

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département d'Electronique

Thèse

Présentée par:

BOUZOUAD MOULOUD

Ingénieur d'état en Electronique

Option: Télécommunication

Pour l'obtention du titre de

MAGISTER



**ETUDE D'ANTENNES PLAQUES MULTICOUCHES
DE FORMES POLYGONALES PAR APPLICATION
DE LA METHODE DES LIGNES ELEMENTAIRES
COUPLEES FINIES (LECF).**

Soutenue le 17 Avril 1996

devant le jury composé de:

Monsieur M. Mehenni	Maître de Conférences	Président
Monsieur A. ZERGUERRAS	Maître de Conférences	Rapporteur
Monsieur R. Aksas	Maître de Conférences	Examinateur
Monsieur M. Trabelsi	Chargé de Cours	Examinateur
Monsieur Z. Terra	Chargé de Cours	Examinateur

ملخص

نتعرض في إطار بحثنا هذا لدراسة هوائيات مطبوعة، بسيطة و ذات موجه بطريقة نموذج اسلاك الارسال (ن.أ.ا). هذه الطريقة قد جربت بنجاح في دراسة أشكال بسيطة كالمستطيل و الأسطوانة ، و من المفروض أنها صالحة لدراسة الأشكال المعقدة مثل المتعددة الأضلاع، التي يصعب دراستها بانطرق الأخرى.

في إطار هذه الدراسة، نقوم بتجربة هذا النموذج ن.أ.ا على هوائيات مثلثة، بسيطة و ذات موجه. في الأخير نقوم باعطاء مقارنة بين النتائج النظرية و النتائج المخبرية.

ABSTRACT

This work presents a theoretical and experimental study of simple stacked polygonal microstrip patches antennas, using the elementary finite coupled transmission lines.

This method has been successfully used with simple shapes such as the circular disk microstrip patches antennas, but not with polygonal antennas. The theoretical results are compared with measurements.

RESUME

Ce travail présente, une étude théorique et expérimentale d'antennes microruban simples, et multicouches polygonales en usant de la méthode des lignes élémentaire couplées finies (LECF).

Cette méthode a été déjà appliquée à l'antenne microruban avec succès pour des formes simples comme le disque circulaire, mais ne l'a pas encore été pour des antennes de formes polygonales. Les résultats théoriques sont comparés aux mesures.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

- A mes parents qui m'ont toujours soutenu;
- A mes frères et sœurs pour leurs encouragements,
- A ma femme pour son soutien moral;
- A tous mes proches et amis.

Remerciements

Je tiens tout d'abord, à remercier **Monsieur le Dr A.Zerguerras** pour avoir bien voulu me proposer un sujet et de m'avoir patiemment et efficacement dirigé ainsi, que pour ses conseils et sa grande disponibilité. Ses suggestions et critiques ont permis de faire avancer ce travail.

Je veux remercier également le professeur **A. Vandervost** qui m'a accueillie au sein de son laboratoire d'Hyperfréquence de l'université Catholique de Louvain-La-Neuve (Belgique), et m'a permis de réaliser et mesurer mes antennes. Je tiens à remercier aussi monsieur **R. Platteborze** pour son aide inestimable dans la réalisation des antennes.

J'adresse mes vifs remerciements aux membres du jury qui ont permis l'évaluation de mon travail:

- Au **Dr. M. Mehenni** qui me fait l'honneur de présider le jury;
- Au **Dr R. Aksas** qui m'a maintes fois aider à clarifier certains points au cours des nombreuses discussions fructueuses et d'avoir accepté de faire partie des membres du jury;
- A monsieur **M. Trabelsi** d'avoir accepté de faire partie des membres du jury;
- A monsieur **Z. Terra** d'avoir accepté de faire partie des membres du jury.

Je tiens à exprimer mes respects pour les enseignants du département G-Electrique et le personnel du centre de calcul de l'ENSET Laghouat pour leur compréhension et aides précieuses.

Je tiens également à remercier le personnel du centre de calcul de l'ENP pour leur disponibilité.

Enfin je tiens à remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, m'ont aidé à mener à terme ce travail et j'espère qu'elles sauront se reconnaître dans ces quelques lignes.

SOMMAIRE.

	Pages
GLOSSAIRE.	1
OBJET DE L'ETUDE.	1
1. ETAT DE L'ART.	4
1.1 DEFINITION.	5
1.2 PARAMETRES CARACTERISTIQUES D'UNE ANTENNE MICRORUBAN.	6
<i>1.2.1 Fréquence de résonance et bande passante.</i>	<i>7</i>
<i>1.2.2 Impédance d'entrée.</i>	<i>8</i>
<i>1.2.3 Gain en puissance.</i>	<i>8</i>
<i>1.2.4 Directivité.</i>	<i>8</i>
<i>1.2.5 Rendement en puissance.</i>	<i>9</i>
<i>1.2.6 Diagramme de rayonnement.</i>	<i>9</i>
1.3 LES METHODES DE CONCEPTION D'APM.	9
<i>1.3.1 Par les fonctions dyadiques de Green.</i>	<i>10</i>
<i>1.3.2 Par la grille de fils.</i>	<i>11</i>
<i>1.3.3 Par la cavité simple.</i>	<i>13</i>
<i>1.3.4 Par le développement modal.</i>	<i>14</i>
<i>1.3.5 Par la ligne de transmission (LMA).</i>	<i>14</i>
1.4 QUELQUES CONSIDERATIONS DE CONCEPTION.	14
<i>1.4.1 La puissance maximale supportable (PMS).</i>	<i>14</i>
<i>1.4.2 La puissance moyenne.</i>	<i>15</i>
<i>1.4.3 Puissance crête maximale avant claquage.</i>	<i>16</i>
<i>1.4.4 Effet des tolérances.</i>	<i>17</i>

2. LA METHODE DES LIGNES ELEMENTAIRES COUPLEES FINIES.	19
2.1 INTRODUCTION.....	19
2.2 POSITION DU PROBLEME.	19
2.3 DESCRIPTION DE LA STRUCTURE DE L'ANTENNE BICOUCHE.....	19
2.4 PRINCIPE DE LA MODELISATION LECF.	22
2.5 MATRICE DE TRANSMISSION $[T_N]$ D'UN OCTOPOLE ELEMENTAIRE.	25
2.6 DETERMINATION DE L'IMPEDANCE D'ENTREE.....	26
2.7 DISTRIBUTION DES COURANTS.....	28
2.8 DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT.	28
3. ANTENNES TRIANGULAIRES.	31
3.1 DECOUPAGE LINEAIRE.....	31
3.2 DECOUPAGE ADAPTATIF.....	33
3.3 REALISATION ET MESURE.....	36
3.4 COMPARAISON THEORIE ET EXPERIENCE.	36
3.4.1 <i>Antenne triangulaire équilatérale sans directeur (ATES).</i>	36
3.4.1.1 Fréquence de résonance.....	36
3.4.1.2 Antenne ATES de 100 mm de côté.	37
3.4.1.3 Antenne ATES de 10 mm de côté.	39
3.4.2 <i>Antenne triangulaire équilatérale avec directeur (ATED).</i>	45
3.5 CONCLUSION SUR LA VALIDATION DE LA METHODE DES LECF.	48
4. INFLUENCE DES PARAMETRES FONDAMENTAUX DE L'ANTENNE.	50
4.1 ANTENNE TRIANGULAIRE EQUILATERALE SANS DIRECTEUR.....	50
4.1.1 <i>Influence de la position du point d'excitation.</i>	50
4.1.2 <i>Influence des dimensions de l'antenne.</i>	54
4.1.3 <i>Influence de l'épaisseur du substrat (h).</i>	56
4.1.4 <i>Influence de la permittivité du substrat diélectrique ϵ_r.</i>	57

Sommaire

4.2 ANTENNE TRIANGULAIRE AVEC DIRECTEUR.....	59
4.2.1 <i>Influence de la position du point d'excitation.....</i>	59
4.2.2 <i>Influence des dimensions du directeur.....</i>	62
4.2.3 <i>Influence de l'épaisseur des substrats.....</i>	66
4.2.4 <i>Influence des permittivités des substrats.....</i>	66
4.3 CONCLUSION.....	67
<u>5. ANTENNE PENTAGONALE ET HEXAGONALE.....</u>	<u>74</u>
5.1 ANTENNE PENTAGONALE.....	74
5.2 ANTENNE HEXAGONALE.....	76
5.3 DECOUPAGE LINEAIRE.....	76
5.4 ANTENNE HEXAGONALE SANS DIRECTEUR (AHSD).....	77
5.4.1 <i>Fréquence de résonance.....</i>	77
5.4.2 <i>Comparaison théorie et expérience.....</i>	79
5.5 ANTENNE HEXAGONALE AVEC DIRECTEUR (AHAD).....	82
5.6 METHODES DES DISQUES EQUIVALENTS APPLIQUEES AUX APM N-GONES.....	84
5.6.1 <i>Application à l'antenne pentagonale.....</i>	85
5.6.2 <i>Application à l'antenne hexagonale.....</i>	88
5.7 CONCLUSION.....	91
<u>6. PERSPECTIVES DE DEVELOPPEMENT.....</u>	<u>93</u>
<u>7. CONCLUSION GENERALE.....</u>	<u>96</u>
<u>ANNEXE A.....</u>	<u>99</u>
<u>ANNEXE B.....</u>	<u>106</u>
<u>REFERENCES.....</u>	<u>111</u>

Glossaire.

AHAD	Antenne microruban hexagonale avec directeur.
AHSD	Antenne microruban hexagonale sans directeur.
APM	Antenne plaque microruban.
ATE	Antenne microruban triangulaire équilatérale.
ATED	Antenne microruban triangulaire équilatérale avec directeur.
ATES	Antenne microruban triangulaire équilatérale sans directeur.
LEF	Méthode des lignes élémentaires finies.
LECF	Méthode des lignes élémentaires couplées finies.
LECF-Hex	Méthode LECF appliquée à l'APM hexagonale.
LECF-Pen	Méthode LECF appliquée à l'APM pentagonale.
LECF-R_c	Méthode LECF appliquée à l'APM circulaire de rayon R _c .
LECF-R_{eq}	Méthode LECF appliquée à l'APM circulaire de rayon R _{eq} .
LECF-R₁	Méthode LECF appliquée à l'APM circulaire de rayon R ₁ .
[t(n)]	Matrice de transmission de la section élémentaire d'ordre n.
a	Côté du triangle équilatéral (plaque directeur).
a'	Côté du triangle équilatéral (plaque antenne).
a_{eq}	→ Rayon équivalent (R _{eq}).
B	Bande passante de l'antenne.
b	Longueur de la plaque directeur.
b'	Longueur de la plaque antenne.
C₁₂(n)	Capacité linéique de couplage entre les tronçons de ligne de la tranche d'ordre n.
C(n)	Capacité de couplage entre les tronçons de ligne de la tranche d'ordre n.
d₀	Diamètre de l'âme centrale de la sonde coaxiale d'alimentation.
f₀	Fréquence centrale de la largeur de bande définie pour un T.O.S. ≤ 2.
f_r	Fréquence de résonance correspondant à une partie réactive nulle.

f_{r1}	La première fréquence correspondant à un T.O.S. - 2
f_{r2}	La seconde fréquence correspondant à un T.O.S. - 2
f_{Rmax}	Fréquence de résonance correspondant à une partie réelle maximale de l'impédance d'entrée.
f_{Rmax1}	Fréquence de résonance correspondant au premier maxima de la partie réelle de l'impédance d'entrée.
f_{Rmax2}	Fréquence de résonance correspondant au deuxième maxima de la partie réelle de l'impédance d'entrée.
h	Epaisseur du substrat diélectrique du directeur.
h'	Epaisseur du substrat diélectrique de l'antenne.
K_{12}	Coefficient de couplage global entre les plaques antenne et directeur.
$l'(n)=\Delta x(n)$	Longueur de la tranche élémentaire d'ordre n sur l'antenne
$l(n)$	Longueur de la tranche élémentaire d'ordre n sur le directeur.
LMA	Méthode de la ligne de transmission améliorée.
N	Nombre de tranche pour un découpage linéaire de l'APM.
N_a	Nombre de tranche pour un découpage adaptatif de l'APM.
n-gones	Un polygone régulier dont le nombre de côté est égale à n .
$R'(n)$	Résistance caractéristique de la tranche élémentaire d'ordre n sur l'antenne.
$R(n)$	Résistance caractéristique du tronçon élémentaire d'ordre n sur le directeur.
R_c	Rayon du cercle circonscrit au n-gones .
R_{eq}	Rayon du cercle de même aire que le n-gones .
R_i	Rayon du cercle inscrit au n-gones .
R_{max}	Valeur maximale de la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'APM.
R_{max1}	Valeur du premier maxima de la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'APM.
R_{max2}	Valeur du deuxième maxima de la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'APM.
S	Côté du directeur hexagonale ou pentagonale.
S'	Côté de l'antenne hexagonale ou pentagonale.
$V^i(n)$	Onde de tension incidente sur la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
$V^r(n)$	Onde de tension réfléchie sur la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
$V_i(n)$	Onde de tension incidente sur la tranche d'ordre n de la plaque directeur.
$V_r(n)$	Onde de tension incidente sur la tranche d'ordre n de la plaque directeur.
$W'(n)$	largeur de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque antenne.
$W(n)$	largeur de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque directeur.
$j \cdot X_L$	Réactance introduite par la sonde coaxiale d'alimentation.

X_{\max}	Valeur maximale de la partie imaginaire de l'impédance d'entrée de l'APM.
X_p	Position de la sonde d'excitation.
$X_{R_{\max 1}}$	Valeur de la partie imaginaire de l'impédance correspondant au premier maxima de la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'APM.
$X_{R_{\max 2}}$	Valeur de la partie imaginaire de l'impédance correspondant au deuxième maxima de la partie réelle de l'impédance d'entrée d'une APM.
Z_{c1}	Impédance caractéristique de la tranche d'ordre 1.
Z_{s0}	Impédance de la partie de l'antenne non couplée au directeur entre les points o et o'.
Z_{s1}	Impédance de la partie de l'antenne non couplée au directeur entre les points s et s'.
Z_e	Impédance d'entrée de l'APM au point o'.
Z_{e1}	Impédance d'entrée de l'APM au point o.
$Z_{\max 1}$	Impédance d'entrée de l'APM correspondant au premier maxima $R_{\max 1}$.
$Z_{\max 2}$	Impédance d'entrée de l'APM correspondant deuxième au maxima $R_{\max 1}$.
$\gamma(n)$	Coefficient de propagation de la tranche d'ordre n de la plaque directeur.
$\gamma'(n)$	Coefficient de propagation de la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
$\theta(n)$	Exposant de transfert sur image de la tranche d'ordre n de la plaque directeur.
$\theta'(n)$	Exposant de transfert sur image de la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
ϵ_0	Permittivité du vide.
ϵ_e	Permittivité effective du substrat diélectrique du directeur.
ϵ'_e	Permittivité effective du substrat diélectrique de l'antenne.
ϵ_r	Permittivité relative du substrat diélectrique du directeur.
ϵ'_r	Permittivité relative du substrat diélectrique de l'antenne.
Γ_E	Coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne formée par la plaque directeur.
Γ'_E	Coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne formée par la plaque antenne.
Γ_S	Coefficient de réflexion à sortie de la ligne formée par la plaque directeur.
Γ'_S	Coefficient de réflexion à la sortie de la ligne formée par la plaque antenne.

OBJET DE L'ETUDE.

Il s'agit d'appliquer la méthode des lignes élémentaires couplées finies (dite LECF) à des antennes plaques microruban APM de forme triangulaire, pentagonale, hexagonale et **n-gonales** avec **n** entier supérieur à 6. Tant que le **n-gones** présente au moins un angle aigu, seule la méthode des LECF sera appliquée. Un **n-gones** régulier (i.e. ses **n** côtés sont égaux à **S**) n'aura aucun angle aigu à partir de $n = 4$ (i.e. la configuration rectangulaire). Pour un **n-gones** régulier, on considère les 3 cercles suivants:

- Inscrit au **n-gones** et de rayon R_i ;
- Circonscrit au **n-gones** et de rayon R_c ;
- De même aire que le **n-gones** et de rayon équivalent R_{eq} .

Pour $n = 6$, on a $S = R_c > R_{eq} > R_i$, pour $n > 6$ on a $S < R_{eq}$ et l'écart entre R_c et R_i diminue et devient inférieur à un certain seuil (5% pour le décagone). Quand **n** croît la méthode des LECF s'applique soit au disque inscrit de rayon R_i soit au **n-gones** de côté **S** puisque les deux méthodes convergent vers la même solution.

L'objet de cette thèse est d'analyser des APM **n-gones** pour déterminer leurs paramètres fondamentaux suivants: fréquence de résonance f_r , impédance d'entrée à la résonance $Z_{in} \equiv R_{max}$ et la largeur de bande **B** pour un T.O.S. ≤ 2 au moyen de la méthode des LECF et d'évaluer la précision de cette méthode en confrontant les résultats théoriques aux mesures.

Le caractère **quasi-TÉM** de la méthode des LECF interdit la prise en charge des modes **TM_{m,n}** avec $m \cdot n \neq 0$, ainsi que la prise en compte explicite des ondes de surface qui affectent en particulier le rendement énergétique de l'antenne. Pour évaluer les effets des ondes de surface sur le rendement énergétique, nous ne pouvons nous passer pour l'instant de la méthode des moments dans le domaine spectral qui fait l'objet d'un autre magister soutenu récemment.

Pour achever le travail de cette thèse, on doit déterminer ultérieurement les distributions de courants de conduction sur la plaque antenne et sur la plaque directeur ainsi que les courants de polarisation dans les diélectriques. Il faut en déduire ensuite le tracé des diagrammes de rayonnement dans les plans **E** et **H** à la fois pour les composantes

co et contra polaires, ainsi que le gain, la directivité et la largeur de faisceau résultant. Par ailleurs, il sera aussi nécessaire d'évaluer le rendement en énergie proprement rayonnée, ainsi que le comportement d'APM n-gones en alignement linéaire et en réseau plan afin de trouver la configuration optimale de ce réseau et de son mode d'alimentation.

L'étude présente nous éclaire déjà sur la meilleure manière d'exciter l'APM n-gones. Si l'excitation se fait par microruban, il y a tout intérêt qu'elle se fasse par l'angle le plus aigu qui soit, alors que pour une excitation par sonde coaxiale au contraire il y a intérêt qu'elle se fasse le plus loin possible de tout angle aigu tout en respectant le critère d'adaptation de l'antenne. Il faudrait aussi développer un modèle plus affiné de l'impédance introduite par l'âme de la sonde coaxiale, si l'on veut réduire l'écart entre mesure et théorie dans le cas d'une excitation coaxiale. De plus pour bien cerner la distribution des tolérances de fabrication, la même antenne aurait dû être fabriquée en grand nombre (plus de 10) dans des conditions variées afin de mieux apprécier l'écart entre mesure et théorie.

Chapitre 1

Etat de l'art.

1. ETAT DE L'ART.

Le concept des éléments rayonnants microrubans a été proposé en premier par Deschamps selon la citation de [1] et [5]. Mais ce n'est que vers les années 1970, année où fut réalisée la première antenne plaque microruban (APM) par J. Q, Howell [2] et R. K., Munson [3], qu'on s'est réellement intéressé aux techniques microrubans. Compte tenu des avantages présentés par ces techniques relativement aux classiques leurs applications ne cessent de s'étendre; en particulier quand il s'agit de réaliser des antennes pour des missiles, roquettes et navettes spatiales. Cet intérêt pour les techniques microrubans a donné une impulsion considérable à la recherche dans ce domaine. En effet, entre 1950 et 1980 [4], par exemple, pour une même constante diélectrique les pertes ont été diminuées dans un rapport de trois. Les substrats micro-ondes présentent maintenant une meilleure stabilité dimensionnelle et des tolérances mieux contrôlées.

Les APM ont été analysées par plusieurs méthodes telles que l'approche numérique rigoureuse en onde complète (*full-wave analysis*), la méthode des moments ou des approches plus simples comme le modèle de la cavité ou le modèle de la ligne de transmission.

Les principaux avantages des APM sont [5] :

- i. leur configuration plane, mince, légère et conformable directement sur les corps des missiles, roquettes et navette spatiales sans altérer l'aérodynamique;
- ii. leur fabrication en série par photogravure, à faible coût;
- iii. leur flexibilité à présenter tout type de polarisation;
- iv. la possibilité de réaliser sur le même substrat les lignes d'alimentations et les éléments d'adaptation (transformateurs);
- v. leur compatibilité avec une conception modulaire fortement intégrée (des modules semi-conducteurs actifs « solid state devices » comme des mélangeurs, des oscillateurs, des amplificateurs, des déphaseurs etc. qui peuvent être implantés directement sur le même substrat avec l'antenne).

Ces performances en amélioration constante des antennes plaques microrubans, les destinent, dans un proche avenir, à remplacer dans bien des domaines les antennes

conventionnelles. Certains inconvénients inhérents à leur structure doivent être cependant réduit d'ici là; tels que:

- i. l'étroitesse de la bande passante;
- ii. la faiblesse du gain limité pratiquement à 20 dB (due aux pertes élevées dans le diélectrique et le conducteur, etc.);
- iii. la réduction du rendement par excitation d'ondes de surfaces;
- iv. la limitation de leur emploi à des niveaux de puissance tout juste moyens.

La sélectivité, des APM, peut-être atténuée par diverse techniques telles que [24]:

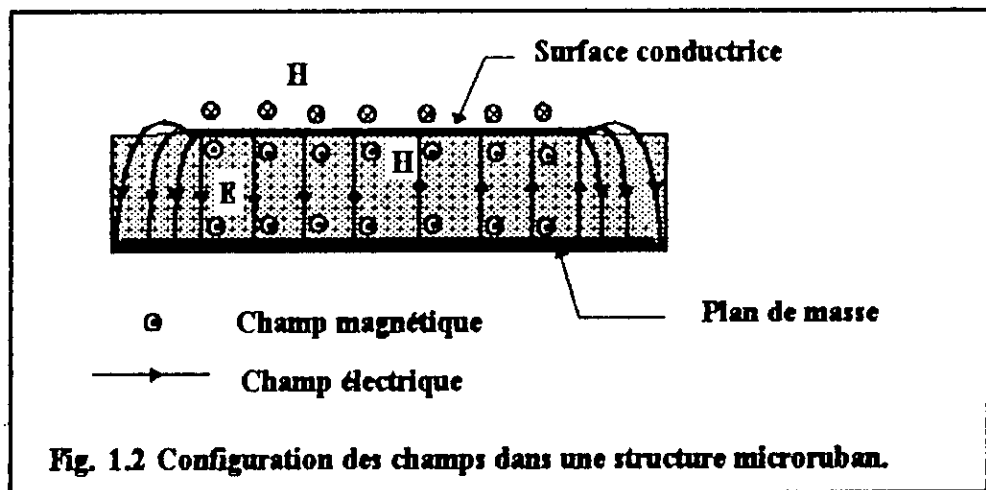
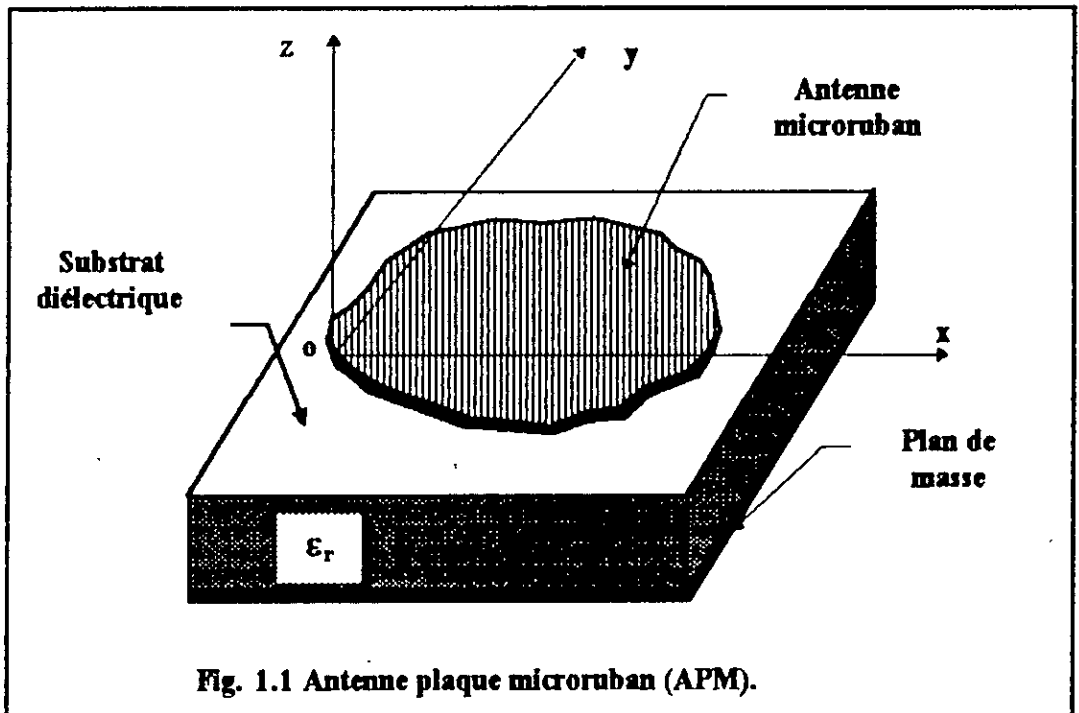
- l'ajout d'un élément parasite (directeur) au-dessus de l'antenne [R. Q. Lee et K.F. Lee [25]];
- l'adaptation de l'impédance à l'entrée par des stub [H. F. Pues et A. R. Van de Capelle [36]];
- le couplage de proximité entre l'antenne et la ligne d'alimentation [D. M. Pozar et B Kaufman [37]].

1.1 Définition.

Une APM dans sa plus simple configuration est une surface conductrice, normalement en cuivre, imprimée sur une face d'un substrat diélectrique dont l'autre face forme le plan de masse (fig. 1.1). L'APM peut être de forme quelconque, mais, en pratique, on n'utilise que certaines formes régulières pour faciliter l'analyse et la prédiction des performances. On emploie des substrats de faible permittivité afin de maximiser le rayonnement. Les applications exigeant une réduction dimensionnelle, de l'APM, trop sévères pourraient nécessiter l'utilisation de diélectrique à constante ϵ_r plus élevée ou même à constante μ_r élevée.

L'épaisseur h du substrat diélectrique, séparant la surface conductrice du plan de masse, est très petite devant la longueur d'onde ($h \ll \lambda$), afin de pouvoir considérer [6]:

- i. le champ électrique E selon l'axe oz est indépendant de la variable z pour toutes les fréquences de travail.
- ii. Le champ magnétique H sera donc orthogonal à oz (fig. 1.2),



1.2 Paramètres caractéristiques d'une antenne microruban

Une antenne est un élément qui assure la transition entre une propagation guidée (dans une ligne de transmission ou un guide d'onde) et une propagation rayonnée (dans l'espace libre) d'une onde électromagnétique. Ses paramètres fondamentaux sont: la fréquence de résonance, l'impédance d'entrée, la bande passante, le gain en puissance, le rendement en puissance, le diagramme de rayonnement et la directivité.

1.2.1 Fréquence de résonance et bande passante.

a) b) Antenne microruban monocouche.

Pour une telle structure la fréquence de résonance est définie comme étant la fréquence pour laquelle l'impédance d'entrée est réelle pure. Le coefficient de qualité, à la résonance d'une APM sélective ($Q > 10$), est défini par:

$$Q_r = \frac{f_r}{2 \cdot \operatorname{Re}(Y_{in})} \cdot \left[\frac{\partial \operatorname{Im}(Y_{in})}{\partial f} \right]_{f=f_r} \quad (1-1)$$

$\operatorname{Re}(Y_{in})$ et $\operatorname{Im}(Y_{in})$ sont, respectivement, la partie réelle et imaginaire de l'admittance d'entrée à la résonance et f_r la fréquence de résonance.

La largeur de bande, pour un rapport d'onde stationnaire S donné, s'obtient par l'expression [7]:

$$B = 100 \frac{S - 1}{Q \cdot \sqrt{S}} \quad (\text{en } \%) \quad (1-2)$$

En général les largeurs de bande sont définies pour des valeurs du rapport d'onde stationnaire $S \leq 2$, ou $S \leq 1.5$.

b) Antenne microruban bicouche.

Pour ces structures, le problème est différent car au voisinage de la résonance l'antenne bicouche possède deux fréquences où l'impédance d'entrée est maximale et parfois purement réelle. Ces structures présentent deux fréquences de résonance voisines quand les dimensions du directeur sont égales ou proches de celle de l'antenne. La bande passante est définie comme étant la bande de fréquence dans laquelle le rapport d'onde stationnaire (S) est inférieur à une valeur donnée (en générale 2 ou 1.5). La largeur de bande est donnée par:

$$B = 100 \cdot \frac{f_{r2} - f_{r1}}{f_0} \quad (\text{en } \%) \quad (1-3)$$

$$\text{Où } f_0 = \frac{f_{r2} + f_{r1}}{2} \quad (1-4)$$

1.2.2 Impédance d'entrée.

L'impédance d'entrée Z_{in} au point d'excitation de l'antenne est donnée à la résonance où elle est réelle et/ou maximale.

1.2.3 Gain en puissance.

La puissance totale P_r rayonnée par une antenne ne constitue qu'une partie de la puissance fournie P_f à celle-ci par la source d'alimentation, l'autre partie est perdue sous différentes formes, soit P_p ; on a alors:

$$P_f = P_r + P_p \quad [W] \quad (1-5)$$

On définit le gain en puissance dans une direction (θ, ϕ) par le rapport entre la densité de puissance rayonnée par l'antenne dans cette direction, soit $P(\theta, \phi)$, et celle qui serait rayonnée par une antenne isotrope rayonnant la même puissance fournie P_f , soit $P_f/4\pi$. Le gain est donc donné par:

$$G(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P_f / 4\pi} \quad (1-6)$$

1.2.4 Directivité.

La directivité d'une antenne dans une direction (θ, ϕ) est définie de la même manière que le gain en puissance. Seulement on considère, ici, que l'antenne isotrope rayonne la même puissance P_r (puissance totale rayonnée) et non plus la puissance fournie P_f .

$$P_r = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} P(\theta, \phi) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad [W] \quad (1-7)$$

Donc la directivité est donnée par:

$$D(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P_r / 4\pi} \quad (1-8)$$

1.2.5 Rendement en puissance.

Le rendement en puissance d'une antenne est le rapport entre la puissance totale émise par celle-ci et la puissance fournie.

$$\eta = \frac{P_t}{P_f} < 1 \quad (1-9)$$

Le gain en puissance s'exprime en fonction de la directivité et du rendement par:

$$G(\theta, \phi) = \eta \cdot D(\theta, \phi) \quad (1-10)$$

1.2.6 Diagramme de rayonnement.

C'est le tracé de la fonction caractéristique $R(\theta, \phi)$ d'une antenne. Généralement Le diagramme de rayonnement est tracé pour deux plans le plan E et le plan H.

$R(\theta, \phi)$ est donné par [5] :

$$R(\theta, \phi) = \frac{\left(|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2 \right)^{1/2}}{\left(|E_{\theta_{\max}}|^2 + |E_{\phi_{\max}}|^2 \right)^{1/2}} \quad (1-11)$$

1.3 Les méthodes de conception d'APM.

Une APM est caractérisée par ses paramètres fondamentaux suivants: sa fréquence de résonance, son impédance d'entrée, sa bande passante, son gain, son diagramme de rayonnement, la largeur de son angle d'ouverture à -3 dB (*beamwidth*), son rendement et ses pertes. Les méthodes d'analyse d'APM, isolée ou alignée en réseau linéaire ou bidimensionnel, sont nombreuses et très variées, allant des approches empiriques aux techniques les plus rigoureuses; comme classées ci-dessous [8] :

- ◆ Modèles empiriques,
- ◆ Modèles semi-empiriques,
- ◆ Analyses rigoureuses.

Les modèles empiriques sont basés sur des relations généralement fermées, valables dans un domaine bien délimité. L'analyse s'appuie sur certaines hypothèses et suppositions simplificatrices concernant le mécanisme de rayonnement de l'antenne. Ces

suppositions sont plus justifiées par l'expérience que par la théorie [8]. Les modèles les plus connus sont le modèle de la cavité et le modèle de la ligne de transmission.

Les modèles semi-empiriques sont hybrides entre l'analyse empirique et l'analyse complète. La technique est plus rigoureuse mais nécessite des calculs complexes et un formalisme mathématique encombrant comparativement aux modèles empiriques. Ces modèles tiennent compte des effets des ondes de surfaces. Parmi ces méthodes, on peut citer la méthode des fonctions de **Green**, l'approche variationnelle, la méthode des courants de surfaces...

La troisième catégorie concerne les méthodes qu'on appelle « méthodes rigoureuses» (*Full-Wave Analysis*).

Différentes méthodes sont brièvement exposées ci-dessous allant de la technique la plus rigoureuse et complexe jusqu'à la plus simple (et moins rigoureuse). Ces dernières sont plus adéquates du point de vue ingénierie puisqu'elles sont simples et se prêtent facilement à l'interprétation physique.

Pour une application donnée d'antenne, la méthode de conception la plus aisée à mettre en œuvre dans les limites de précision exigées sera préférée à toutes autres.

1.3.1 Par les fonctions dyadiques de Green.

Cette méthode est basée sur la détermination de la fonction dyadique de **Green** $\overline{\mathbf{G}}(\vec{\mathbf{r}} / \vec{\mathbf{r}}')$. A partir de cette fonction, on peut déterminer les caractéristiques radioélectriques de l'antenne. [Alexopoulos et al. [9]] ont développé une fonction dyadique de **Green** pour un dipôle imprimé. Elle a été généralisée pour des structures planes de formes quelconques alimentées par une source tridimensionnelle [10]. La fonction dyadique de **Green** est évaluée dans le domaine spatial ou spectral (en utilisant la transformée de **Fourier**).

L'étude électromagnétique d'une APM peut être faite à partir des équations de **Maxwell**, écrites pour une variation en fonction du temps en terme de $e^{j\omega t}$, et en supposant l'existence seulement de la densité de courant électrique $\vec{\mathbf{J}}$. Dans ces conditions le champ électrique peut être obtenu par [10] :

$$\vec{\mathbf{E}} = \int_V \overline{\mathbf{G}}(\vec{\mathbf{r}} / \vec{\mathbf{r}}') \vec{\mathbf{J}}(\vec{\mathbf{r}}') dV \quad (1-12)$$

Pour une source tridimensionnelle la fonction de **Green** $\overline{\mathbf{G}}(\vec{\mathbf{r}} / \vec{\mathbf{r}}')$ est une matrice (3 lignes x 3 colonnes) qui sera réduite à (2 lignes x 2 colonnes) pour une source plane

(telle que pour une antenne microruban) et l'intégrale de volume devient une intégrale de surface.

$$\vec{E} = \int_A \overline{G}(\vec{r} / \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}') ds \quad (1-13)$$

Où A est la surface de l'élément rayonnant.

L'impédance d'entrée de cette antenne est donnée par [9] :

$$Z_{in} = \frac{\int_A \vec{E}(\vec{r}) \vec{J}(\vec{r}) ds}{I_0^2} = - \frac{\int_A \int_A \vec{J}(\vec{r}) \overline{G}(\vec{r} / \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}'}{I_0^2} \quad (1-14)$$

I_0 représente le courant total à l'entrée de l'antenne.

La fonction de Green $\overline{G}(\vec{r} / \vec{r}')$ est donnée par [5] :

$$\overline{G}(\vec{r} / \vec{r}') = \frac{-30 j}{\pi k_0} \iint \left(\frac{e^{-jk(r-r')}}{F_x F_x} \right) \mathcal{U} \cdot d\vec{k}_x d\vec{k}_y \quad (1-15)$$

Avec

$$\mathcal{U} = \left[\begin{array}{cc} (k_0^2 - k_x^2) \cdot \beta \cdot \text{th}(\beta h) + (\epsilon_r k_0^2 - k_x^2) \beta_0 & -k_x \cdot k_y \cdot (\beta_0 + \beta \cdot \text{th}(\beta h)) \\ -k_x k_y (\beta_0 + \beta \cdot \text{th}(\beta h)) & (k_0^2 - k_y^2) \cdot \beta \cdot \text{th}(\beta h) + (\epsilon_r k_0^2 - k_y^2) \cdot \beta_0 \end{array} \right] \quad (1-16)$$

Où

$$\vec{k} = \hat{x} k_x + \hat{y} k_y ,$$

$$F_x = \beta_0 + \beta \cdot \text{coth}(\beta h),$$

$$\beta_0^2 = k^2 - k_0^2,$$

$$\vec{r} = \hat{x} x + \hat{y} y ,$$

$$F_x = \beta_0 \cdot \epsilon_r + \beta \cdot \text{th}(\beta h),$$

$$\beta^2 = k^2 - \epsilon_r k_0^2.$$

Théoriquement cette méthode peut s'appliquer à des formes arbitraires. Cependant la difficulté et la lourdeur du formalisme mathématique mis en œuvre pour déterminer la fonction de Green, pour une forme quelconque, font d'elle une méthode encombrante et peu maniable.

1.3.2 Par la grille de fils.

Dans cette méthode, proposée par Agrawall et Bailey [11] et [12] la surface conductrice de l'antenne microruban est modélisée par une fine grille de fil conducteur. On détermine les courants dans les brins de fil en utilisant le théorème de réaction de Richmond. Une fois les courants dans les segments de fil conducteur connus toutes les caractéristiques de l'antenne peuvent être déterminées.

L'analyse d'une structure microruban par cette méthode commence par remplacer le plan de masse par l'image miroir de la surface rayonnante. La surface rayonnante, son image et le système d'excitation sont, ensuite, remplacés par une fine structure en grillage. La grille est construite comme N dipôles linéaires ou / et en V entrelacés. Chaque dipôle est parcouru par un courant sinusoïdal qui s'atténue aux extrémités. Les courants de la grille sont obtenus en résolvant l'équation[5] :

$$\begin{bmatrix} 2V_0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix} = [Z_{ij}] \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ I_N \end{bmatrix} \quad (1-17)$$

Où I_i est le courant terminal du dipôle i et Z_{ij} représente l'impédance mutuelle entre le $i^{\text{ème}}$ et le $j^{\text{ème}}$ dipôle (linéaire et / ou en V). La résolution des N équations du système d'équation (1-17) permet de déterminer les courants des brins de la grille et donc de déterminer toutes les caractéristiques radioélectriques de l'antenne.

Cette méthode peut être généralisée à différentes configurations d'antennes en adoptant une grille compatible avec la configuration des courants sur l'antenne. La figure 1.3 montre une configuration de grille de brins pour une antenne microruban rectangulaire. Les résultats, obtenus par cette méthode, sont excellents si le modèle en grille est suffisamment fin. Cependant sa mise en œuvre devient complexe et nécessitera énormément d'espace mémoire et du temps de calcul.

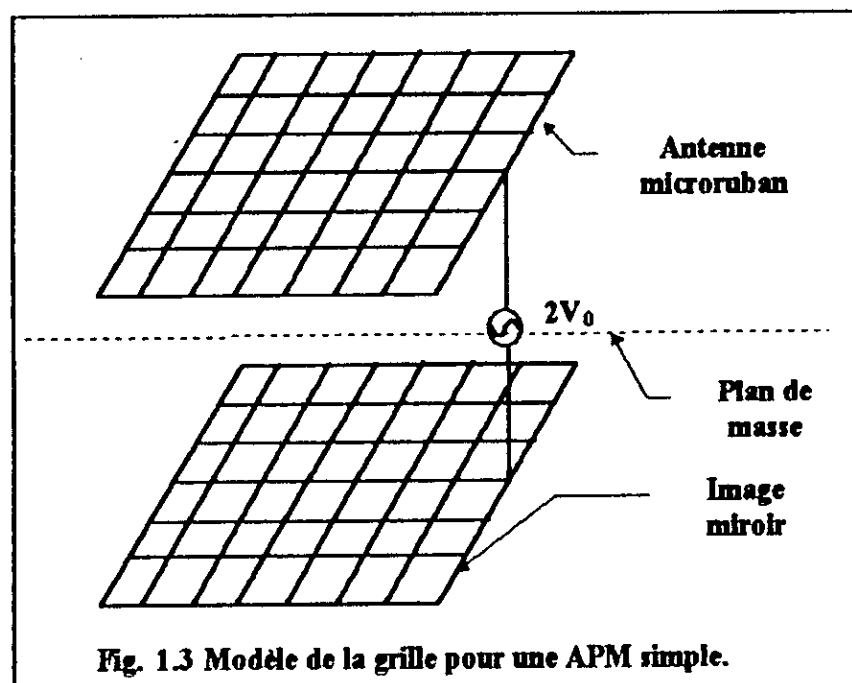


Fig. 1.3 Modèle de la grille pour une APM simple.

