	4.53	3.76	4.52	57	42.5	10.07 7.06
Mesures [65]	3.9	5.58	*****	*****	*****	10.	7.86

Tableau 4.11b Caractéristiques (figure 4.24b et 4.25b) de L'APM disque avec directeur, $r_1=1.3895\text{cm}$, $r_2=1.3233\text{cm}$, $ep_1=2.45-.00294i$, $ep_2=1.22-.00122i$, $ep_3=2.45-.00294i$, $d_1=0.761\text{mm}$, $d_2=6.35\text{mm}$, $d_3=1.522\text{mm}$, $ap=0.635\text{mm}$, $xp=7.94\text{mm}$, $yp=0\text{mm}$

	fmin(Ghz)		fr(Ghz)		Rr(Ohm)		BW(%)	TOS<2
CAPM5	3.86	4.39	3.74	4.35	47	56	4.1	7.06
Chebyshev[65]	3.91	4.3	3.77	4.35	41	56	17.2	
Mesures [65]	4.4		*****		*****		17.5	

Les APM conçues et testées par les auteurs de la référence [65] semblent très performantes en terme de bande passante. (figure 4.24 et 4.25). Toutefois le programme CAPM5 ne donne pas des résultats absolument similaires à ceux de [65], mesures ou méthode numérique (voir **tableau 4.11a et b**), il faut savoir que ses auteurs ont utilisé la méthode des moments dans le domaine de Hankel, en décrivant avec un maximum de détail et de rigueur la distribution des courants sur les disques et aussi la jonction avec la sonde.

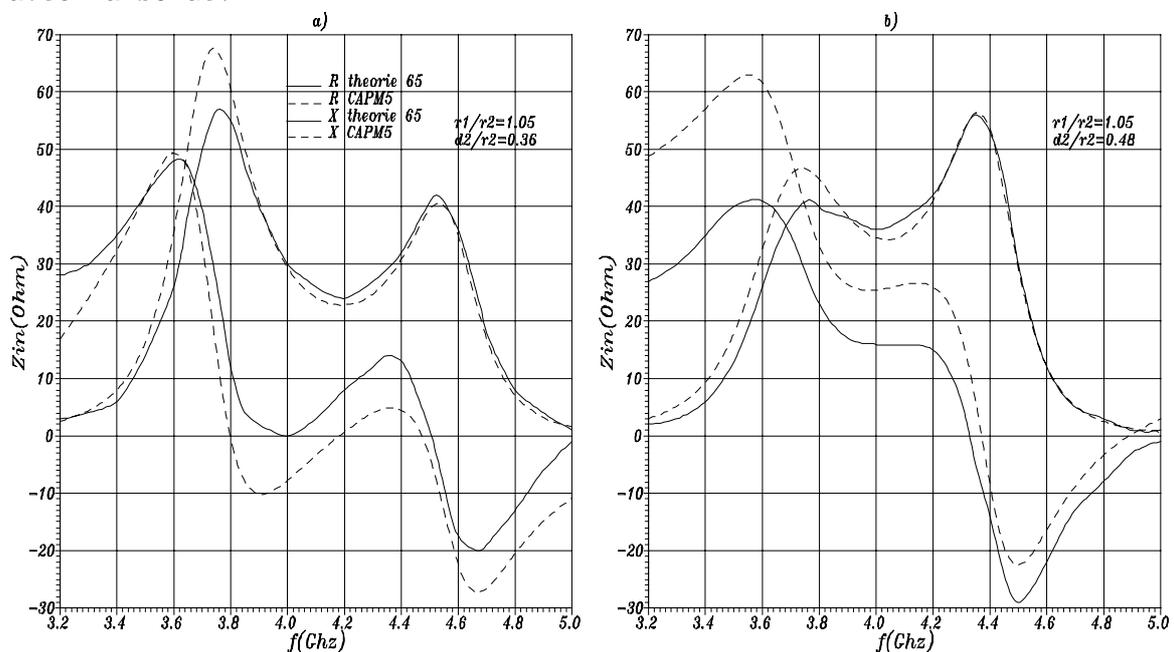


Figure 4.24. APM disque avec directeur, (-) mesure[65], (--) M2.

4.6.3. Optimisation

Les auteurs de la référence [65] ont, grâce à une méthode spectrale dans le domaine de Hankel, effectué une étude paramétrique comme celle que nous avons décrite pour l'APM rectangulaire avec directeur, pour déterminer les conditions opératoires optimales. Nous illustrons sur les figures 4.26 et 4.27 cette démarche.

*Variation du rayon du directeur

La figure 4.26 représente (de gauche à droite et de haut en bas) l'évolution de la fréquence, de la résistance, de la bande passante et du rendement suivant le rayon du directeur, les courbes en trait plein correspondent au premier pic ou maximum de la partie réelle de l'impédance d'entrée et celle en trait pointillé au second pic. La bande passante est calculée à partir du facteur de qualité.

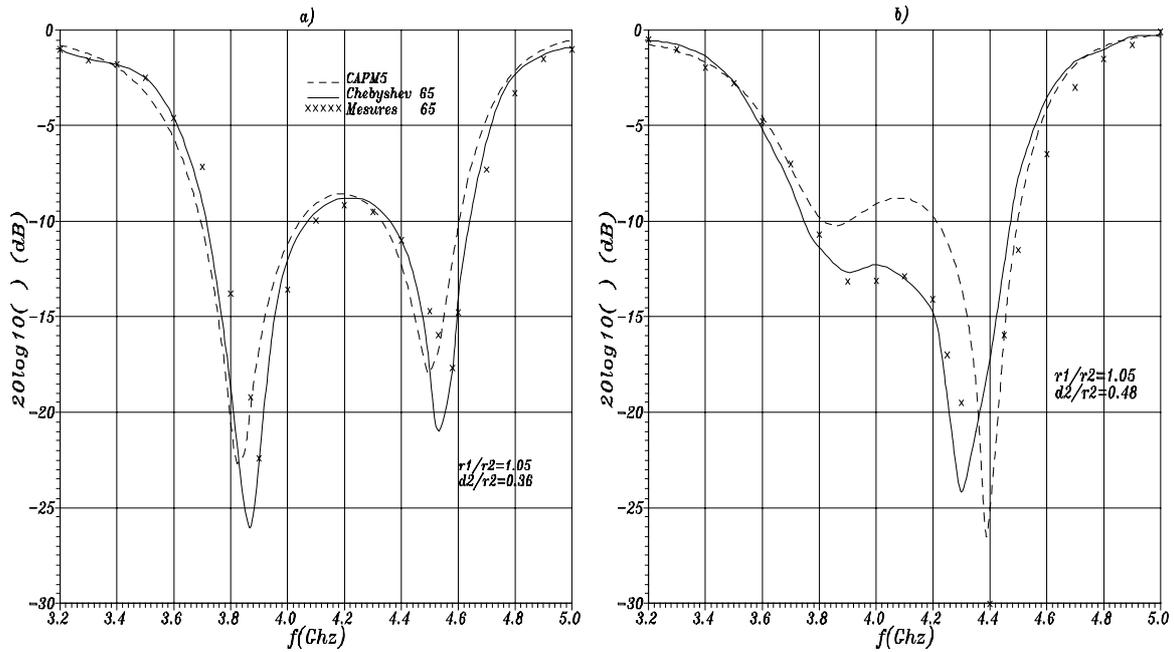


Figure 4.25. Coefficient de réflexion, $r_2=1.3233\text{cm}$, $ep_1=2.45$, $ep_2=1.22$, $ep_3=2.45$, $d_1=.0761\text{cm}$, $d_3=.1522\text{cm}$, $ap=.635\text{mm}$, $x_p=7.94\text{mm}$.