1.3.3 Par la cavité simple.

La modélisation théorique d'une APM par une cavité résonnante se base sur les observations suivantes [6] :

- i. la minceur du substrat doit être suffisante ($h \ll \lambda_0$) afin que le champ \vec{E}_z reste indépendant de la variable z quelque soit la fréquence,
- ii. Le champ \vec{H} est orthogonal à oz ,
- iii. le courant électrique sur le microruban n'a aucune composante normale aux bords. Donc \vec{H} a une composante tangentielle négligeable le long des bords.

La région entre l'élément rayonnant et le plan de masse (Fig. 1.4) peut être traitée comme une cavité rayonnante entourée par des parois magnétiques le long des bords et des parois électriques par le haut et par le bas. L'impédance d'entrée, la puissance rayonnée, et le diagramme de rayonnement peuvent être déterminés de la même manière que pour une cavité résonnante.

Pour une cavité résonnante les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} sont obtenus par les relations suivantes:

$$\vec{E}_{m,n} = \Psi_{m,n} \hat{z} \quad (1-18)$$

$$\vec{H}_{m,n} = \frac{\hat{z} \times \vec{\nabla}_t \Psi_{m,n}}{j\omega \mu} \quad (1-19)$$

$$\left(\nabla_t^2 + k_{m,n} \right) \Psi_{m,n} = 0 \quad (1-20)$$

Où $\Psi_{m,n}$ sont les fonctions propres, solutions de l'équation de propagation des ondes (1-20) et $K_{m,n}$ sont les valeurs propres correspondantes avec les conditions initiales sur les parois magnétiques.

$$\frac{\partial \Psi_{m,n}}{\partial n} = 0 \quad (1-21)$$

$\vec{\nabla}_t$ représente l'opérateur $\vec{\nabla}$ transverse à l'axe (oz) et $k_{m,n} = \omega_{nm} \sqrt{\epsilon\mu}$.

Les fonctions propres $\Psi_{m,n}$ pour quelques formes régulières comme le triangle, le rectangle, le cercle, l'ellipse, etc. sont disponibles dans la littérature [6]. Pour des formes quelconques seules des solutions numériques sont possibles.

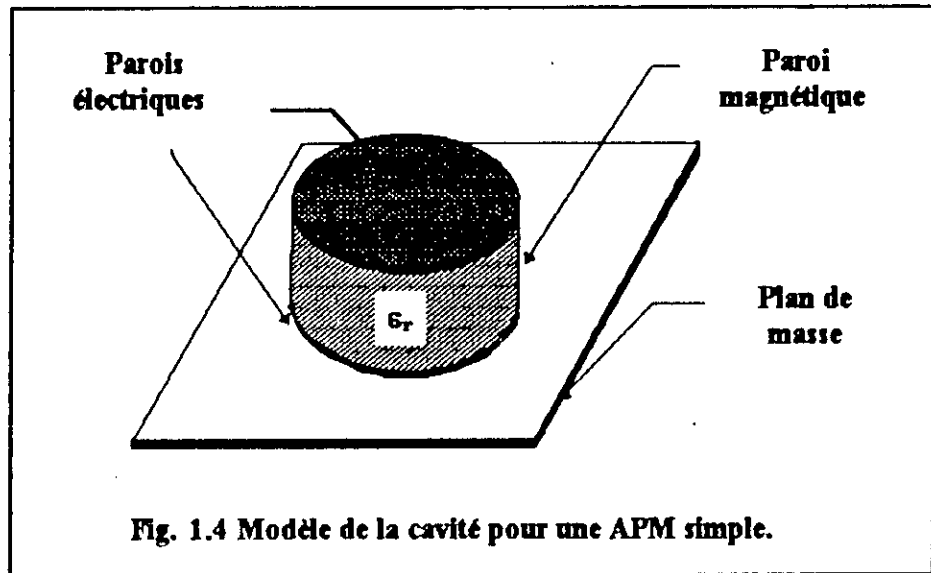


Fig. 1.4 Modèle de la cavité pour une APM simple.

1.3.4 Par le développement modal.

Cette méthode, formulée par Carver et Coffey [5] dérive de la méthode de cavité. Elle diffère de celle-ci par le fait qu'on ne considère plus les parois de la cavité comme parfaites. Pour résoudre l'équation de propagation des ondes (1-20), on impose des conditions aux limites qui tiennent compte de l'impédance des parois latérales. Les résultats théoriques obtenus par Carver [5], en utilisant cette méthode, sont en bon accord avec l'expérience.

1.3.5 Par la ligne de transmission (LMA).

La méthode LMA a été proposée pour la première fois par Munson [3], pour l'analyse des APM rectangulaires, qui sont représentées par deux ouvertures rayonnantes parallèles. Cette méthode a été, ensuite, améliorée par Dubost [4] et [15] à des formes arbitraires en introduisant la discrétisation.

1.4 Quelques considérations de conception.

1.4.1 La puissance maximale supportable (PMS).

L'APM travaille correctement uniquement en basse et moyenne puissance. La tension de claquage du diélectrique, entre l'élément conducteur et le plan de masse, et l'échauffement dû aux pertes ohmique et diélectrique limitent la puissance maximale supportable par une APM.

L'augmentation de température due aux pertes ohmiques et diélectriques limite la puissance moyenne supportée par la structure microruban. La tension de claquage du diélectrique entre le conducteur et le plan de masse limite la puissance de crête (puissance maximale atteinte pendant un bref instant).

1.4.2 La puissance moyenne.

La puissance moyenne maximale supportée par une APM est déterminée par [14] :

- i. les pertes diélectriques (dans le substrat qui n'est pas un isolant parfait);
- ii. La conductivité thermique du substrat et sa capacité d'évacuer la chaleur;
- iii. la surface du ruban conducteur et sa conductivité électrique finie;
- iv. la température ambiante (i.e. température du milieu entourant le microruban).

L'expression de la puissance moyenne maximale est donnée par [14] et [5] :

$$(P_{av})_{max} = \frac{(T_{max} - T_{amb})}{\Delta T} \quad (1-22)$$

ΔT est l'augmentation de température donnée par:

$$\Delta T = \frac{h}{K} \cdot \left(\frac{\Delta P_e}{W_e} + \frac{\Delta P_d}{2W_{eff}(f)} \right) \quad ^\circ C / Watt \quad (1-23)$$

Où

$$W_e = \frac{120\pi h}{Z_c^2} \quad (1-24)$$

avec:

$$W_{eff}(f) = W + \frac{W_e - W}{1 + (f / f_p)^2} \quad (1-25)$$

$$f_p = \frac{Z_{om}}{2\mu_0 h} \quad (1-26)$$

$$\Delta P_c = 1 - e^{(-0.23033\alpha_c)} \text{ (W/m)} \quad \text{et} \quad \Delta P_d = 1 - e^{(-0.23033\alpha_d)} \text{ (W/m)}$$

α_d et α_c représentent les atténuations par pertes dans le diélectrique et le conducteur respectivement.

K = Conductivité thermique du substrat;

Z_c^a = Impédance caractéristique avec l'air comme diélectrique;

Z_{0m} = Impédance caractéristique du microruban;

T_{max} = Température opératoire maximale du substrat;

T_{amb} = Température ambiante.

La température maximale de fonctionnement d'un circuit microruban est limitée par:

- i. les changements des propriétés du substrat avec la température;
- ii. changement des dimensions physiques de la structure avec la température;
- iii. les connecteurs.

On peut prendre comme température de fonctionnement maximale de la structure microruban la température où les propriétés physique et électrique restent inchangées. Par exemple [13] pour le POLYSTYRENE la température maximale de fonctionnement est de 100 °C et pour l'ALUMINA et le TEFLON renforcé par des fibres de verre elle est de 150°C .

1.4.3 Puissance crête maximale avant claquage.

Le calcul du pic de puissance avant claquage du substrat d'une APM est très compliqué. Le pic de tension qu'on peut appliquer sans causer de claquage du diélectrique détermine le pic de puissance que peut supporter la structure. Si Z_c est l'impédance caractéristique de la structure microruban et V_0 la tension maximale supportée alors le pic de puissance supporté est donnée par [13] :

$$P_p = \frac{V_0^2}{2Z_{cm}} \quad (1-27)$$

Les substrats épais peuvent supporter des tensions plus élevées pour un même champ électrique de claquage que les substrats minces.

1.4.4 Effet des tolérances.

Les paramètres caractéristiques d'une ligne microruban (impédance caractéristique Z_c , constante diélectrique effective ϵ_{eff} , etc.) sont en premier lieu fonction de la largeur du conducteur W , de l'épaisseur h et de la permittivité ϵ_r du substrat diélectrique. Ils sont aussi sensibles aux paramètres tels que l'épaisseur t du conducteur, la fréquence de travail et les dimensions de l'isolation etc. Toute variation dans les valeurs de W , h et ϵ_r , induit une variation correspondante dans les valeurs de Z_c et ϵ_{eff} .

Les propriétés du substrat comme la finition de la surface, l'épaisseur de la métallisation et le processus d'élaboration déterminent, tout comme les tolérances de fabrication, la marge d'erreur éventuelle. C'est donc la moyenne statistique de chacun de ces paramètres mesurés qui doit être confronté avec celui de la tolérance qui lui correspond, pour avoir une évaluation rationnelle de l'écart.

L'effet des tolérances sur les performances d'une structure microruban peut être apprécié en examinant la sensibilité de la grandeur considérée relativement aux paramètres qui la concernent et en particulier quand ces derniers varient de façon continue.

Le maximum de variation dans les valeurs des caractéristiques du microruban à cause des tolérances peut être obtenu par:

$$\frac{|\Delta Z_c|_{MAX}}{Z_c} = \left| \frac{\Delta W}{W} S_W^{Z_c} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h} S_h^{Z_c} \right| + \left| \frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_r} S_{\epsilon_r}^{Z_c} \right| \quad (1-28)$$

et

$$\frac{|\Delta \epsilon_{eff}|_{MAX}}{\epsilon_{eff}} = \left| \frac{\Delta W}{W} S_W^{\epsilon_{eff}} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h} S_h^{\epsilon_{eff}} \right| + \left| \frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_r} S_{\epsilon_r}^{\epsilon_{eff}} \right| \quad (1-29)$$

ΔW , Δh et $\Delta \epsilon_r$ sont les tolérances sur w , h et ϵ_r

$\left| S_B^A \right| = \frac{B}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial B}$ est la sensibilité de A en fonction de B.

A partir des expressions de l'impédance caractéristique $Z_c = f(W, h, \epsilon_r)$ et de la permittivité effective $\epsilon_{eff} = g(W, h, \epsilon_r)$ (ANNEXE A) on peut déterminer les différentes sensibilités.

Chapitre 2

La méthode des lignes élémentaires couplées
finies LECF.

2. La méthode des lignes élémentaires couplées finies.

2.1 Introduction.

Le comportement radioélectrique de diverses antennes microruban simples a été expliqué avec succès par un modèle de ligne de transmission travaillant en mode quasi transverse électromagnétique (T.E.M.) [4], [15], [16] et [18]. Par APM simple, on entend une surface conductrice, formant l'élément rayonnant, imprimé sur une face d'un substrat diélectrique, d'épaisseur h , dont l'autre face complètement recouverte d'une plaque métallique, forme le plan de masse. L'APM bicouche est constituée de deux plaques métalliques plates, disposées parallèlement au plan de masse, séparées entre elles par deux couches d'un substrat diélectrique. Cette structure bicouche a été analysée par un modèle à deux lignes de transmission couplées [4] [16] et [17]. Ce modèle nous permet de déterminer l'impédance d'entrée, la bande passante, les diagrammes de rayonnement ainsi que les distributions des courants et tensions sur les plaques antenne et directeur.

2.2 Position du problème.

La méthode des lignes élémentaires couplées finies LECF développée ici est un outil de conception qui permet de prévoir le comportement de toute configuration d'APM simple ou comportant un directeur et en particulier la détermination des caractéristiques radioélectriques (impédance d'entrée, fréquence de résonance, bande passante etc.). La méthode sera décrite pour une forme quelconque puis appliquée à des structures polygonales simples ou munies d'un directeur de même forme. La structure monocouche sera un cas particulier de la bicouche.

2.3 Description de la structure de l'antenne bicouche.

L'antenne bicouche est formée par deux plaques conductrices plates, la plaque antenne [A] et la plaque directeur [D], parallèles au plan de masse [M], séparées entre elles par des couches de substrat diélectrique et d'épaisseurs H et H' faibles par rapport à la longueur d'onde (Fig. 2.1). Les plaques conductrices sont de longueur demi-onde. La structure rayonnante ainsi définie peut être subdivisée (Fig. 2.2) en trois régions différentes (I), (II) et (III).

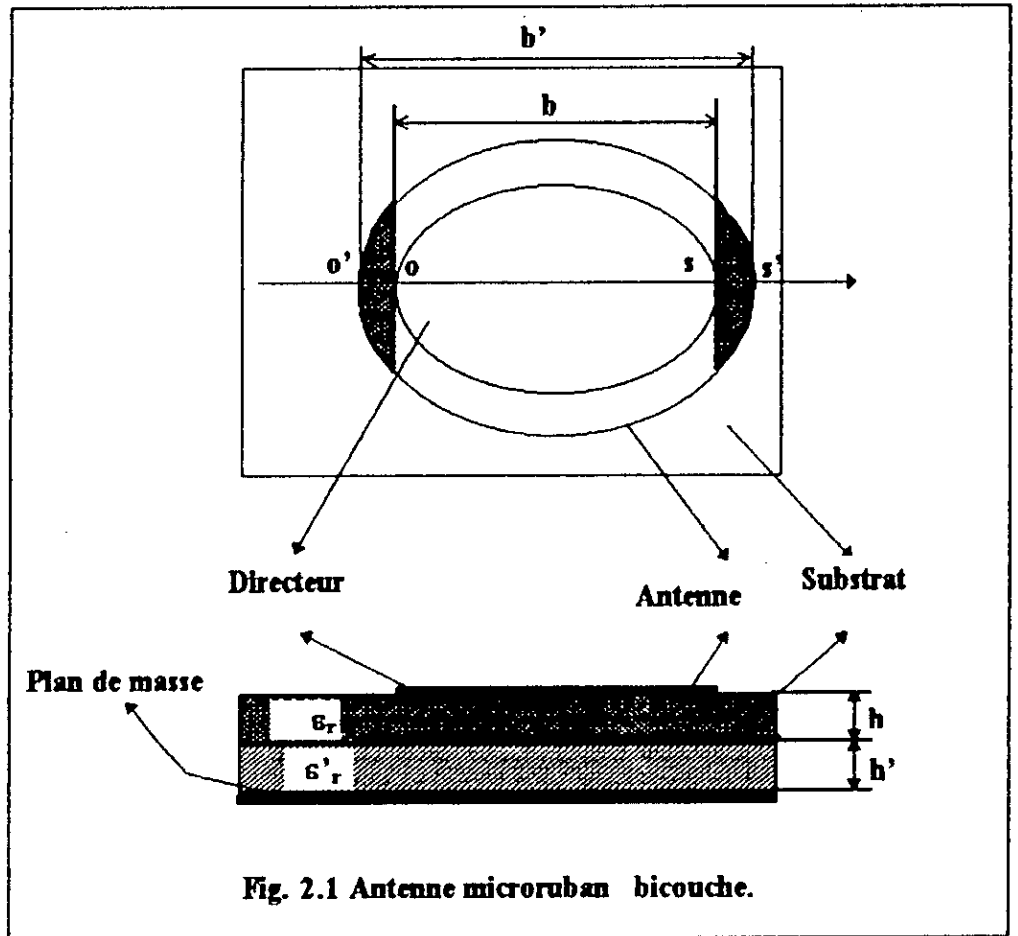


Fig. 2.1 Antenne microruban bicouche.

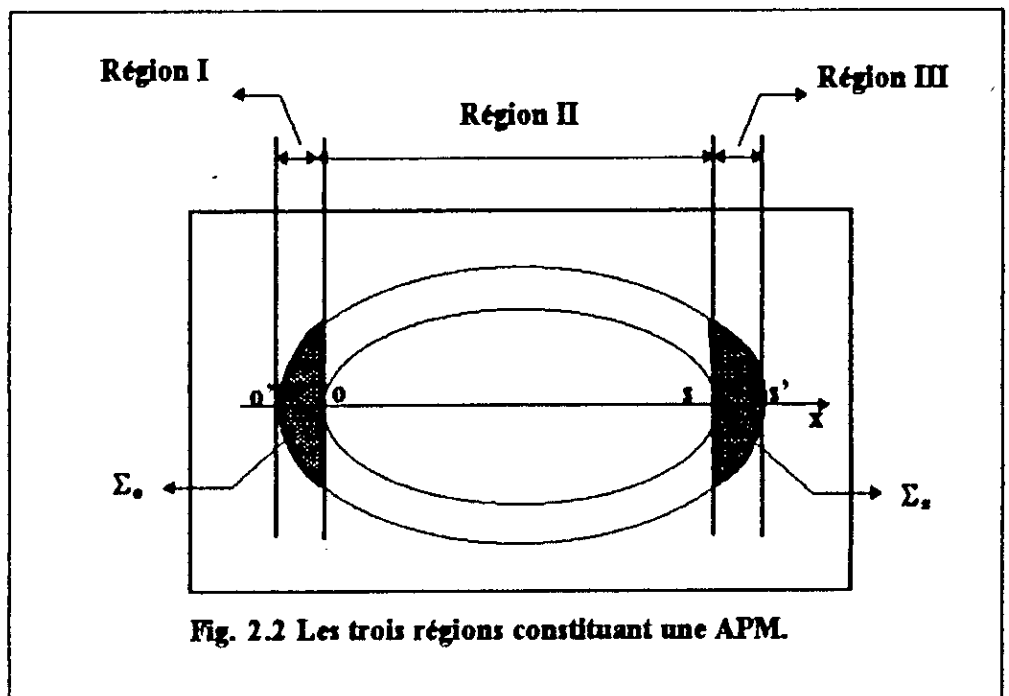
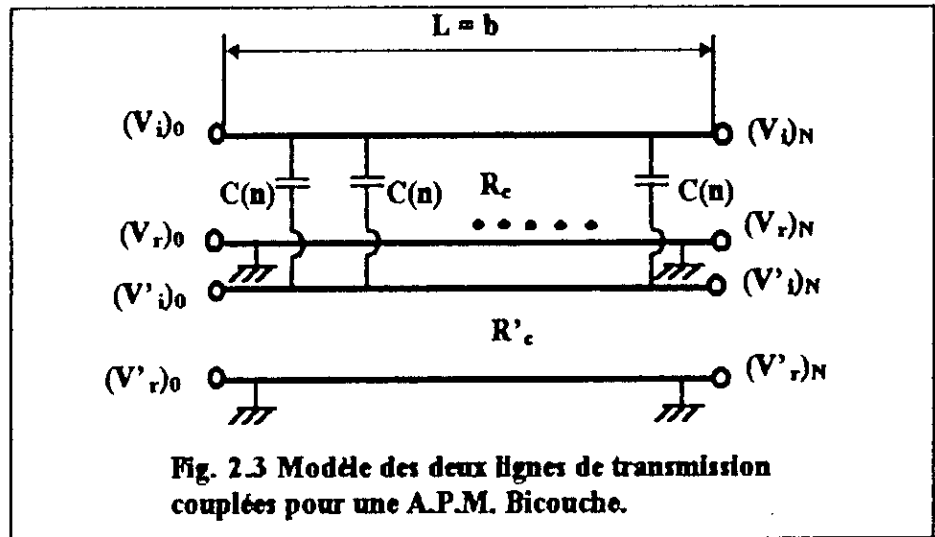


Fig. 2.2 Les trois régions constituant une APM.

• Région (II).

De longueur L égale à celle du directeur ($L = b$), la région (II) entre O et S forme la partie couplée de l'antenne avec le directeur. Elle est la partie essentielle de la structure rayonnante, qui est l'antenne. Cette région est équivalente (Fig. 2.3) à deux lignes de transmission couplées entre elles par une capacité linéique mutuelle répartie C_{12} .



• Régions (I) et (III).

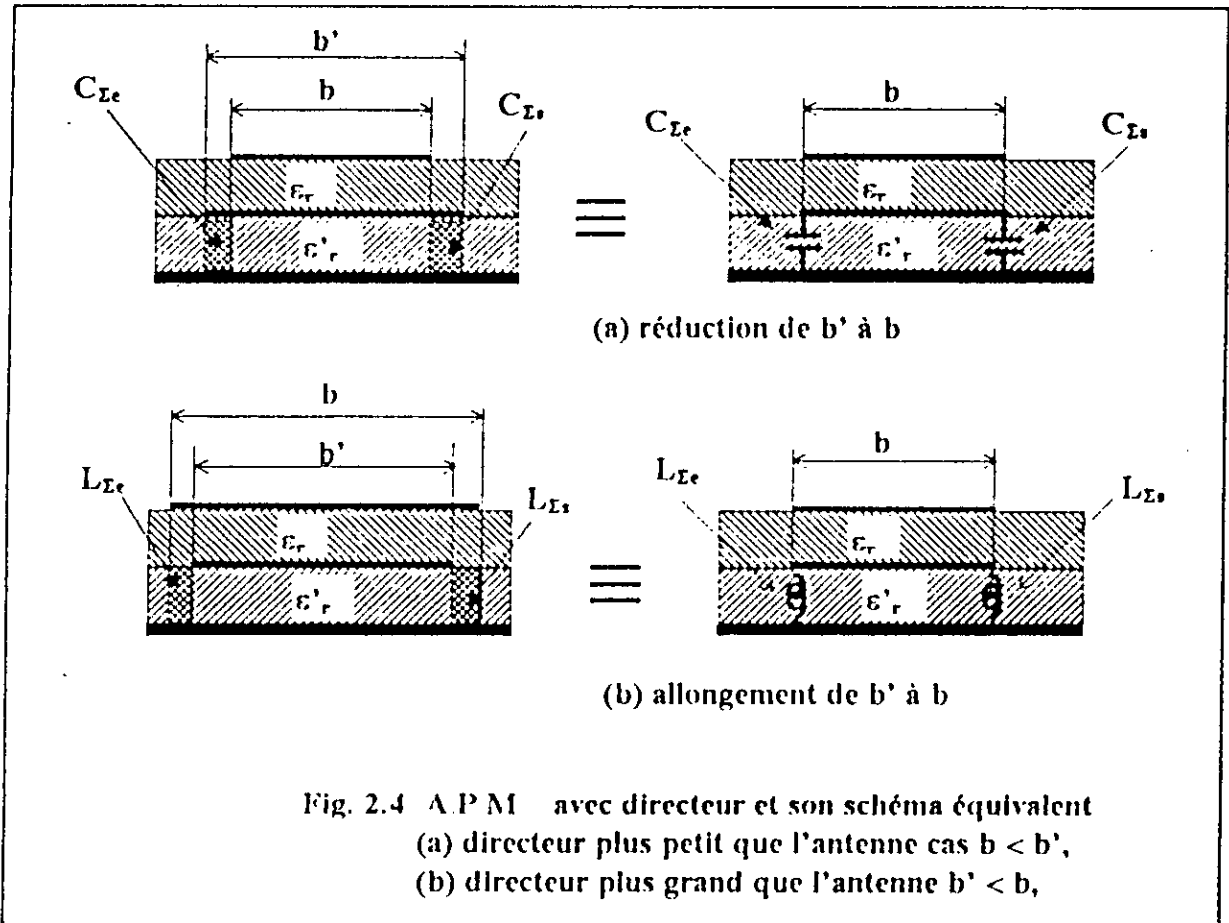
Les parties de l'antenne non couplées avec le directeur forment les régions (I) et (III), comprises entre ($O-O'$) et ($S-S'$) respectivement (Fig. 2.2). Elles sont équivalentes, dans le cas où $|b' - b| / b' < 0.1$, à deux admittances Y_{Σ_o} et Y_{Σ_s} dont les susceptances sont égales à celles des capacités que forment les surfaces Σ_o et Σ_s avec le plan de masse. Ces admittances se branchent à l'entrée et la sortie de la région (II). Elles ont un comportement capacitif ou inductif selon que le directeur est plus petit ou plus grand que l'antenne (Fig. 2.4) respectivement. Nous avons donc:

$$|X_{\Sigma_o}| = \frac{h'}{\epsilon_0 \epsilon_r' \omega \Sigma_o} \quad \text{et} \quad Z_{\Sigma_o} = -j \cdot X_{\Sigma_o} = \frac{1}{Y_{\Sigma_o}} \quad (2-1)$$

et

$$|X_{\Sigma_s}| = \frac{h'}{\epsilon_0 \epsilon_r' \omega \Sigma_s} \quad \text{et} \quad Z_{\Sigma_s} = -j \cdot X_{\Sigma_s} = \frac{1}{Y_{\Sigma_s}} \quad (2-2)$$

h' est l'épaisseur du substrat diélectrique séparant la plaque antenne du plan de masse.



2.4 Principe de la modélisation LECF.

La région (II) de l'antenne, de longueur $L = b$, est équivalente à deux lignes de transmission couplées travaillant en mode quasi transverse électromagnétique TEM. L'octopôle ainsi obtenu est divisé en N octopôles élémentaires $[Q_n]$ de longueurs $l(n)$ égale à b/N pour un découpage linéaire et à $P \cdot x(n)$ pour un découpage adaptatif. P exprime la finesse du découpage et implique que tous les tronçons élémentaires sont semblables entre eux. ($P = |x(n) - x(n-1)| / x(n) = |w(n) - w(n-1)| / w(n)$) est fixé arbitrairement, par exemple, à 1%.

L'octopôle élémentaire $[Q_n]$ d'ordre n (Fig. 2.5) est formé de deux tronçons de lignes de transmission superposés:

- Le tronçon de ligne supérieur:

De largeur $W(n)$, il fait partie de la plaque directeur et est imprimé sur un substrat d'épaisseur h , de permittivité relative ϵ_r , et de perte diélectrique $\lg(\delta)$. Il est caractérisé

par son impédance caractéristique $R(n)$, sa permittivité relative effective $\epsilon_e(n)$ et son coefficient de propagation complexe $\gamma(n) = \alpha(n) + j \cdot \beta(n)$.

• **Le tronçon de ligne inférieur:**

De largeur $W'(n)$, il fait partie de la plaque antenne et est imprimé sur un substrat d'épaisseur h' , de permittivité relative ϵ_r' , et de perte diélectrique $tg(\delta')$. Il est caractérisé par $R'(n)$, $\epsilon_e'(n)$ et $\gamma'(n)$.

La résistance caractéristique, la permittivité relative effective et la constante de propagation d'un tronçon de ligne élémentaire sont fonction du rapport $(W(n)/h)$ et seront données en (Annexe A).

La constante $\gamma(n)$ est constituée de deux parties: une partie réelle, la constante d'atténuation $\alpha(n)$, et une partie imaginaire, la constante de propagation, $\beta(n)$.

La constante $\beta(n)$ exprime la vitesse de propagation de la phase dans la ligne de transmission et la constante d'atténuation $\alpha(n)$ intègre les différentes pertes sur la ligne, soit:

$$\alpha(n) = \alpha_c(n) + \alpha_d(n) + \alpha_r(n) \quad (2-3)$$

Où

- ♦ $\alpha_c(n)$ représente les pertes ohmiques dans le conducteur. Elles sont fortement dépendantes de la fréquence et de la rugosité de la surface du conducteur.
- ♦ $\alpha_d(n)$ les pertes diélectriques qui sont, en général, moins importantes que les pertes dans le conducteur et ce d'autant que la fréquence est élevée.
- ♦ $\alpha_r(n)$ donnant les pertes par rayonnement permet de modéliser l'énergie rayonnée.

Les deux tronçons de lignes superposés de largeur $W(n)$ et $W'(n)$, formant l'octopôle élémentaire d'ordre n , sont couplés par une capacité:

$$C(n) = C_{12}(n) \cdot l(n) \quad (2-4)$$

avec

$$C_{12}(n) = K_{12} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_r' \cdot \epsilon_r \cdot W'(n) \cdot W(n)}{h \cdot h'}} \quad (2-5)$$

K_{12} est un coefficient de couplage. Il est fonction de la géométrie et de la disposition de l'antenne et son directeur. Dans le modèle de Dubost et al. ce coefficient est omis et n'apparaît pas explicitement. A. Zerguerras et R. Aksas [22] [23] proposent une méthode pour déterminer ce coefficient en fonction de la géométrie des plaques antenne et directeur ainsi que de la nature et des dimensions du substrat diélectrique utilisé.

$$K_{12} = \left[\left(1 + \frac{W'(n) \cdot \epsilon'_r \cdot h}{W(n) \cdot \epsilon_r \cdot h'} \right) \left(1 + \frac{\Sigma_m}{S_{nm}} \right) \left(1 + \frac{\Sigma'_m}{S'_{nm}} \right) \right]^{-1/2} \quad (2-6)$$

Où S'_{nm} (S_{nm}) représentent, respectivement, la surface non métallisée (i.e. la surface latérale) de la plaque antenne et directeur, et Σ'_m (Σ_m) la surface métallisée.

Les ondes de tension incidentes et réfléchies, à l'entrée et à la sortie de chaque octopôle élémentaire $[Q_n]$, sont reliées par la relation matricielle:

$$\begin{bmatrix} (V_l)_{n-1} \\ (V_r)_{n-1} \\ (V'_l)_{n-1} \\ (V'_r)_{n-1} \end{bmatrix} = [t(n)] \cdot \begin{bmatrix} (V_l)_n \\ (V_r)_n \\ (V'_l)_n \\ (V'_r)_n \end{bmatrix} \quad (2-7)$$

$[t(n)]$ est la matrice de transmission de l'octopôle élémentaire $[Q_n]$.

Les N octopôles élémentaires sont disposés en cascade pour former la structure rayonnante. On peut, donc, écrire la relation matricielle suivante qui lie les ondes incidentes et réfléchies entre les extrémités O et S de la partie couplée de l'antenne:

$$\begin{bmatrix} (V_l)_0 \\ (V_r)_0 \\ (V'_l)_0 \\ (V'_r)_0 \end{bmatrix} = [t_1] \cdot [t_2] \cdot [t_3] \cdots [t_i] \cdots [t_N] \cdot \begin{bmatrix} (V_l)_N \\ (V_r)_N \\ (V'_l)_N \\ (V'_r)_N \end{bmatrix} \quad (2-8)$$

La relation 2-8 forme un système de quatre équations à huit inconnues. Pour le résoudre il nous faudrait encore quatre équations supplémentaires. Trois de ses équations sont fournies par les quatre conditions aux limites, à l'entrée et la sortie de l'antenne et du directeur. L'une d'elle sera le mode d'excitation choisie le cas échéant.

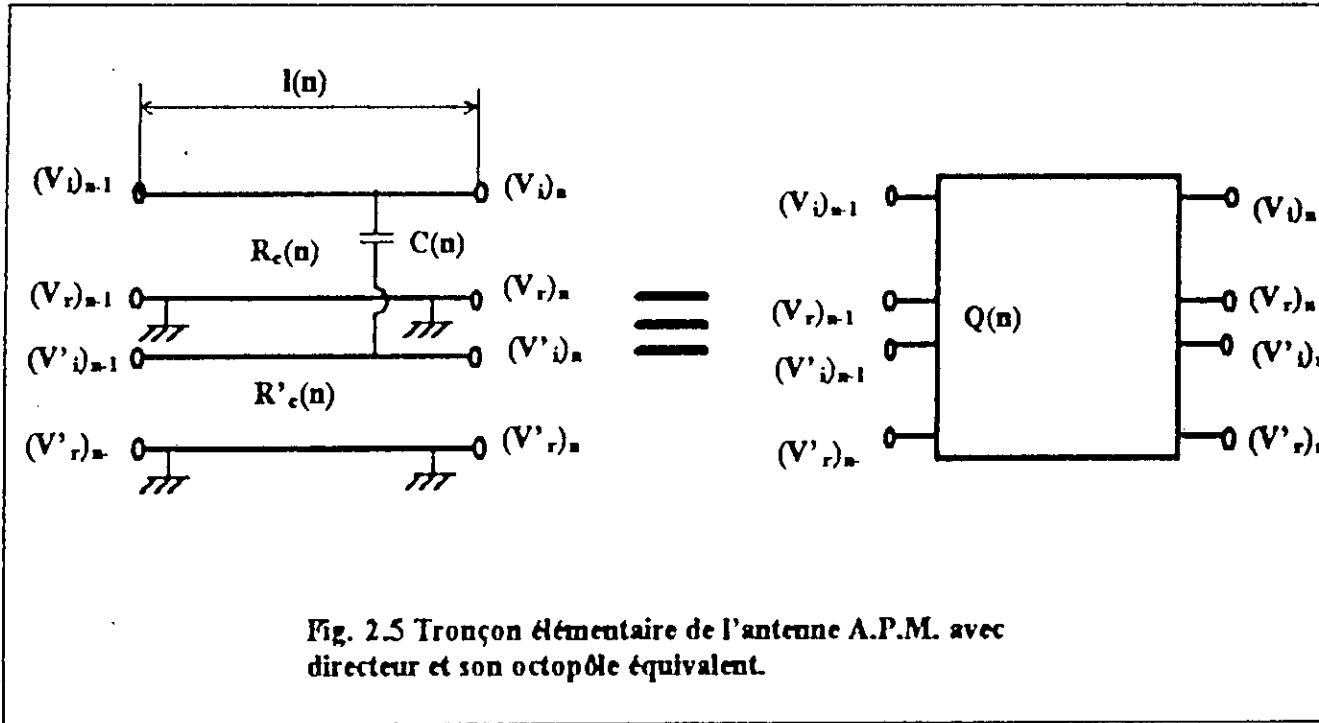


Fig. 2.5 Tronçon élémentaire de l'antenne A.P.M. avec directeur et son octopôle équivalent.

2.5 Matrice de transmission $[t_n]$ d'un octopôle élémentaire.

En posant les coefficients sans dimension suivants:

$$d_n = \sqrt{\frac{R(n)}{R'(n)}}, \quad d'_n = \sqrt{\frac{R'(n)}{R(n)}}, \quad d_n \cdot d'_n = 1,$$

$$C_n = \frac{1}{2} \cdot R(n) \cdot C_{12}(n) \cdot \omega \cdot l(n), \quad \theta_n = \gamma_n \cdot l(n),$$

$$D_n = 0.5 (d_n + d'_n),$$

$$S_n = 0.5 (d_n - d'_n).$$

$$A(\theta_n, x) = \text{ch}(\theta_n) + x \cdot \text{sh}(\theta_n).$$

Où $R'(n)$ et $R(n)$ sont les résistances caractéristiques des deux lignes élémentaires de longueur $l(n)$ du tronçon d'ordre n , $C_{12}(n)$ la capacité linéique de couplage et $\text{ch}(\theta_n)$, $\text{sh}(\theta_n)$ le cosinus et le sinus hyperbolique.

La matrice de transmission, d'un octopôle élémentaire $[Q_n]$, est donnée [15], [20], [21] et [38] par:

$$[t_n] = \begin{bmatrix} T_{11}(n) & T_{12}(n) & T_{13}(n) & T_{14}(n) \\ T_{21}(n) & T_{22}(n) & T_{23}(n) & T_{24}(n) \\ T_{31}(n) & T_{32}(n) & T_{33}(n) & T_{34}(n) \\ T_{41}(n) & T_{42}(n) & T_{43}(n) & T_{44}(n) \end{bmatrix} \quad (2-9)$$

Avec

$$\begin{aligned} T_{11}(n) &= A(\theta_n, D_n) + j C_n \cdot A(\theta_n, d_n), & T_{21}(n) &= -S_n \cdot \text{sh}(-\theta_n) - j C_n \cdot A(-\theta_n, d_n), \\ T_{12}(n) &= -S_n \cdot \text{sh}(\theta_n) + j C_n \cdot A(\theta_n, d_n), & T_{22}(n) &= A(-\theta_n, D_n) - j C_n \cdot A(-\theta_n, d_n), \\ T_{13}(n) &= T_{14}(n) = -j C'_n \cdot A(\theta_n, d_n), & T_{23}(n) &= T_{24}(n) = j C'_n \cdot A(-\theta_n, d_n), \\ T_{31}(n) &= T_{32}(n) = -j C_n \cdot A(\theta'_n, d'_n), & T_{41}(n) &= T_{42}(n) = j C_n \cdot A(-\theta'_n, d'_n), \\ T_{33}(n) &= A(\theta'_n, D_n) + j C'_n \cdot A(\theta'_n, d'_n), & T_{43}(n) &= S_n \cdot \text{sh}(-\theta'_n) - j C'_n \cdot A(-\theta'_n, d'_n), \\ T_{34}(n) &= S_n \cdot \text{sh}(\theta'_n) + j C'_n \cdot A(\theta'_n, d'_n), & T_{44}(n) &= A(-\theta'_n, D_n) - j C'_n \cdot A(-\theta'_n, d'_n), \end{aligned}$$

2.6 Détermination de l'impédance d'entrée.

L'impédance d'entrée de la structure rayonnante au point (O) est équivalente à deux impédances en parallèles Z_{Σ_0} et Z_{E1} .

$$Z_E = \frac{Z_{\Sigma_0} \cdot Z_{E1}}{Z_{\Sigma_0} + Z_{E1}} \quad (2-10)$$

a) Z_{Σ_0} est l'impédance de la région (I) de l'antenne non couplée au directeur elle est donnée par l'équation 2-1.

b) Z_{E1} est l'impédance d'entrée de l'antenne au point (O) elle est donnée par la relation:

$$Z_{E1} = Z_{C1} \cdot \frac{(V'_l)_0 + (V'_r)_0}{(V'_l)_0 - (V'_r)_0} = Z_{C1} \cdot \frac{1 + \Gamma'_E}{1 - \Gamma'_E} \quad (2-11)$$

Où Z_{C1} est l'impédance caractéristique de la ligne élémentaire d'ordre (1).

Γ'_E est obtenu en résolvant le système d'équation 2-8 en tenant compte des équations, obtenues à partir des conditions aux limites (equa. 2-12, 2-13 et 2-14):

a) Au niveau du directeur ouvert à ses deux extrémités:

$$(V_l)_N = (V_r)_N \quad (2-12)$$

$$(V_l)_0 = (V_r)_0 \quad (2-13)$$

b) Au niveau de l'antenne fermée sur une impédance Z_E , au point (S):

$$(V'_r)_N = \Gamma'_S \cdot (V'_l)_N \quad (2-14)$$

avec

$$\Gamma'_S = \frac{Z_{ES} - Z_{CN}}{Z_{ES} + Z_{CN}} \quad (2-15)$$

Z_E est l'impédance de la région (III) de l'antenne non couplée au directeur elle est donnée par l'équation 2-2 et Z_{CN} l'impédance caractéristique de la tranche de ligne élémentaire d'ordre N.