Il apparait clairement que si le directeur est trop petit ($r_1/r_2 < .6$) la fréquence du premier pic est constante, mais qu'au delà de ce seuil elle diminue pendant que le second pic entre dans la fenêtre considérée. Les trois autres caractéristiques présentent des points de rencontre entre les courbes correspondant aux deux pics: $r_1/r_2=1.1$ pour la résistance, $r_1/r_2=1.05$ pour la bande passante, $r_1/r_2=1.06$ pour le rendement. On peut considérer que $r_1/r_2=1.05$ est une condition opératoire quasi optimale avec $R_{r_1}=70\text{ohm}$, $R_{r_2}=40\text{ohm}$, $BW_1=BW_2=9\%$ et le rendement est supérieur à 90%

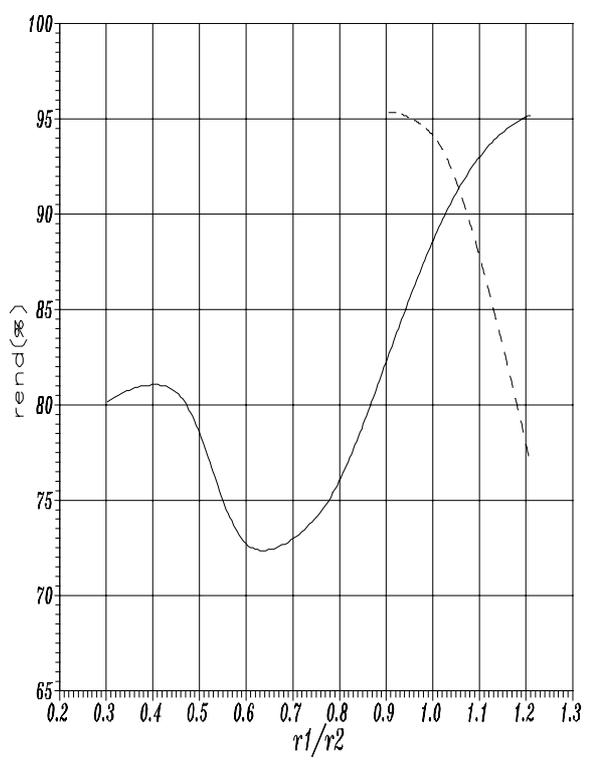
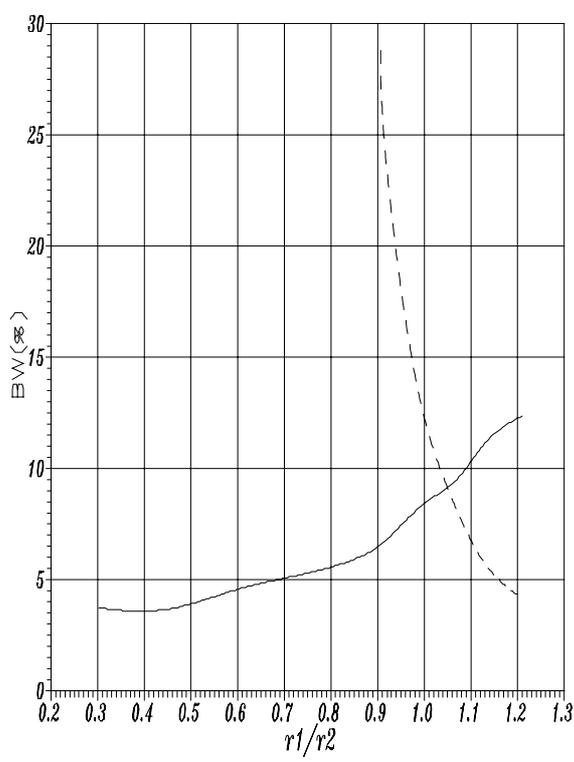
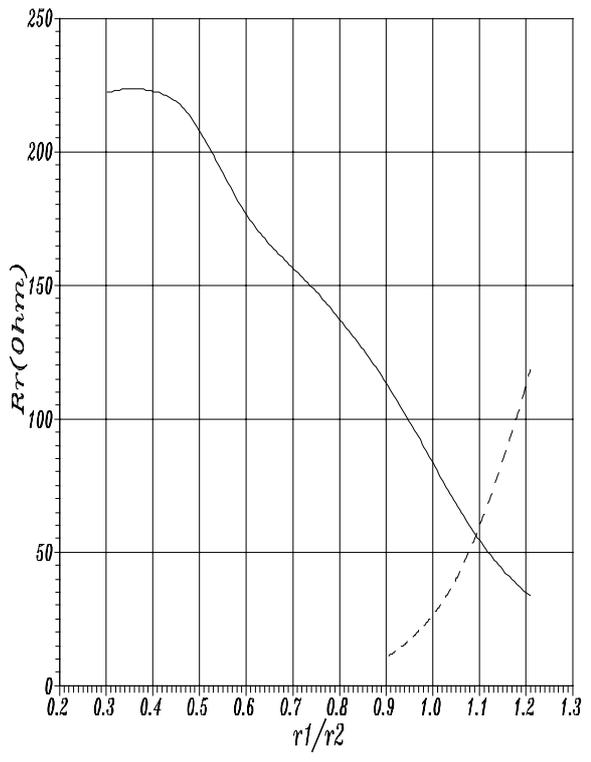
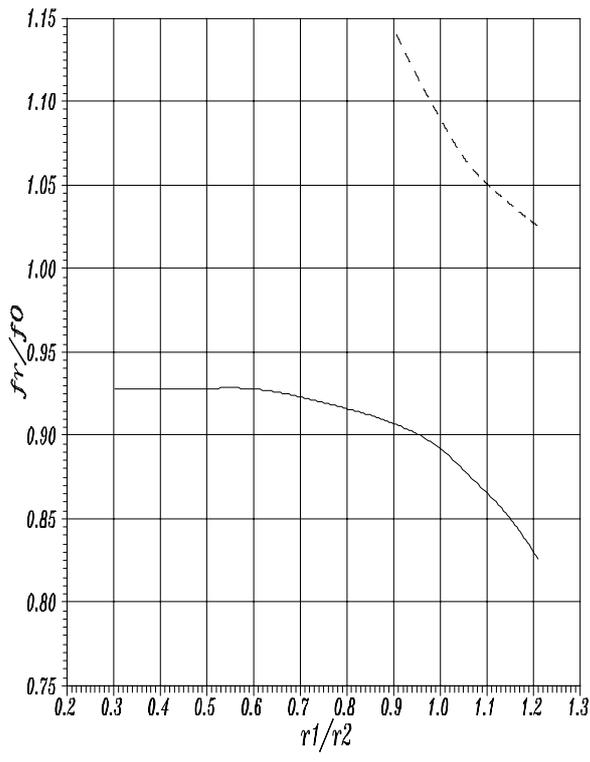


Figure 4.26. Etude paramétrique de l'APM disque avec directeur selon la variation du rayon du directeur $f_0=4.2442\text{Ghz}$, $\lambda_0=45.1587\text{mm}$: mode TM_{11} de la cavité cylindrique de rayon r_2 , $d_2/r_2=0.36$

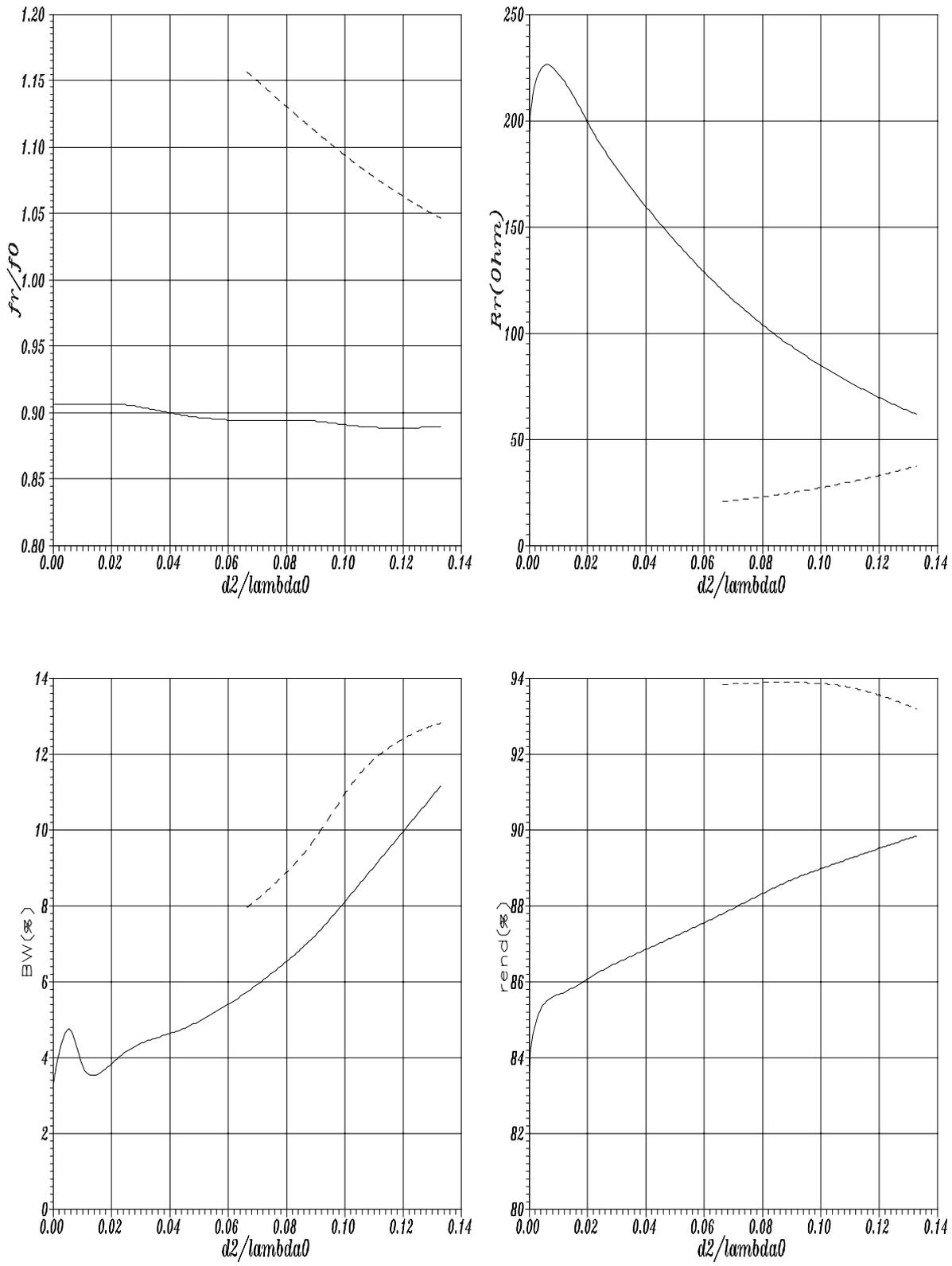


Figure 4.27. Etude paramétrique de l'APM disque avec directeur selon l'espacement entre les deux éléments $f_0=4.2442\text{Ghz}$, $\lambda_0=45.1587\text{mm}$: mode TM_{11} de la cavité de rayon r_2 , $r_1/r_2=1.01$