Nous obtenons pour Γ'_E l'expression suivante:

$$\Gamma'_E = \frac{(t(4,1) + t(4,2)) \cdot K + (t(4,3) + \Gamma'_S \cdot t(4,4))}{(t(3,1) + t(3,2)) \cdot K + (t(3,3) + \Gamma'_S \cdot t(3,4))} \quad (2-16)$$

K est donné par la relation:

$$K = \frac{(t(2,3) + \Gamma'_S \cdot t(2,4)) - (t(1,3) + \Gamma'_S \cdot t(1,4))}{(t(1,1) + t(1,2)) - (t(2,1) + t(2,2))} \quad (2-17)$$

$t(i,j)$ sont les éléments de la matrice $[t]$ de l'octopôle globale :

$$[t] = \prod_{n=1}^N [t_n] = [t_1] \cdot [t_2] \cdot \dots \cdot [t_N] \quad (2-18)$$

2.7 Distribution des courants.

Les distributions des densités de courant de conduction et de polarisation, supposées localiser le long de l'axe Ox , respectivement pour la tranche "n" de la plaque antenne (A) et directeur (D) sont données par les expressions suivantes [38]:

- Courants de Conduction.

$$\text{Sur le directeur: } I_c(n) = \frac{V_i(n) - V_r(n)}{\sqrt{R(n) \cdot R'(n)}}, \quad (2-19)$$

$$\text{Sur le l'antenne: } I_c'(n) = \frac{V_i'(n) - V_r'(n)}{\sqrt{R(n) \cdot R'(n)}}. \quad (2-20)$$

- Courants de polarisation.

$$\text{Sur le directeur: } I_p(n) = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - 1) \cdot W(n) \cdot [V_i(n) + V_r(n)], \quad (2-21)$$

$$\text{Sur le l'antenne: } I_p'(n) = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r' - 1) \cdot W'(n) \cdot [V_i'(n) + V_r'(n)]. \quad (2-22)$$

Pour obtenir ces courants en n'importe quelle tranche de la structure rayonnante, il faut connaître les ondes de tensions incidentes et réfléchies au niveau de cette tranche. Pour cela il faut connaître les tensions incidentes et réfléchies au niveau des tranches "1" et "N" à partir du système d'équation (2-8) et des conditions aux limites (équations 2-12 à 2-15), et en imposant arbitrairement la valeur du courant d'excitation à l'entrée, égale à 1 Ampère.

$$I_c'(0) = \frac{V_i'(0) - V_r'(0)}{\sqrt{R(1) \cdot R'(1)}} = 1 \text{ A} \quad (2-23)$$

2.8 Diagrammes de rayonnement.

A partir de la connaissance des distributions des courants de conduction et de polarisation, nous pourrions calculer les expressions des champs rayonnés [45].

- Dans le plan "E".

Le champ dans le plan E est donné par la somme des quatre équations suivantes [45]:

$$E_c(\theta) = -\frac{\eta_0 \cdot \sin(\theta)}{\lambda_0} \cdot \psi \cdot \sin[k_0(h+h')\sin(\theta)] \int_0^L I_c(x) e^{jk_0 x \cos(\theta)} \cdot dx \quad (2-24)$$

$$E'_c(\theta) = -\frac{\eta_0 \cdot \sin(\theta)}{\lambda_0} \cdot \psi \cdot \sin[k_0(h')\sin(\theta)] \int_0^L I'_c(x) e^{jk_0 x \cos(\theta)} \cdot dx \quad (2-25)$$

$$E_p(\theta) = j \cdot \frac{\eta_0 \cdot \cos(\theta)}{\lambda_0} \cdot \psi \cdot \cos\left[k_0\left(h' + \frac{h}{2}\right)\sin(\theta)\right] \int_0^L I_p(x) e^{jk_0 x \cos(\theta)} \cdot dx \quad (2-26)$$

$$E'_p(\theta) = j \cdot \frac{\eta_0 \cdot \cos(\theta)}{\lambda_0} \cdot \psi \cdot \cos\left[k_0\left(\frac{h'}{2}\right)\sin(\theta)\right] \int_0^L I'_p(x) e^{jk_0 x \cos(\theta)} \cdot dx \quad (2-27)$$

• Dans le plan "H".

Dans le plan H l'expression du champ E rayonné est donnée par[45]:

$$E = \cos\left(ck_0 \frac{L}{2} \sin(\phi)\right) \int_0^L \left\{ I_c(x) \sin[k_0(h+h')\cos(\phi)] + I'_c(x) \sin[k_0 h' \cos(\phi)] \right\} dx \quad (2-28)$$

Où:

$\psi = \frac{e^{-jk_0 r}}{r}$ est la fonction de GREEN en espace libre, $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120 \cdot \pi$ Ohms

l'impédance caractéristique du vide, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ le nombre d'onde en espace libre et c un coefficient d'ajustement indépendant de la fréquence.

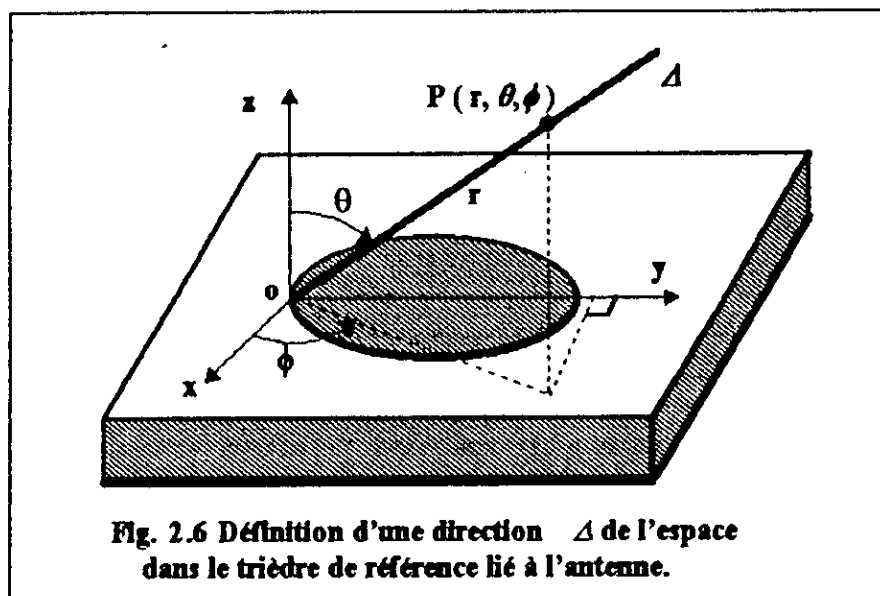


Fig. 2.6 Définition d'une direction Δ de l'espace dans le trièdre de référence lié à l'antenne.

Chapitre 3.

La méthode des LECF appliquée aux antennes triangulaires:

- validation de la méthode.

3. Antennes triangulaires.

Parmi les différentes formes d'antennes microrubans, la forme circulaire, rectangulaire et l'anneau circulaire ont été les plus étudiés. Au contraire l'antenne triangulaire équilatérale (ATE) n'a pas fait l'objet de beaucoup d'étude. L'ATE a été étudiée par Bahl et Bhartia [5] et par Lee et Dabele [25] en utilisant la méthode de cavité et par Keuster et Chang [31] à l'aide de la méthode de l'optique géométrique par et Helzajin et James [30].

Dans la méthode de modélisation exposée au chapitre 2 tous les paramètres de l'antenne dépendent des caractéristiques radioélectriques (impédance caractéristique $R_c(n)$, constante de propagation $\gamma(n)$ et constante diélectrique effective $\epsilon_{eff}(n)$), des tronçons de ligne élémentaires obtenus par discrétisation de l'antenne ($n = 1, N$). Ces caractéristiques sont fonction de la largeur $W(n)$ des lignes élémentaires et donc de la forme et des dimensions de l'antenne et son directeur.

3.1 Découpage linéaire.

L'antenne ATE est un triangle équilatéral de côté a' , fabriqué sur un substrat de constante diélectrique ϵ'_r et d'épaisseur h' . Le directeur a la même forme que l'antenne, mais des dimensions différentes (côté = a , constante diélectrique ϵ_r et épaisseur h). Les deux triangles (antenne et directeur) ont leurs centres de cercles circonscrits confondus **figure 3.1**. Pour une alimentation par câble coaxial, la sonde d'excitation est située en un point X_p sur l'axe (ox) de l'antenne **figure 3.2**. Elle passe à travers un trou, effectué dans le plan de masse et le diélectrique inférieur, pour être soudée sur la plaque antenne [A]. Le point d'excitation X_p est choisi convenablement pour assurer une bonne adaptation d'impédance. L'alimentation par une ligne microruban peut se faire soit par la base soit par le sommet. L'alimentation par le sommet permet en plus d'adapter l'impédance de la ligne avec celle de l'antenne, en commençant la discrétisation à partir du tronçon qui présente une impédance caractéristique égale à celle de la ligne d'alimentation.

Pour un découpage en intervalles réguliers (**fig. 3.3**) l'antenne est divisée en N sections de longueurs égales $l(n)$. L'expression de la largeur de la section de rang n s'écrit:

$$\bullet \text{ Pour l'antenne: } W'(n) = \frac{2 \cdot (\Delta + x(n))}{\sqrt{3}} \quad (3-1.)$$

- Pour le directeur: $W(\mathbf{n}) = \frac{2 \cdot x(\mathbf{n})}{\sqrt{3}}$ (3-2.)

Les aires des surfaces Σ_0 et Σ_s sont données par:

- $\Sigma_0 = \frac{\Delta^2}{\sqrt{3}}$ (3-3.)

- $\Sigma_s = \Delta \cdot \left(a' - \frac{\Delta}{\sqrt{3}} \right)$ (3-4.)

avec: $\Delta = \frac{b' - b}{2}$ où b' et b sont respectivement les hauteurs des deux triangles.

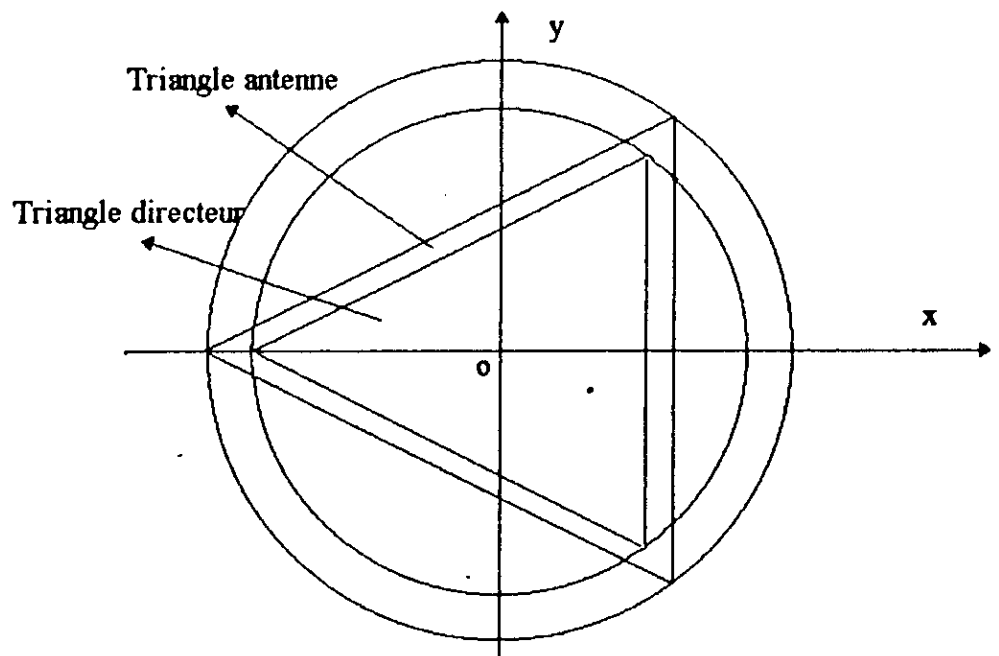


Fig. 3.1 Triangles antenne et directeur avec leurs cercles circonscrits respectifs.

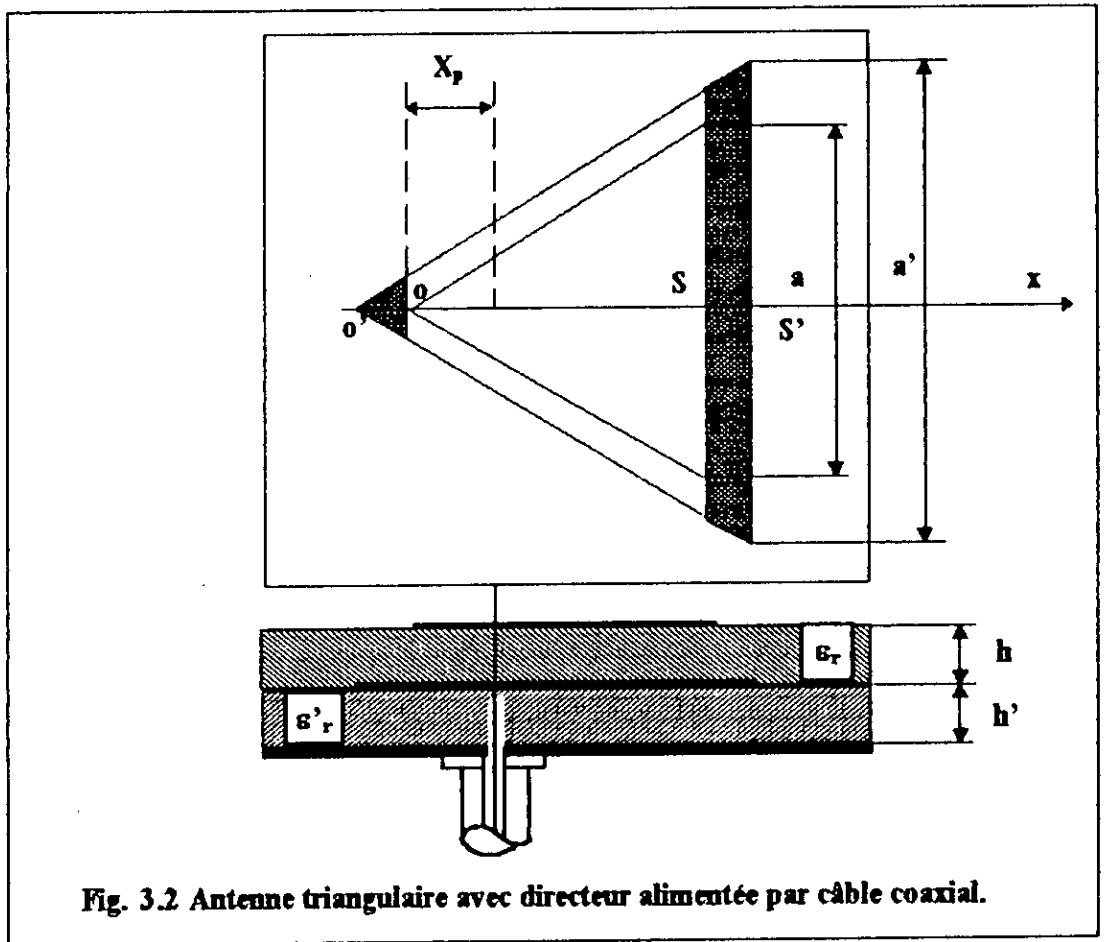


Fig. 3.2 Antenne triangulaire avec directeur alimentée par câble coaxial.

3.2 Découpage adaptatif.

Pour un découpage adaptatif nous gardons constante la discontinuité, introduite par le découpage, entre deux lignes élémentaires adjacentes afin que les tronçons élémentaires soient semblables entre eux. Pour cela le rapport P défini par l'expression (3-5) doit rester constant et égale, par exemple, à un 1%.

$$P = \frac{|\Delta W(n)|}{W(n)} = \frac{|W(n+1) - W(n)|}{W(n)} = \frac{|x(n+1) - x(n)|}{x(n)} \quad (3-5)$$

L'antenne est subdivisée en N_s sections de longueurs inégales (fig. 3.4) de sorte que le rapport P reste constant. Chaque ligne élémentaire est définie par sa position $x(n)$, sa longueur $l(n) = \Delta x(n) = |x(n) - x(n-1)|$ et sa largeur $W(n)$ données par les expressions suivantes (Annexe B) :

$$x(n) = x(1) \cdot (P + 1)^{n-1} \quad (3-6)$$

$$l(n) = \Delta x(n) = 2Px(n-1) - \Delta x(n-1) \quad (3-7)$$

$$W(n) = W(1) \cdot (P + 1)^{n-1} \quad (3-8)$$

La première section d'abscisse $x(1)$ (equa. 3-9) et de longueur $\Delta x(1)$ (equa. 3-12) a une largeur $W(1)$ que nous choisissons égale, par exemple, à la largeur d'une ligne d'alimentation de $Z_{om} = 50 \Omega$. La dernière section d'abscisse $x(N_a)$ (equa. 3-10) a une largeur $W(N_a) = a$ (le côté du triangle directeur).

$$x(1) = \frac{W(1) \cdot \sqrt{3}}{2} \quad (3-9.)$$

$$x(N_a) = \frac{W(N_a) \cdot \sqrt{3}}{2} \quad (3-10.)$$

Le nombre de découpage N_a est donné par:

$$N_a = 1 + \frac{\text{Log}\left(\frac{x(N_a)}{x(1)}\right)}{\text{Log}(P+1)} = 1 + \frac{\text{Log}(\rho)}{\text{Log}(P+1)} \quad (3-11.)$$

avec $\rho = [W(N_a)/W(1) = a/W(1)]$

La longueur de la première section est fixée arbitrairement égale à:

$$\Delta x(1) = P \cdot x(1) \quad (3-12.)$$

$W(1)$ est donnée [13] par:

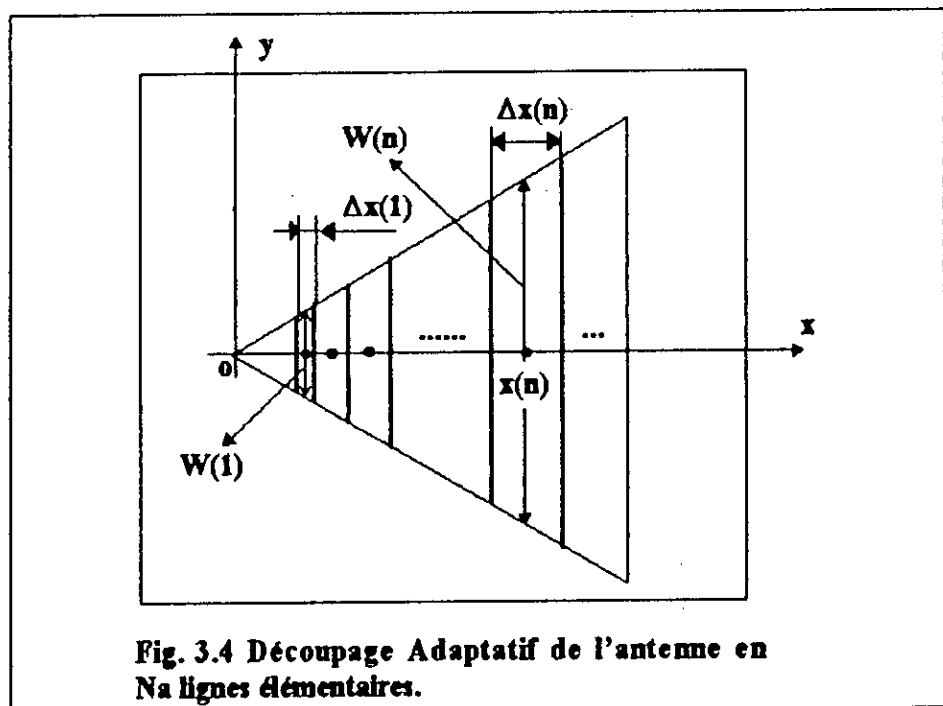
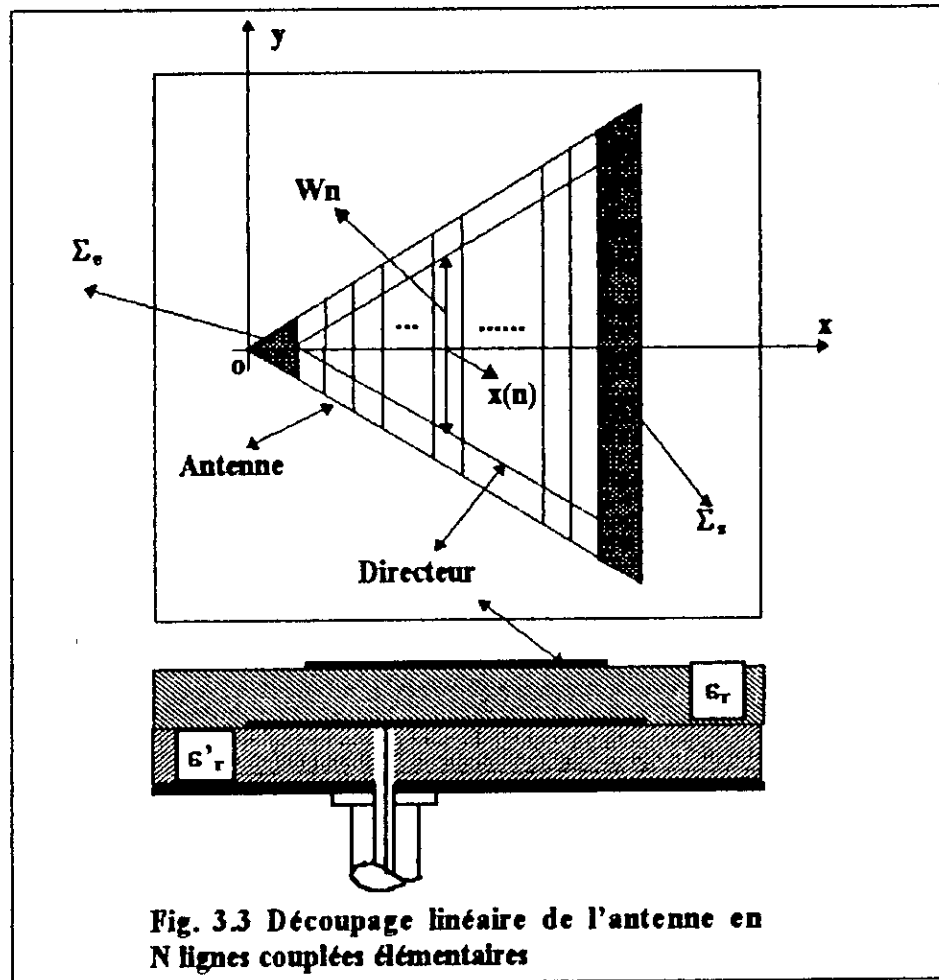
$$W(1) = \frac{2h}{\pi} \left\{ \frac{\eta_0 \pi}{Z_{om} 2\sqrt{\epsilon_r}} - 1 - \text{Log}_e \left[\frac{\eta_0 \pi}{Z_{om} \sqrt{\epsilon_r}} - 1 \right] + \frac{\epsilon_r - 1}{2\epsilon_r} \left[\text{Log}_e \left[\frac{\eta_0 \pi}{Z_{om} 2\sqrt{\epsilon_r}} - 1 \right] + 0.293 - \frac{0.517}{\epsilon_r} \right] \right\} \quad (3-13.)$$

Si $W/h > 2$ et $2 < \epsilon_r < 4$.

Et si $W/h < 2$

$$W(1) = 4h \left(\frac{e^{h'}}{2} - e^{-h'} \right)^{-1}$$

$$\text{Où } h' = \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} \cdot \frac{Z_{om}}{60} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \cdot \left(0.226 + \frac{0.120}{\epsilon_r} \right)$$



3.3 Réalisation et mesure.

Nous avons réalisé deux APM triangulaires l'une simple et l'autre avec directeur. La réalisation a été faite au laboratoire d'hyperfréquence du professeur A. Vander Vorst de l'Université Catholique de Louvain-La-Neuve (U.C.L. Belgique).

Nous avons utilisé Le RT/Duroïde 5870 comme substrat diélectrique pour la réalisation de ces prototypes. C'est un polytétrafluoroéthylène (PTFE) de constante diélectrique $\epsilon_r = 2.33$, de tangente de pertes $\text{tg}(\delta) = 0.0012$ à 10 GHz et d'épaisseur $h = 1.524$ mm. Le conducteur a une épaisseur $t = 9$ μm .

Les mesures de l'impédance d'entrée de ces A.P.M. ont été faites sur un analyseur de réseaux vectoriel WILTRON 360.

3.4 Comparaison théorie et expérience.

3.4.1 Antenne triangulaire équilatérale sans directeur ATES.

Pour traiter l'antenne simple nous reprenons la méthode appliquée à l'antenne avec directeur en prenant une épaisseur du substrat du directeur nulle ($h = 0$ mm) et un coefficient de couplage $K_{12} = 0$. Dans ces conditions la matrice $[t_n]$ se décompose en deux matrices de lignes de transmission non couplées.

Une étude expérimentale et théorique, par la méthode de la cavité, de l'antenne microruban triangulaire sans directeur a été faite par Dachele et Lee [32], ses résultats sont comparés à ceux de la méthode des LECF.

3.4.1.1 Fréquence de résonance.

La fréquence de résonance est calculée par l'expression (3-14) obtenue à partir du modèle de la cavité avec des parois magnétiques parfaites. Pour tenir compte de l'imperfection des parois magnétiques, deux variantes sont possibles. D'une part Helszajin et James suggèrent de remplacer, dans l'expression (3-14), le côté a du triangle par une valeur effective a_{eff} donnée par l'expression (3-15) et d'autre part Bahl et Bhartia suggèrent de remplacer la constante diélectrique ϵ_r par une valeur effective ϵ_{eff} donnée par l'équation 3-16. D'après J. S. Dachele [25] la première variante semble meilleure à la seconde.

L'expression de la fréquence de résonance, pour les différents modes, pour une antenne triangulaire est donnée par [5].

$$f_{m,n} = \frac{2 \cdot c}{3 \cdot a \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot (m^2 + m \cdot n + n^2)^{1/2} \quad (3-14.)$$

Où C représente la vitesse de la lumière et ϵ_r la constante diélectrique du substrat et a le côté du triangle équilatéral.

Le côté a , de l'antenne, est remplacé par un côté effectif a_{eff} donné par:

$$a_{eff} = a + \left(\frac{h}{\sqrt{\epsilon_r}} \right) \quad (3-15.)$$

Et la permittivité relative effective est donnée par[5] :

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{4} \cdot \left(1 + \frac{12 \cdot h}{a} \right)^{-1/2} \quad (3-16.)$$

R. Garg et S. Long [26] d'une part et R. Singh, Asok De et R. S. Yadava. [27], d'autre part, proposent une autre expression de a_{eff} (relation. 3-17 et 3-18) qui donne des résultats meilleurs [27].

$$a'_{eff} = a \left(\frac{a_e}{a_{eq}} \right) a_{eff} = a \cdot \left(\frac{a_e}{a_{eq}} \right) \quad (3-17.)$$

avec a_e donné par:

$$a_e = a_{eq} \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot h}{\pi \cdot \epsilon_r \cdot a_{eq}} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{\pi \cdot a_{eq}}{2 \cdot h} \right) + 1.7726 \right\} \right]^{1/2} \quad (3-18.)$$

Où a_{eq} représente le rayon d'un disque circulaire qui aurait la même surface que le triangle équilatéral de côté a .

3.4.1.2 Antenne ATRS de 100 mm de côté.

Dans cet exemple nous reprenons le cas cité par Dabele et Lee [25]. L'antenne est un triangle équilatéral de 10 Cm de côté sur un substrat en Duroïde d'épaisseur $h=0.159$ Cm et de constante diélectrique $\epsilon_r=2.32$, alimentée par sonde coaxiale en un point X_p situé à 3 mm du sommet de l'antenne.

Les résultats obtenus par [25] pour la fréquence de résonance et la résistance d'entrée pour le Mode TM_{10} sont:

- i. La fréquence de résonance mesurée est de $f_r = 1.28$ Ghz ,
- ii. la résistance d'entrée obtenue est très grande, elle est d'environ 1510Ω , car l'antenne a été attaquée par le coin très près du sommet ($X_P=3$ mm).

Les résultats obtenus par la méthode des LECF :

- i. la fréquence de résonance du mode $TM_{1,0}$ est de 1.29 Ghz ,
- ii. la résistance d'entrée à la résonance est de $R = 1386 \Omega$.

Le tableau 3.1 donne une comparaison entre les valeurs des fréquences de résonances des différents modes $TM_{m,n}$, obtenus par notre modèle et celles citées par les références [25], [26] et [27].

Mode	f_r mesurée GHz	f_r calculée par l'expressions (3-14) avec					
		a_{eff} et ϵ_{eff}	a_{eff} et ϵ_r	a'_{eff} et ϵ_r	e (%)	LECF	e (%)
$TM_{1,0}$	1.280	1.413	1.299	1.273	-0.55	1.296	+1.25
$TM_{1,1}$	2.242	2.447	2.252	2.205	-1.65	-	-
$TM_{2,0}$	2.550	2.826	2.599	2.546	-0.16	2.588	+1.49
$TM_{2,1}$	3.400	3.738	3.439	3.369	-0.91	-	-
$TM_{3,0}$	3.824	4.238	3.899	3.820	-0.10	3.876	+1.36

Tab. 3.1 Fréquence de résonance (GHz) d'une ATE: $a=100$ mm, $h= 1590$ mm, $\epsilon_r = 2.32$.

e (%) représente l'écart relatif entre la fréquence calculée et la mesure. Les résultats théoriques obtenus par la méthode des LECF sont de 1.5% supérieurs aux mesures alors que les résultats théoriques de Lee et al, obtenus par le modèle de la cavité sont inférieurs aux mesures de 0.7% environs [25]. Cependant nous remarquons que la méthode des LECF nous permet d'obtenir avec une bonne précision les modes $TM_{0,n}$ ou $TM_{m,0}$ seulement. Mais elle est incapable de prédire les modes $TM_{m,n}$ où m et n sont simultanément non nuls ($m \neq 0$ et $n \neq 0$), sans avoir procédé à des modifications appropriées de la méthode.

3.4.1.3 Antenne ATBS de 10 mm de côté.

Ce deuxième exemple concerne l'antenne que nous avons réalisée. C'est une antenne triangulaire équilatérale, de côté $a = 10$ mm, fabriquée sur un substrat d'épaisseur $h = 1.524$ mm et de constante diélectrique $\epsilon_r = 2.33$. L'alimentation se fait par une sonde coaxiale en un point $X_P = 3.6$ mm depuis le sommet du triangle. Le diamètre de l'âme centrale de la sonde coaxiale est $d_0 = 1.3$ mm.

La fréquence de résonance est définie comme étant la fréquence pour laquelle l'antenne présente une impédance purement réelle. Cependant pour une alimentation par une sonde coaxiale il faut tenir compte de l'effet de la sonde. Cette dernière introduit une réactance inductive $j \cdot X_L$ en série avec l'impédance d'entrée de l'antenne.

Parmi les différentes expressions pour X_L disponibles dans la littérature, nous citons l'une des plus utilisées. Elle est donnée par Bailey [29] :

$$X_L = 60 \cdot k_0 \cdot h' \cdot \text{Ln} \left(\frac{2}{k_0 \cdot d_0 \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \right) \quad (3-19.)$$

Où k_0 et d_0 sont respectivement le nombre d'onde dans le vide et le diamètre de l'âme centrale de la sonde coaxiale. h' est l'épaisseur du substrat et aussi la longueur de pénétration de l'âme centrale de la sonde dans le diélectrique.

Les fréquences de résonances des différents modes $TM_{m,n}$, de cette antenne, calculées par les expressions (3-14, 3-17 et 3-18) sont données au tableau 3.2.

Nous présentons au tableau 3.3 une comparaison entre les résultats obtenus théoriquement et ceux de la mesure. Au tableau 3.4 la fréquence de résonance de l'ATBS calculée par l'expression (3-14, 3-17 et 3-18) est comparée avec celles obtenues par méthode des LECF et par la mesure. De nouveau la mesure se trouve comprise entre les résultats LECF et ceux obtenus par les équations (3-14, 3-17 et 3-18). La figure 3.5 illustre l'évolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence.

Mode $TM_{m,n}$	f_r (GHz) calculée par 3-14 avec a' , a et ϵ_r
$TM_{1,0} = TM_{0,1}$	11.27
$TM_{1,1}$	19.52
$TM_{2,0} = TM_{0,2}$	22.54
$TM_{2,1} = TM_{1,2}$	39.05

Tab. 3.2 Fréquences de résonance (GHz) des différents modes $TM_{m,n}$ d'une ATBS : $a = 10$ mm, $h = 1.524$, $\epsilon_r = 2.33$.

Approche	X_p (mm)	R_{max} (Ω)	$f_{R_{max}}$ (GHz)	Z^+ et Z^- (Ω)	f^+ et f^- (GHz)	f_0 (GHz)
(L.E.C.F)	3.6	68.57	11.40	$68.14 + j1.02$ $68.41 - j0.78$	11.42 11.43	11.43
(L.E.C.F)	3.3	104.20	11.39	$103.80 + j0.60$ $104.10 - j2.22$	11.42 11.43	11.42
Mesures	3.6 ± 0.5	121.55	11.37	$121.55 + j8.27$ $121.24 - j 3.17$	11.37 11.41	11.40

Tab. 3.3 Impédance d'entrée et fréquence de résonance $TM_{0,1}$ d'une ATES: $a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.32$, $d_0 = 1.3$ mm.

Approche	X_p (mm)	f_0 (GHz)	Q	B (%) ($S \leq 2$)
L.E.C.F.	3.6	11.43	15.02	4.71
L.E.C.F.	3.3	11.42	15.44	4.58
Mesures	3.6 ± 0.5	11.40	13.34	5.30

Tab. 3.4 Fréquence de résonance $TM_{0,1}$, facteur de qualité et bande passante d'une ATES: $a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.32$, $d_0 = 1.3$ mm.

Les exemples traités en § 3.4.1.1 et 3.4.1.2 montrent que les résultats théoriques sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux pour l'ATES, tant qu'il s'agit de la fréquence de résonance, et des modes $TM_{m,n}$ avec le produit $m \cdot n = 0$, comme le montrent la figure 3.5, les tableaux 3.1, 3.3 et 3.4. Le modèle de la ligne de transmission ne nous permet pas d'obtenir les modes $TM_{m,n}$ avec ($m \neq 0$ et $n \neq 0$). Cette observation est en bon accord avec R. W. Dearnaly et R. F. barel [33] et [34] qui affirment que le modèle de la ligne de transmission est un modèle harmonique capable de prédire les modes $TM_{m,0}$ ou $TM_{0,n}$, mais reste incapable de prédire les modes $TM_{1,1}$, $TM_{1,2}$, $TM_{2,2}$ etc. (i.e. les modes $TM_{m,n}$ ($m \neq 0$ et $n \neq 0$)).

L'écart entre la valeur de la résistance d'entrée calculée et mesurée, à la résonance, est imputé d'une part à la précision de positionnement de la sonde coaxiale d'alimentation de l'antenne et d'autre part au rayonnement de cette même sonde. En effet le point d'excitation est situé très près du sommet du triangle où, nous verrons plus loin, la très grande sensibilité de l'impédance d'entrée vis-à-vis de sa localisation en cet

endroit. La Figure 3.7 montre cette sensibilité de l'impédance d'entrée en fonction de X_p . Un déplacement de 3/10 de mm de la sonde, vers le sommet du triangle, fait passer la résistance d'entrée de 68.6 Ω à 104.2 Ω . La sonde d'alimentation introduit une composante résistive non négligeable qui est d'environ 10 Ω pour un rapport $h/k_0 = 0.058$ (cas de notre antenne) si les conditions suivantes sont satisfaites[35] :

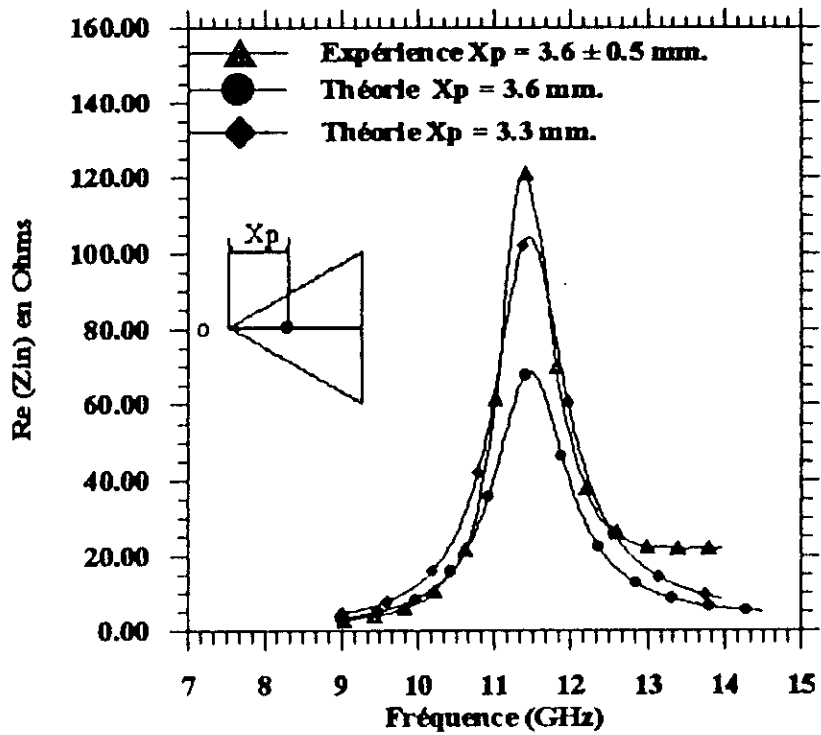
- la longueur de l'âme centrale est petite comparée aux dimensions transversales de l'antenne;
- la sonde soit loin des bords de l'antenne.

Dans le cas contraire, ce qui est le cas dans notre réalisation, la sonde se situant très près des bords de l'antenne (fig. 3.6) (i.e. des parois magnétiques de la cavité constituée par l'antenne et le plan de masse) rayonne directement dans l'espace entourant l'antenne. Elle introduit, donc, une composante résistive bien plus importante ($R_{\text{sonde}} > 10\Omega$) qu'on pourrait estimer entre 10 et 30 Ω . L'impédance Z_m mesurée au point d'excitation est donc égale à l'impédance $(Z_{\text{in}})_{\text{ant}}$ de l'antenne proprement dite plus celle du dipôle formé par l'âme centrale de la sonde d'excitation $(Z)_{\text{sonde}}$. Donc l'impédance mesurée de l'antenne est:

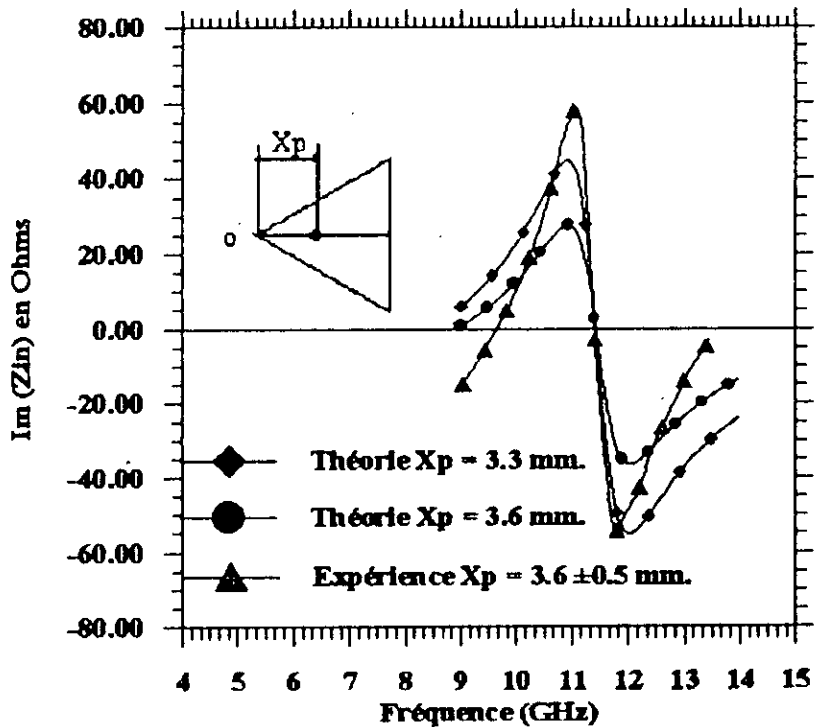
$$(Z_{\text{in}})_{\text{ant}} = Z_m - (Z)_{\text{sonde}} \quad (3-20.)$$

Si on estime R_{sonde} à 15 Ω nous obtenons pour la résistance d'entrée mesurée de l'ATES la valeur de 106.55 Ω qui diffère peu de la valeur théorique du cas $\Delta X_p = -0.3$ mm (moins de 2.2%). Par contre pour une valeur de $R_{\text{sonde}} = 30\Omega$ nous obtenons pour l'antenne une résistance d'entrée de 95.55 Ω qui correspondrait à la valeur théorique ($\Delta X_p = -0.2$ mm) avec un écart de 2%.

Cette hypothèse explique pourquoi l'impédance d'entrée mesurée, à la résonance, de la plaque antenne est plus importante que celle prévue par la théorie. Néanmoins il reste à faire la vérification expérimentalement en réalisant et mesurant d'autres antennes avec différentes positions de la sonde d'alimentation. Cette vérification n'a pas été faite car nous ne disposons pas de moyen, au laboratoire, pour réaliser d'autres prototypes et refaire les mesures.

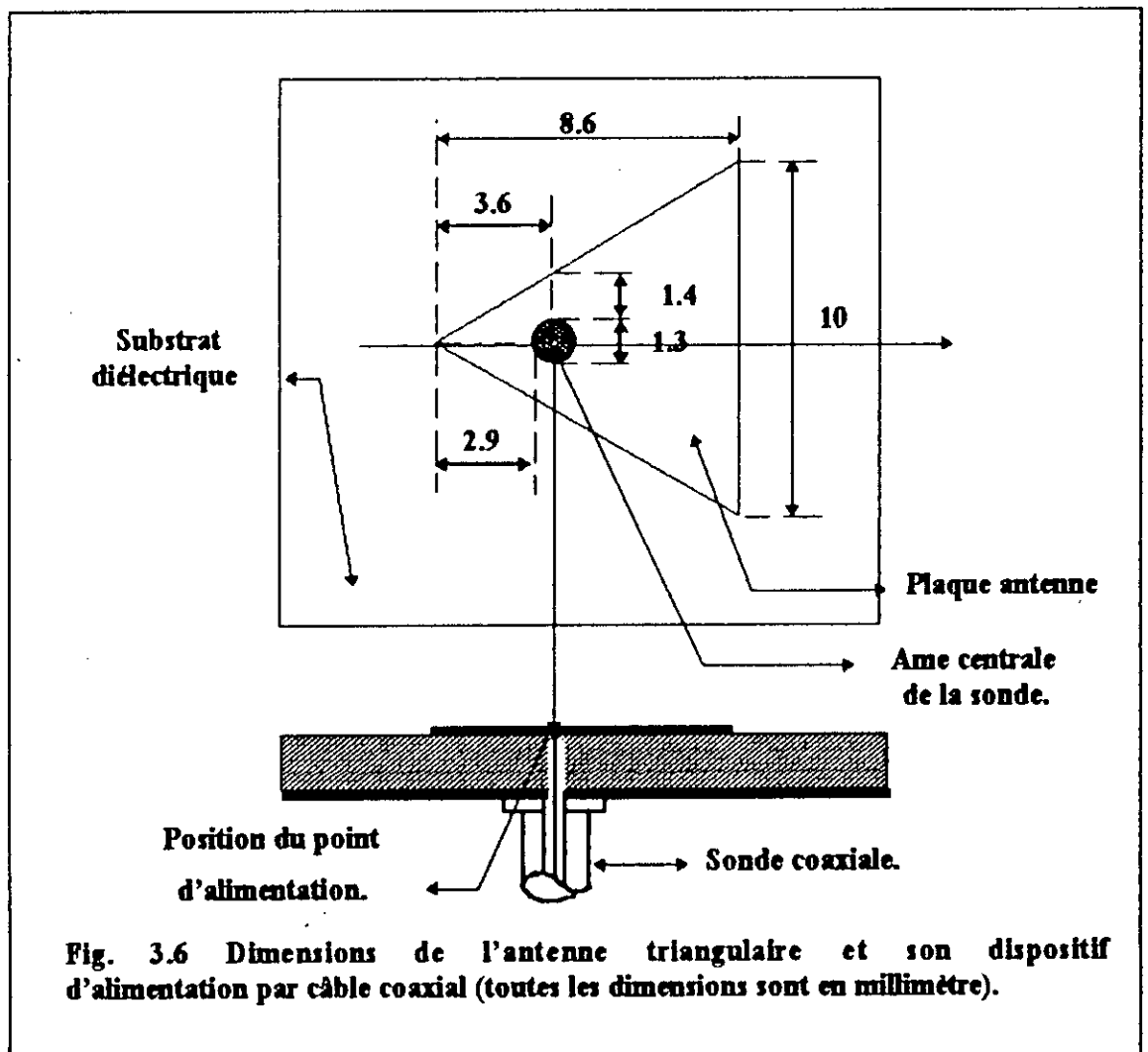


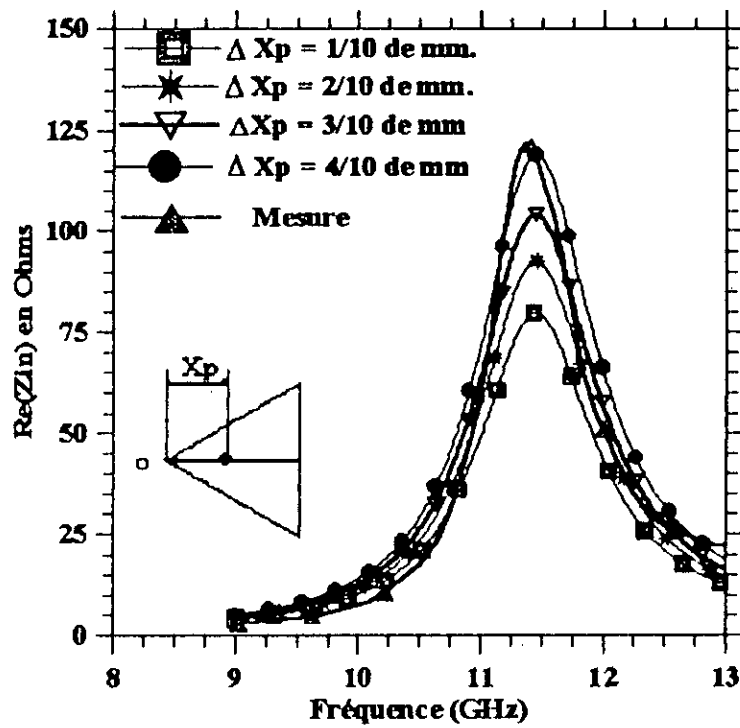
(a) partie réelle.



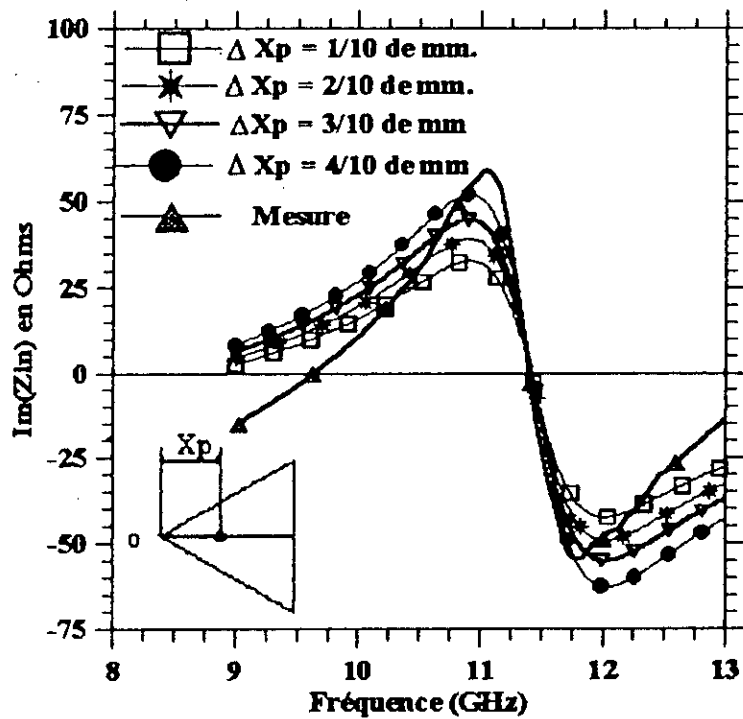
(b) Partie imaginaire.

Fig. 3.5 Impédance d'entrée Z_{in} calculée et mesurée pour une ATBS: $a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm, $\epsilon_r = 2.32$, $d_0 = 1.3$ mm, $N = 500$.





(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 3.7 Effet des tolérances de positionnement de la sonde sur l'impédance d'entrée.

3.4.2 Antenne triangulaire équilatérale avec directeur ATED.

Nous présentons au **tableau 3.5** les résultats théoriques et expérimentaux pour une antenne triangulaire de 10 mm de côté avec un substrat d'épaisseur $h = 1.524$ mm et de constante diélectrique $\epsilon_r = 2.33$. Le directeur a les mêmes dimensions et le même substrat que l'antenne. La structure est alimentée par une sonde coaxiale en un point $X_p = 3.6$ mm du sommet du triangle.

Approche	R_{max1} (Ω)	f_{Rmax1} (GHz)	R_{min} (Ω)	R_{max2} (Ω)	f_{Rmax2} (GHz)
Théorie Cas (1)	30.85+j1.72	9.86	15.20 - j 5.47	20.40 - j 1.75	11.42
Théorie Cas (2)	37.18+j7.53	9.81	26.48+j0.12	46.73-j11.98	11.26
Mesures	36.99+ j12.32	9.90	27.98+ j 14.85	78.90+ j 4.15	11.45

Tab. 3.5 Impédance d'entrée et fréquence de résonance d'une ATED:
 Cas (1): $a' = a = 10$ mm, $h' = h = 1.524$ mm, $X_p = 3.6$ mm, $\epsilon_r' = \epsilon_r = 2.32$
 Cas (2): $a' = 10$ mm, $h' = 1.524$ mm, $\epsilon_r' = 2.32$, $X_p = (3.6 + \Delta X_p)$ mm, $K_{1,2} = 0.363$;
 $a = (10 + \Delta a)$ mm, $h = (1.524 + \Delta h)$ mm, $\epsilon_r = 2.32 + \Delta \epsilon_r$, $K_{1,2} = 0.361$;
 avec $\Delta a = 0.2$ mm, $\Delta h = 0.3$ mm, $\Delta X_p = 0.3$ mm, $(\Delta \epsilon_r / \epsilon_r) = 2\%$.

Les fréquences f_{Rmax1} et f_{Rmax2} correspondent aux valeurs maximales de la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'antenne.

Nous remarquons une bonne concordance entre les valeurs théoriques et expérimentales pour les fréquences des pics (résistance d'entrée maximale). Pour le premier pic, la théorie donne $f_{Rmax1} = 9.86$ GHz et la mesure donne $f_{Rmax1} = 9.90$ GHz. Pour le deuxième pic, f_{Rmax2} théorique est de 11.42 GHz et expérimentale est de 11.45 GHz. Dans les deux cas les écarts entre la théorie et l'expérience ne dépassent guère 1 %.

Approche	f_{r1} (GHz)	f_{r2} (GHz)	f_0 (GHz)	B (GHz)	B (%)
Théorie Cas (1)	9.50	11.77	10.63	2.26	21.26
Théorie Cas(2)	9.61	11.57	10.59	1.96	18.51
Mesures	9.43	11.55	10.49	2.12	20.21

Tab. 3.6 Fréquence de résonance et bande passante de l'ATED

Les fréquences f_{r1} et f_{r2} correspondent à un T.O.S. égale à 2 et f_0 la moyenne arithmétique de f_1 et f_2 .

Pour l'ATED, Le tableau 3.6 montre une assez bonne concordance entre les valeurs théorique LECF et expérimentale de la bande passante B (T.O.S. ≤ 2) et de la fréquence centrale f_0 .

Les figures 3.8 (a) et (b) montrent les parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée, théorique et mesurée, pour une antenne plaque triangulaire avec directeur. Le premier maxima à la fréquence de 9.86 GHz (théorie) et 9.90 GHz (mesure) correspond au rayonnement de la plaque directeur, le deuxième maxima à la fréquence de 11.42 GHz (théorie) et 11.45 GHz (mesure) correspond au rayonnement de la plaque antenne. Nous rappelons que la fréquence de résonance de l'antenne plaque triangulaire sans directeur de même dimension est de 11.42 GHz pour la théorie et 11.40 GHz pour la mesure.

La théorie et la mesure concordent assez bien pour la valeur de la résistance d'entrée du premier pic (contribution du directeur) (Fig. 3.8 (a)). Par contre pour le deuxième pic R_{max2} nous observons un grand écart entre les valeurs théorique et expérimentale. La valeur expérimentale est plus importante que la valeur théorique, de la même façon que pour ATES. Nous avons attribué cet écart d'une part à la résistance de rayonnement de la sonde d'excitation[35], située très proche des bords de l'antenne et d'autre part aux tolérances de fabrication et à la très grande sensibilité de l'impédance d'entrée vis-à-vis de la localisation de la sonde d'excitation, au voisinage du sommet du triangle, qui est de 120.2 Ω / mm . En plus pour l'ATED la plaque directeur est collée sur l'antenne. En examinant bien l'antenne, que nous avons réalisée, nous constatons que la couche de colle est très épaisse ce qui entraîne d'une part une augmentation de l'épaisseur (h) du substrat supérieur et d'autre part un changement de sa permittivité (ϵ_r). La contribution de ces différents facteurs affecte beaucoup la valeur de R_{max2} . Si on estime l'augmentation, due à cette couche de colle, de l'épaisseur h à 3/10 de mm et de la permittivité ϵ_r à 3%; ainsi qu'un décalage de -3/10 de mm pour le positionnement de la sonde et une augmentation de 2% pour les dimensions du directeur (à cause des tolérances de fabrication), nous obtenons pour le second maxima $R_{max2} = 46.73 \Omega$ ce qui laisse un écart de 32 Ω par rapport à la valeur mesurée. Cet écart est dû en grande partie à la résistance introduite par la sonde d'excitation.

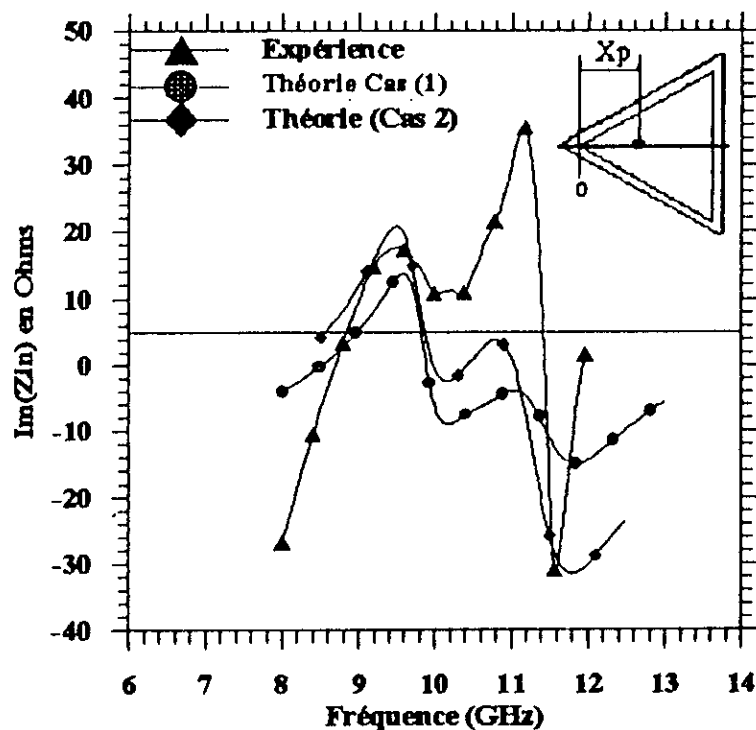
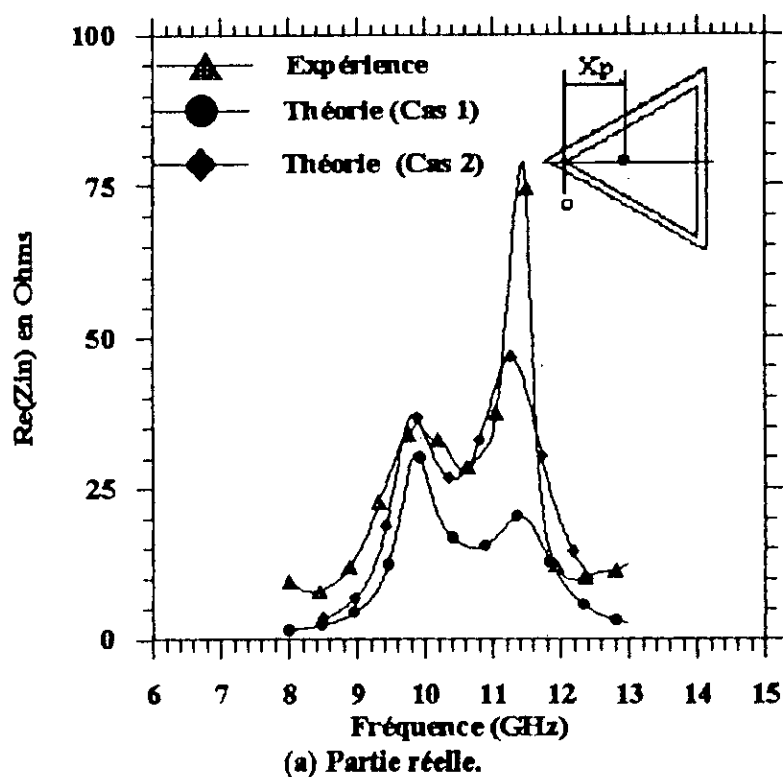


Fig. 3.8 Impédance d'entrée calculée et mesurée de l'ATED: $d_0 = 1.3$ mm, $N = 500$
 Cas(1): $a' = a = 10$ mm, $h' = h = 1.524$ mm, $\epsilon_r' = \epsilon_r = 2.32$, $X_p = 3.6$ mm, $K_{1,z} = 0.363$;
 Cas (2): $a' = 10$ mm, $h' = 1.524$ mm, $\epsilon_r' = 2.32$, $X_p = (3.6 + \Delta X_p)$ mm, $K_{1,z} = 0.361$;
 $a = (10 + \Delta a)$ mm, $h = (1.524 + \Delta h)$ mm, $\epsilon_r = 2.32 + \Delta \epsilon_r$
 avec $\Delta a = 0.2$ mm, $\Delta h = 0.3$ mm, $\Delta X_p = 0.3$ mm, $(\Delta \epsilon_r / \epsilon_r) = 2\%$.

3.5 Conclusion sur la validation de la méthode des LECF.

La confrontation des résultats théoriques LECF avec ceux de nos mesures ou ceux d'autres auteurs nous permet de tirer les conclusions suivantes:

- Le modèle des LECF permet de prédire avec une assez bonne précision la fréquence de résonance, la bande passante et le facteur de qualités pour une antenne polygonale (Triangulaire équilatérale) avec ou sans directeur.
- Le modèle de la ligne de transmission ne permet pas d'obtenir les modes $TM_{m,n}$ avec m et n tous les deux non nul, ni de prendre en compte les ondes de surface.
- Une excitation coaxiale du coté de la base donnera théoriquement de meilleurs résultats pour l'impédance d'entrée. Une excitation par microruban se fera de préférence par le sommet, afin d'éviter la discontinuité microruban qui apparaîtrait dans le cas d'une excitation par la base.

La résistance d'entrée du premier pic (fig. 3.8 (a)), due à la contribution du directeur (peu perturbé par la sonde d'excitation), obtenu par la présente théorie est confirmée par la mesure. Par contre, les valeurs expérimentales de la résistance d'entrée, à la résonance de la plaque antenne (ATES ou ATED), sont plus importantes que les valeurs prévues par la théorie. Nous avons attribué cet écart d'une part aux tolérances de fabrication et d'autre part au rayonnement direct de la sonde d'excitation, qui estimé à 30Ω vu que les conditions citées par [35] ne sont pas satisfaites par les maquettes réalisées. Cette hypothèse reste bien entendu à vérifier en refaisant les mesures pour ces antennes et en réalisant d'autres antennes en changeant la position du point d'excitation. Par ailleurs ce qui est le plus probable nous verrons plus loin la très grande sensibilité de l'impédance d'entrée vis à vis de la localisation de la sonde d'excitation au voisinage du sommet du triangle, elle est de $142.5 \Omega / \text{mm}$ pour $R_{\text{max}1}$ et $120.2 \Omega / \text{mm}$ pour $R_{\text{max}2}$. Ceci recommande de ne pas exciter l'ATES par coaxial en un point près du sommet. Il est préférable de choisir le point d'excitation près de la base où la sensibilité est seulement de $41.4 \Omega / \text{mm}$ pour $R_{\text{max}1}$ et 29.5 pour $R_{\text{max}2}$.

Chapitre 4

La méthode des LECF appliquée aux antennes triangulaires:

- Etude de l'influence des paramètres fondamentaux de l'antenne.

4. Influence des paramètres fondamentaux de l'antenne.

L'effet des divers paramètres de l'ATB sur ces caractéristiques radioélectriques (l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance et la bande passante) sera examiné dans ce qui suit.

4.1 Antenne triangulaire équilatérale sans directeur.

Nous prenons comme antenne de référence une ATBS définie par:

- Côté du triangle antenne: $a = 10 \text{ mm}$;
- Epaisseur du substrat diélectrique: $h = 1.524 \text{ mm}$;
- Permittivité relative: $\epsilon_r = 2.33$, $\text{tg}(\delta) = 0.0012$ à 12 GHz ;
- Position de la sonde d'excitation: $X_p = 2.6 \text{ mm}$.

Nous allons faire varier un seul paramètre à la fois et voir son influence sur les caractéristiques radioélectriques de l'antenne.

4.1.1 Influence de la position du point d'excitation.

Les valeurs maximales des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée (R_{\max} et X_{\max}) changent fortement avec la position du point d'excitation X_p (Fig. 4.1 et 4.2). Elle est très rapide entre le sommet ($X_p = 0.0 \text{ mm}$) et le centre ($X_p = 4.33 \text{ mm}$) et très lente entre le centre et la base du triangle ($X_p = 8.66 \text{ mm}$). En effet au voisinage du sommet de l'antenne R_{\max} passe de 374.4Ω à 244.3Ω quand X_p passe de 1.4 mm à 2.0 mm (Fig. 4.3). Donc pour une variation du point d'excitation de $\Delta x_p = 0.6 \text{ mm}$, R_{\max} varie de $\Delta R_{\max} = 130.1 \Omega$ soit une vitesse de variation d'environ $216.8 \Omega / \text{mm}$ Par contre au voisinage de la base R_{\max} passe de 132.1Ω à 111.8Ω quand X_p passe de 7.0 mm à 7.5 mm soit une vitesse de variation de $40.6 \Omega / \text{mm}$. Ces résultats sont qualitativement en très bon accord avec ceux obtenus par le modèle de la cavité de *Dahle et Lee* [25] pour une ATBS de 100 mm de côté.

La fréquence de résonance f_0 et la bande passante B sont indépendantes de la position du point d'excitation. Elles dépendent seulement des dimensions de l'antenne et la nature du substrat i.e. de la permittivité relative ϵ_r (Tab. 4.2, 4.3 et 4.4).

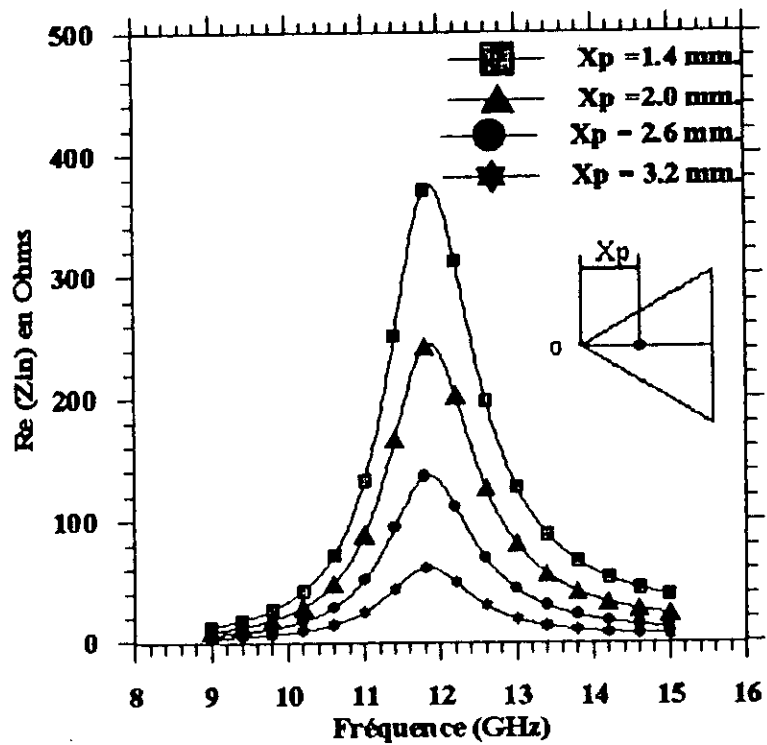
L'impédance d'entrée de l'antenne s'annule, presque, pour une position d'excitation (Fig. 4.3) entre $X_p = 4.2 \text{ mm}$ et $X_p = 4.6 \text{ mm}$ (i.e. au centre du triangle $X_p = 4.33 \text{ mm}$).

Le changement du point d'excitation fait varier R_{\max} sans changer la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne. Cette propriété nous permet, lors d'une alimentation par sonde coaxiale, d'adapter l'antenne au dispositif d'alimentation en choisissant convenablement la position de la sonde d'excitation.

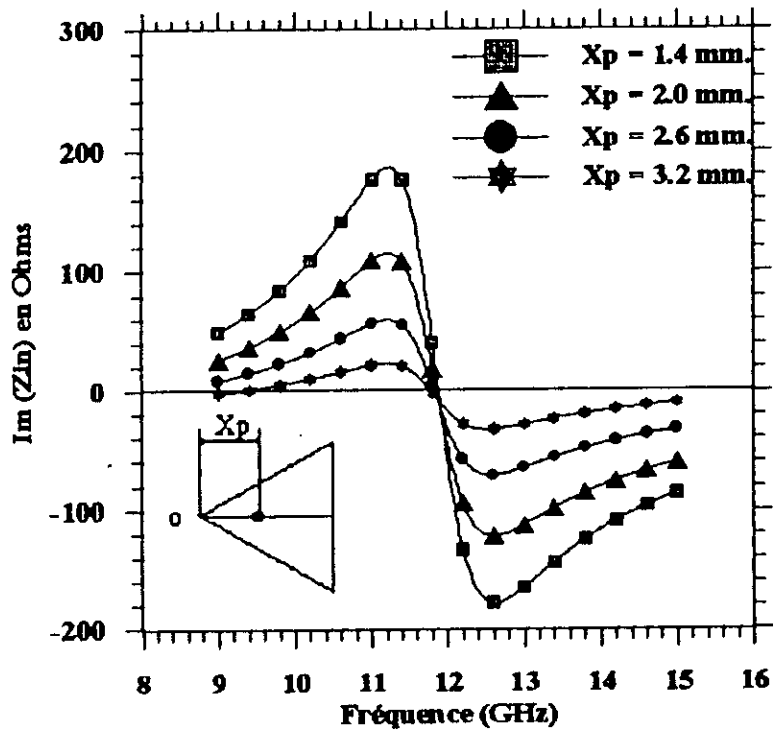
Il est préférable de choisir le point d'excitation entre le centre et la base de l'antenne, où la vitesse de variation de R_{\max} est faible, pour minimiser l'erreur sur la valeur de la résistance due aux tolérances de positionnement du point d'excitation lors de la réalisation de l'antenne.

Position du point d'excitation X_p (mm)	R_{\max} (Ω)
1.4	374.4
2.0	244.3
2.6	136.3
3.2	61.1
3.3	51.4
3.6	28.8
4.0	8.0
5.2	16.9
5.8	45.6
5.9	51.3
6.0	56.2
6.5	85.1
7.0	111.8
7.5	132.8

Tab. 4.1 Influence de la position du point d'excitation X_p sur l'impédance d'entrée d'une ATES : $a = 10 \text{ mm}$, $h = 1.6 \text{ mm}$ et $\epsilon_r = 2.17$.

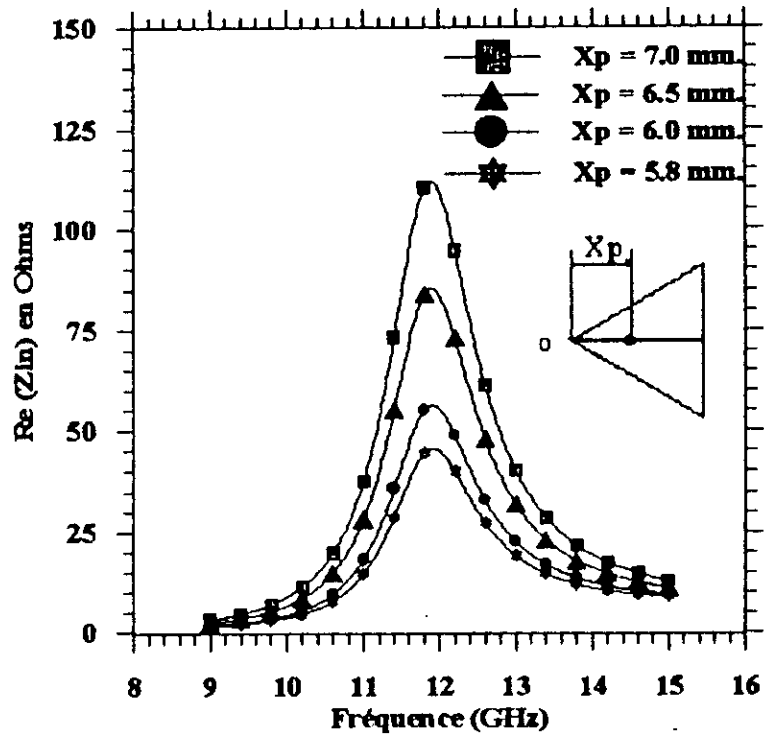


(a) Partie réelle.

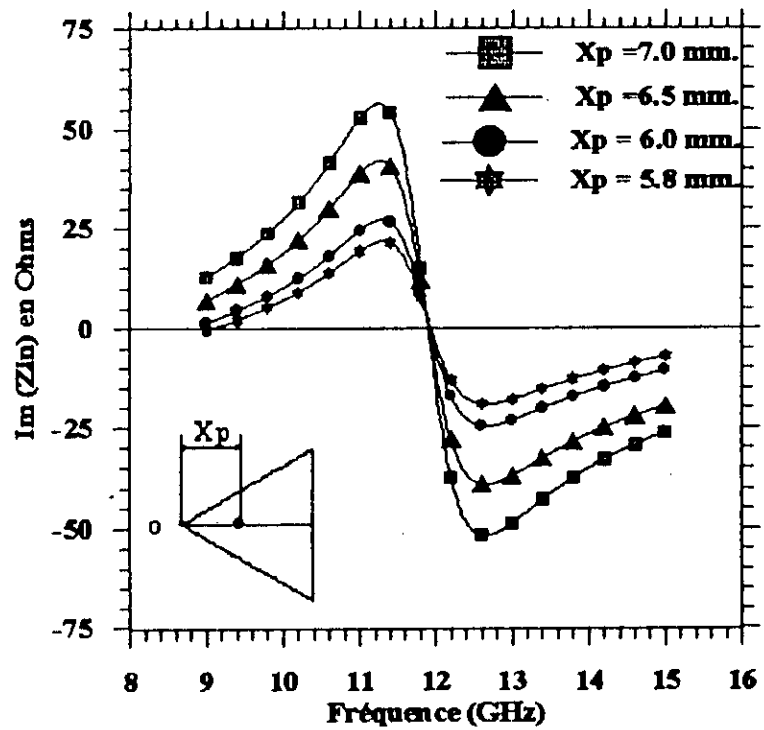


(b) Partie imaginaire.

Fig. 4.1 Evolution de l'impédance d'entrée de l'ATES en fonction de la position du point d'excitation: X_p varie de 1.4 mm à 3.2 mm, $\epsilon_r = 2.17$, $h = 1.6$ mm, $a = 10$ mm, $N = 500$.



(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 4.2 Evolution de l'impédance d'entrée de l'ATES en fonction de la position du point d'excitation: X_p varie de 5.8 mm à 7.0 mm, $\epsilon_r = 2.17$, $h = 1.6$ mm, $a = 10$ mm, $N = 500$.

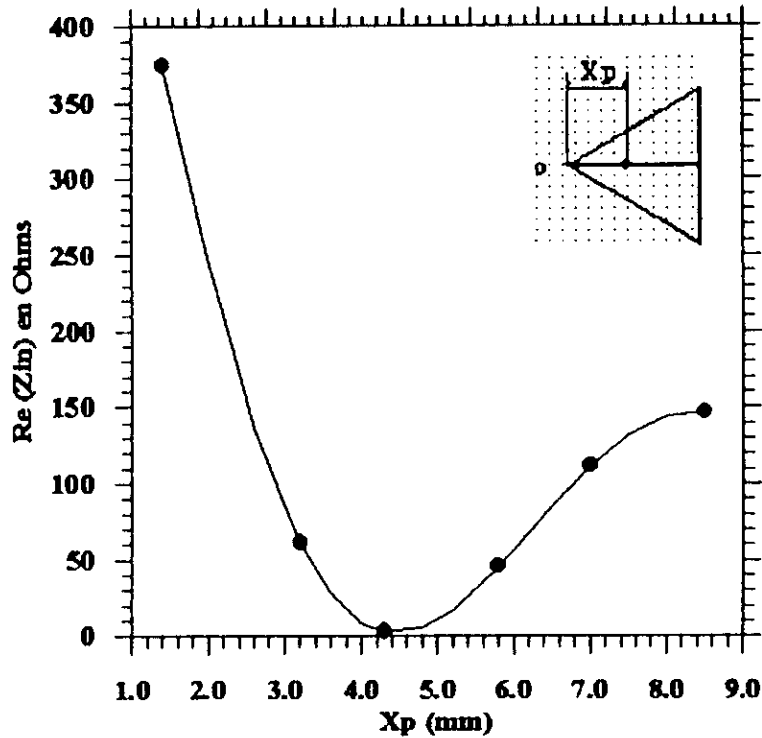


Fig. 4.3 Variation de R_{max} de l'ATES en fonction de X_p , $\epsilon_r = 2.17$, $h = 1.6$ mm, $a = 10$ mm, $N = 500$.

4.1.2 Influence des dimensions de l'antenne.

Le tableau 4.2 et les figures 4.4, 4.5 et 4.6 montrent l'évolution des caractéristiques de l'antenne ATES en fonction des dimensions de l'élément rayonnant. Pour un substrat diélectrique donné (même permittivité ϵ_r et même épaisseur h) et la même position de la sonde d'excitation, nous remarquons que R_{max} , X_{max} , la fréquence de résonance et la bande passante diminuent quand le côté a du triangle d'antenne augmente.

Côte du triangle (mm).	10.0	12	14	16	18	20.0
R_{max} (Ohms)	151.9	133.7	123.6	116.8	111.5	107.6
f_r (GHz)	11.44	9.36	7.92	6.86	6.05	5.40
Bande passante (%)	4.53	303	2.57	2.28	2.02	1.97

Tab. 4.2 Influence des dimensions de l'ATES sur ces caractéristiques: $X_p = 2.6$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.33$.

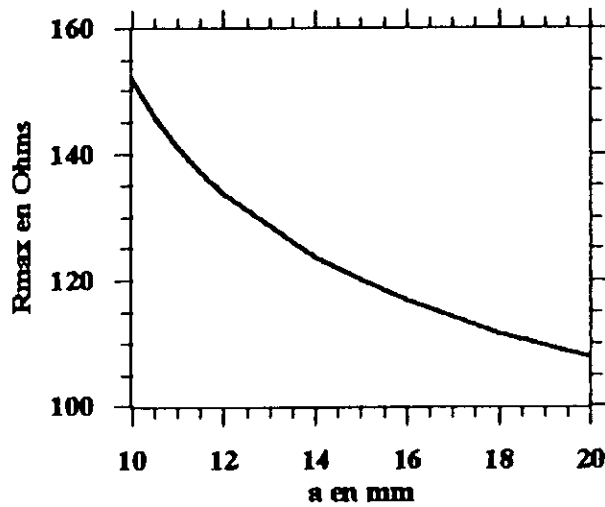


Fig. 4.4 Variation de R_{max} en fonction du côté "a" de l'ATBS: $X_p = 2.6$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.33$.

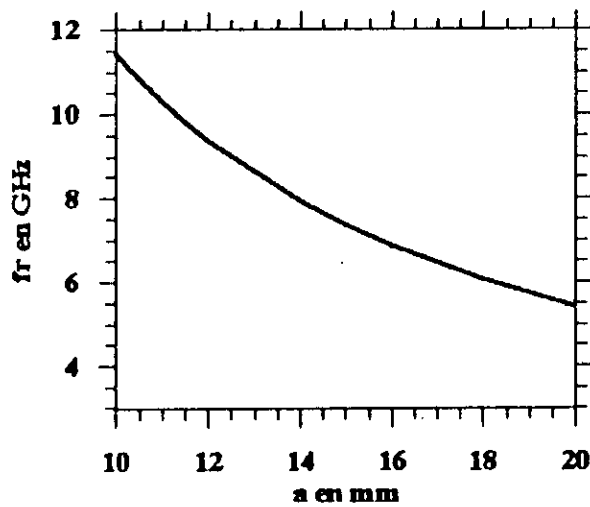


Fig. 4.5 Variation de fréquence de résonance en fonction du côté "a" de l'ATBS: $X_p = 2.6$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.33$.

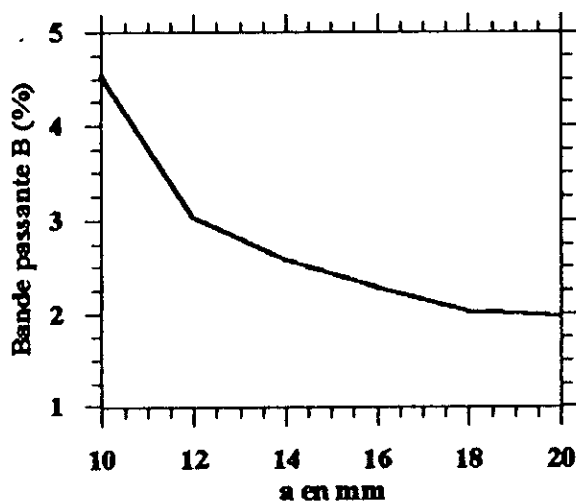


Fig. 4.6 Variation de la bande passante en fonction du côté "a" de l'ATBS: $X_p = 2.6$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.33$.

4.1.3 Influence de l'épaisseur du substrat (h)

Le tableau 4.3 et les figures 4.6, 4.7 et 4.8 montrent l'évolution de la résistance à la résonance R_{\max} , de la fréquence de résonance et de la bande passante (B) d'une ATES en fonction de "h", l'épaisseur du substrat diélectrique.

h (mm)	0.762	1.524	2.286	3.048
R_{\max} (Ohms)	241	151.9	109.2	87.7
f_r (GHz)	11.13	11.44	11.47	11.31
B (%)	1.42	4.53	7.13	10.37

Tab. 4.3 Influence de l'épaisseur du substrat "h" sur les caractéristiques de l'ATES: $a = 10$ mm, $X_p = 10$ mm, et $\epsilon_r = 2.33$.