*Espacement entre l'antenne et le directeur

On fait les mêmes constatations que celles faites pour la figure

4.22, et on ajoute que l'accroissement de l'espacement entraîne l'accroissement simultané de la bande passante correspondant à chaque pic. C'est en ajustant soigneusement le rayon de l'élément directeur et l'espacement qu'il est possible de dimensionner une APM circulaire suivant des spécifications données.

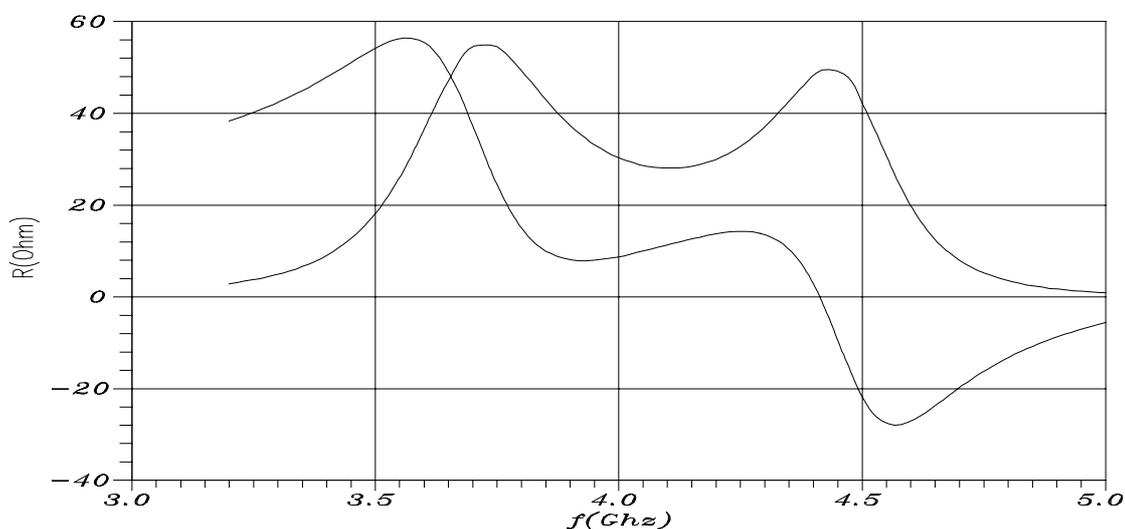


Figure 4.28. APM circulaire avec directeur, $r_1=14\text{mm}$, $r_2=13.23\text{mm}$, $ep_1=ep_3=2.45$, $ep_2=1.22$, $d_1=.761\text{mm}$, $d_2=5.5\text{mm}$, $d_3=1.522\text{mm}$, $ap=3\text{mm}$, $x_p=8.5\text{mm}$

*Exemple de dimensionnement d'une APM à large bande (figure 4.28)

Tableau 4.12. Caractéristiques calculées (figure 4.28) de L'APM disque avec directeur, $r_1/r_2=1.058$, $d_2/r_2=0.4156$, $r_1=14\text{mm}$, $r_2=13.233\text{mm}$, $ep_1=2.45$, $ep_2=1.22$, $ep_3=2.45$, $d_1=0.761\text{mm}$, $d_2=5.5\text{mm}$, $d_3=1.522\text{mm}$, $ap=3\text{mm}$, $x_p=8.53\text{mm}$, $yp=0.\text{mm}$

	f_r (Ghz)	R_r (Ohm)	Rendement (%)
PIC 1	3.74	54.88	76.04
PIC 2	4.424	49.56	63.98

A l'aide des graphes des figures 4.26 et 4.27 nous avons choisi $r_1=14\text{mm}$ et $d_2=5.5\text{mm}$, et nous avons calculé l'impédance d'entrée par la méthode spectrale (figure 4.28). Les deux pics sont proches et ont à peu près la même amplitude. La bande passante est d'environ 20% pour un TOS<2 : nous avons obtenue une structure rayonnante à large bande, dont l'antenne isolée sans directeur n'aurait qu'une bande passante de 3.5% pour $f_r=3.938$ Ghz et $R_r=223.3$ Ohm .

4.6. Conclusion

Le programme C.A.P.M.5 développé pour la conception d'A.P.M de forme quelconque, malgré les simplifications introduites, telles que la supposition: d'un plan de masse (avec son support substrat) d'étendue infinie, d'une épaisseur des conducteurs parfaits quasi-nulle, d'un substrat linéaire, homogène, isotrope, réciproque et non-magnétique, et quoique perfectible, reste donc néanmoins dans la forme actuelle aussi compétitif.

Il peut être amélioré en levant les simplifications introduites précédemment et en cherchant les fonctions de base et les fonctions de test les plus appropriées à la structure étudiée. Une bonne modélisation de la sonde d'excitation coaxiale constituera aussi un facteur d'amélioration. La recherche d'algorithme améliorant la convergence vers la solution exacte en serait une autre...

Le programme C.A.P.M.5 sera particulièrement utile pour l'analyse et la synthèse des A.P.M à forte intégration d'éléments actifs et passifs sur des supports semi-conducteurs ou semi-isolants, ou comportant des matériaux magnétiques ou peut-être même non-linéaires. Là où la présence des ondes de surface est manifeste, cette approche spectrale permettra d'en évaluer les effets de façon satisfaisante si on y recourt. Ce premier travail ébauchant le programme C.A.P.M.5 a été validé en l'appliquant à des A.P.M de configuration rectangulaire et circulaire pour lesquelles il existe de nombreuses données de mesure et théoriques.

PROSPECTIVES

Prévoir l'évolution future des antennes plaques microrubans passe par l'analyse de travaux récents pour en dégager les éléments permettant de pressentir les directions prises par la recherche et la technologie dans ce domaine. Les différents chercheurs tablent toujours sur les moyens d'élargir la bande passante de l'APM, sur son assemblage en réseau phasé, sur sa conformabilité la plus avantageuse etc. En outre la recherche de formules fermées et simples permettant de dimensionner les dispositifs microrubans au moyen d'une simple calculatrice, compte tenu des caractéristiques attendues d'elle, fait toujours l'objet de travaux actuellement.

Pour étayer ce que nous venons de dire, nous avons sélectionné et cité quelques articles représentatifs de l'état actuel de la recherche: structures multicouches en réseau, amélioration et sophistication des systèmes de CAO, l'amélioration de la bande passante, les structures conformables sur cylindre ou sphère.

*réseaux phasés d'antennes plaques microrubans empilées excitées par sonde[55]

L'étude expérimentale et numérique des réseaux phasés infinis d'APM rectangulaires et circulaires empilées alimentées par sonde coaxiale, est effectuée. Le modèle numérique qui est décrit, est basé sur la solution rigoureuse fonction de Green/Galerkin. Dans cette solution la connexion d'une ou plusieurs sondes verticales alimentant chaque élément, est modélisée avec précision en usant d'un mode d'attache spécial qui est dérivé de la solution correspondante du modèle de la cavité. Les résultats numériques respectifs pour les réseaux polarisés linéairement et circulairement sont comparés aux mesures réalisées à partir d'un simulateur de guide d'onde. Dans cet article on montre qu'un réseau phasé d'éléments empilés ainsi conçu révèle de meilleures performances en terme de rayonnement et de bande passante qu'un réseau conventionnel ayant la même épaisseur totale pour les diélectriques.

*Effets du surstrat sur le couplage mutuel entre antennes microrubans rectangulaires[70]

Le couplage mutuel d'antennes microrubans rectangulaires recouvertes d'un radôme diélectrique ou surstrat avec ou sans perte est analysé par l'approche spectrale, à la fois pour les cas du couplage plan E et plan H.

Les résultats indiquent que le niveau du couplage entre les antennes microrubans est peu sensible au variation de l'épaisseur du surstrat. Cependant, en introduisant des pertes dans le surstrat une réduction notable dans le niveau de couplage peut être observée.