Nous remarquons que résistance d'entrée à la résonance R_{\max} d'une ATES diminue lorsque h, l'épaisseur du substrat diélectrique, augmente (fig. 4.7) par contre, la bande passante B augmente avec h (fig. 4.9). La fréquence de résonance de ATES reste presque constante quand h augmente (fig. 4.8). Ces résultats sont qualitativement en bon accord avec les travaux cités par[5].

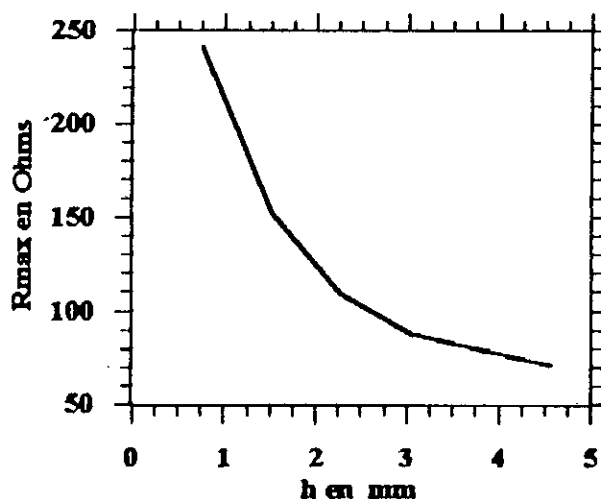


Fig. 4.7 Variation de R_{\max} en fonction de l'épaisseur "h" du substrat de l'ATES: $X_p = 2.6$ mm, $h = 1.524$ mm et $\epsilon_r = 2.33$.

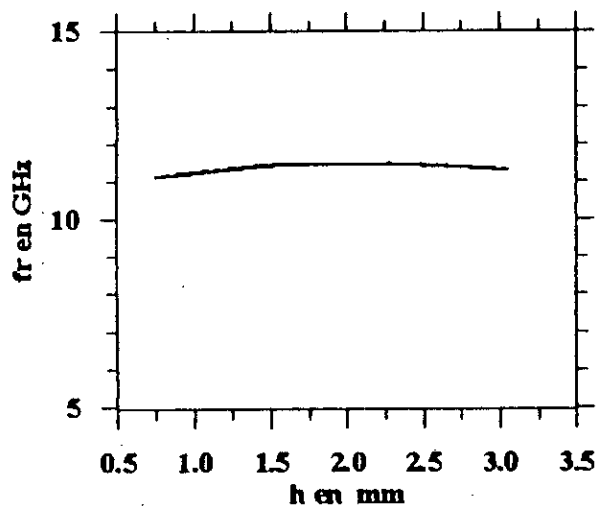


Fig. 4.8 Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat de l'ATES: $h=1.524$ mm, $\epsilon_r=2.33$, $X_p=2.6$ mm.

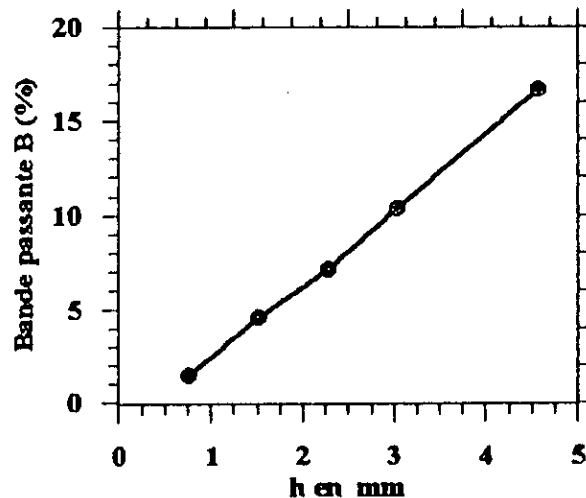


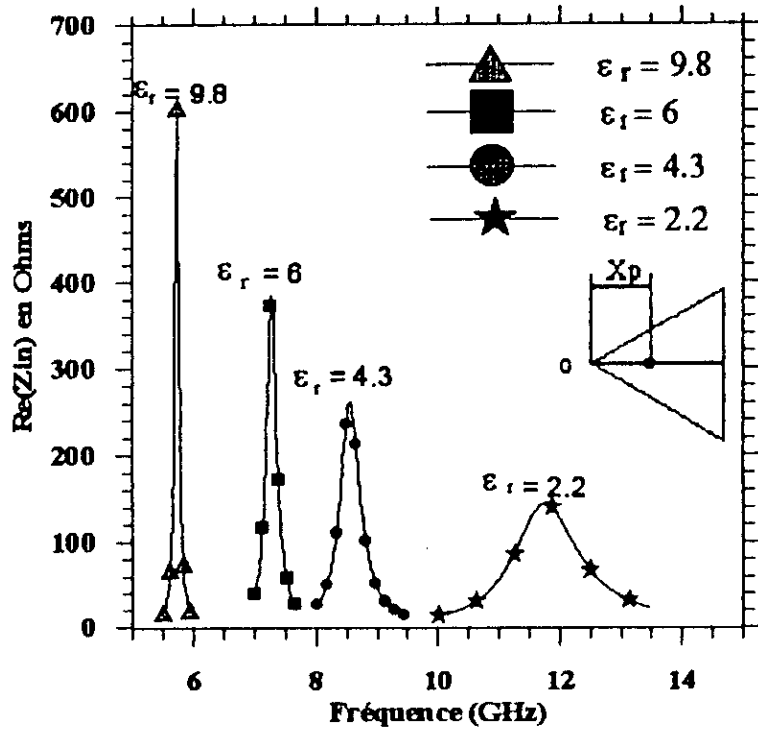
Fig. 4.9 Variation de la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat de l'ATES: $X_p=2.6$ mm, $h=1.524$ mm, $\epsilon_r=2.33$.

4.1.4 Influence de la permittivité du substrat diélectrique ϵ_r

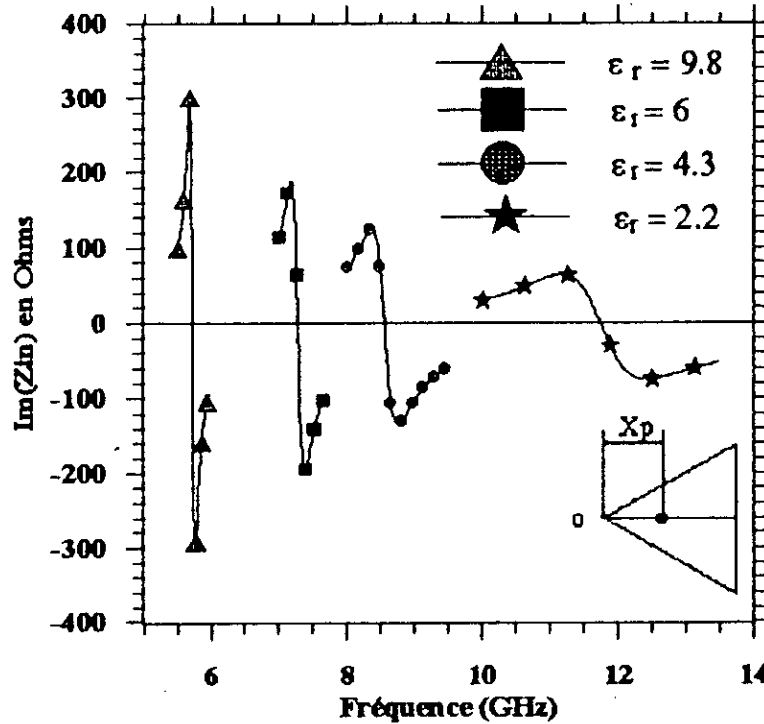
L'augmentation de la constante diélectrique ϵ_r fait diminuer la fréquence de résonance et la bande passante mais augmente fortement R_{max} et X_{max} . (Tab. 4.4 et Fig. 4.10). Les substrats diélectriques utilisés pour la réalisation d'antennes microrubans sont de faible permittivité relative (ϵ_r).

Permittivité ϵ_r	2.2	2.33	4.3	6.0	9.8
R_{max} (Ohms)	143.6	151.9	259.9	385.2	604.9
f_r (GHz)	11.74	11.44	8.54	7.28	5.73
B (%) pour $S \leq 2$	4.91	4.53	3.25	1.92	1.03

Tab. 4.4 Influence de la permittivité du substrat diélectrique sur les caractéristiques de l'ATES: $a=10$ mm, $X_p=10$ mm, $h=1.524$ mm



(a) Partie réelle.



(b) Partie Imaginaire.

Fig. 4.10 Influence de la constante diélectrique ϵ_r sur l'impédance d'entrée de l'ATES: $a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm, $X_p = 2.6$ mm. Alimentation : $X_p = 2.6$ mm, $N = 500$.

4.2 Antenne triangulaire avec directeur.

L'antenne de référence est une ATRD dont les caractéristiques sont:

- Plaque antenne: - Côté du triangle équilatéral: $a' = 10 \text{ mm}$;
 - Epaisseur du substrat diélectrique: $h' = 1.524 \text{ mm}$;
 - Permittivité relative: $\epsilon'_r = 2.3$, $\text{tg}(\delta) = 0.0012$ à 12 GHz ;
 - Alimentation par sonde coaxiale: $X_p = 2.6 \text{ mm}$ à partir du sommet.
- Plaque directeur: Elle a la même forme et les mêmes dimensions que l'antenne ($a = a'$, $h = h'$, $\epsilon_r = \epsilon'_r$).

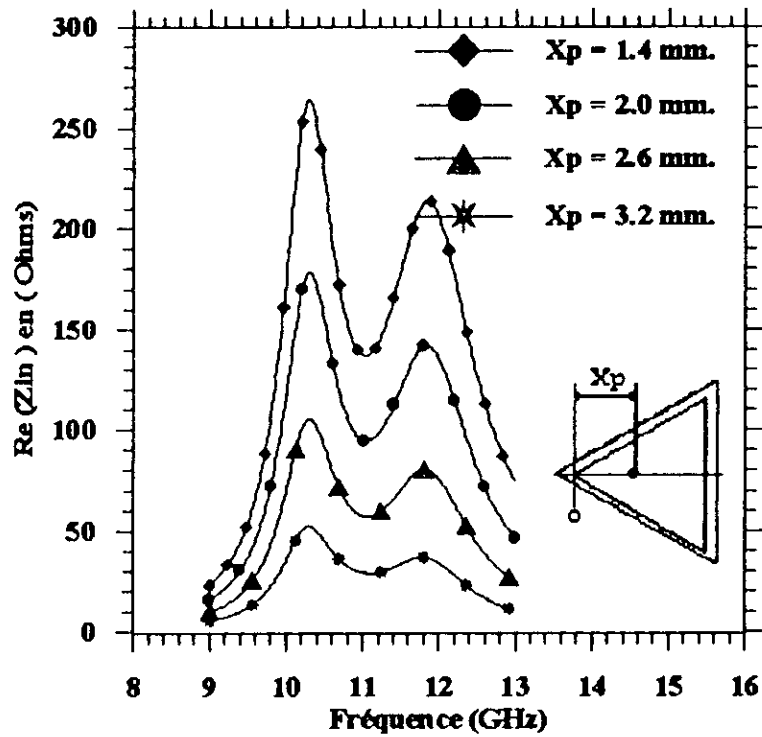
4.2.1 Influence de la position du point d'excitation.

Les figures 4.11, 4.12 et le tableau 4.5 montrent que l'impédance d'entrée d'une antenne triangulaire avec directeur varie avec la position du point d'excitation X_p alors que les fréquences de résonance et la bande passante sont pratiquement indépendantes. Pour une structure avec directeur, nous avons vu au (§ 2.7) qu'elle n'avait pas une fréquence de résonance unique mais deux fréquences distinctes.

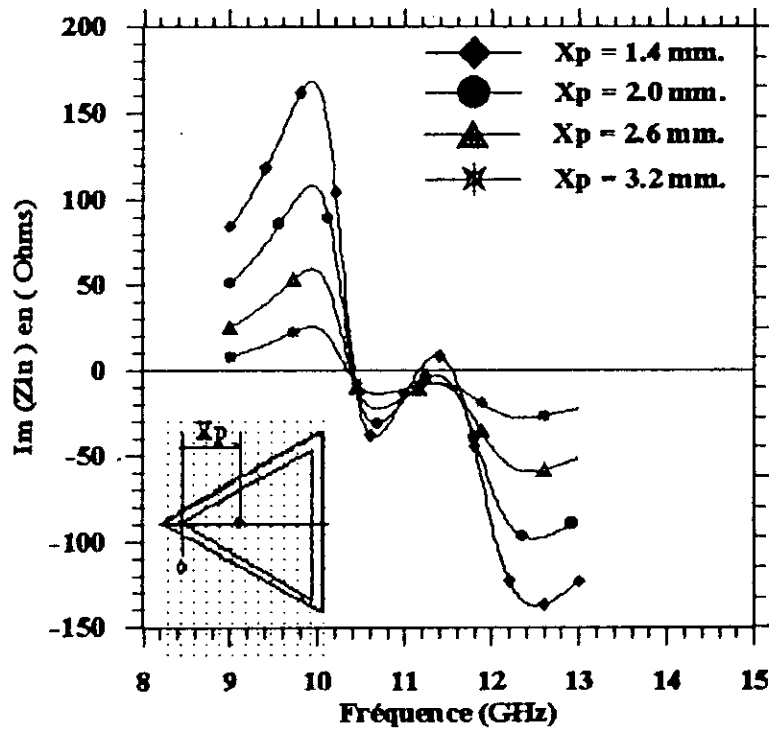
X_p (mm)	$R_{\max 1}$ (Ohms)	$(f_{x=0})_1$ (GHz)	$R_{\max 2}$ (Ohms)	$(f_{x=0})_2$ (GHz)
1.4	263.9	10.42	213.80	11.54
2.0	178.4	10.40	141.7	11.35
2.6	105.6	10.37	80.38	11.35
3.2	52.27	10.34	36.83	11.36
3.6	27.81	10.29	18.14	11.38
6.5	52.55	10.45	51.20	11.60
7.0	73.23	10.43	65.97	11.54

Tab. 4.5 Influence de la position de la sonde sur l'impédance d'entrée de l'ATED:
 $a' = a = 10 \text{ mm}$, $h' = h = 1.60 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 2.17$, $\text{tg}(\delta) = 0.0012$, $K_{1,2} = 0.37$.

Où $(R_{\max 1}, R_{\max 2})$ et $(X_{\max 1}, X_{\max 2})$ représentent respectivement la première et la deuxième valeur maximale des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée. Les fréquences $(f_{x=0})_1$ et $(f_{x=0})_2$ correspondent respectivement à la première et la deuxième résonance (i.e. les fréquences où la partie imaginaire de l'impédance d'entrée s'annule).

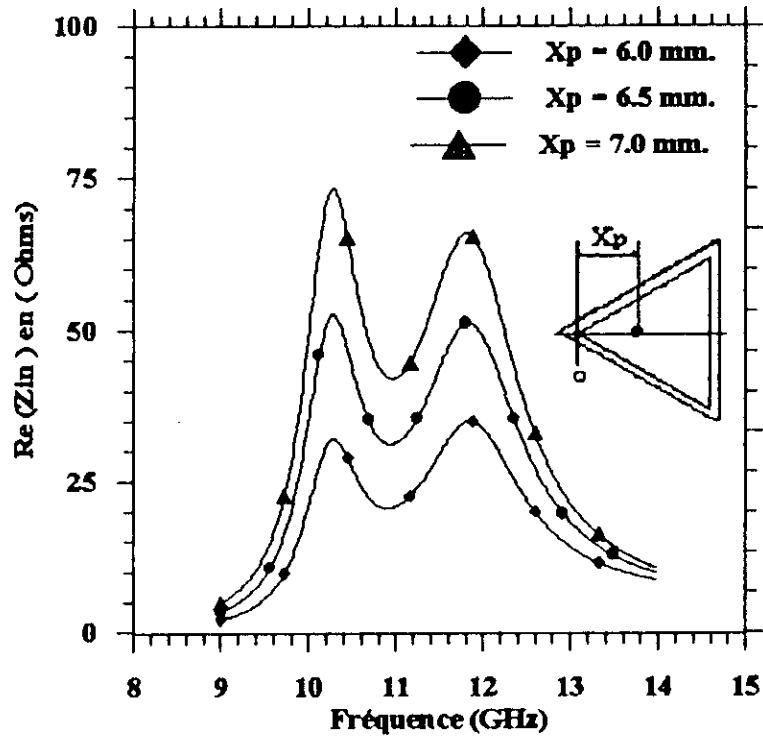


(a) Partie réelle.

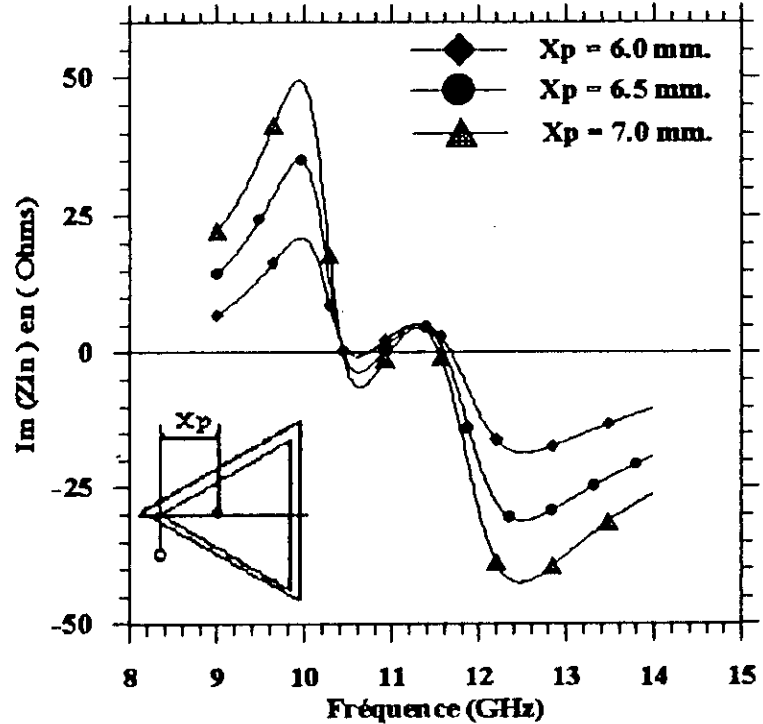


(b) Partie imaginaire.

Fig. 4.11 Influence de la position du point d'excitation sur l'impédance d'entrée de l'ATED: $a = a' = 10$ mm, $b = b' = 1.60$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.17$, $K_{1,2} = 0.37 X_p$, varie de 1.4 mm. à 3.2 mm, $N = 500$.



(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 4.12 Influence de la position du point d'excitation sur l'impédance d'entrée de l'ATBD: $a' = 10$ mm, $h = h' = 1.60$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.17$, $K_{1,2} = 0.37$, X_p varie de 6.0 mm. à 7.0 mm, $N = 500$.

De la même manière que pour une structure monocouche, l'impédance d'entrée (parties réelles R_{max1} , R_{max2} et parties imaginaires X_{max1} , X_{max2}) d'une structure avec directeur varie fortement avec la position du point d'excitation X_p . La variation de l'impédance d'entrée est brusque et rapide entre le sommet et le centre et lente entre le centre et la base du triangle. En effet R_{max1} passe de 263.9Ω à 178.4Ω et R_{max2} de 213.8Ω à 141.7Ω quand X_p passe de 1.4 mm à 2.0 mm , à partir du sommet, soit une sensibilité de $142.5 \Omega / \text{mm}$ pour R_{max1} et $120.2 \Omega / \text{mm}$ pour R_{max2} . Alors que pour X_p variant de 7.0 à 7.5 mm elle n'est que de $41.36 \Omega / \text{mm}$ pour R_{max1} et $29.54 \Omega / \text{mm}$ pour R_{max2} au voisinage de la base. Donc, pour une attaque par sonde coaxiale, il est préférable de choisir le point d'excitation d'une antenne triangulaire entre le centre et la base. Pour une alimentation par le sommet il vaut mieux que cela se fasse par microruban approprié.

4.2.2 Influence des dimensions du directeur.

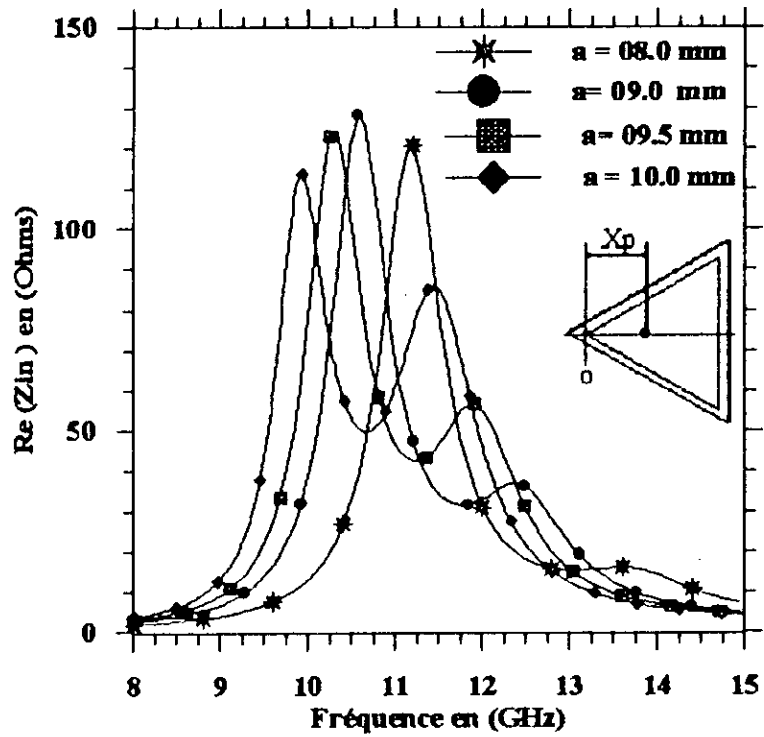
L'influence des dimensions du directeur sur l'impédance d'entrée d'une ATED est illustrée à la figure 4.13 dans le cas où le directeur est plus petit que l'antenne et à la figure 4.15 dans le cas inverse.

- **Directeur plus petit que l'antenne.**

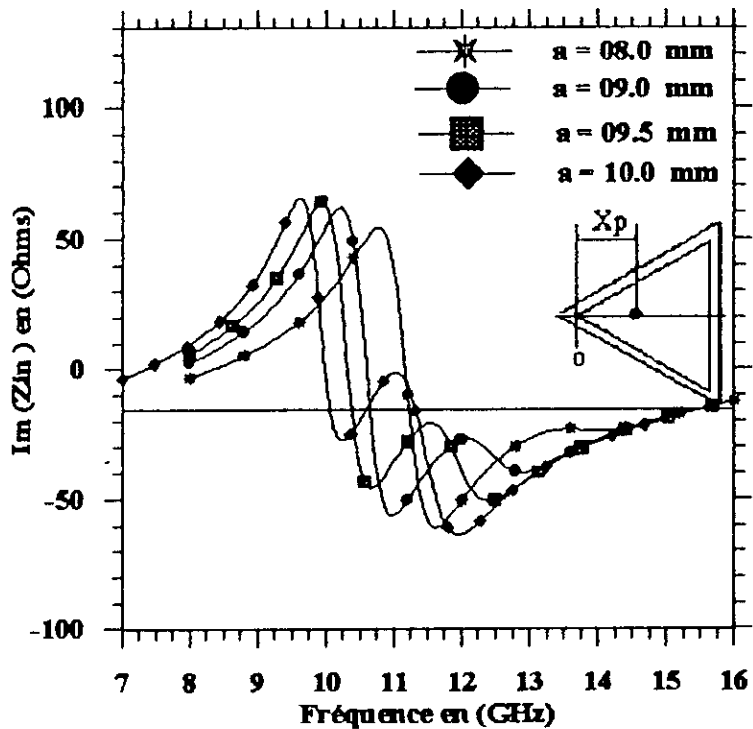
Pour une antenne donnée, quand les dimensions du directeur diminuent et deviennent plus petites que celle de l'antenne, le point double (I) du lieu de l'impédance d'entrée de l'ATED se déplace vers l'espace capacitif de l'abaque de Smith et les boucles de couplage diminuent (Fig. 4.14 (a) et (b)).

- **Directeur plus grand que l'antenne.**

Pour une antenne donnée, quand les dimensions du directeur augmentent et deviennent plus grandes que celle de l'antenne, les dimensions des boucles de couplage augmentent et le point double (I) se déplace vers l'espace inductif de l'abaque de Smith (Fig. 4.14 (a) et (b)). Des dimensions du directeur légèrement plus grandes que celles de l'antenne permettent de placer le point double (I) sur (au voisinage de) l'axe réel de l'abaque. Ces résultats sont accord avec [23].

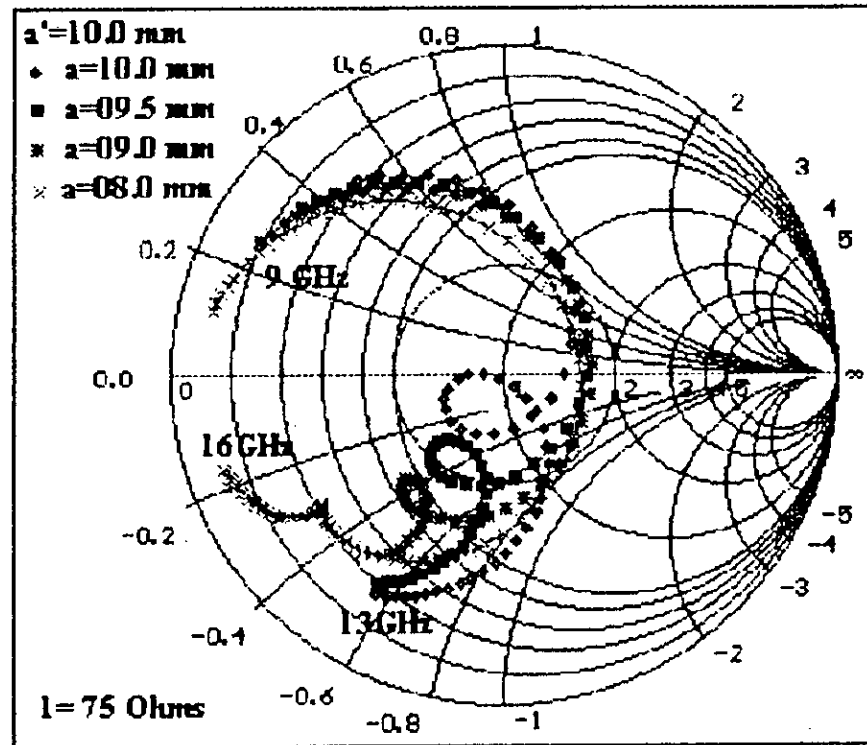


(a) Partie réelle.

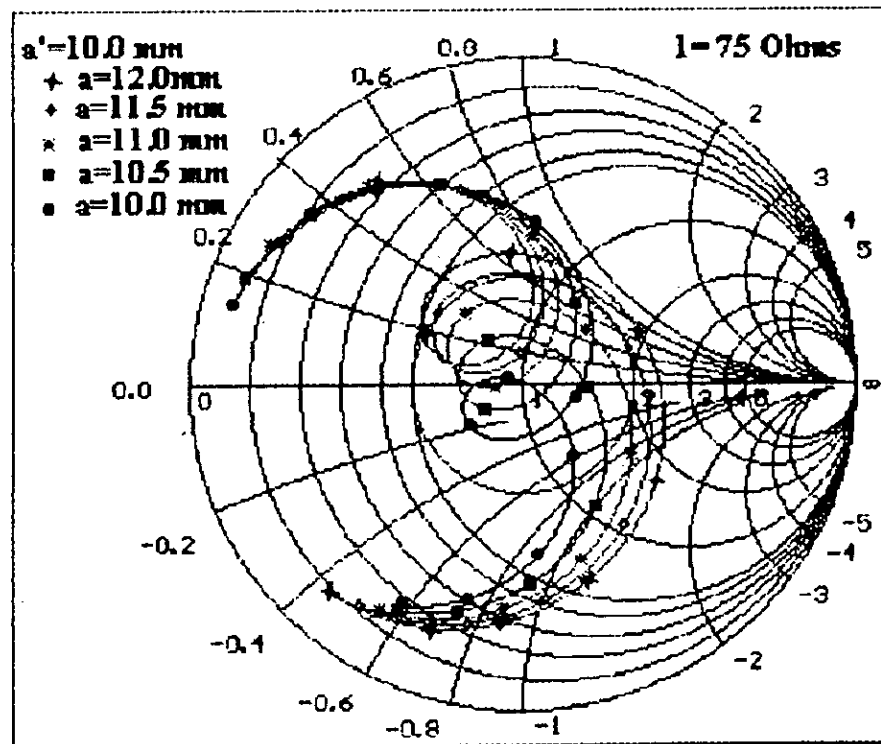


(b) Partie imaginaire.

Fig. 4.13. Influence des dimensions du directeur sur l'impédance d'entrée de l'ATED $a' = 10$ mm, $h = h' = 1.524$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.33$, Alimentation : $X_p = 2.6$ mm, $N = 500$ (directeur plus petit que l'antenne).

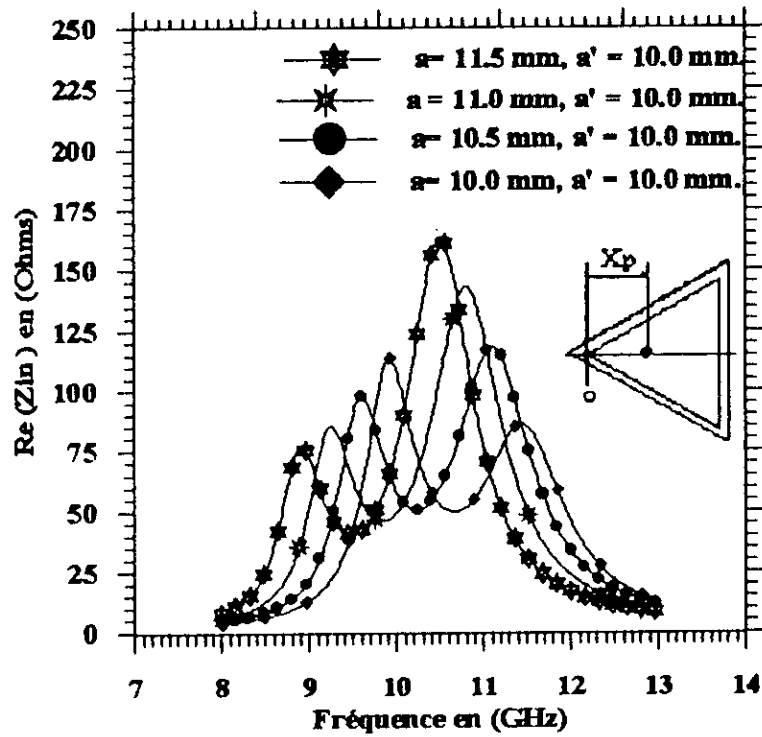


(a) directeur plus petit que l'antenne.

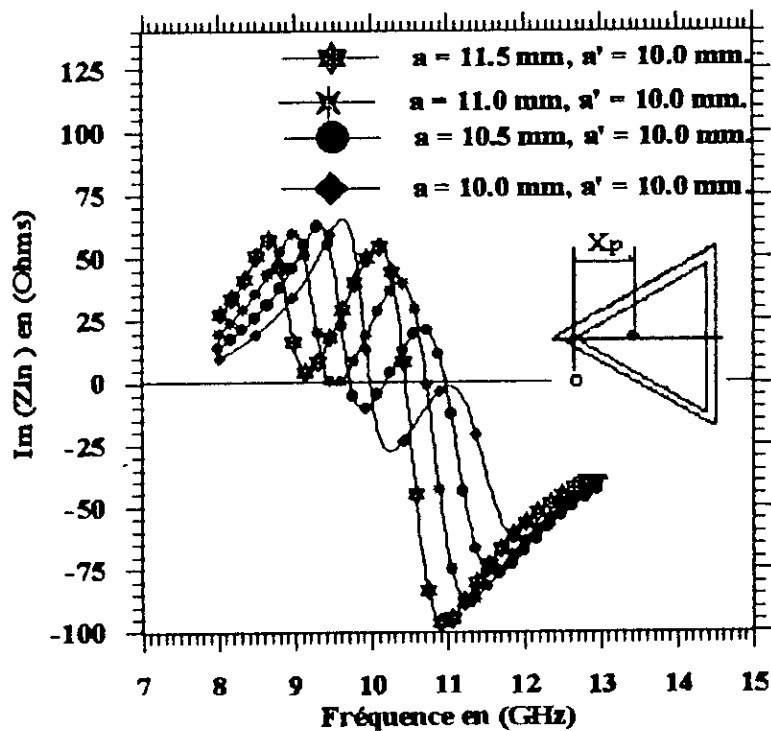


(b) directeur plus grand que l'antenne.

Fig. 4.14 Impédance d'entrée de l'ATBD pour différentes dimensions du directeur: $a' = 10 \text{ mm}$, $h = h' = 1.524 \text{ mm}$, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.33$, $X_p = 2.6 \text{ mm}$, $N = 500$.



(a) partie imaginaire.



(b) Partie réelle.

Fig. 4.15. Influence des dimensions du directeur sur l'impédance d'entrée de l'ATED: $a' = 10$ mm, $h = h' = 1.524$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.33$, Alimentation: $X_p = 2.6$ mm, $N = 500$ (directeur plus grand que l'antenne).

4.2.3 Influence de l'épaisseur des substrats.

- Substrat supérieur.

Pour une épaisseur h' donnée du substrat inférieur de l'ATED, quand l'épaisseur h du substrat supérieur augmente, le premier pic de la partie réelle de l'impédance d'entrée diminue jusqu'à sa disparition complète. Donc, l'influence du directeur diminue quand h augmente. Dès que le rapport h / λ se rapproche de 1 la structure bicouche se comporte comme une structure monocouche (Fig. 4.16).

- Substrat inférieur.

Pour une épaisseur h fixée, quand h' augmente le deuxième pic de la partie réelle de l'impédance d'entrée diminue jusqu'à sa disparition complète (Fig. 4.17).

Le lieu de l'impédance d'entrée et la boucle de couplage de l'ATED se situent dans la partie capacitive de l'abaque de Smith quand l'épaisseur du substrat supérieur est plus grande que l'épaisseur du substrat inférieur ($h' < h$) et dans la partie inductive dans le cas contraire ($h' > h$). Donc pour que le lieu d'impédance et la boucle de couplage soient centrées sur l'axe des réels, h doit être égale ou légèrement supérieur à h' . Ces résultats sont en bon accord avec [23].

4.2.4 Influence des permittivités des substrats.

- Substrat supérieur.

Pour une permittivité du substrat inférieur constante ($\epsilon'_r = 2.33$), Une augmentation de ϵ_r , la permittivité du substrat supérieur, entraîne une diminution de $R_{\max 1}$ (la valeur maximale du premier pic de la partie réelle de l'impédance d'entrée) et des fréquences de résonances f_{r1} et f_{r2} , et une augmentation de $R_{\max 2}$ (Fig. 4.18). L'écart $\Delta f_r = f_{r2} - f_{r1}$ augmente proportionnellement avec l'écart $\Delta \epsilon_r = |\epsilon_r - \epsilon'_r|$.

Quand ϵ_r augmente, les boucles de couplage s'agrandissent et sortent du cercle de T.O.S. = 2 et les points doubles (I) se déplacent vers la région inductive de l'abaque de Smith en s'éloignant de l'axe des réels (Fig. 4.12). Ces résultats concordent avec [23].

Une permittivité du substrat supérieur ϵ_r légèrement supérieur à celle du substrat inférieur ϵ'_r permet d'obtenir $R_{\max 1}$ légèrement supérieur à $R_{\max 2}$ et un point double (I)

sur ou voisin de l'axe réel de l'abaque de Smith avec une boucle de couplage bien centrée.

- **Substrat inférieur.**

Pour une permittivité du substrat supérieur constante ($\epsilon_r = 2.33$) quand ϵ'_r augmente, $R_{\max 1}$ augmente et $R_{\max 2}$ diminue. Les fréquences de résonances f_{r1} et f_{r2} diminuent aussi quand ϵ'_r augmente (Fig. 4.19). L'écart $\Delta f_r = f_{r2} - f_{r1}$ augmente proportionnellement à l'écart $\Delta \epsilon_r = |\epsilon'_r - \epsilon_r|$ ce qui entraîne une séparation des deux résonances et un comportement bifréquence.

Les boucles de couplage diminuent et s'éloignent du cercle de T.O.S. = 2 quand ϵ'_r augmente et les points doubles (I) se déplacent vers la région capacitive de l'abaque de Smith en s'éloignant de l'axe des réels (Fig. 4. 21) Ces résultats sont en bon accord, aussi, avec [23]

4.3 Conclusion.

La position du point d'excitation influe beaucoup sur la valeur de la résistance d'entrée (partie réelle de l'impédance d'entrée). Cette variation nous permet d'adapter l'antenne à la source d'excitation, en choisissant convenablement la position d'excitation en un point où l'impédance d'entrée de l'antenne est égale à celle de la source. Il est préférable d'alimenter l'antenne triangulaire du côté de la base où la variation de R_{\max} en fonction de X_p est la moins sensible dans le cas d'une excitation par sonde coaxiale, par contre une alimentation microruban de l'ATE se fera de préférence par le sommet.

L'emploi de substrat diélectrique de forte permittivité diélectrique ϵ'_r diminue la fréquence de résonance de la structure rayonnante. Pour des applications basse fréquence on utilise des substrats de forte permittivité pour diminuer les dimensions électriques de la structure. Pour une fréquence de résonance f_0 de 7.3 GHz, par exemple, le côté de l'antenne a est égale à 15 mm en utilisant un substrat de permittivité $\epsilon'_r = 2.33$ alors qu'il est égal à 10 mm avec une permittivité $\epsilon'_r = 6$ (Tab. 4.2 et 4.4). Toutefois les fortes valeurs de ϵ'_r augmentent la concentration du champ électrique dans la région sous la plaque antenne et diminuent la composante tangentielle du champ électrique au niveau des bords ouverts de l'antenne, qui est la source principale du rayonnement de celle-ci. De la même manière les substrats épais permettent de larges bandes passantes au prix d'une réduction du rendement qui est dû aux ondes de surface. La méthode des LECF

avancée ici ne prend pas en compte les ondes de surface, contrairement à la méthode des moments dans le domaine spectrale.

La présence d'un directeur en dessus de l'antenne augmente considérablement la bande passante elle passe de 5% pour une structure monocouche à 20% pour une structure bicouche (Tab. 3.4 et 3.6). Le lieu de l'impédance d'une telle structure présente une boucle de couplage et un point double (I) quand la fréquence varie au voisinage de la résonance. Le point double se localisera sur l'abaque de Smith en fonction du rapport entre R_{max1} et R_{max2} .

Les boucles de couplage s'élargissent et augmentent de dimension lorsque le point double se déplace vers l'espace inductif de l'abaque de Smith.