Les propriétés du couplage mutuel entre antennes microrubans sont importantes dans la conception de réseaux microrubans et ont été étudiées par de nombreux auteurs.

Les expérimentations effectuées à 1.4Ghz et 5Ghz ont montré que le couplage dû aux ondes de surface est négligeable devant celui induit par l'onde d'espace (couplage rayonnant).

*Expressions de forme fermée pour la fréquence de résonance de l'antenne plaque rectangulaire multidiélectriques[72]

L'approche de la projection conforme combinée avec le modèle de la ligne de transmission généralisée a été développée pour prédire la fréquence de résonance d'une antenne plaque rectangulaire avec des couches multidiélectriques. Il a été établi un ensemble d'expressions de forme fermée directement applicables dans les programmes de CAO. Les résultats numériques sont comparés aux mesures pour valider cette méthode. Dans la conception d'antenne microruban avec des couches multidiélectriques, il est important de déterminer avec précision la fréquence de résonance à cause de la bande étroite inhérente aux antennes microrubans. Un certain nombre de méthodes théoriques sont rapportées pour calculer la fréquence de résonance de pareilles structures en utilisant la technique variationnelle, l'approche des circuits multiports, l'analyse du domaine spectral et d'autres méthodes d'analyse rigoureuse. Cependant, les méthodes numériques les plus précises sont trop laborieuses et trop gourmandes en temps de calcul pour une utilisation directe dans les programmes de CAO.

*Une formule pour les fréquences de résonance de l'antenne plaque microruban circulaire satisfaisant aux exigences de CAO[60]

Une formule pour les fréquences de résonance d'antenne plaque microruban circulaire pour 30 modes TM_{mn} est développée par la technique de la courbe d'interpolation à partir de données calculées par la théorie spectrale.

La formule introduit une erreur d'environ +1.3% par rapport aux résultats théoriques. Pour cette formule il n'est pas nécessaire de calculer les zéros de la dérivée d'une fonction de Bessel. Cette formule est exprimées dans une forme algébrique appropriée à la conception assistée par ordinateur des antennes microrubans (CAO). Les antennes disques microruban sont utilisées dans une variété de système comme les antennes à

bas profil. Du fait que sa bande passante est intrinsèquement étroite, l'antenne microruban opère efficacement seulement près des fréquences résonantes. Celles-ci sont calculées rigoureusement à l'aide de la méthode de la transformée de Hankel en terme d'équations intégrales vectorielles duales. Principalement dans le but de déterminer la fréquence de résonance d'une antenne plaque circulaire pour un mode quelconque, il est nécessaire de calculer les zéros de la dérivées d'une fonction de Bessel, ce qui est long et complexe. Les tables des dérivées de fonctions de Bessel ne sont pas toujours d'une grande utilité à des fins de CAO. Utilisant cette formule quelqu'un peut calculer à l'aide d'une simple calculatrice les fréquences résonantes pour les modes désirés et même sans avoir de connaissance approfondies sur les antennes microrubans.

*Des expressions simples de forme fermée pour les fonctions de Green microrubans dans un substrat magnéto-dielectrique[33]

Dans le cas de l'approximation du substrat mince ont été établis des expressions précises pour les fonctions de Green spatiales G_e et G_m d'une structure microruban dans un substrat magnéto-diélectrique. L'expression pour G_m est donnée en termes de solution quasi-dynamique correspondant au point source et à ses images partielles, alors que G_e est obtenue en terme de contribution quasi-dynamique additionnée d'un terme de correction. Il est démontré que l'addition du terme de correction est nécessaire afin de calculer G_e avec précision pour le champ proche.

*Conception d'antenne microruban large bande avec la technique de la fréquence réelle simplifiée[66]

Une nouvelle approche est proposée pour accroître la bande passante des antennes microrubans en concevant le circuit d'adaptation de l'impédance avec la technique simplifiée de l'impédance réelle. Le trait le plus significatif de cette technique numérique est qu'elle ne requiert aucune description de l'antenne et du générateur. D'autant plus que ni le choix a priori de la topologie du circuit d'adaptation, ni la forme analytique de la fonction de transfert du système n'est nécessaire. Le circuit d'adaptation réalisé avec cette technique est généralement simple et donne des propriétés de gain supérieures comparées à celles obtenues par d'autres méthodes. Deux exemples représentatifs de conception d'antennes microrubans avec des bandes passantes différentes montre la validité de la procédure de conception.

*Un nouvel élément d'antenne microruban rectangulaire à large bande[37]

La conception, la fabrication, l'expérimentation et l'analyse d'une nouvelle antenne microruban rectangulaire à large bande, résonant à 7.2Ghz est introduite et discutée. Les données mesurées sur les performances de l'élément de la nouvelle antenne sont présentées et comparées aux caractéristiques d'un élément d'une antenne microruban conventionnelle

ayant les mêmes dimensions.

La nouveauté est un élément d'antenne à large bande qui consiste en une plaque de métal sur une face d'un support diélectrique qui a les mêmes dimensions que celle-ci, le tout étant posé sur un plan de masse qui peut être effectivement un plan, un cylindre ou une sphère. Accessoirement utilisant cette méthode pour une fréquence de résonance donnée, un concepteur peut calculer les dimensions de la plaque et les caractéristiques électriques en se servant uniquement d'une calculatrice.

*Résonateur empilé pour l'élargissement de la bande passante: la comparaison de deux techniques d'alimentation[53]

Pour obtenir un fonctionnement large bande dans des antennes microrubans multicouches, on utilise les deux types d'excitation suivants: la sonde coaxiale et le couplage à travers une fente. Ces deux configurations comparées en terme d'approximation et d'hypothèses utilisées dans le développement d'un modèle pour les antennes et les caractéristiques obtenues dans les bandes de fréquence (L, C, X/Ku) des applications envisagées pour ces antennes.

Trois structures présentant une large bande passante de fonctionnement sont examinées:

- a) antenne multicouche avec deux éléments, alimentée par sonde coaxiale.
- b) antenne multicouche avec deux résonateurs (fente, élément) alimentée par couplage.
- c) antenne multicouche avec trois résonateurs (fente et deux éléments) alimentée par couplage électromagnétique à une ligne microruban.

Une bande passante accrue est obtenue dans le cas de l'alimentation coaxiale par le couplage élément-élément, pour le type (b) la fente couplée à l'antenne, la bande passante est améliorée par le couplage entre la fente (près de sa fréquence de résonance) et l'élément. Dans le cas du type (c) le couplage concerne les deux éléments et la fente qui est éloignée de sa fréquence de résonance. Cependant un couplage judicieux des trois éléments résonants (les deux éléments conducteurs et la fente) peut fournir la bande passante la plus large possible.

*analyse d'antennes microrubans circulaires sphériques excitées par sonde par la méthode de la cavité[68]

Une analyse par le modèle de la cavité d'antenne microruban circulaire conformée sur une sphère est abordée. Dans cette étude les expressions pour l'impédance d'entrée et les champs lointains rayonnés sont établies et explicitées. Les résultats numériques de l'impédance d'entrée et les diagrammes de rayonnement pour une antenne excitée au mode TM_{mn} sont présentés et sont comparés à ceux obtenus par la méthode du modèle de la ligne de transmission généralisée et l'approche spectrale pour discuter de l'applicabilité de la théorie du modèle de la cavité pour l'analyse d'antennes microrubans sphériques.

*Caractéristiques de polarisation croisée d'une antenne plaque microruban circulaire sphérique excitée par sonde[69]

Les caractéristiques de polarisation croisée d'une antenne plaque microruban circulaire et sphérique excitée au mode TM₁₁ par sonde sont examinées théoriquement. Le traitement théorique est basé sur la formulation rigoureuse de fonction de Green dans le domaine spectral. Les calculs numériques sont effectués grâce à la méthode des moments de Galerkin. La caractérisation de la polarisation croisée pour différents rayons de courbure peut aider à minimiser le niveau de rayonnement de polarisation croisée au mode TM₁₁.

*Caractéristiques de polarisation croisée d'une antenne plaque microruban rectangulaire sur une surface cylindrique[71]

La caractéristique de polarisation croisée d'une antenne plaque microruban montée sur une surface cylindrique est examinée pour l'utilisation de la théorie du développement modal. Le cas de l'antenne plaque excitée au mode TM₀₁ est traité. Les résultats numériques montrant les variations du niveau de polarisation croisée pour différents rayons de courbure sont données. Une forte dépendance du niveau de polarisation croisée par rapport au rayon de courbure est observée. Les effets de la position de l'alimentation sur les caractéristiques de polarisation croisée sont aussi analysés. La caractérisation de la polarisation croisée est importante dans la conception des APM. La conformabilité est un des avantages majeurs de l'APM. Dans cette étude la condition de substrat mince est posée, ce qui autorise l'utilisation de l'approximation du développement modal pour simplifier le problème.