Le point double (I) se situe dans l'espace capacitif de l'abaque de Smith et R_{max1} est supérieur à R_{max2} dans les cas de figures suivants:

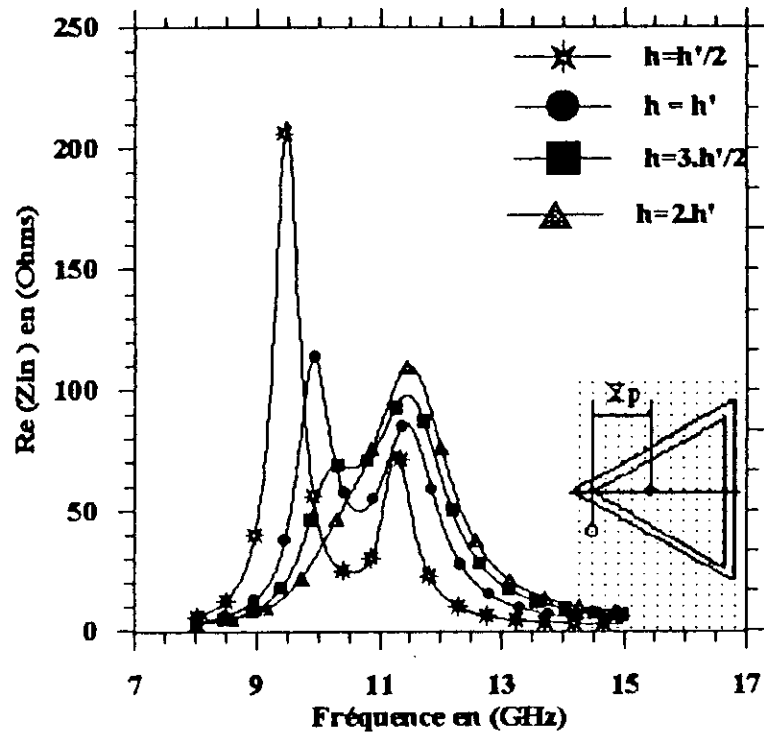
- ◆ $h \neq h', a < a'$ et $\epsilon_r \neq \epsilon'_r$;
- ◆ $h \neq h', a \neq a'$ et $\epsilon_r < \epsilon'_r$;
- ◆ $h < h', a \neq a'$ et $\epsilon_r \neq \epsilon'_r$.

Par contre (I) se situe dans l'espace inductif et R_{max1} inférieur à R_{max2} lorsque:

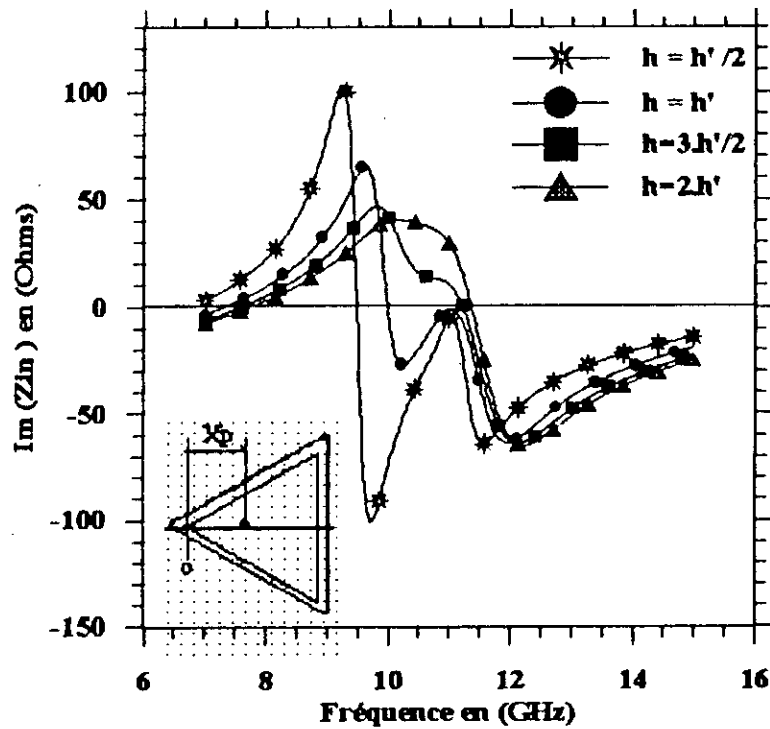
- ◆ $h \neq h', a > a'$ et $\epsilon_r \neq \epsilon'_r$;
- ◆ $h \neq h', a \neq a'$ et $\epsilon_r > \epsilon'_r$;
- ◆ $h > h', a \neq a'$ et $\epsilon_r \neq \epsilon'_r$.

Une combinaison adéquate, des dimensions de la structure et des permittivités diélectriques, permet d'une part d'obtenir une boucle de couplage et un lieu de l'impédance d'entrée centrée sur l'axe des réels de l'abaque Smith et d'autre part de placer le point double (I) sur ou au voisinage de cet axe. Pour une structure avec directeur, il faut donc avoir:

- l'épaisseur h du substrat supérieur doit être égale ou légèrement plus grand que h' l'épaisseur du substrat inférieur,
- les dimensions du directeur doivent être légèrement plus grandes que celles de l'antenne;
- La permittivité du substrat supérieur ϵ_r doit être légèrement supérieur à celle du substrat inférieur ϵ'_r .

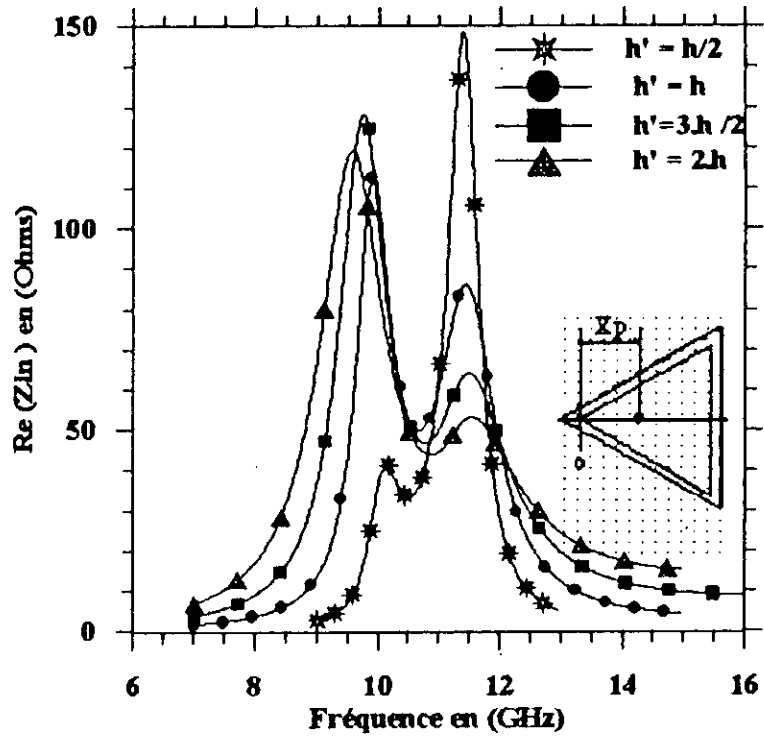


(a) Partie réelle.

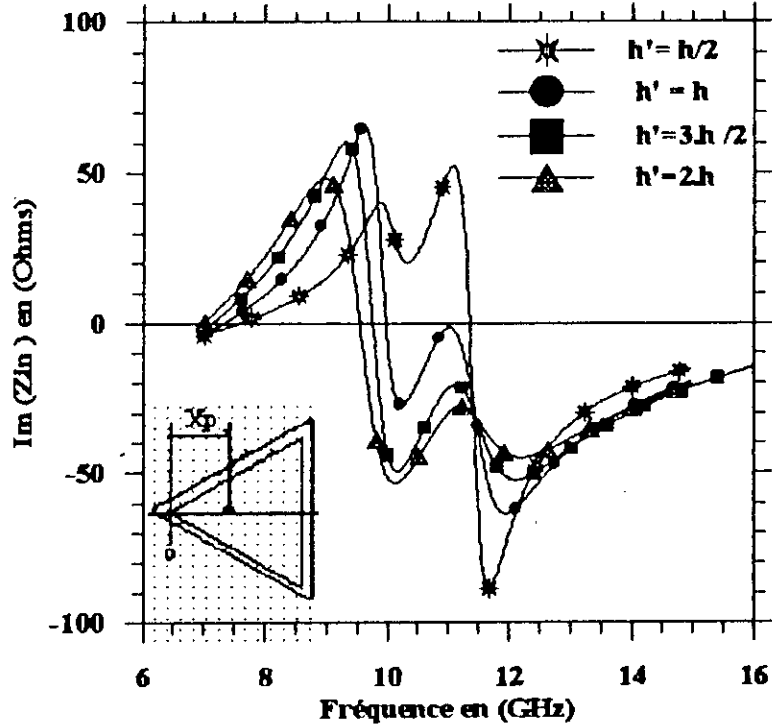


(b) :Partie imaginaire.

Fig. 4.16 Influence de l'épaisseur h du substrat supérieur sur l'impédance d'entrée de l'ATED $a' = a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.33$, $X_p = 2.6$ mm, $N = 500$.



(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 4.17 Influence de l'épaisseur h' du substrat inférieur sur l'impédance d'entrée de l'ATBD $a' = a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.33$, $X_p = 2.6$ mm, $N = 500$.

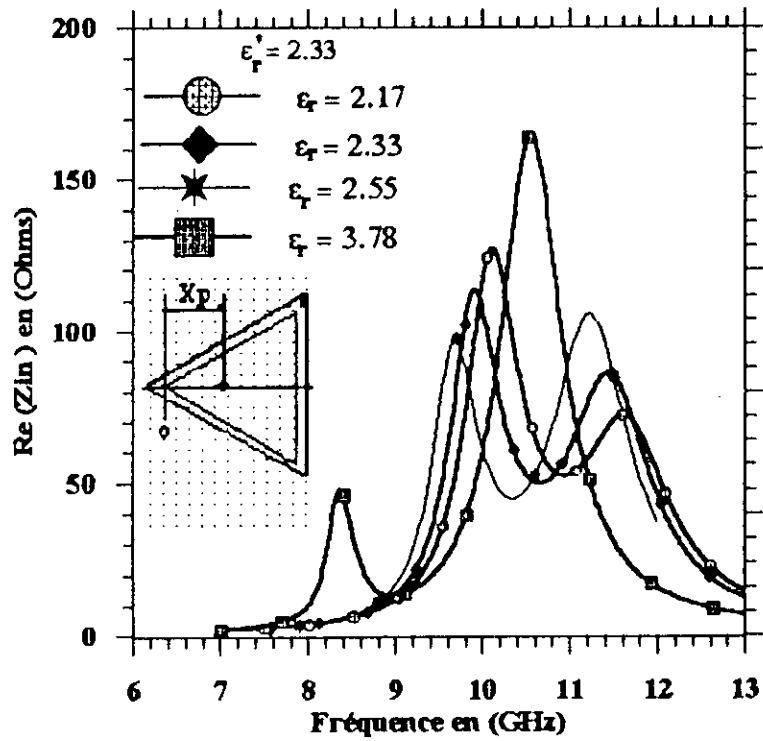


Fig. 4.18 Influence de la permittivité du substrat supérieur sur l'impédance d'entrée de l'ATED $a' = a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm, $h = h' = 1.524$, $X_p = 2.6$ mm., $N = 500$.

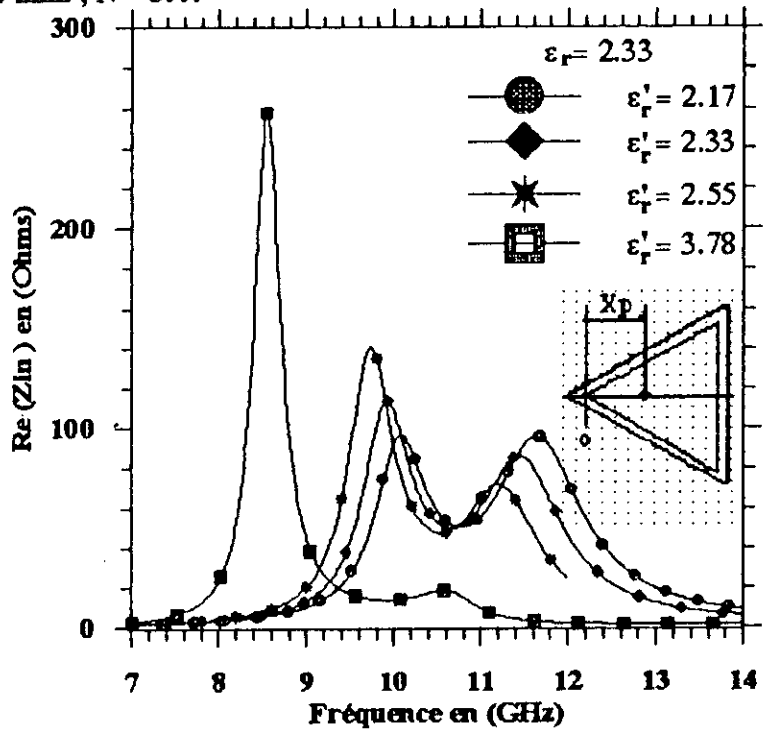


Fig. 4.19 Influence de la permittivité du substrat inférieur sur l'impédance d'entrée de l'ATED $a' = a = 10$ mm, $h = 1.524$ mm, $h = h' = 1.524$ Alimentation : $X_p = 2.6$ mm, $N = 500$.

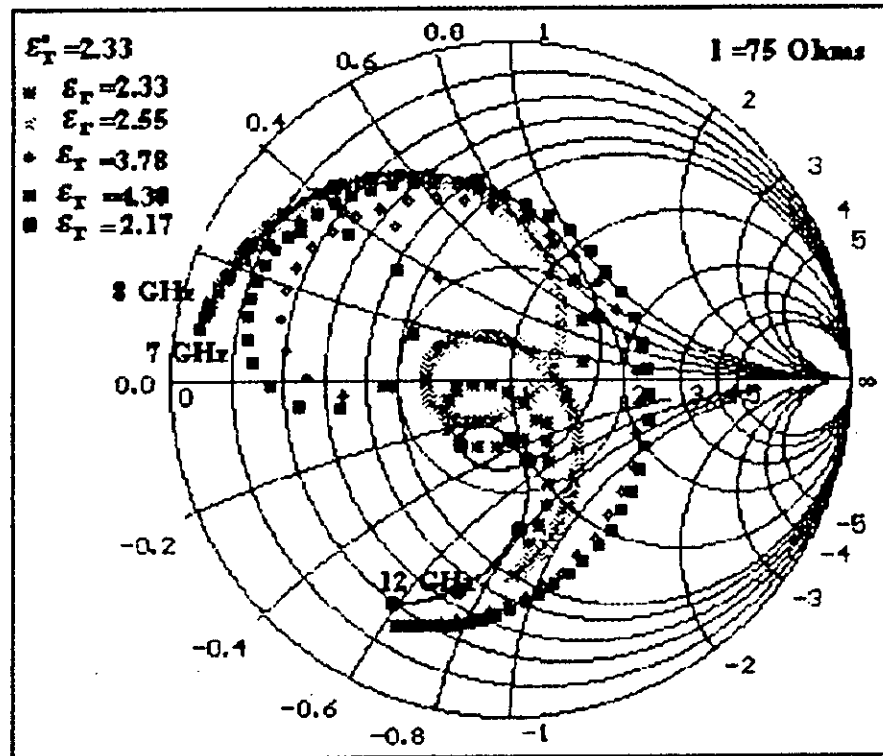


Fig. 4.20 Lieu de l'impédance d'entrée de l'ATED $a' = a = 10 \text{ mm}$, $h = 1.524 \text{ mm}$, $h = h' = 1.524$. Alimentation : $X_p = 2.6 \text{ mm}$ Influence de la permittivité du substrat supérieur, $N = 500$.

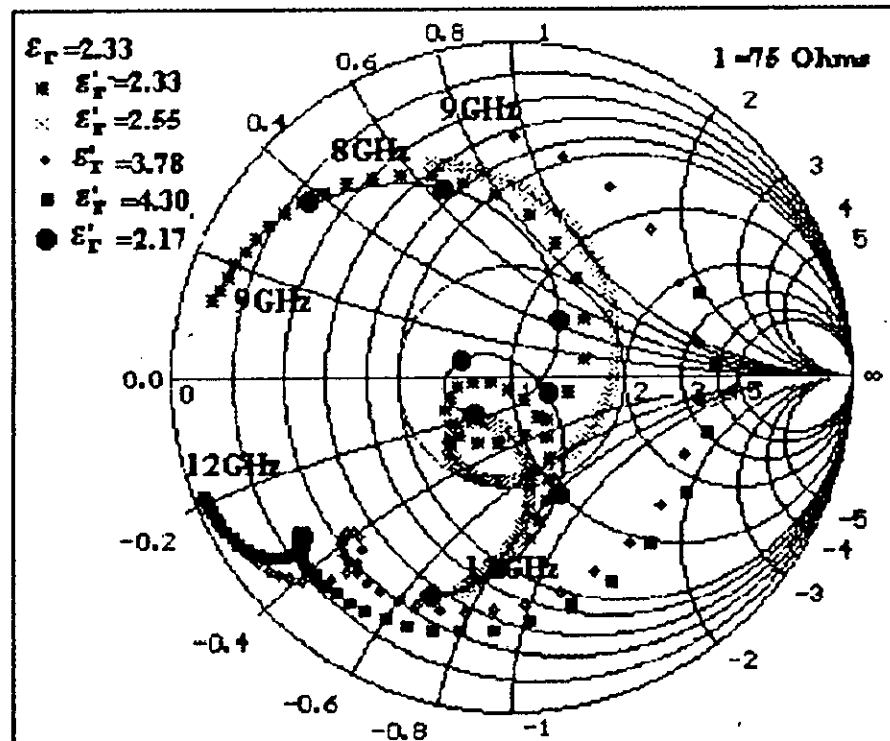


Fig. 4.21 Lieu de l'impédance d'entrée de l'ATED $a' = a = 10 \text{ mm}$, $h = 1.524 \text{ mm}$, $h = h' = 1.524$. Alimentation : $X_p = 2.6 \text{ mm}$ Influence de la permittivité du substrat inférieur, $N = 500$.

Chapitre 5

Méthode LECF appliquée aux antennes
Pentagonales et hexagonales.

- Validation de la méthode.

5. ANTENNE PENTAGONALE ET HEXAGONALE.

5.1 Antenne Pentagonale.

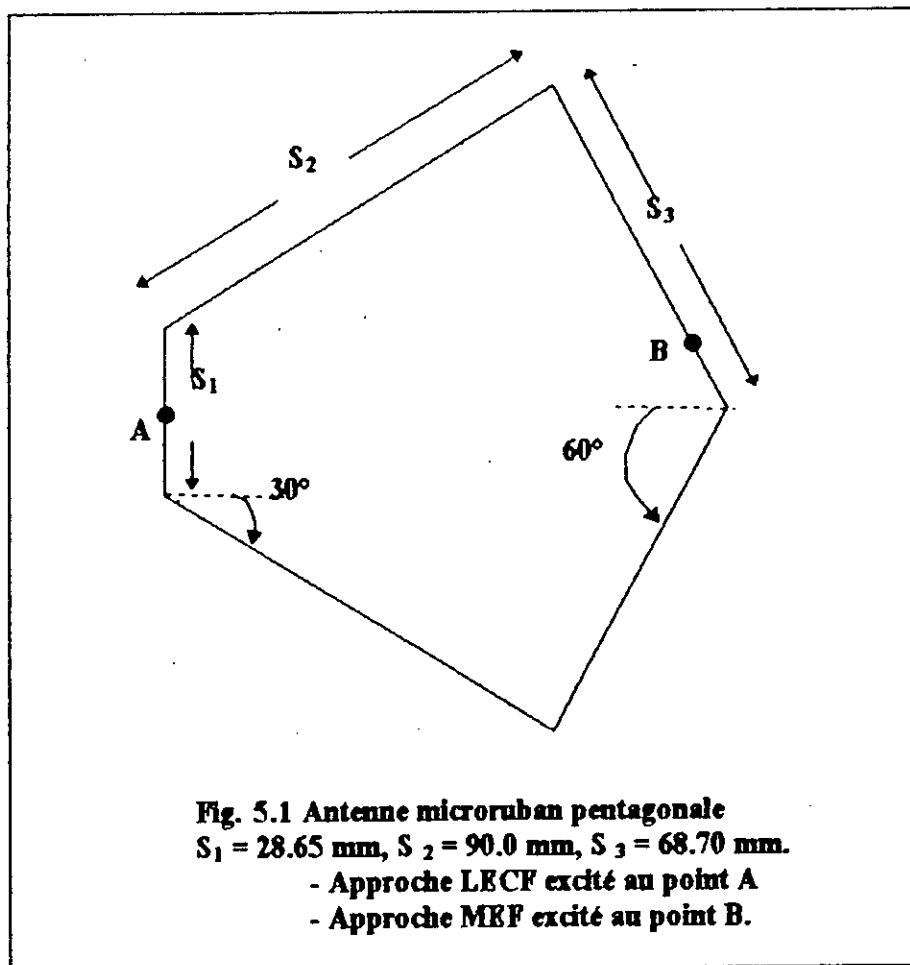
Les champs dans une APM pentagonale ne peuvent pas être déterminés par les méthodes classiques comme la méthode de la cavité et la méthode de développement des modes. En effet les conditions aux limites sont difficiles à imposer d'une manière simple. Cela implique aussi qu'il n'existe pas de formule fermée pour le calcul de la fréquence de résonance. Les méthodes numériques pour déterminer les caractéristiques de rayonnement deviennent donc, très complexes à mettre en oeuvre et à implémenter. La structure pentagonale présente, néanmoins, certain avantage comme celui d'obtenir une polarisation circulaire par une alimentation unique[5, page 157]. Ce qui évite le recours à des alimentations double, avec les difficultés que cela implique comme l'emploi d'hybrides pour l'obtention d'un déphasage de 90° . K. R. Carver et E. L. Coffey [43] ont utilisé la méthode des éléments finis pour déterminer les 7 premières valeurs propres correspondantes aux sept premiers modes d'une APM pentagonale. Les fréquences de résonance ont été calculées en utilisant les conditions aux limites de Neumann. Les valeurs des fréquences de résonance calculées, par cette méthode, sont quelques pour-cent plus grandes que celles de la mesure. La première fréquence mesurée est de 0.469 GHz, alors que la valeur calculée correspondante est de 0.499 GHz (6% plus élevée).

Les valeurs propres et les fréquences de résonance correspondantes, calculées par la méthode des éléments finis [43], pour l'APM de la figure 5.1 sont présentées au tableau 5.1 avec celles obtenues par la méthode des LECF. Les écarts entre ces deux résultats sont dus au fait que l'approche des LECF nécessite de prendre l'APM pentagonale suivant un axe de symétrie avec une polarisation linéaire et recherche la résonance avec Z_{in} réel ou maximal. Alors que la méthode des éléments finis (MEF.), recherche la localisation sur le pourtour de l'APM le point qui, excité donnera les deux modes orthogonaux à l'origine de la polarisation circulaire. Pour cette approche l'excitation se fait au point B (fig. 5.1), tandis que pour l'approche LECF l'excitation se fait par le point A (fig. 5.1). Les résultats de ces deux approches ne sont donc pas comparables. Néanmoins la méthode des LECF a le mérite de donner le comportement quasi-TEM d'une APM pentagonale de la façon la plus simple qui soit relativement à toute autre méthode.

Pour l'antenne microruban pentagonale nous ne disposons pas de résultats expérimentaux pour pouvoir confronter nos résultats théoriques obtenus par la méthode des LECF. De plus, cette configuration est rarement traitée dans la littérature sauf dans certain cas, mais avec une polarisation circulaire. On se contentera, donc, d'une comparaison, au paragraphe suivant, avec les résultats obtenus par la méthode des lignes élémentaire finies LECF appliquée aux cercles inscrit, circonscrit et équivalent.

Mode (n)	Fréquence de résonance (GHz)		
	Mesures	MEF valeurs propres polarisation circulaire [43]	LECF polarisation linéaire
1	0.469	0.4990	0.85
2	-	0.5310	1.70
3	-	1.3844	2.55
4	-	2.0622	3.40
5	-	2.1536	4.23

Tab. 5-1 Fréquences de résonance, d'une APM pentagonale, calculées par la méthode des: - LECF. avec polarisation linéaire
- MEF avec polarisation circulaire.



5.2 Antenne Hexagonale.

En plus des antennes triangulaires nous avons réalisé, aussi, un jeu de deux antennes hexagonales, une bicouche avec directeur AHAD et l'autre simple sans directeur AHSD. L'antenne simple est un hexagone de côté $S = 10 \text{ mm}$ imprimé sur un substrat d'épaisseur $h' = 1.524 \text{ mm}$. L'antenne bicouche est constituée de deux plaques de mêmes dimensions que l'AHSD, superposées. La plaque inférieure forme l'antenne et la plaque supérieure le directeur. Le substrat choisi pour la réalisation de ces antennes est du RT/DuroIdc 5870 de constante diélectrique $\epsilon_r = 2.32$ et d'angle de perte $\text{tg}(\delta) = 0.0012$ à 10 GHz . Les deux antennes AHAD et AHSD sont alimentées par une sonde coaxiale située à une distance $X_p = 3.16 \text{ mm}$ de la base de l'hexagone. Le diamètre de l'âme centrale de la sonde d'excitation est $d_0 = 1.3 \text{ mm}$.

5.3 Découpage linéaire.

Pour un découpage linéaire (fig. 5.2) l'expression de la largeur $W(n)$ de la tranche élémentaire d'ordre n s'écrit:

$$\text{pour le directeur: } W(n) = \begin{cases} S + \frac{2 \cdot x(n)}{\sqrt{3}} & \text{si } 1 \leq n < N/2 \\ S + \frac{2 \cdot (b - x(n))}{\sqrt{3}} & \text{si } N/2 \leq n \leq N \end{cases} \quad (5-1)$$

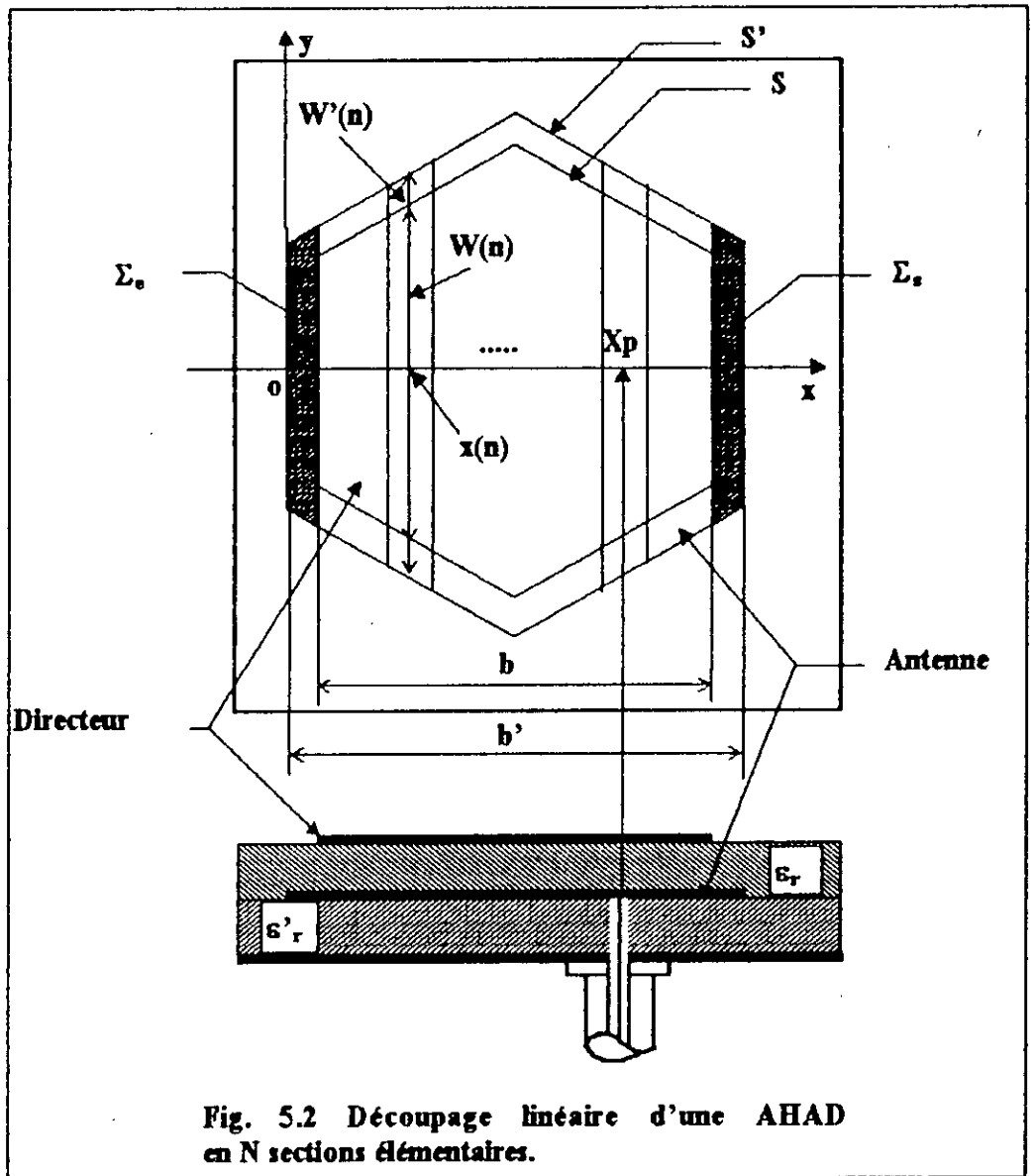
$$\text{Pour l'antenne: } W'(n) = \begin{cases} S' + \frac{2 \cdot (\Delta + x(n))}{\sqrt{3}} & \text{si } 1 \leq n < N/2 \\ S' + \frac{2 \cdot (b + \Delta - x(n))}{\sqrt{3}} & \text{si } N/2 \leq n \leq N \end{cases} \quad (5-2)$$

$$\text{Avec: } x(n) = \frac{(2 \cdot n - 1) \cdot b}{2 \cdot N} \quad (5-3)$$

$$\Delta = \frac{b' - b}{2} \quad (5-4)$$

Les surfaces des parties de l'antenne non couplée au directeur sont données par:

$$\Sigma_e = \Sigma_s = \left(S' + \frac{\Delta}{\sqrt{3}} \right) \cdot \Delta \quad (5-5)$$



5.4 Antenne hexagonale sans directeur AHSD.

5.4.1 Fréquence de résonance.

La fréquence de résonance d'une AHSD est calculée à partir de l'expression de la fréquence de résonance d'une APM disque circulaire [5], dans laquelle le rayon du disque "a" est remplacé par un rayon équivalent a_{eq} (equa. 5-6) :

$$f_{m,n} = \frac{K_{m,n} c}{2 \pi a_{eq} \sqrt{\epsilon_r}} \tag{5-6}$$

a_{eq} est le rayon d'un disque qui aurait la même aire que l'hexagone de côté S :

$$\pi \cdot a_{eq}^2 = \frac{3 \cdot \sqrt{3} \cdot s^2}{2} \tag{5-7}$$

Donc: $a_{eq} = 0.9094.S$ (5-8)

L'expression de la fréquence de résonance devient:

$$f_{m,n} = \frac{1.1 K_{m,n} c}{2 \pi S \sqrt{\epsilon_r}} f_r = \frac{1.1 \cdot K_{m,n} \cdot c}{2 \cdot \pi \cdot S \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \tag{5-9}$$

Les constantes $K_{m,n}$ (Tab. 5.1) sont les racines de la dérivée de la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce d'ordre n ($J_n'(k \cdot a) = 0$) et C la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour tenir compte de l'effet de bord il faut remplacer dans l'expression 5-8 le rayon du disque équivalent a_{eq} par une valeur effective a_e [5] donnée par la relation suivante:

$$a_e = a_{eq} \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot h}{\pi \cdot \epsilon_r \cdot a_{eq}} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{\pi \cdot a_{eq}}{2 \cdot h} \right) + 1.7726 \right\} \right]^{1/2} \tag{5-10}$$

Les fréquences de résonance correspondant aux différents modes $TM_{m,n}$, calculées avec a_{eq} et a_e pour une AHSD de côté $S = 10$ mm et avec un substrat de permittivité $\epsilon_r = 2.33$ et d'épaisseur $h = 1.524$ mm, sont données au tableau 5.2.

m \ n	$K_{m,n}$	
	1	2
0	0	3.83171
1	1.84118	-
2	3.0524	-
3	4.20119	-

Tab. 5-2 Racines de la dérivée de la fonction de Bessel $J_n'(k \cdot a)$.

(m,n)	$f_{m,n}$ calculée	
	avec a_{eq}	avec a_{eq} et a_e
(0,1)	0	0
(1,1)	6.335	5.817
(2,1)	10.509	9.649
(3,1)	14.445	13.273

Tab. 5-3 Fréquences de résonance des modes $TM_{m,n}$ pour une AHSD : $S = 10$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $h = 1.524$ mm.

5.4.2 Comparaison théorie et expérience.

Au tableau 5.4, nous présentons les fréquences de résonance expérimentales correspondant à un coefficient de réflexion minimal, et théoriques obtenues par la méthode des LECF et par le modèle de la cavité (équation 5-6 avec 5-10). La courbe du coefficient de réflexion (fig. 5.3) et les tableaux 5.2 et 5.3 montrent une très bonne concordance entre ces fréquences de résonances théoriques et expérimentales. Les écarts entre la fréquence de résonance théorique LECF et la fréquence mesurée et entre la fréquence théorique LECF et calculée avec les équations (5-9 avec 5-11) ne dépassent pas 2%. La variation du coefficient de réflexion de l'AHSD avec la fréquence montre que celle-ci est trop sélective puisque le T.O.S. est toujours supérieure à 2 à l'exception d'une bande très étroite.

	Mesure	Théorie LECF	Modèle de la Cavité
f_r (GHz)	5.98	5.89	5.82

Tab. 5-4 Fréquences de résonance d'une AHSD: $S = 10$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $h = 1.524$ mm, $X_p = 3.16$ mm, $d_0 = 1.3$ mm.

La fréquence f_r mesurée correspond à un coefficient de réflexion minimal et non à une partie réactive nulle.

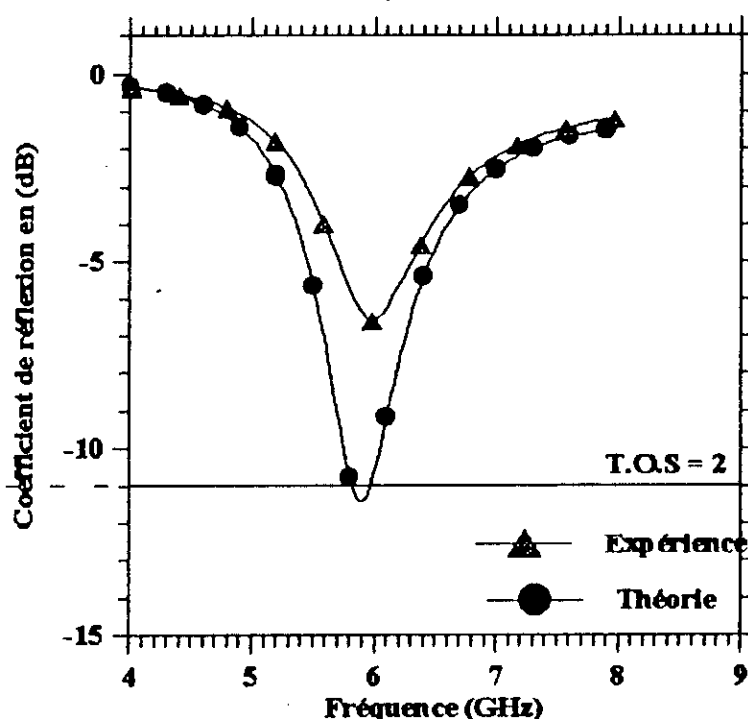
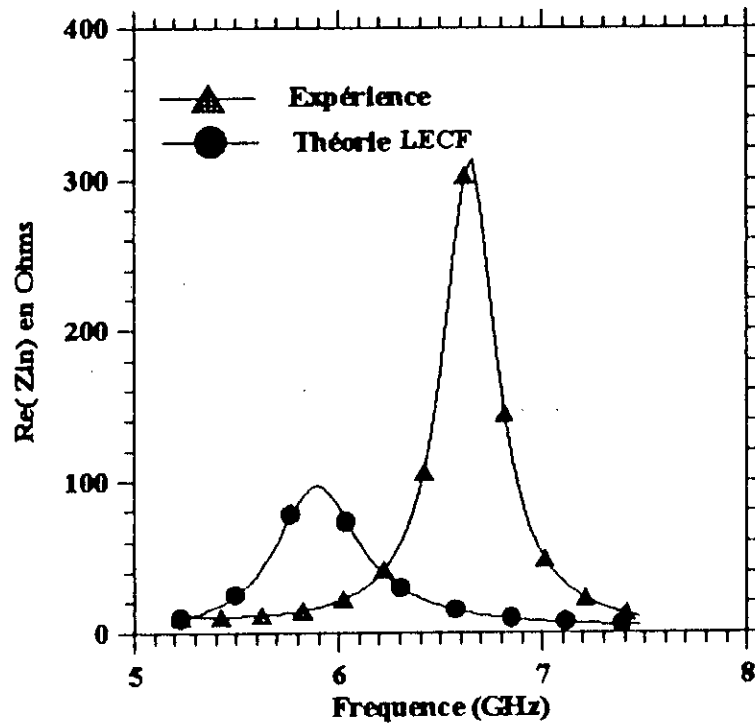


Fig. 5.3 Coefficient de réflexion d'une AHSD: $S = 10$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $h = 1.524$ mm, $X_p = 3.16$ mm, $d_0 = 1.3$ mm.

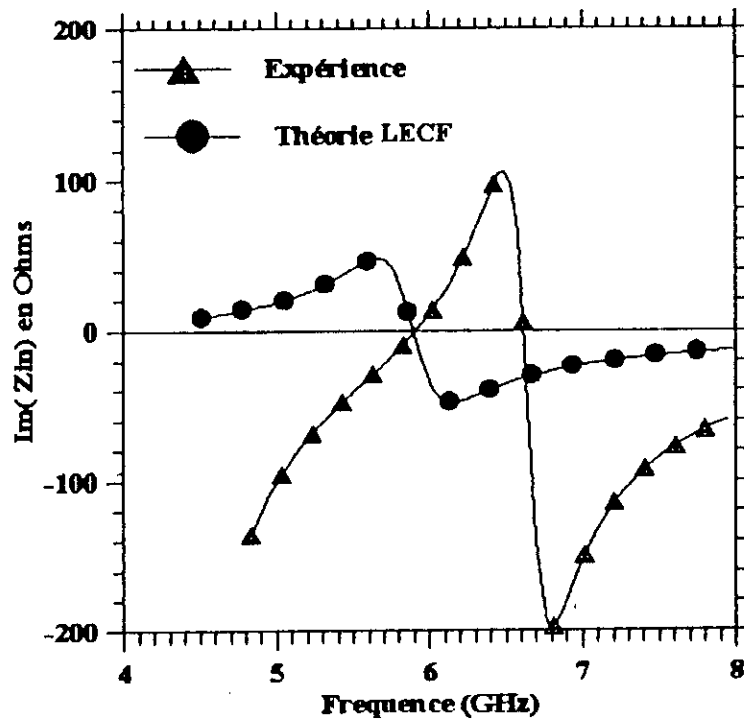
Les courbes expérimentales de l'impédance d'entrée (fig. 5.4) et du coefficient de réflexion (fig. 5.3) et les tableaux 5.3 et 5.4 montrent un écart entre f_0 , la fréquence où la résistance d'entrée mesurée est maximale, et f_r , la fréquence où le coefficient de réflexion est minimum. De plus le maxima de $\text{Re}(Z_{in})$ doit précéder l'annulation de $\text{Im}(Z_{in})$ et non la suivre. Ces remarques nous laissent douter de la précision et de la fiabilité de la mesure et de la fabrication de cette antenne. Au paragraphe 6.4.2 nous avons fait une comparaison entre les résultats théorique LECF appliquée à l'AHSD avec ceux de la méthode des cercles équivalent, inscrit et circonscrit. Elle montre que les résultats théoriques LECF appliqué à l'antenne hexagonale sont très proches de ceux de la méthode des LECF appliquée aux cercles équivalent et inscrit. Ce qui constitue une autre preuve que les écarts entre les résultats théoriques et expérimentaux de l'AHSD sont dûs aux tolérances de fabrication et aux erreurs de mesure de l'antenne. Il est vrai que la mesure a été faite une seule fois et sur un seul prototype ce qui laisse une grande probabilité aux erreurs de manipulations. Pour cerner les erreurs de la mesure et des tolérances de fabrication la même antenne doit être fabriquée en grand nombre (plus de 10). Puisque nous n'avons pas les moyens de réaliser d'autres antennes, nous avons introduit la méthode des cercles équivalents § 5.6.