CONCLUSIONS GENERALES

La démarche pour la conception d'antennes plaques microrubans, proposée dans ce présent travail, quoique longue et laborieuse reste nécessaire si l'on veut réduire les coûts et les délais de développement. Le programme C.A.P.M.5 conçu à cet effet, répond à une préoccupation de recherche actuelle comme le montre la partie prospective.

Le problème posé est d'abord formalisé sous l'expression d'une équation intégrale à champ électrique (EFIE) pour être traité grâce à la méthode spectrale. La méthode des moments permet alors de construire une équation matricielle que les méthodes classiques peuvent résoudre. Finalement les grandeurs recherchées sont obtenues. Les différentes étapes permettant la mise en oeuvre de la méthode spectrale ont été explicitées. Cette approche rigoureuse mais lourde peut traiter différents types de problème de champs électromagnétiques dans des milieux linéaires, elle peut être étendue à l'étude d'un milieu possédant une anisotropie électrique ou magnétique mais ne peut que difficilement analyser le comportement d'un milieu non-linéaire. Les formes arbitraires d'APM ne sont pas aisées à solutionner, si les modes propres de la cavité de l'APM ne sont pas connus. La présente théorie a été confrontée positivement à l'expérimentation, et peut donc contribuer efficacement à améliorer les performances des antennes plaques et ainsi étendre leur domaine d'application. Cependant les algorithmes numériques sont très difficiles à mettre en oeuvre et bien souvent nous contraignent à effectuer des développements théoriques pour démontrer la validité de certains choix. En outre, les calculs induits sont relativement coûteux en temps d'exécution. Une des principales limitations de notre théorie est une modélisation insuffisante de l'excitation par sonde coaxiale parce que nous supposons que celle-ci ne fait pas partie de la structure, et on a constaté que quantitativement la longueur de la sonde dans le substrat a peu d'influence sur les caractéristiques de l'antenne si l'épaisseur électrique du substrat vérifie la condition $h/\lambda_0 < 0.1$, car dans ce cas l'écart entre théorie et mesure reste inférieur à 3%. Nous avons aussi montré que pour obtenir une structure à large bande il fallait choisir judicieusement les dimensions du directeur et sa distance de l'élément principal.

BIBLIOGRAPHIE

- [01] AKSAS (R.)
Analyse d'A.P.M de forme quelconque par une approche basée sur la technique des lignes de transmission. Application à une géométrie circulaire
Thèse de Doctorat d'Etat, 3 Juin 1995 ENP
- [02] ALEXOPOULOS (N.G.), JACKSON (D.R.)
Fundamental superstrate(cover) effects on printed circuit antennas
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL32,n:8,Aug 1984, p. 807-815
- [03] ALEXOPOULOS (N.G.), KATEHI (P.B.), RUTLEDGE (D.B.)
Substrate optimisation for integrated circuits antennas
IEEE-Trans.MTT,VOL31,n:7,July 1983, p. 550-557
- [04] ALEXOPOULOS (N.G.), JACKSON (D.R.)
On the modeling of electromagnetically coupled microstrip antennas:the printed strip dipole
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL32,n:11,Nov 1984, p. 1179-1186
- [05] ASSAILLY (S)
Contribution à l'étude des antennes imprimées multicouches par une approche dans le domaine spectral. Application au couplage.
Thèse de Doctorat. Université de Rennes I, 1990
- [06] AU (T.M.), LUK (K.M.)
Effect of parasitic element on the characteristics of microstrip antenna
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL38,n:8,Aug 1991, p. 1247-1251
- [07] BAILEY (M.C.), DESHPANDE (M.D.)
Analysis of elliptical and circular microstrip antennas using moment method
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL33,n:9,Sept 1985, p. 954-959
- [08] BAILEY (M.C.), SHIVELY (D.G.)
The analysis of microstrip patch antennas with nonzero surface resistance
raport NASA auguste 1993, 18 pages
- [09] BAKHARI (S.A.), MOSIG (J.R.), GARDIOL (F.E.)
A hybrid approach to comput the radiation pattern of microstrip antenna on ground planes with finite dimensions
Proc of the second international conference on electromagnetics in aerospace application sept 1991, p. 421-424
- [10] BARLATEY (L.), MOSIG (J.R), SPHICOPOULOS (T.)
Analysis of stacked microstrip patches with a mixed potential integral equation
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL38,n:5,May 1990, p. 608-615
- [11] BEYNE (L.), DE ZUTTER (D.)
Green's function for layered lossy media with special application to microstrip antennas
IEEE-Trans.MTT,VOL36,n:5,May 1988, p. 875-881
- [12] BHARTIA (P.), BAHL (I.J.)
Microstrip Antennas
Artech House, 1980

- [13] BHARTIA (P.), RAO (K.V.S.), TOMAR (R.S.)
Millimeter Wave Microstrip And Printed Circuit Antennas
Artech House, 1991
- [14] CARVER (K.R.), MINK (J.W.)
Microstrip antenna technology
IEEE-Trans.Ant.Propa vol29, N:1, June 1981, p. 2-24
- [15] CHANG (E.), LONG (S.A.), RICHARDS (W.F.)
An experimental investigation of electrically thick rectangular
microstrip antennas
IEEE-Trans.Ant.Propa, vol:34,n:6,June 1986, p. 767-772
- [16] CHEW (W.C.)
Resonance frequency of a rectangular microstrip patch
IEEE-Trans.Ant.Propa, vol:36,n:8,August1988, p. 1045-1056
- [17] CHEW (W.C.)
Some observations on the spatial and eigenfunction representa-
tions of Dyadic Green functions
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL37,n:10,Oct 1989, p. 1322-1327
- [18] COURANT (R.), HILBERT (P.)
Methods of mathematical physics, 1 and 2
J.WILEY and SON, first edition 1989
- [19] DAMIANO (J.P.), BENNEGUEOUCHE (J.), PAPIERNIK
Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements
of various geometry
IEE Proceeding,pt H(1989), p. 137-140
- [20] DAS (N.K.), POZAR (D.M.)
A generalised CAD model for printed antennas and arrays with
arbitrary multilayer geometries
Computer physics communications,vol.68, n:1-3,1991, p. 393-440
- [21] DAVIDOVITZ (M.), LO (Y.T.)
Input impedance of a probe-fed circular microstrip antenna with
thick substrate
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL34,n:7,July 1986, p. 905-911
- [22] DELVES (L.M.), MOHAMMED (J.L.)
Computational methods for integral equations
Cambridge University Press 1985
- [23] DUBOST (G.)
Research on planar antennas and arrays: "Structures rayonnantes"
IEEE-.Ant.Propa Magazine, vol35,n:1,Feb1993
- [24] DUBOST (G.)
Forme analytique du rendement d'une antenne plaque rectangu-
laire à la résonance demi-onde imputable à l'onde de surface
du mode dominant TM₀
Annales des Télécommunications,VOL45,N:7-8,1990, p. 429-436
- [25] DUBOST (G.)
Méthode d'analyse et de synthèse de quelques microantennes à
large bande en mode quasi transversal électromagnétique
Annales des Télécommunications,VOL42,n:9-10,1987, p. 588-605
- [26] FAN (Z.), LEE (K.F.)
Input impedance of rectangular microstrip antennas with an air
gap
Microwave and Optical Technology letters, VOL5,n:7,June 1992,
p. 315-318

- [27] FAN (Z.), LEE (K.F.)
Input impedance of rectangular microstrip antennas with a dielectric cover
Microwave and Optical Technology letters, VOL5,n:3,Mar 1992, p. 123-125
- [28] FAN (Z.), LEE (K.F.)
Input impedance of circular-disk microstrip antennas with an dielectric cover
Microwave and Optical Technology letters, Vol 5.n:13,Dec 1992, p. 701-704
- [29] FAN (Z.), LEE (K.F.)
Hankel transform domain analysis of dual-frequeeny stacked circular-disk and annular-ring microstrip antenna
IEEE-Trans.Ant.Propa,vol 39, n.6,June 1991, p. 867-870
- [30] GARDIOL (F.)
Conception et réalisation de circuits microruban
Annales des Télécommunications,VOL43,n:5-6,1988, p. 220-236
- [31] HARRINGTON (R.F.)
Matrix methods for field problems
Proc of IEEE vol 55,n:2,feb 1967, p. 136-149
- [32] HARRINGTON (R.F.)
Time harmonic electromagnetic fields
McGraw-Hill Book Company 1961
- [33] HOORFAR (A.)
Simple closed-form expressions for microstrip Green's functions in a magneto-dielectric substrate
Microwave and Optical Technology letters, Vol 8,No.1, January 1995, p. 33-37
- [34] HORNG (T.S.), SAIH-CHANG WU, HUNG-YU YANG, ALEXOPOULOS (N.G.)
A generalised method for distinguishing between radiation and surface wave losses in microstrip discontinuities
IEEE-Trans.MTT,VOL38,n:12,Dec 1990, p. 1800-1807
- [35] JACKSON (D.), ALEXOPOULOS (N.G.)
Analysis of planar strip geometries in a substrate-superstrate configuration
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL34,n:12,Dec 1986, p. 1430-1438
- [36] JAMES (J.R.), HALL (P.S.)
Handbook of Microstrip antennas
Peter Peregrinus 1989
- [37] KARA (M.)
A novel broadband rectangular microstrip antenna element
Microwaves and Optical Technology letters, Vol. 7, No. 15, Oct 20 1994, p. 685-689
- [38] KROWNE
Determination of the Green's function in the spectral domain using a matrix method: application to radiators or resonators immersed in a complex anisotropic layered medium
IEEE-Trans.Ant.Propa,vol:34,n:2,February 1986, p. 247-254
- [39] LAHEURTE (J.M.)
Influence de la sonde d'alimentation et du point de soudure dans les antennes microrubans epaisses
L'ONDE ELECTRIQUE,Jan-Fev 1993,VOL73,n:1, p. 10-14

- [40] LEE (R.Q.), LEE (K.F.)
Gain enhanced of microstip antennas with overlaying parasitic directors
Electronica letters 26th May 1988 vol 24,n:11, p. 656-658
- [41] LEE (R.Q.), LEE (K.F.), BOBINCHAG (J.)
Characteristics of a two-layer electromagnetically coupled rectangular patch antenna
Electronics letters, 24 sept 1987 vol 23, n:20 p. 1070-1072
- [42] LEGAY (H.), FLOCH (J-M.), CITERNE (J.), PITON (G.)
Etude théorique et expérimentale d'antennes plaques alimentées par couplage de proximité à une ligne microruban
Annales des Télécommunications, VOL45,n:3-4,1990, p. 192-202
- [43] LEGAY (H.), GILLARD (R.), CITERNE (J.), PITON (G.)
Effets d'un trou metallisé sur les caractéristiques de rayonnement d'une antenne plaque microruban alimentée par une ligne coaxiale à travers le plan de masse
Annales des Télécommunications, VOL46,n:7-8, p. 367-381
- [44] LUDWIG (A.C.)
The definition of cross polarisation
IEEE-Trans.Ant.Propa,Jan1973, p. 116-119
- [45] MILLER
A selective survey of computational electromagnetic
IEEE-Trans.Ant.Propa, vol:36,n:9,Sept1988, p. 1281-1306
- [46] MOORE (J.), PIZER (R.)
Moments methods in electromagnetics
J.Wiley and Son, 1984
- [47] MOSIG (J.R.), BARLATEY (L.), GARDIOL (F.E.)
Stacked microstip patch antennas
Proc of ISAP'89, p. 25-27
- [48] MOSIG (J.R.), GARDIOL (F.E.)
An analytical and numerical techniques in the Green's functions treatment of microstip antennas and scatterers
IEE Proc vol 130 pt H n:2, March 1983
- [49] MOSIG (J.), GARDIOL (F.E.)
General integral equation formulation for microstip antennas and scatterers
IEE Proceeding,pt H(1985),132,n:7, p. 424-432
- [50] NEWMAN (E.H.)
Generation of wide-band data from the method of moment by interpolating the impedance matrix
IEEE-Trans.Ant.Propa, vol:36,n:12,Dec1988, p. 1820-1824
- [51] NEWMAN (E.H.), FORRAI (D.)
Scattering from microstrip patch
IEEE-Trans.Ant.Propa, VOL35,n:3,Mar 1987, p. 245-251
- [52] NOUGIER
Méthodes de calcul numérique
Editions Masson, Paris 1989
- [53] PAPIERNIK (A.), KOSSIAVAS (G.), CROQ (F.)
Stacked resonators for bandwidth enhancement: a comparison of two feeding techniques
IEE Proceedings-H, Vol. 140, No. 4, August 1993, p. 303-313

- [54] PINHAS (S.), SHTRIKMAN (S.), TREVES (D.)
Moment method solution of the center-fed microstrip disk antenna invoking feed and edge singularities
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL37,n:12,Dec 1989, p. 1516-1522
- [55] POZAR (D.M.), ABERLE (J.T.), MANGES (J.)
Phased arrays of probe-fed stacked microstrip patches
IEEE-Trans.Ant.Propa,Vol. 42, No 7, July 1994, p. 920-926
- [56] POZAR (D.M.), VODA (S.M.)
A rigorous analysis of a microstripline feed patch antenna
IEEE-Trans.Ant.Propa, vol:35,n:12,Dec 1987, p. 1343-1351
- [57] POZAR (D.M.)
Considerations for millimeter wave printed antennas
IEEE-Trans.Ant.Propa vol 31,n:5,sept 1983
- [58] POZAR (D.M.)
Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas and scatterers
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL30,Nov 1982,n:6, p. 1191-1196
- [59] PUES (H.F.), VAN DE CAPELLE (A.R.)
An impedance-matching technique for increasing the bandwidth antennas
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL37,n:11,Nov 1989, p. 1345-1354
- [60] ROY (J.S.), JECKO (B.)
A formula for the resonance frequencies of circular microstrip patch antennas satisfying CAD requirements
International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering, Vol. 3,No. 1, 1993,
p. 67-70
- [61] SARKAR (T.K.), DJORDJEVIC (A.R.)
A theorem on the moments method
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL35,n:3,Mar 1987, p. 253-255
- [62] SARKAR (T.K.)
A note on the choice of weighting functions in the method of moments
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL33,n:4,April 1985, p. 436-441
- [63] SCHAUBERT (D.H.), POZAR (D.M.), ADRIAN (A.)
Effects of microstrip antenna substrate thickness and permittivity: comparison of theories with experiment
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL37,n:6,June 1989, p. 677-782
- [64] SCOTT (G.)
The spectral domain method in electromagnetic antennas theory and design
Artech House, 1992
- [65] TULINTSEFF (A.N.), ALI (S.M.), KONG (J.A.)
Input impedance of a probe-fed stacked circular microstrip antenna
IEEE-Trans.Ant.Propa,VOL39,n:3,Mar 1991, p. 381-390
- [66] VAN DE CAPELLE (A.), HONGMING (A.), NAUWELAERS(B.K.)
Broadband microstrip antenna design with the simplified real frequency technique
IEEE-Trans.Ant.Propa,Vol. 42, No. 2, Febuary 1994, p. 129-138
- [67] VAN DE CAPELLE (A.), VANDENBOSCH (G.)
A study of the effect of the top patch in rectangular dual patch microstrip antenna
Annales des Télécommunications,VOL47,n:3-4,1992, p. 93-172

- [68] WONG (K-L.), CHEN (H-T.)
 Analysis of probe-fed spherical circular microstrip antennas using cavity- model theory
 Microwave and Optical Technology letters, Vol. 7, No. 7, May 1994, p. 309-313
- [69] WONG (K-L.), CHEN (H-T.)
 Cross-polarization characteristics of a probe-fed spherical circular microstrip patch antenna
 Microwave and Optical Technology letters, Vol 6, No 12, September 20, 1993, p. 705-709
- [70] WONG (K-L.), KE (S-Y.)
 Effects of superstrate loading on the mutual coupling between rectangular microstrip antennas
 Microwave and Optical Technology letters, Vol. 7, No. 18, December 20, 1994, . p865-869
- [71] WONG (K-L.), KE (S-Y.)
 Cross-polarization characteristics of rectangular microstrip patch antennas on a cylindrical surface
 Microwave and Optical Technology letters, Vol. 6, No. 16, December 20, 1993, p. 911-915
- [72] ZHONG (S-S.), GANG (L.), QASIM (G.)
 Closed form expressions for resonant frequency of rectangular patch antennas with multidielctric layers
 IEEE-Trans.Ant.Propa, Vol. 42, No. 9, September 1994, p. 1360-1370
- [73] ZURCHER (J.F.)
 Broadband microstrip radiators the SSFIP concept
 Electromagnetics n:19, 1989, p. 385-393
- [74] ZERGUERRAS (A.)
 Contribution à l'étude d'A.P.M de forme quelconque multicouche à large bande. Application à l'A.P.M circulaire avec directeur.
 Thèse de Doctorat d'Etat. 20 Mai 1990. ENP
- [75] ZERGUERRAS (A.)
 Méthodes d'analyse et de conception pour dispositifs électromagnétiques.
 Cours de post-graduation. Electronique ENP

ANNEXE A: FONCTIONS DE GREEN D'UNE STRUCTURE A TROIS COUCHES DE DIELECTRIQUES

Pour une structure à trois couches de diélectrique et différentes positions d'un élément conducteur les fonctions de Green (voir chapitre Modèle théorique) peuvent être déterminées explicitement

Les composantes TM et TE du champ électromagnétique (voir relations 2.7 et 2.8) ont des expressions différentes dans chaque couche (figure 2.1):