	$R_{max}(\Omega)$	$f_{Rmax}(GHz)$	$Z^+ \text{ et } Z^- (\Omega)$	$\Gamma^+ \text{ et } \Gamma^- (GHz)$	$f_0 (GHz)$
Mesure	312.47	6.65	302.52+j 6.16	6.62	6.63
			312.47-j 70.72	6.65	
Théorie LECF	96.90	5.89	96.90+j 0.76	5.89	5.91
			95.67-j 10.63	5.92	

Tab. 5-5 Impédances d'entrée d'une AHSD: $a = 10 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 2.33$, $h = 1.524 \text{ mm}$, $X_p = 3.16 \text{ mm}$, $d_0 = 1.3 \text{ mm}$.



(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 5.4 Impédance d'entrée d'une AHSD: $S = 10$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $h = 1.524$ mm, $X_p = 3.16$ mm, $d_0 = 1.3$ mm, découpage linéaire $N = 500$.

5.5 Antenne hexagonale avec directeur AHAD.

Nous présentons aux figures 5.5 (a) et (b) les résultats théoriques et expérimentaux concernant l'évolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence de une AHAD. C'est une APM hexagonale bicouche (avec directeur) dont les plaques antenne et directeur ont les mêmes dimensions ($S = S' = 10 \text{ mm}$) et sont réalisées avec le même substrat ($\epsilon_r = 2.33$, $h = 1.524 \text{ mm}$). La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux obtenus montre une bonne concordance pour l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance et la bande passante (tab. 5.5 et 5.6). L'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales ne dépasse pas 5% pour la fréquence de résonance f_0 et 2% pour la bande passante.

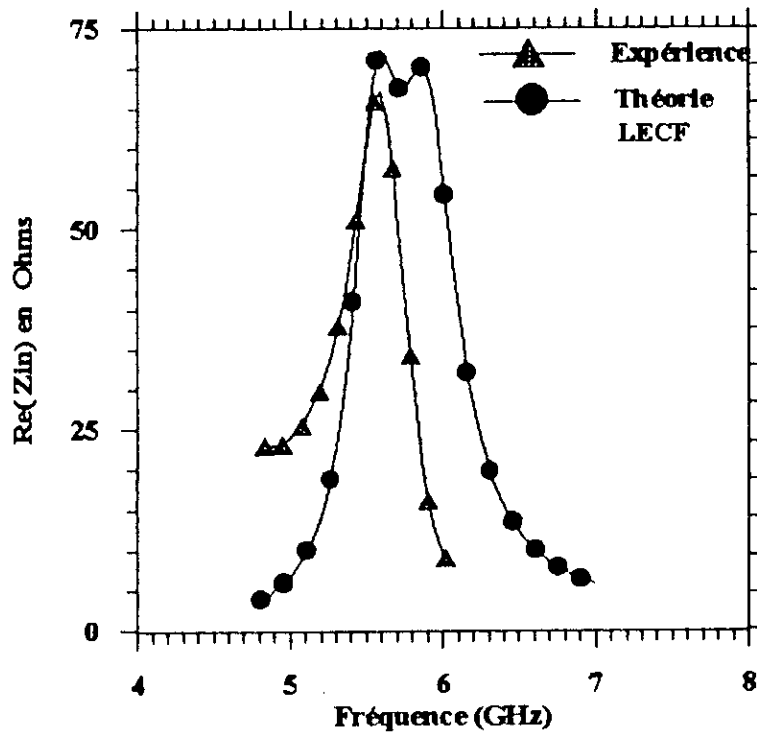
	f_{r1} (GHz)	f_{r2} (GHz)	f_0 (GHz)	B (GHz)	B (%)
Mesure	5.25	5.68	5.47	0.43	7.86
Théorie	5.51	5.97	5.74	0.46	8.01

Tab. 5-6 Fréquence de résonance et bande passante d'une AHAD: $S' = S = 10 \text{ mm}$, $\epsilon'_r = \epsilon_r = 2.33$, $h' = h = 1.524 \text{ mm}$, $K_{1,2} = 0.1$, $X_p = 3.16 \text{ mm}$, $d_0 = 1.3 \text{ mm}$.

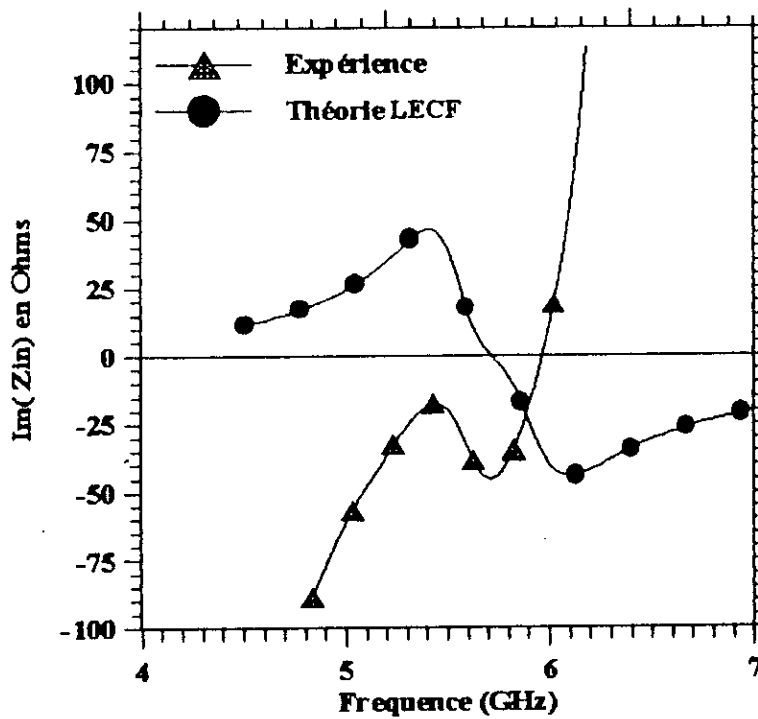
L'évolution de la résistance d'entrée de l'AHAD en fonction de la fréquence ne présente, à la résonance, qu'un seul pic pour la courbe expérimentale et un pic avec deux maximums très rapprochés pour la courbe théorique. La mesure étant peu fine, la résonance de la cavité (antenne-plan de masse) n'apparaît pas, en raison d'une réactance inductive parasite très importante. L'AHAD n'a pas un comportement large bande et sa bande passante expérimentale est inférieure à 8% (tab. 5.5). Néanmoins en comparant le comportement de l'AHAD et de l'AHSD nous constatons que la présence d'un directeur fait augmenter considérablement la bande passante de la structure rayonnante.

	R_{max1} (Ω)	f_{Rmax1} (GHz)	R_{max2} (Ω)	f_{Rmax2} (GHz)
Mesure	67.12	5.59	-	-
Théorie	72.23	5.59	70.08	5.86

Tab. 5-7 Résistance d'entrée d'une AHAD: $S' = S = 10 \text{ mm}$, $\epsilon'_r = \epsilon_r = 2.33$, $h' = h = 1.524 \text{ mm}$, $K_{1,2} = 0.1$, $X_p = 3.16 \text{ mm}$, $d_0 = 1.3 \text{ mm}$.



(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 5.5 Impédance d'entrée d'une AHAD: $S' = S = 10$ mm, $\epsilon_r' = \epsilon_r = 2.33$, $h' = h = 1.524$ mm, $X_p = 3.16$ mm, $K_{1,2} = 0.1$, $d_0 = 1.3$ mm, découpage linéaire $N = 500$.

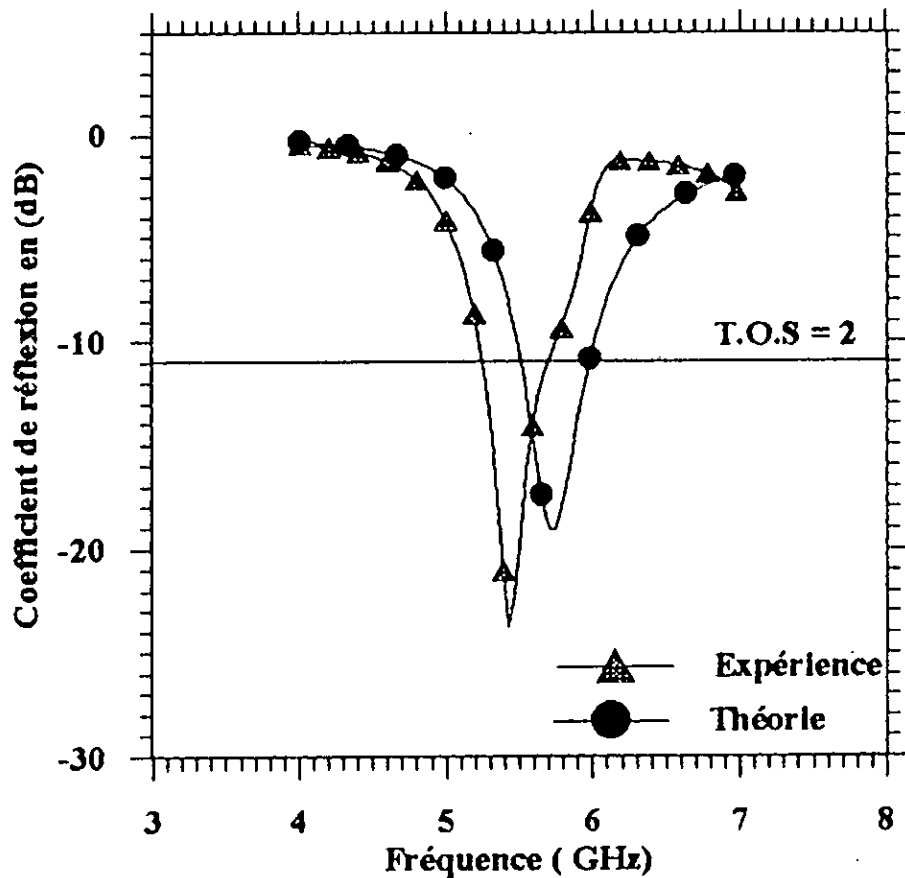


Fig. 5.6 Coefficient de réflexion d'une AHAD: $S'=S=10$ mm, $\epsilon'_r=\epsilon_r=2.33$, $h'=h=1.524$ mm, $K_{1,2}=0.1$, $X_p=3.16$ mm, $d_0=1.3$ mm, découpage linéaire $N=500$.

5.6 Méthodes des disques équivalents appliquées aux APM n-gones.

À cause de nos résultats expérimentaux peu fiables, et du manque de données concernant les APM hexagonales et pentagonales dans la littérature pour pouvoir comparer nos résultats, la validation de la méthode des LECF aux configurations n-gonales reste incomplète. Pour palier à cette situation, et vu que nous n'avons pas les moyens de réaliser d'autres antennes, nous avons introduit la méthode des disques équivalents (§ 5.6). La méthode des LECF appliquée aux APM disques circulaires a déjà été validée [18], [38] et [44] elle constitue, donc, un autre moyen pour confronter les résultats de la LECF.

5.6.1 Application à l'antenne pentagonale.

Pour l'antenne pentagonale nous considérons les trois antennes équivalentes suivantes (Fig. 5.7) :

- Antenne disque circulaire de surface égale à celle du pentagone régulier et de rayon équivalent $a = R_{eq}$;
- Antenne disque circulaire de rayon égale à celui du cercle inscrit au pentagone et de rayon $a = R_i$;
- Antenne disque circulaire de rayon égale à celui du cercle circonscrit au pentagone et de rayon $a = R_c$.

Pour le pentagone régulier de coté S (Fig. 5.7) nous avons les relations suivantes entre le coté S et les rayons inscrit circonscrit et équivalent :

- $R_{eq} = 0.7400 \cdot S$,
- $R_i = 0.6881 \cdot S$,
- $R_c = 0.8501 \cdot S$.

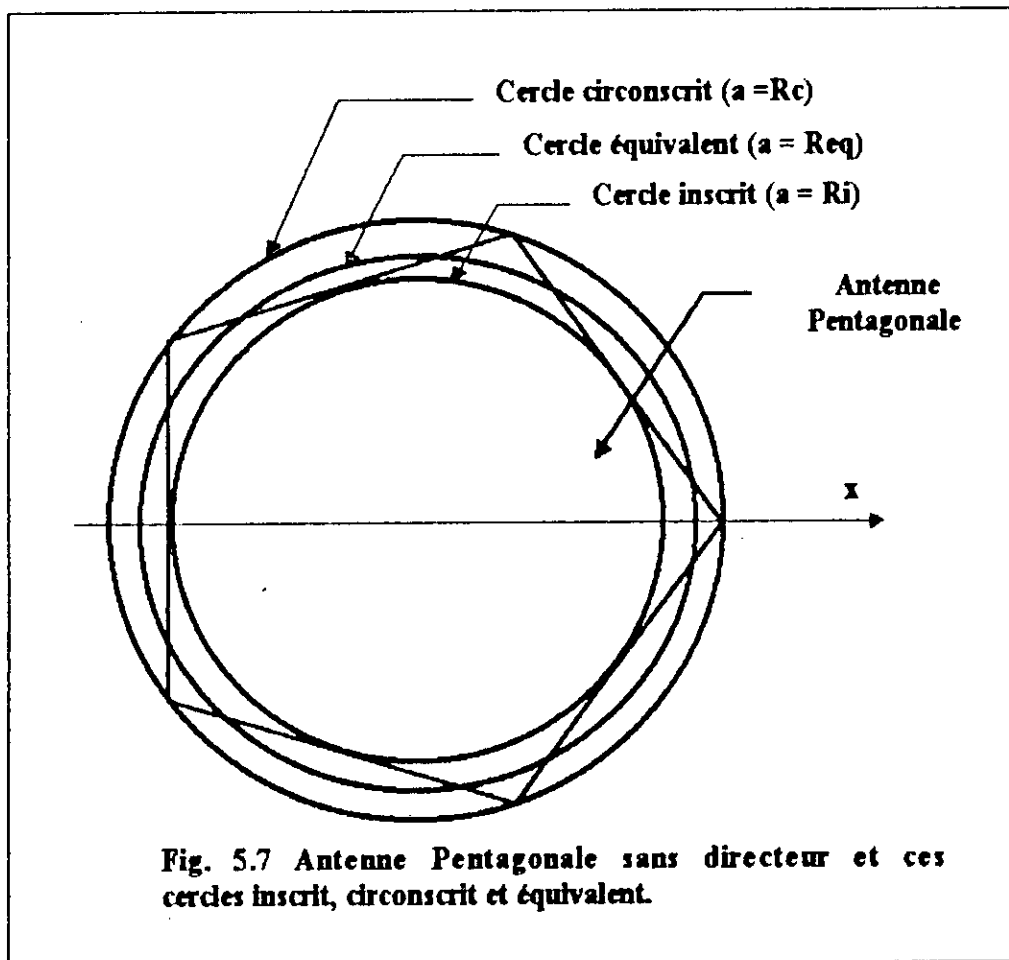
Comme nous l'avons précisé au paragraphe 5.1 pour l'APM pentagonale nous ne disposons pas de résultats expérimentaux ni de résultats d'autres auteurs pour pouvoir confronter nos résultats théoriques.

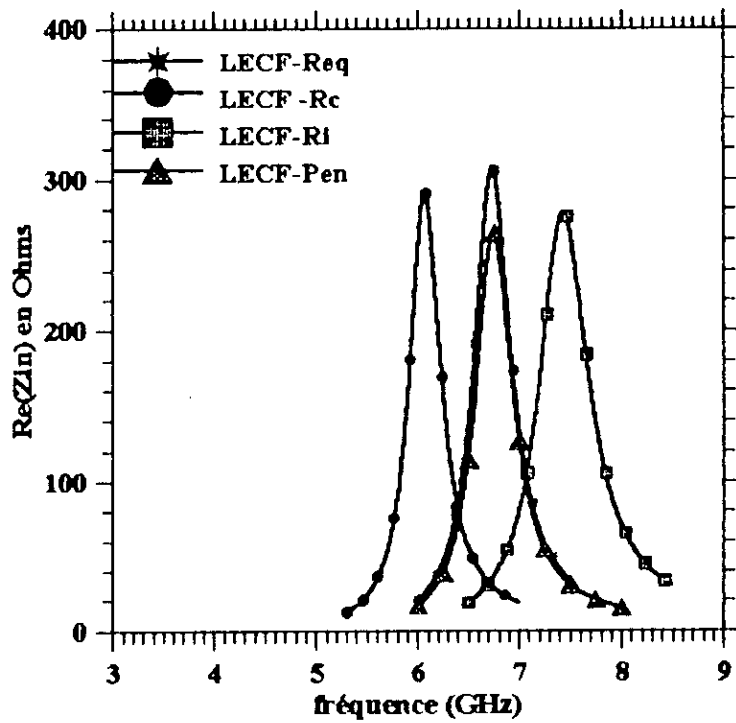
Nous désignons par **LECF-Req**, **LECF-Ri** et **LECF-Rc** la méthode LECF appliquée au cercle équivalent ($a = R_{eq}$), inscrit ($a = R_i$) et circonscrit ($a = R_c$) respectivement et par **La méthode LECF-Pen** la méthode LECF appliquée à l'antenne pentagonale sans directeur.

Méthode	LECF-Pen	LECF-Ri	LECF-Rc	LECF-Req	Cavité+Req
f_r (GHz)	6.76	7.44	6.07	6.74	7.06
Δf_r (GHz)	-	+0.68	--0.69	-0.02	+0.30
$\Delta f_r / f_r$ (%)	-	10.06	10.21	0.30	4.44

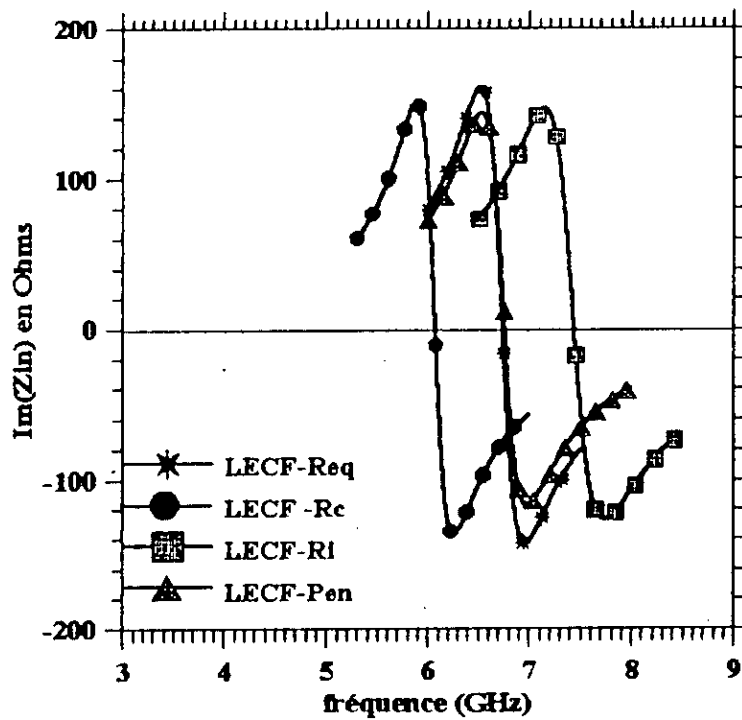
Tab. 5-8 Comparaison des fréquences de résonance, d'une APM pentagonale, obtenus par les différentes méthodes: $h = 1.524$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $S = 10$ mm, $R_{eq} = 7.400$ mm, $R_i = 6.881$ mm et $R_c = 8.501$ mm.

La courbe de la résistance d'entrée obtenue par la LECF-Pen est comprise entre celle obtenue par la LECF-Req et celle obtenue par la LECF-Ri (Fig. 5.8). La fréquence de résonance obtenue par la LECF-Req est la plus proche de celle obtenue par la LECF-Pen, elle lui est supérieure de 0.3%, alors que celle obtenue par la LECF-Rc est la plus défavorable, elle est inférieure a celle obtenue par la LECF-Pen de 10.21% (Tab. 5.8). La méthode des LECF-Ri, quant à elle, donne une fréquence de résonance plus grande de 10.06% par rapport à la LECF-Pen alors que celle obtenue par la méthode de la (cavité + Req) est supérieure de 4.44% de celle obtenue par la méthode LECF-Pen. Pour l'antenne pentagonale, seule la méthode LECF-Req donne des résultats avec un écart de moins de 1% par rapport à la méthode LECF-Pen .





(a) Partie réelle.



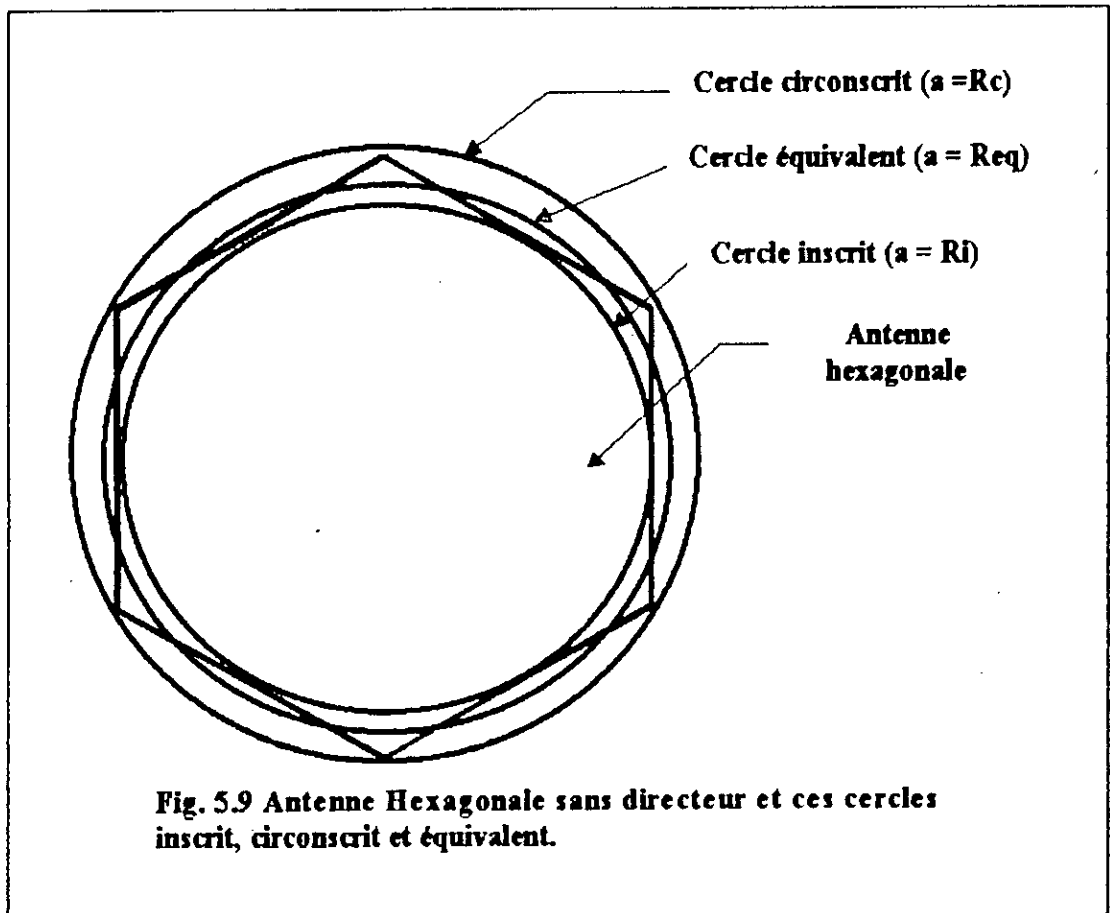
(b) Partie imaginaire.

Fig. 5.8 Comparaison des impédances d'entrées d'une APM pentagonale de côté S et des APM disques de rayon (Req, Ri et Rc): $h=1.524\text{mm}$, $\epsilon_r=2.33$, $S=10\text{mm}$, $Req=7.40\text{ mm}$, $Ri=6.88\text{ mm}$ et $Rc=8.50\text{ mm}$. Découpage linéaire $N=500$.

5.6.2 Application à l'antenne hexagonale.

De la même façon que pour l'antenne pentagonale nous comparons les résultats de la méthode des LECF-**Hex** appliquée à l'antenne hexagonale de côté S avec ceux de la méthode des LECF appliquée aux antennes disques circulaires équivalent, inscrit et circonscrit à l'hexagone régulier de côté S (Fig. 5.9) soit:

- rayon du disque équivalent: $R_{eq} = 0.9094 \cdot S$,
- rayon du disque inscrit à l'hexagone: $R_i = 0.866 \cdot S$,
- rayon du disque circonscrit à l'hexagone: $R_c = S$.



Les fréquences $(f_r)_i$, $(f_r)_{eq}$ et $(f_r)_c$ désignent les fréquences obtenues par les méthodes LECF-Ri, LECF-Req et LECF-Rc respectivement.

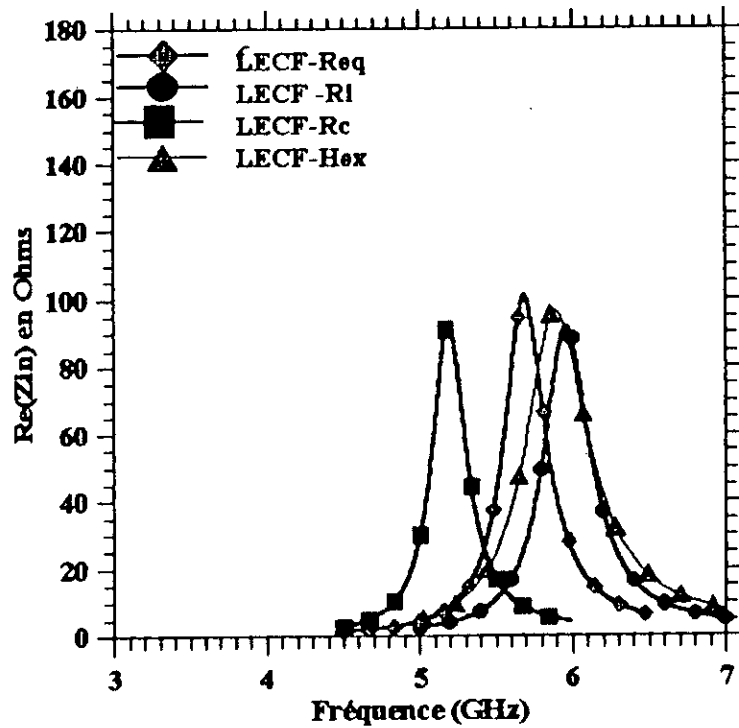
Nous présentons au **tableau 5.9** les différentes fréquences de résonances, de ces antennes équivalentes, obtenues par la méthode des LECF.

Nous remarquons (**Fig. 5.10**) que la courbe de la résistance d'entrée $Re(Z_{in})$ obtenue par la méthode LECF-Hex est comprise entre celle obtenue par la méthode LECF-Req et celle obtenue par LECF-Ri. La fréquence de résonance obtenue par la méthode LECF-Hex est de 1.5% inférieure à la mesure. La méthode LECF-Rc donne les résultats les plus éloignés et la fréquence de résonance la plus faible. La méthode LECF-Ri donne la fréquence de résonance la plus proche, plus petite de 0.3% de la mesure (**Tab. 5.9**) alors que la méthode LECF-Req est inférieure de 4.85% de la mesure. La méthode de la cavité avec Req (**equa. 5.7, 5.8 et 5.10**) donne une fréquence de résonance inférieure de 2.68% à la mesure.

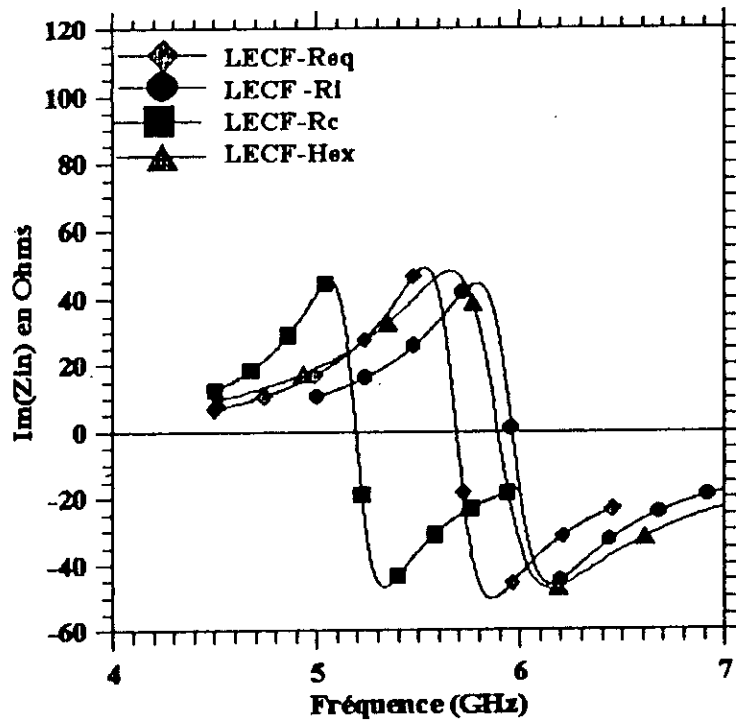
Méthodes	mesure	LECF-Hex	LECF-Ri	LECF-Rc	LECF-Req	Cavité *+Req
f_r (GHz)	5.98	5.89	5.96	5.19	5.69	5.82
Δf_r (GHz)	-	-0.09	-0.02	-0.79	-0.29	0.16
$\Delta f_r / f_r$ (%)	-	1.5	0.3	13.2	4.85	2.68

Tab. 5-9 Comparaison des fréquences de résonance, d'une AHSD, obtenus par les différentes méthodes: $h = 1.524$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $S = 10$ mm, $R_{eq} = 9.09$ mm, $R_i = 8.66$ mm et $R_c = 10$ mm.

* La méthode de la cavité appliquée pour une antenne disque circulaire.



(a) Partie réelle.



(b) Partie imaginaire.

Fig. 5.10 Comparaison des impédances d'entrées d'une AHSD de côté S et des APM disques de rayon (R_{eq} , R_i et R_c): $h = 1.524$ mm, $\epsilon_r = 2.33$, $S = 10$ mm, $R_{eq} = 9.09$ mm, $R_i = 8.66$ mm et $R_c = 10$ mm, découpage linéaire $N = 500$.

5.7 Conclusion.

Les résultats théoriques obtenus par la méthode LECF pour la fréquence de résonance et la bande passante sont en bon accord avec ceux de la mesure et ceux de la littérature (modèle de cavité [5]).

Les résultats théoriques pour l'impédance d'entrée de l'AHAD concordent assez bien avec ceux de l'expérience. Par contre pour l'AHSD il existe un écart assez important entre l'impédance d'entrée théorique et expérimentale. Cet écart peut être dû aux erreurs de mesures, comme il a été prouvé par la méthode des cercles équivalents. Le manque de données concernant les antennes hexagonales, dans la littérature, ainsi que le manque de moyens pour refaire le travail expérimental ne nous permet pas de juger convenablement la validation de la méthode des LECF appliquée à l'AHSD. La fiabilité des résultats expérimentaux reste le point faible de cette étude. Pour chaque type d'antenne il n'a été réalisé qu'un seul exemplaire, et la mesure faite une seule fois. Pour avoir des résultats expérimentaux fiables, il aurait fallu réaliser pour chaque type d'antenne plusieurs exemplaires, afin de minimiser les erreurs dues aux tolérances de fabrication, et pour chaque exemplaire refaire la mesure un certain nombre de fois pour minimiser les erreurs de manipulations et voir le taux de reproductibilité des mesures.

Globalement nous pouvons dire que les résultats théoriques et expérimentaux concordent assez en ce qui concerne les fréquences de résonance. Mais pour valider complètement la méthode des LECF il est impératif de réaliser d'autres prototypes d'AHSD en nombre suffisant et comparer, de nouveau, les résultats expérimentaux et théoriques.

Quand N le nombre des côtés du n -gones augmente, l'écart entre les fréquences de résonance, obtenue par les méthodes LECF hexagonale et cercle inscrit diminue. Il passe de plus de 10% pour le pentagone à moins de 1.51% pour l'hexagone. De plus R_{eq} tend vers R_i quand N croît et l'écart entre eux passe de 7.4% à 4.8% quand N passe de 5 à 6.

La méthode LECF appliquée au cercle inscrit donne des résultats meilleurs que ceux des LECF appliquées au cercle équivalent ou de la cavité avec rayon équivalent. Dès que le n -gones régulier a un nombre de côté N supérieur ou égal à 6 l'utilisation de $R_{total} = (R_{eq} R_i)^{1/2}$ ou $R_{total} = (R_{eq} + R_i)/2$ serait sans doute plus performante.

Perspectives de
développement.

6. PERSPECTIVES DE DEVELOPPEMENT.

Les systèmes des télécommunications et les radars actuels utilisent souvent des antennes multi-bandes à larges bandes passantes. Les antennes microrubans, utilisées en tant qu'éléments isolés ou en réseaux, sont un choix tout indiqué pour ces applications et sont de plus en plus utilisées dans ce domaine. L'intérêt sans cesse croissant porté aux APM est dû à leurs avantages et aux progrès enregistrés tant sur le plan de la conception que sur celui des procédés de fabrication.

Les recherches actuelles visent à améliorer les facteurs limitatifs des systèmes microrubans tels que la bande passante réduite, le gain et le rendement énergétique faible etc. et à exploiter au mieux leurs avantages comme le volume réduit, le faible poids et la possibilité d'intégration des circuits d'émission et de réception ainsi que des circuits de commutation, de polarisation et de déphasage. On cherche également à faire fonctionner l'antenne plaque à deux fréquences distincte et à l'obtention de polarisation elliptique (circulaire) avec une excitation unique. Pour une APM de géométrie elliptique (avec $b/a=0.9875$ [48]), quasi carrée ou un pentagonale, un choix judicieux de la position du point d'excitation (excitation unique) permet d'obtenir une polarisation circulaire. Un autre facteur important, dans le choix de la technologie microruban, est la réduction des coûts de fabrication et la production de masse.

Les méthodes de conception se perfectionnent et disposent de moyens de calcul toujours en accroissement. Ces méthodes permettent de concevoir pour une application donnée, le système qui offre les meilleures performances en minimisant les coûts d'expérimentation le plus possible. Cependant, sur le plan de la rapidité de calcul et de la facilité de mise en oeuvre, les méthodes très précises mais aussi très lourdes à l'usage restent désavantagées vis-à-vis des méthodes qui compensent ce qu'ils perdent en précision par une simplicité de mise en oeuvre accrue.

La méthode des LECF par ses variantes améliorées se situera entre les deux précédentes. Les variantes améliorées de la méthode des LECF devraient être plus précises dans leurs prévisions en prenant en compte les ondes de surfaces, en s'étendant aux modes $TM_{m,n}$ avec $m,n \neq 0$ etc. [42] .

Nauwelaers est le premier à avoir tenu compte, dans son modèle de la ligne de transmission, des ondes de surface dans le substrat en se basant sur les résultats publiés par **D. M. Pozar [46]**, **P. Perlmutter [47]**. Dans cette publication il est prouvé que le rapport entre la puissance des ondes de surface et la puissance totale dépend seulement de l'épaisseur relative et la permittivité relative du substrat diélectrique. Pour étendre la validité de la méthode à des substrats diélectriques épais le circuit d'entrée de la structure est modélisé par un transformateur et une impédance. Les caractéristiques du transformateur sont déterminées par des abaques. Une modélisation de la sonde dans le cas d'une excitation coaxiale doit être affinée sur une large bande de fréquence si l'on veut réduire l'écart entre la théorie et la mesure.

La méthode des **LECF** est une généralisation de la méthode des lignes de transmission à des configurations quelconques possédant un axe de symétrie, comportant ou non un directeur [4], [16] et [45]. Les études en cours tentent d'appliquer la méthode des **LECF** à des **APM** comportant un second directeur superposé au premier.

Conclusion générale.

7. Conclusion générale.

La méthode des lignes élémentaires finies (LEF) ainsi que la LECF permettent d'obtenir les caractéristiques radioélectriques d'antenne microruban de forme quelconque avec et sans directeur. Pour améliorer la précision de cette méthode nous avons choisi, pour la détermination des paramètres de transmissions des lignes microruban, les expressions les plus précises existant actuellement (ANNEXE A). Ces expressions tiennent compte des épaisseurs des conducteurs, de la rugosité de leurs surfaces et de l'effet de dispersion en fréquence.

Pour justifier la validité du modèle proposé des LECF pour les formes polygonales, nous avons fait une étude théorique et expérimentale, d'antennes triangulaires et hexagonales avec et sans directeur. Les résultats théoriques obtenus par cette méthode sont en général en bon accord avec ceux de l'expérience. Surtout en ce qui concerne la fréquence de résonance et la bande passante. L'écart observé entre les valeurs de la résistance d'entrée (partie réelle de $Z_{in}(f) \Big|_{f=f_r}$) mesurée et calculée, à la résonance, est dû à plusieurs facteurs:

- 1) Le modèle utilisé pour calculer l'impédance de la sonde coaxiale d'excitation n'est qu'approximatif pour notre cas car;
 - a) Il ne tient pas compte de la partie résistive de l'impédance de la sonde et qui est loin d'être négligeable [35];
 - b) L'une des conditions de validité de ce modèle n'est pas satisfaite par notre antenne à savoir que la sonde doit être placée loin des bords de l'antenne[35].
- 2) La grande sensibilité de la résistance d'entrée, vis à vis de la position de la sonde d'excitation entre le sommet de l'antenne et le centre, oblige à prendre en compte les effets induits par les tolérances de fabrication.

L'étude de l'influence des paramètres fondamentaux de l'antenne sur son comportement radioélectrique nous a permis de tirer les conclusions qui suivent concernant les APM n-gones:

Pour une excitation par sonde coaxiale, la variation de la résistance d'entrée avec la position du point d'excitation, sans changer les autres caractéristiques de l'APM, nous permet d'adapter l'antenne à la source d'excitation, en choisissant convenablement la

position d'excitation en un point où l'impédance d'entrée de l'antenne est égale à celle de la source. L'excitation par sonde coaxiale de l'APM n -gones doit de préférence se faire le plus loin possible de tout angle aigu. Au contraire, pour une alimentation par microruban il est préférable qu'elle se fasse par l'angle le plus aigu qui soit.

Le caractère quasi-TEM de la méthode des LECF, telle qu'elle est utilisée actuellement, prédit avec une assez bonne précision les modes $TM_{m,0}$ et $TM_{0,n}$. Cependant elle ne permet pas d'obtenir les modes $TM_{m,n}$ avec $m \neq 0$ et $n \neq 0$ simultanément, ainsi que la prise en charge des ondes de surface qui affecte le rendement énergétique proprement rayonné.

L'emploi de substrat diélectrique de forte permittivité diélectrique ϵ_r diminue la fréquence de résonance de la structure rayonnante. Pour des applications basse fréquence on utilise des substrats de forte permittivité pour diminuer les dimensions électriques de la structure. Toutefois les fortes valeurs de ϵ_r diminuent le rayonnement de l'antenne car elles augmentent la concentration du champ électrique dans la région sous la plaque antenne et diminuent la composante tangentielle du champ électrique au niveau des bords ouverts de l'antenne. De la même manière les substrats épais permettent de larges bandes passantes au prix d'une réduction du rendement énergétique dû à l'excitation d'ondes de surface.

L'adjonction d'élément parasite (le directeur) disposé sur l'antenne permet d'obtenir une bande passante d'environ 20 % alors qu'elle était de 5 % pour une antenne sans directeur.

Le lieu de l'impédance d'une structure avec directeur présente une boucle de couplage et un point double (I) quand la fréquence varie au voisinage de la résonance. Le point double se localisera sur l'abaque de Smith en fonction du rapport entre R_{max1} et R_{max2} .