Dans la couche 3

$$\begin{aligned}\tilde{E}_3'(z, \vec{k}_t) &= A_3' e^{-j\Gamma_3 z} + B_3' e^{j\Gamma_3 z} \\ \tilde{H}_3''(z, \vec{k}_t) &= \frac{\omega \epsilon_3}{\Gamma_3} (A_3' e^{-j\Gamma_3 z} - B_3' e^{j\Gamma_3 z}) \\ \tilde{E}_3''(z, \vec{k}_t) &= A_3'' e^{-j\Gamma_3 z} + B_3'' e^{j\Gamma_3 z} \\ \tilde{H}_3'(z, \vec{k}_t) &= -\frac{\Gamma_3}{\omega \mu_0} (A_3'' e^{-j\Gamma_3 z} - B_3'' e^{j\Gamma_3 z})\end{aligned}$$

Dans la couche 2

$$\begin{aligned}\tilde{E}_2'(z, \vec{k}_t) &= A_2' e^{-j\Gamma_2 z} + B_2' e^{j\Gamma_2 z} \\ \tilde{H}_2''(z, \vec{k}_t) &= \frac{\omega \epsilon_2}{\Gamma_2} (A_2' e^{-j\Gamma_2 z} - B_2' e^{j\Gamma_2 z}) \\ \tilde{E}_2''(z, \vec{k}_t) &= A_2'' e^{-j\Gamma_2 z} + B_2'' e^{j\Gamma_2 z} \\ \tilde{H}_2'(z, \vec{k}_t) &= -\frac{\Gamma_2}{\omega \mu_0} (A_2'' e^{-j\Gamma_2 z} - B_2'' e^{j\Gamma_2 z})\end{aligned}$$

Dans la couche 1

$$\begin{aligned}\tilde{E}_1'(z, \vec{k}_t) &= A_1' e^{-j\Gamma_1 z} + B_1' e^{j\Gamma_1 z} \\ \tilde{H}_1''(z, \vec{k}_t) &= \frac{\omega \epsilon_1}{\Gamma_1} (A_1' e^{-j\Gamma_1 z} - B_1' e^{j\Gamma_1 z}) \\ \tilde{E}_1''(z, \vec{k}_t) &= A_1'' e^{-j\Gamma_1 z} + B_1'' e^{j\Gamma_1 z} \\ \tilde{H}_1'(z, \vec{k}_t) &= -\frac{\Gamma_1}{\omega \mu_0} (A_1'' e^{-j\Gamma_1 z} - B_1'' e^{j\Gamma_1 z})\end{aligned}$$

Dans l'espace libre

$$\begin{aligned}\tilde{E}_0'(z, \vec{k}_t) &= A_0' e^{-j\Gamma_0 z} \\ \tilde{H}_0''(z, \vec{k}_t) &= \frac{\omega \epsilon_0}{\Gamma_0} A_0' e^{-j\Gamma_0 z} \\ \tilde{E}_0''(z, \vec{k}_t) &= A_0'' e^{-j\Gamma_0 z} \\ \tilde{H}_0'(z, \vec{k}_t) &= -\frac{\Gamma_0}{\omega \mu_0} A_0'' e^{-j\Gamma_0 z}\end{aligned}$$

$$\Gamma_i^2 = k_i^2 - k_t^2 ; \text{ tel que } \text{im}(\Gamma_i) \leq 0$$

$$k_i = k_0 * (\epsilon_{r_i})^{1/2} ; \epsilon_{r_i} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} ; k_0 = \frac{\omega}{c}$$

Pour $i=0..3$

Le champ tangentiel est nul sur le plan de masse.

Les coefficients $A'_3, B'_3, A'_2, B'_2, A'_1, B'_1$ et A'_0 de l'onde TM, et $A''_3, B''_3, A''_2, B''_2, A''_1, B''_1$ et A''_0 de l'onde TE, peuvent être déterminés en appliquant les conditions aux limites aux niveaux de chaque interface, soit en posant les relations 2.10, 2.11, 2.12 et 2.13, pour trois positions possibles de l'élément conducteur :

le conducteur se situe à l'interface 3

$$\begin{aligned}\tilde{E}'_3(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) - \tilde{E}'_2(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{E}''_3(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) - \tilde{E}''_2(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{E}'_2(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) - \tilde{E}'_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{E}''_2(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) - \tilde{E}''_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{E}'_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) - \tilde{E}'_0(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{E}''_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) - \tilde{E}''_0(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{E}'_3(0, \vec{k}_t) = \tilde{E}''_3(0, \vec{k}_t) &= 0 \quad \text{sur le plan de masse}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{H}'_3(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) - \tilde{H}'_2(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) &= -J''_s \\ \tilde{H}''_3(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) - \tilde{H}''_2(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) &= J'_s \\ \tilde{H}'_2(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) - \tilde{H}'_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{H}''_2(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) - \tilde{H}''_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{H}'_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) - \tilde{H}'_0(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) &= 0 \\ \tilde{H}''_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) - \tilde{H}''_0(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) &= 0\end{aligned}$$

d_1, d_2 et d_3 épaisseurs respectives des couches de diélectrique

Si le conducteur se trouve à l'interface 3, nous adoptons la notation suivante :

$$\begin{aligned}\tilde{E}'_{33} &= \tilde{E}'_3(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) & \tilde{E}''_{33} &= \tilde{E}''_3(\mathbf{d}_3, \vec{k}_t) \\ \tilde{E}'_{32} &= \tilde{E}'_2(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) & \tilde{E}''_{32} &= \tilde{E}''_2(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2, \vec{k}_t) \\ \tilde{E}'_{31} &= \tilde{E}'_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t) & \tilde{E}''_{31} &= \tilde{E}''_1(\mathbf{d}_3 + \mathbf{d}_2 + \mathbf{d}_1, \vec{k}_t)\end{aligned}$$

Ces relations représentent la continuité des champs tangentiels au niveau des interfaces entre les différentes couches de diélectriques, et permettent de construire deux systèmes de sept équations à sept inconnues. La détermination des composantes $\tilde{E}'_{33}, \tilde{E}'_{32}, \tilde{E}'_{31}, \tilde{E}''_{33}, \tilde{E}''_{32}$ et \tilde{E}''_{31} du champ au niveau de chaque interface permettra de construire les fonctions suivantes (2.15) :

$$\begin{aligned}e'_{33} &= \frac{\tilde{E}'_{33}}{J'_s} & e''_{33} &= \frac{\tilde{E}''_{33}}{J''_s} \\ e'_{32} &= \frac{\tilde{E}'_{32}}{J'_s} & e''_{32} &= \frac{\tilde{E}''_{32}}{J''_s} \\ e'_{31} &= \frac{\tilde{E}'_{31}}{J'_s} & e''_{31} &= \frac{\tilde{E}''_{31}}{J''_s}\end{aligned}$$

A partir de ces fonctions nous pouvons construire les fonctions de Green en appliquant la relation 2.16

D'une manière générale, nous suivons la même démarche pour trouver les fonctions de Green dans le cas du conducteur placé aux interface 1 et 2. En résumé les fonctions de Green s'exprimeront explicitement de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\text{a) le conducteur est à l'interface 3} \\ (\text{voir figure 1 du chapitre 2}) \\ e'_{33} &= \text{TM}_{33} / \text{Dtm} & e''_{33} &= \text{TE}_{33} / \text{Dte} \\ e'_{32} &= \text{TM}_{32} / \text{Dtm} & e''_{32} &= \text{TE}_{32} / \text{Dte} \\ e'_{31} &= \text{TM}_{31} / \text{Dtm} & e''_{31} &= \text{TE}_{31} / \text{Dte} \\ \text{b) le conducteur est à l'interface 2} \\ e'_{22} &= \text{TM}_{22} / \text{Dtm} & e''_{22} &= \text{TE}_{22} / \text{Dte} \\ e'_{21} &= \text{TM}_{21} / \text{Dtm} & e''_{21} &= \text{TE}_{21} / \text{Dte}\end{aligned}$$

c) le conducteur est à l'interface 1

$$e'_{11} = TM_{11}/Dtm \quad e''_{11} = TE_{11}/Dte$$

Le principe de réciprocité permet d'écrire les égalités suivantes:

$$\begin{aligned} e'_{32} &= e'_{23} & e''_{32} &= e''_{23} \\ e'_{31} &= e'_{13} & e''_{31} &= e''_{13} \\ e'_{21} &= e'_{12} & e''_{21} &= e''_{12} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Dtm &= (\omega \epsilon_0 (S_3^{-1} \epsilon_{r_3} \Gamma_2 j (\Gamma_1 (\epsilon_{r_1} \Gamma_2 S_2 + \epsilon_{r_2} \Gamma_2 S_1) + \epsilon_{r_1} \Gamma_0 j (\epsilon_{r_1} \Gamma_2 S_1 S_2 - \epsilon_{r_2} \Gamma_2)) \\ &+ \epsilon_{r_2} \Gamma_3 (\Gamma_1 j (\epsilon_{r_1} \Gamma_2 - \epsilon_{r_2} \Gamma_1 S_1 S_2) - \epsilon_{r_1} \Gamma_0 (\epsilon_{r_1} \Gamma_2 S_1 + \epsilon_{r_2} \Gamma_1 S_2))) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Dte &= (S_3^{-1} \Gamma_3 j (\Gamma_0 (\Gamma_1 S_2 + \Gamma_2 S_1) + \Gamma_1 j (\Gamma_1 S_1 S_2 - \Gamma_2)) + \Gamma_2 (\Gamma_0 j (\Gamma_1 - \Gamma_2 S_1 S_2) \\ &- \Gamma_1 (\Gamma_1 S_1 + \Gamma_2 S_2))) \end{aligned}$$

COMPOSANTE TM

$$TM_{22} = -\Gamma_1 \Gamma_2 (\Gamma_1 S_1 - \epsilon_{r_1} \Gamma_0 j) (S_3^{-1} \epsilon_{r_3} \Gamma_2 S_2 + \epsilon_{r_2} \Gamma_3)$$

$$TM_{33} = -\Gamma_2 \Gamma_3 (\Gamma_1 (\epsilon_{r_1} \Gamma_2 S_2 + \epsilon_{r_2} \Gamma_1 S_1) + \epsilon_{r_1} \Gamma_0 j (\epsilon_{r_1} \Gamma_2 S_1 S_2 - \epsilon_{r_2} \Gamma_1))$$

$$TM_{32} = \frac{-\epsilon_{r_2} \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma_3 (\Gamma_1 S_1 - \epsilon_{r_1} \Gamma_0 j)}{\cos(d_2 \Gamma_2)}$$

$$TM_{21} = \frac{j \Gamma_0 \Gamma_1 \Gamma_2 \epsilon_{r_1} (\Gamma_3 \epsilon_{r_2} + \Gamma_2 \epsilon_{r_3} S_2^{-1} S_2)}{\cos(d_1 \Gamma_1)}$$

$$TM_{31} = \frac{j \epsilon_{r_1} \epsilon_{r_2} \Gamma_0 \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma_3}{\cos(d_1 \Gamma_1) \cos(d_2 \Gamma_2)}$$

$$TM_{11} = -\Gamma_1 \Gamma_0 (-S_1 (-\epsilon_{r_2}^2 j \Gamma_1 \Gamma_3 S_2 + \epsilon_{r_2} \epsilon_{r_3} j \Gamma_1 \Gamma_2 S_3^{-1}) - \epsilon_{r_1} \epsilon_{r_3} j \Gamma_2^2 S_3^{-1} S_2 - \epsilon_{r_1} \epsilon_{r_2} j \Gamma_2 \Gamma_3)$$

COMPOSANTE TE

$$TE_{22} = \mu_0 \omega (\Gamma_0 S_1 - \Gamma_1 j) (S_3^{-1} \Gamma_3 S_2 + \Gamma_2)$$

$$TE_{33} = \mu_0 \omega (\Gamma_0 (\Gamma_1 S_2 + \Gamma_2 S_1) + \Gamma_1 j (\Gamma_1 S_1 S_2 - \Gamma_2))$$

$$TE_{32} = \frac{\Gamma_2 \mu_0 \omega (\Gamma_0 S_1 - \Gamma_1 j)}{\cos(d_2 \Gamma_2)}$$

$$TE_{11} = \mu_0 \omega (S_1 (-\Gamma_2^2 j S_2 + \Gamma_2 \Gamma_3 j S_3^{-1}) + \Gamma_1 \Gamma_3 j S_3^{-1} S_2 + \Gamma_1 \Gamma_2 j)$$

$$TE_{21} = -\frac{j \omega \mu_0 \Gamma_1 (\Gamma_2 + \Gamma_3 S_3^{-1} S_2)}{\cos(d_1 \Gamma_1)}$$

$$TE_{31} = -\frac{j\omega\mu_0\Gamma_1\Gamma_2}{\cos(d_1\Gamma_1)\cos(d_2\Gamma_2)}$$

$$S_i = tg(d_i\Gamma_i) \quad i=1..3$$

$$\Gamma_i^2 = \epsilon_{r_i}k_0^2 - k_t^2 \quad i=0..3$$

$\epsilon_{r_1}, \epsilon_{r_2}, \epsilon_{r_3}$ *permittivités relatives des matériaux*

ϵ_0 *permittivité absolue du vide*

μ_0 *perméabilité magnétique du vide*

k_0 *nombre d'onde*

d_1, d_2 et d_3 *épaisseurs respectives des couches de diélectrique*

**ANNEXES B : EXEMPLE DE DETERMINATION DES FONCTIONS DE GREEN
POUR UNE STRUCTURE A UN SEUL DIELECTRIQUE**

Nous considérons un diélectrique d'épaisseur h et de permittivité relative ϵ_r sur un plan de masse. un élément conducteur se trouvant à l'interface air-diélectrique. La théorie du chapitre 2 nous permet de poser les relations suivantes:

$E'_1 - E''_0 = 0$	$E''_1 - E''_0 = 0$	à l'interface air-diélectrique
$H'_1 - H''_0 = -J''$	$H''_1 - H''_0 = J'$	à l'interface air-diélectrique
$A'_1 + B'_1 = 0$	$A''_1 + B''_1 = 0$	sur le plan de masse
$B'_0 = 0$	$B''_0 = 0$	condition de rayonnement

Nous obtenons deux systèmes d'équations découplés correspondant aux composantes TM et TE:

TM:

$$A'_1 e^{-j\Gamma_1 h} - A'_1 E^{j\Gamma_1 h} - A'_0 e^{-j\Gamma_0 h} = 0$$

$$\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\Gamma_1} (A'_1 e^{-j\Gamma_1 h} + A'_1 e^{j\Gamma_1 h}) - \frac{\omega \epsilon_0}{\Gamma_0} A'_0 e^{-j\Gamma_0 h} = J'$$

TE:

$$A''_1 e^{-j\Gamma_1 h} - A''_1 E^{j\Gamma_1 h} - A''_0 e^{-j\Gamma_0 h} = 0$$

$$\frac{-\Gamma_1}{\omega \mu_0} (A''_1 e^{-j\Gamma_1 h} + A''_1 e^{j\Gamma_1 h}) - \frac{(-\Gamma_0)}{\omega \mu_0} A''_0 e^{-j\Gamma_0 h} = J''$$

Nous voulons déterminer A'_1 et A''_1 pour obtenir E'_1 et E''_1 :

$$A'_1 = \frac{J' j \Gamma_0 \Gamma_1}{2 \omega \epsilon_0 \sin(\Gamma_1 h) (j \epsilon_r \Gamma_0 \cot(\Gamma_1 h) - \Gamma_1)}$$

$$A''_1 = \frac{-J'' j \omega \mu_0}{2 \sin(\Gamma_1 h) (-j \Gamma_1 \cot(\Gamma_1 h) + \Gamma_0)}$$

$$E'_1 = \frac{J' \Gamma_0 \Gamma_1}{\omega \epsilon_0 (j \epsilon_r \Gamma_0 \cot(\Gamma_1 h) - \Gamma_1)}$$

$$E''_1 = \frac{-J'' \omega \mu_0}{(-j \Gamma_1 \cot(\Gamma_1 h) + \Gamma_0)}$$

Pour finalement obtenir les fonctions de Green il suffira de mettre E'_1 et E''_1 dans les relations 2.15 et 2.16.

ANNEXE C : FONCTIONS DE BESSEL ET LEURS PROPRIETES

$$J_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jz \sin \phi - jn\phi} d\phi$$

Fonction de Bessel d'ordre n de première espèce

$$e^{jz \sin \phi} = \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{jn\phi}$$

$$J_{-n} = (-1)^n J_n(x)$$

$$\int_0^z t^n J_{n-1}(t) dt = z^n J_n(z)$$

$$J'_n(z) = J_{n-1}(z) - \frac{n}{z} J_n(z)$$

$$J'_n(z) = -J_{n+1}(z) + \frac{n}{z} J_n(z)$$

$$J_{n+1}(z) = \frac{2n}{z} J_n(z) - J_{n-1}(z)$$

$$\int_0^z J_1(ax) J_1(bx) x dx = \frac{z}{a^2 - b^2} (bJ_1(az) J_0(bz) - aJ_0(az) J_1(bz))$$

$$\int_0^z J_0(ax) J_0(bx) x dx = \frac{z}{a^2 - b^2} (aJ_1(az) J_0(bz) - bJ_1(bz) J_0(az))$$

$$\int_0^z J_2(ax) J_2(bx) x dx = \frac{z}{a^2 - b^2} (-aJ_1(az) J_2(bz) + bJ_2(az) J_1(bz))$$

$$\int_0^1 J_n(k_{ni}z) J_n(k_{nj}z) z dz = 0 \text{ pour } i \neq j$$

k_{ni} : zéro de rang i de la fonction de Bessel d'ordre n

$$\int_0^{2\pi} e^{j(n\phi + z \cos(\theta - \phi))} d\phi = 2\pi (-j)^n e^{jn\theta} J_n(z)$$