Une combinaison adéquate, des dimensions de la structure et des permittivités diélectriques, permet d'une part d'obtenir une boucle de couplage et un lieu de l'impédance d'entrée centrée sur l'axe des réels de l'abaque Smith et d'autre part de placer le point double (I) sur ou au voisinage de cet axe. Pour une structure avec directeur, il faut donc avoir:

- l'épaisseur h , du substrat supérieur, doit être égale ou légèrement plus grande que l'épaisseur du substrat inférieur h' (par exemple $h = 1.590 \text{ mm}$ et $h' = 1.524 \text{ mm}$, avec $\epsilon_r = \epsilon'_r$ et $S_d = S_a$; où S_d et S_a sont le côté du directeur et de l'antenne respectivement);
- les dimensions du directeur doivent être légèrement plus grandes que celles de l'antenne (par exemple $\frac{S_d}{S_a} = 1.03$ avec $\epsilon_r = \epsilon'_r$ et $h = h'$);
- La permittivité du substrat supérieur ϵ_r doit être légèrement supérieur à celle du substrat inférieur ϵ'_r (par exemple $\epsilon_r = 2.32$ et $\epsilon'_r = 2.17$ avec $S_d = S_a$ et $h = h'$).

La méthode des LECF appliquée au cercle inscrit donne des résultats meilleurs que ceux des LECF appliquées au cercle équivalent à partir de $N = 6$ et au-delà. Quand N le nombre des côtés du n -gone s augmente, l'écart entre la fréquence de résonance, obtenue par la méthode des LECF appliquée directement sur le n -gones et celle obtenue par la méthode LECF appliquée à son cercle inscrit diminue. Il passe de plus de 10% pour le pentagone à moins de 1.2% pour l'hexagone. L'écart relatif entre R_i et R_{ci} diminue et devient inférieurs à 4.8% pour l'hexagone et la méthode LECF- R_i s'appliquera au n -gones à partir de $N = 6$.

Cette étude nous a permis de généraliser la méthode du modèle des lignes de transmissions avec pertes LECF pour l'étude d'antennes microrubans de formes n -gonales (antenne triangulaire, hexagonale et pentagonale). Ceci montre l'intérêt de cette méthode. Elle permet de déterminer les caractéristiques radioélectriques (impédance d'entrée, facteur de qualité, fréquence de résonance et bande passante) d'une structure rayonnante planaire de forme polygonale avec ou sans directeur tout en restant d'emploi simple et peu coûteuse en temps de calcul.

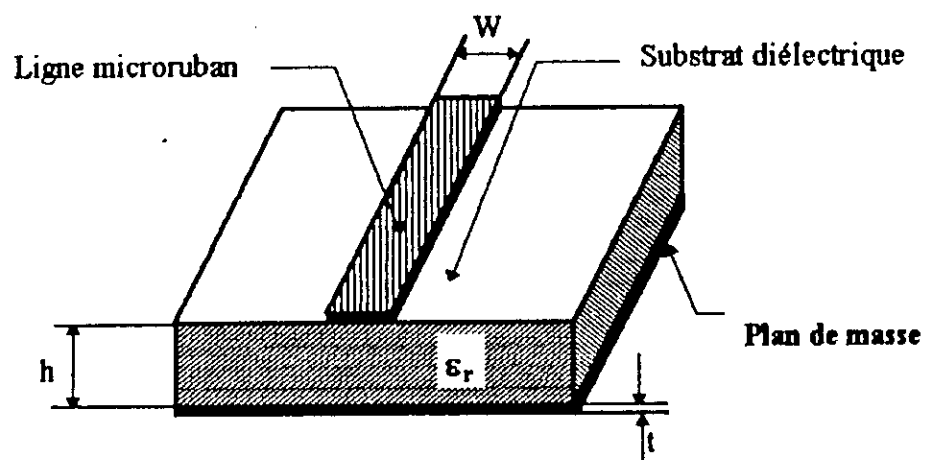
Une méthode de conception doit en générale présenter une flexibilité d'adaptation à toutes les configurations possibles et être peu exigeante en capacité de calcul et suffisamment précise[42]. La méthode des LECF approche ces caractéristiques d'assez près.

Dans les conditions de fabrication actuelles la méthode des LECF s'applique à des systèmes travaillant à des fréquences inférieures à 30 GHz. Au-delà sa précision n'est plus suffisante pour prévoir le comportement des APM projetées [8]; A moins de doter cette méthode de nouveaux perfectionnements.

ANNEXE A

Dans cette annexe nous exposons les différentes expressions permettant de déterminer les caractéristiques d'une ligne microruban telle que l'impédance caractéristique Z_c , la constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$, et la permittivité diélectrique relative effective ϵ_{eff} . Parmi les divers modèles existant dans la littérature nous choisirons les plus précis ceux qui tiennent compte de l'épaisseur et la rugosité de la surface des conducteurs ainsi que de l'effet de la dispersion de fréquence.

Une ligne microruban est constituée d'une bande conductrice de largeur W et d'épaisseur t imprimé sur un substrat diélectrique de permittivité relative ϵ_r et d'épaisseur h et dont la face inférieure, constituant le plan de masse, est recouverte d'une surface conductrice figure A-1 .



A-1 Ligne microruban

A1 Approximation statique.

Cette approximation suppose un mode TEM pur et fournit des expressions pour l'impédance caractéristique et la permittivité ϵ_r indépendantes de la fréquence. La modélisation la plus couramment utilisée est celle de Hammerstad et Jensen [39].

Dans cette modélisation l'impédance caractéristique et la permittivité relative effective d'une ligne microruban, sont données par:

- Impédance caractéristique du microruban pour $t = 0$ et $\epsilon_r = 1$.

$$Z_{01}(u) = \frac{\eta_0}{2\pi} \ln \left(\frac{f(u)}{u} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u}\right)^2} \right) \quad (\text{A-1})$$

avec

$$f(u) = 6 + (2\pi - 6) \cdot \text{Exp} \left[- \left(\frac{30.66}{u} \right)^{0.7528} \right] \quad \text{et } u = W/h \quad (\text{A-2})$$

La précision obtenue à l'aide de cette expression est mieux que 0.01 % pour $u \leq 1$ et 0.03 % pour $u \leq 1000$.

- La permittivité relative

$$\epsilon_e(u, \epsilon_r) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u} \right)^{-a(u)b(\epsilon_r)} \quad (\text{A-3})$$

avec

$$a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \left(\frac{u^4 + \left(\frac{u}{52}\right)^2}{u^4 + 0.432} \right) + \frac{1}{18.7} \ln \left(1 + \left(\frac{u}{18.1}\right)^3 \right) \quad (\text{A-4})$$

et

$$b(\epsilon_r) = 0.564 \cdot \left(\frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} \quad (\text{A-5})$$

La précision fournie par l'équation (A-3) est mieux que 0.2% pour $1 \leq \epsilon_r \leq 128$ et $0.01 \leq u \leq 100$.

Pour tenir compte de l'épaisseur t du conducteur non nulle la largeur normalisée du ruban conducteur $u = W/h$ est remplacée par une largeur équivalente u_1 donnée par:

$$u_1 = u + \Delta u_1 \quad (\text{A-6})$$

et

$$u_r = u + \Delta u_r \quad (\text{A-7})$$

avec:

$$\Delta u_1 = \frac{t'}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \exp(1)}{t' \cdot \coth^2 \sqrt{6.517 \cdot u}} \right) \quad \text{où} \quad t' = t/h \quad (\text{A-8})$$

$$\Delta u_r = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\cosh \sqrt{\epsilon_r - 1}} \right) \cdot \Delta u_1 \quad (\text{A-9})$$

Dans ces conditions les expressions statiques de l'impédance caractéristique et de la permittivité relative de la ligne microruban deviennent.

$$Z_c(0) = \frac{Z_{01}(u_r)}{\sqrt{\epsilon_e(u, \epsilon_r)}} = Z_{c0}(u, \epsilon_r, t) \quad (\text{A-10})$$

$$\epsilon_{\text{eff}}(0) = \epsilon_e(u_r, \epsilon_r) \cdot \left(\frac{Z_{01}(u_1)}{Z_{01}(u_r)} \right)^2$$

$$\epsilon_{\text{eff}}(0) = \epsilon_e(u_r, \epsilon_r) \cdot \left(\frac{Z_{01}(u_1)}{Z_{01}(u_r)} \right)^2 = \epsilon_{\text{eff}}(u, \epsilon_r, t) \quad (\text{A-11})$$

A1.1 Approximation dynamique.

• Permittivité effective.

Parmi les nombreuses expressions approchées de la permittivité relative effective, tenant compte de la dispersion, celle de Kirshching et Jensen [40] offre la meilleure précision elle est donnée par:

$$\epsilon_{\text{eff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{eff}}(0)}{1 + p(f)} \quad (\text{A-12})$$

avec:

$$p(f) = p_1 \cdot p_2 \cdot \left\{ (0.1844 + p_3 \cdot p_4) \cdot f_n \right\}^{1.5763} \quad (\text{A-13})$$

$$p_1 = 0.27488 + \left(0.6315 + \frac{0.525}{(1 + 0.157 \cdot f_n)^{20}} \right) \cdot u_r - 0.065683 \cdot e^{-8.7513 \cdot u_r} \quad (\text{A-14})$$

$$p_2 = 0.33622 \cdot (1 - \exp(-0.03442 \cdot \epsilon_r)) \quad (\text{A-15})$$

$$p_3 = 0.0363 \cdot e^{-4.6 \cdot u_r} \left(1 - \exp\left(-\left(f_n / 3.87\right)^{4.97}\right) \right) \quad (\text{A-16})$$

$$p_4 = 1 + 2.751 \left(1 - \exp\left(-\left(\epsilon_r / 15.916\right)^8\right) \right) \quad (\text{A-17})$$

$f_n = f \cdot h$ avec f en GHz et h en mm.

Pour $0.1 \leq u \leq 100$, $1 \leq \epsilon_r \leq 20$ et $0 \leq h/\lambda \leq 0.13$, la précision des résultats obtenus à partir de l'expression [A-12.], comparés à ceux de l'analyse des modes hybrides (Jansen 1981) est mieux de 0.6 % jusqu'à 60 Ghz.

• Impédance caractéristique.

L'impédance caractéristique d'une structure est donnée par:

$$Z_C(f) = Z_C(0) \cdot \left(\frac{R_{13}}{R_{14}} \right)^{R_{17}} \quad (\text{A-18})$$

$Z_C(0)$ est l'expression statique de l'impédance caractéristique de la ligne donnée par:

$$Z_C(0) = \frac{Z_{01}(U_r)}{\sqrt{\epsilon_e(u_r, \epsilon_r)}} \quad (\text{A-19})$$

avec:

$$R_1 = 0.03891 \cdot (\epsilon_r)^{1.4} \quad (\text{A-20})$$

$$R_2 = 0.267 \cdot (u_r)^7 \quad (\text{A-21})$$

$$R_3 = 4.766 \cdot \exp(-3.228 \cdot (u_r)^{0.641}) \quad (\text{A-22})$$

$$R_4 = 0.016 \cdot +(0.0514 \cdot \epsilon_r)^{4.524} \quad (\text{A-23})$$

$$R_5 = (f_n / 28.843)^{12} \quad (\text{A-24})$$

$$R_6 = 22.20 \cdot (u_r)^{1.92} \quad (\text{A-25})$$

$$R_7 = 1206 - 0.3144 \exp(-R_1) [1 - \exp(-R_2)] \quad (\text{A-26})$$

$$R_8 = 1 + 1.275 \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-0.004625 \cdot R_3 \cdot (\epsilon_r)^{1.674} \cdot (f_n / 18.365)^{2.745} \right] \right\} \quad (\text{A-27})$$

$$R_9 = 5.086 R_4 \cdot \frac{R_5}{0.3838 + 0.386 R_4} \cdot \frac{\exp(-R_6)}{1 + 1.2992 R_5} \cdot \frac{(\epsilon_r - 1)^6}{1 + 10(\epsilon_r - 1)^6} \quad (\text{A-28})$$

$$R_{10} = 0.0184 \cdot +(0.00044 \cdot \epsilon_r)^{2.136} \quad (\text{A-29})$$

$$R_{11} = \frac{(f_n / 19.47)^6}{1 + 0.0962 \cdot (f_n / 19.47)^6} \quad (\text{A-30})$$

$$R_{12} = \frac{1}{1 + 0.00245 u_r^2} \quad (\text{A-31})$$

$$R_{13} = 0.9408 \cdot \epsilon_{\text{eff}}(f_n)^{R_8} - 0.9603 \quad (\text{A-32})$$

$$R_{14} = (0.9408 - R_9) \cdot \epsilon_{\text{eff}}(0)^{R_8} - 0.9603 \quad (\text{A-33})$$

$$R_{15} = 0.707 R_{10} (f_n / 12.3)^{1.097} \quad (\text{A-34})$$

$$R_{16} = 1 + 0.0503 \cdot \epsilon_r^2 R_{11} \left[1 - \exp \left[-(u_r / 15)^6 \right] \right] \quad (\text{A-35})$$

$$R_{17} = R_7 \left[1 - 1.1241 \cdot \frac{R_{12}}{R_{16}} \exp \left[-(0.026 \cdot f_n)^{1.15656} - R_{15} \right] \right] \quad (\text{A-36})$$

A2 Coefficient de propagation.

Le coefficient de propagation d'une ligne microruban avec pertes est donné par:

$$\gamma = \alpha + j.\beta \quad (\text{A-37})$$

α la constante d'atténuation exprime les différentes pertes sur la ligne et est donnée par: $\alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_r$ (A-38)

α_c exprime les pertes ohmiques dans les conducteurs. Ces pertes sont essentiellement dues à la conductivité finie et l'épaisseur non nulle t des conducteurs, ainsi que la rugosité des surfaces métalliques α_c est donnée par:

$$\alpha_c = \alpha_s + \alpha_g \quad (\text{A-39})$$

avec

$$\alpha_s = \alpha_n R_s F_{\Delta_s} F_r \quad \text{et} \quad \alpha_g = \alpha_n R_g F_{\Delta_g}$$

$$R_s = \sqrt{\pi.f.\mu_0 / \sigma_s} \quad \text{et} \quad R_g = \sqrt{\pi.f.\mu_0 / \sigma_g} \quad (\text{A-40})$$

Où

R_s et R_g sont les résistivités surfaciques de la ligne de largeur W et du plan de masse.

$$F_{\Delta_s} = 1 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left\{ 1.4 \left(\frac{\Delta_s}{\delta_s} \right)^2 \right\} \quad (\text{A-41})$$

$$F_{\Delta_g} = 1 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left\{ 1.4 \left(\frac{\Delta_g}{\delta_g} \right)^2 \right\} \quad (\text{A-42})$$

$\delta = \frac{1}{R \cdot \sigma}$ est l'épaisseur de peau respectivement de la ligne (avec l'indice s) et du plan de masse (avec l'indice g).

$$F_r = 1 + \frac{2}{u_r} \left(1 - \frac{1}{\pi} + \frac{\Delta u_r}{t} \right) \quad (\text{A-43})$$

Δ_s et Δ_g sont respectivement la rugosité de la ligne et du plan de masse.

α_n est donnée par l'expression:

$$\alpha_n = \begin{cases} \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot h \cdot Z_c(0)} \cdot \frac{32 - u_r^2}{32 + u_r^2} & \text{si } u_r < 1 \\ \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}(0)}}{2 \cdot \eta_0 W_{eff}(0)} \cdot \left(u_r + \frac{0.667 u_r}{u_r + 1.444} \right) & \text{si } u_r \geq 1 \end{cases} \quad (\text{A-44})$$

et

$$W_e = \frac{\eta_0 \cdot h}{\sqrt{\epsilon_{eff}(0)} \cdot Z_c(0)}, \quad W_{eff}(0) = W + \frac{W_e - W}{1 + (f/f_p)^2} \quad (\text{A-45})$$

avec $f_p = Z_0 / (2 \mu_0 h)$

α_d exprime les pertes dans le diélectrique et est donnée par [17] :

$$\alpha_d = \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \frac{\epsilon_{eff}(f) - 1}{\epsilon_r - 1} \cdot \frac{\pi \cdot \text{tg}(\delta)}{\lambda_0} \text{ en Nepers /unité de longueur} \quad (\text{A-46})$$

$$\alpha_d = 27.3 \cdot \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \cdot \frac{\epsilon_{eff}(f) - 1}{\epsilon_r - 1} \cdot \frac{\pi \cdot \text{tg}(\delta)}{\lambda_0} \text{ en dB/unité de longueur}$$

α_r exprime les pertes par rayonnement et est donnée par Dubost [17] :

$$\alpha_r = 60 \left(\frac{2\pi h}{\lambda_0} \right)^2 F(\epsilon_{eff}) \quad (\text{A-47})$$

avec:

$$F(\epsilon_{eff}) = \frac{\epsilon_{eff}(f) + 1}{\epsilon_{eff}(f)} \cdot \left(1 - \frac{(\epsilon_{eff}(f) - 1)}{2\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \ln \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{eff}(f) + 1}}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f) - 1}} \right) \right) \text{ pour une ligne ouverte et}$$

$$F(\epsilon_{eff}) = 1 - \frac{(\epsilon_{eff}(f) - 1)}{2\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \ln \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{eff}(f) + 1}}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f) - 1}} \right) \text{ pour une ligne adaptée.}$$

ANNEXE B

B.1 Découpage adaptatif

Le découpage linéaire nécessite un nombre de tronçons élémentaire (N) élevé ce qui se traduit par un temps de calcul trop long.

Nous avons introduit un découpage adaptatif qui avec un nombre de tronçons (N_a) nettement plus petit donne une précision pratiquement égale.

Pour ce découpage adaptatif nous gardons constante la discontinuité, introduite par le découpage, entre deux lignes élémentaires adjacentes en gardant constant, tout le long de la structure rayonnante, le rapport P défini par:

$$P = \frac{\Delta W_i}{W_i} = \frac{W_{i+1} - W_i}{W_i} = \frac{\Delta X_i}{X_i} \quad (\text{B-1})$$

Ce qui fait que tous les tronçons élémentaires sont semblables entre eux. Le rapport P exprime la précision du découpage de l'antenne selon l'axe des (x). Il est constant et ne dépend plus de l'ordre i du tronçon élémentaire, et ne dépend que du rapport (W_{\max}/W_{\min}) et le nombre de découpage global N_a .

Considérons l'antenne microruban de la (fig. B.1) nous avons:

$$W_i = 2 \cdot \text{tg}(\theta) \cdot x_i \quad (\text{B-2})$$

et

$$\frac{W_{i+1} - W_i}{W_i} = \frac{x_{i+1} - x_i}{x_i} = P \quad (\text{B-3})$$

$$\text{Donc} \quad x_{i+1} = (P + 1) \cdot x_i = (P + 1)^i \cdot x_1 \quad (\text{B-4})$$

$$\text{et aussi} \quad W_{i+1} = (P + 1)^i \cdot W_1 \quad (\text{B-5})$$

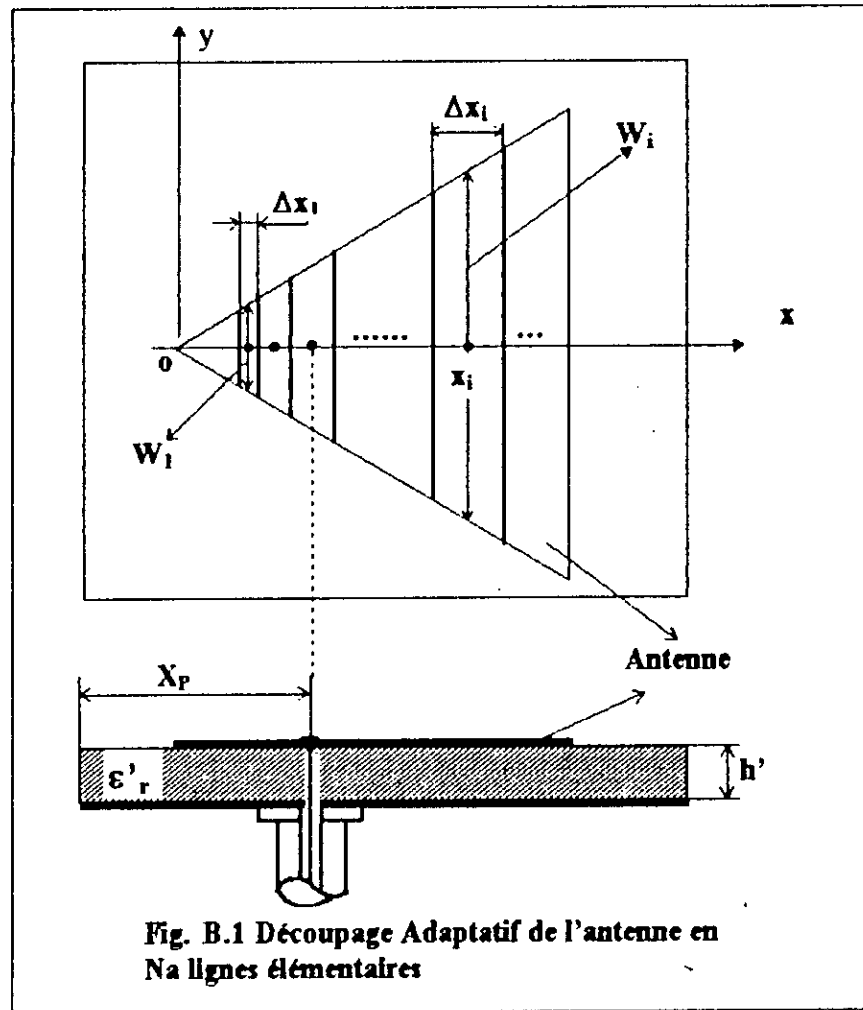


Fig. B.1 Découpage Adaptatif de l'antenne en N lignes élémentaires

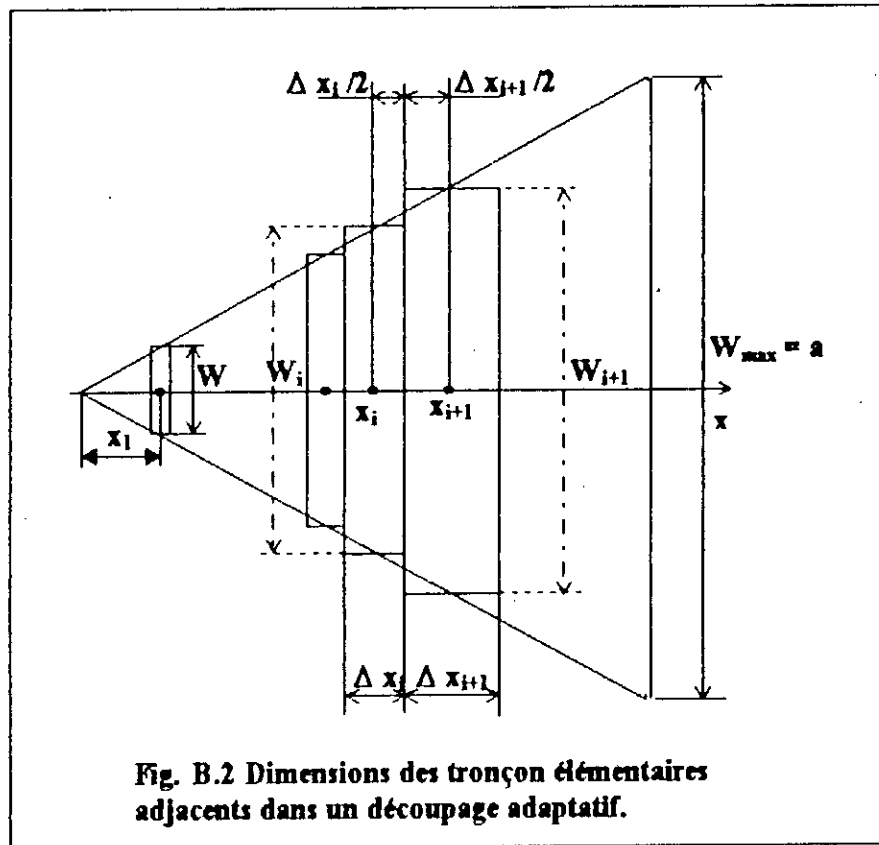
La largeur de ligne la plus petite W_{\min} (celle du premier tronçon) est prise par exemple égale à la largeur W_1 d'une ligne microruban d'alimentation de 50Ω ($W_{\min} = W_{50}$). La largeur la plus grande W_{\max} (celle du dernier tronçon) est égale au côté a du triangle ($W_{\max} = a$). Dans ces conditions nous obtenons les relations suivantes:

$$x_1 = x_{\min} = \frac{W_{\min}}{2 \cdot \operatorname{tg}(\theta)} = \frac{W_1}{2 \cdot \operatorname{tg}(\theta)} \quad (\text{B-6})$$

$$x_{N'a} = x_{\max} = \frac{a}{2 \cdot \operatorname{tg}(\theta)} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{x_{N'a}}{x_1} = \frac{a}{W_1} \quad (\text{B-7})$$

Et compte tenu de l'équation (B-4) nous aurons aussi:

$$x_{N'a} = (P + 1)^{(N'a - 1)} \cdot x_1 \quad (\text{B-8})$$



Le nombre de découpage N'_a est donné donc par:

$$N'_a = 1 + \frac{\text{Log}\left(\frac{x_{N'_a}}{x_1}\right)}{\text{Log}(P+1)} = 1 + \frac{\text{Log}(\rho)}{\text{Log}(P+1)} \cong 1 + \frac{\text{Log}(\rho)}{P} \quad (\text{B-9})$$

P et ρ étant donnée on a N'_a .

Les abscisses des milieux des lignes élémentaires sont données (fig. B.2) par:

$$x_{i+1} - x_i = \frac{1}{2} \cdot (\Delta x_{i+1} + \Delta x_i) \quad (\text{B-10})$$

des équations (B-4) et (B-10) nous pouvons écrire la relation récurrente suivante:

$$\Delta x_{i+1} = 2 \cdot P \cdot x_i - \Delta x_i \quad (\text{B-11})$$

La longueur de la première ligne est fixée arbitrairement égale à:

$$\Delta x_1 = p \cdot x_1 \quad (\text{B-12})$$

Pour un découpage linéaire ($\Delta x_i = \text{constante}$) le rapport P entre les largeurs de deux lignes élémentaires adjacentes donné par la relation n'est plus constant. Ce qui fait que

les tronçons élémentaires ne sont pas semblables. Donc la précision est réglée par les tronçons les moins performants.

Par conséquent dans le cas du triangle la discontinuité entre deux lignes adjacentes est importante au voisinage du sommet et faible au voisinage de la base du triangle.

B.2 Exemples

La largeur W_1 est choisie égale à la largeur W_{50} d'une ligne microruban de 50Ω . Pour une antenne triangulaire équilatérale de côté $a = 10 \text{ mm}$ nous obtenons un nombre de découpage $N'_a = 81$. La partie de l'antenne entre le sommet et x_1 est divisée en M parties égales. Le nombre de découpage global devient $N_a = N'_a + M$.

Pour:

- $M = 20$ nous aurons $N_a = 101$.
- $M = 100$, nous obtenons $N_a = 181$.

La largeur W_1 peut aussi être choisie égale à la largeur W_L de la ligne élémentaire pour la quelle le rapport P est égal à 1 % avec un découpage linéaire. nous obtenons donc $W_L = W_1 = 1.99 \text{ mm}$ et $x_L = x_1 = 1.73 \text{ mm}$. Dans ces conditions $N'_a = 163$.

Pour:

- $M = 20$ nous aurons $N_a = 183$.
- $M = 100$, alors $N_a = 263$ qui reste presque de l'ordre de $N/2$ (N nombre de découpage linéaire).

La figure (B.3) montre les résultats obtenus, avec un découpage adaptatif et un découpage linéaire:

1. Pour une (A.T.E.D.):

Les plaques antenne et directeur sont identiques et caractérisées par:

- Coté du triangle antenne et directeur $a' = a = 10 \text{ mm}$,
- Epaisseur du substrat $h' = h = 1.524 \text{ mm}$,
- Permittivité $\epsilon'_r = \epsilon_r = 2.32$.

2. Pour une (A.T.E.S.)

- Coté du triangle antenne $a' = 10 \text{ mm}$,
- Epaisseur du substrat $h' = 1.524 \text{ mm}$,
- Permittivité $\epsilon'_r = 2.32$.

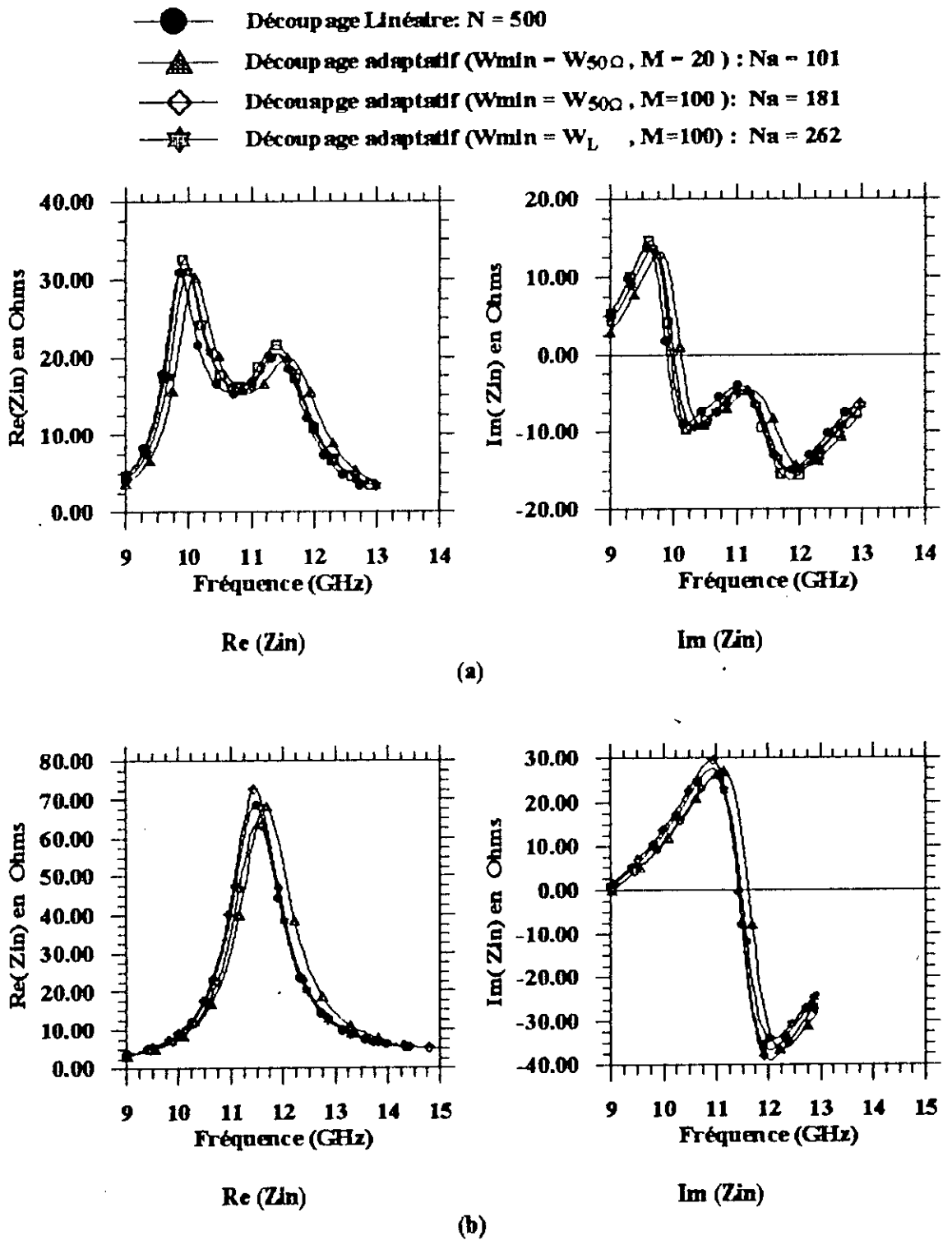


Fig. B.3 Impédance d'entrée avec découpage adaptatif:

(a) d'une (A.T.E.D.): $a' = a = 10$ mm, $h' = h = 1.524$, $\epsilon_r = \epsilon_r = 2.32$, $X_p = 2.6$ mm.

(b) d'une (A.T.B.S.): $a = 10$ mm, $h = 1.524$, $\epsilon_r = 2.32$, $X_p = 2.6$ mm.

REFERENCES

- [1.] **G. A. Deschamps.**
"Microstrip Microwave Antennas" presented at the 3rd USAF symposium on Antennas, 1953.
- [2.] **J. Q. Howell,**
"Microstrip Antennas ", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-23 N° 1, pp 90-93, January 1975.
- [3.] **R. E. Munson,**
"Conformal Microstrip Antennas and Microstrip Phased arrays ", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-22, pp. 74 - 78, 1974.
- [4.] **G. Dubost,**
"Méthodes d'Analyse et de Synthèse de Quelques «microantennes» à Large Bande en Mode Quasi Transversal Electromagnétique," Annales des Télécommunications, Vol. 42 N° 9-10, pp. 588-605, 1987.
- [5.] **I. J. Bahl, P. Bhartia,**
"Microstrip Antennas ", Artech House, Dehham, U.S.A. 1979.
- [6.] **Y. T. Lo, D. Solomon, W.F. Richards,**
"Theory and Experiment On Microstrip Antennas" IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-27, N° 2, pp 137 - 145, March 1979.
- [7.] **A. Henderson, J. R. James, and C. M. Hall,**
"Bandwidth Extension Techniques in Printed Conformal Antennas" Military Microwaves, Brighton, U.K. , session 7A pp 329 - 335, June 1986.

- [8.] **P. Bhartia, K. V. S. Rao, R. S. Tomar,**
"Millimeter-Wave Microstrip and Printed Circuit Antennas" Artech House
1991.
- [9.] **N. K. Uzunoglu, N. A. Alexopoulos, I. G. Fikioris,**
"Radiation Properties of Microstrip Dipoles", IEEE Trans. Antennas Propagat.,
Vol. AP-27, N° 6, pp 853 - 858, November 1979.
- [10.] **L. Vegni, R. Cicchetti, P. Capece,**
"Spectral Dyadic Green's Function Formulation for Planar Integrated
Structures" IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-36, N° 8, pp 1057 - 1065,
August 1988.
- [11.] **P. K. Agrawell, M. C. Bailey,**
"Analysis Techniques for Microstrip Antennas " IEEE Trans. Antennas
Propagat., Vol. AP-S, Int. Symp. Digest., pp 395 - 398, 1976.
- [12.] **P. K. Agrawell, M. C. Bailey,**
"Analysis Techniques for Microstrip Antennas " IEEE Trans. Antennas
Propagat., Vol. AP-25, pp 756 - 759, 1977.
- [13.] **K. C. Gupta, R. Garg, I. J. Bahl,**
"Microstrip Lines and Slotlines", Dedham, Mass. Artech House 1979.
- [14.] **L. J. Bahl, K. C. Gupta,**
"Average Power Handling Capability", IEE, Jour. On Microwaves, Optics and
Acoustics, January, 1979.
- [15.] **G. Dubost, A. Rabaa**
"Analysis of a Slot Microstrip Antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.
AP-34 N° 2, February 1986.
- [16.] **G. Dubost, A. Zerguerras,**
"Transmission Line Model Analysis of Arbitrary Shape Symmetrical Patch
Antenna Coupled With a Director", ELECTRONICS LETTERS Vol. 26 N° 13,
pp. 952-954, 21st June 1990.

- [17.] **G. Dubost,**
"Linear Transmission-Line Model Analysis Of Arbitrary-Shape Patch Antennas", *ELECTRONICS LETTERS* Vol. 22 N°.15, pp. 798-799, 17th July 1986.
- [18.] **G. Dubost, G. Beauquet,**
"Linear Transmission-Line Model Analysis Of Circular Patch Antennas", *ELECTRONICS LETTERS* Vol. 22 N°.22, pp.1174-1176, 23rd October 1986.
- [19.] **G. Dubost, G. Beauquet, J. Rocquencourt, G. Bonnet,**
"Patch Antenna Bandwidth Increase by Means Of a Director "ELECTRONICS LETTERS Vol. 22 N°.25, pp.1345-1347, 4th December 1986.
- [20.] **G. Dubost, S. D. Beguin,**
"Propagation Along Two radiating Coupled Waveguides: Applications to a Multimode Radiating Array", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-29, N° 3, pp 435 - 441, May 1981
- [21.] **G. Dubost, S. Gueho, and D. Beguin,**
"Bandwidth of a low Sidelobe Level Multimode Radiating Coupled Waveguide Array", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-31, N° 2, pp 280 - 285, March 1983.
- [22.] **A. Zerguerras, R. Aksas,**
"Modelisation d'antenne imprimées Multicouches de Formes Quelconque en Mode Quasi-T.E.M", *Algerian Journal Of Technology*, Vol. 8, pp 1-34, 1992
- [23.] **A. Zerguerras, R. Aksas,**
"Etude du coefficient de couplage entre lignes stratifiés", *Algerian Journal Of Technology*, série B C D, Vol. 9 pp 21-31, 1993
- [24.] **T. Ming Au and K. M. Luk,**
"Effect of Parasitic Element on the Characteristics of Microstrip Antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-39, N° 8, August 1991.
- [25.] **K. F. Lee, K. M. Luk, J. S. Dahele,**
"Characteristics of the Equilateral Triangular Patch Antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-36, N° 11, November 1988.

- [26.] **R. Garg and S. A. Long,**
"An Improved Formula for the Resonant Frequencies of the Triangular Microstrip patch Antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-36, N° 4, pp. 570, April 1988.
- [27.] **R. Singh, Asok De, R. S. Yadava,**
"Comments on « An improved Formula for the Resonant Frequency of a Triangular Microstrip Patch Antenna »", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-39, N° 9, pp1443.- 1444, September 1991.
- [28.] **Xu Gang,**
"On the Resonant Frequencies of Microstrip Antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-37, N° 2, pp. 245-247, February 1989.
- [29.] **M. C. Bailey, M. D. Deshpande,**
"Integral Equation Formulation of Microstrip Antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-33, N° 4, pp. 651-655, 1982.
- [30.] **J. Helszajn, and D. S. James,**
"Planr Triangular Resonators With Magnetic Walls", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-26, N° 2, pp. 95-100, 1978.
- [31.] **E. F. Keuster and D. C. Chang,**
"A Geometrical Theory For The Resonant Frequencies and Q-Factor of Some Triangular Microstrip Patch Antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-31, N° 1, pp. 27-34, 1983.
- [32.] **J. S. Dahele and K. F. Lee,**
"Experimental Study of The t-Triangular Microstrip Antenna" in IEEE. AP/S Int. Symp. Dig., 1984, pp. 283-286.
- [33.] **R. W. Dearnley, A. R. F. Barel,**
" A Broad-Band Transmission Line model For A Rectangular Microstrip Antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-37, N° 1, pp. 6-15, January 1989.
- [34.] **R. W. Dearnley, A. R. F. Barel,**
" A Comparison Model To Determine The Resonant frequencies OfA Rectangular Microstrip Antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-37, N° 1, pp. 114-118, January 1989.

- [35.] **J. M. Laheurte, A. Papiernik, J. R. Mosig,**
"Modeling of Coaxial Feed Contribution to Microstrip Impedance: Comparison of a Numerical Model With Analytical Expressions.", *International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer -Aided Engineering*, Vol. 3, N° 4, pp. 397-404, 1993.
- [36.] **H. F. Poes and A. R. Van de Capelle** ,
"An Impedance-matching for Increasing the Bandwidth of Microstrip Antenna ", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-37, pp. 1345 - 1354, 1989.
- [37.] **D. M. Pozar and B. Kaufman,**
" Increasing The Bandwidth of a Microstrip Antenna by Proximity Coupling ", *Electronics Letters*, Vol. 23, pp. 368 - 369, 1987.
- [38.] **A. Zerguerras,**
"Contribution a l'Etude d'Antenne Plaque de Forme Quelconque Multicouches à Large Bande: Application à l'Antenne Plaque circulaire ", *Thèse d'état, E.N.P Alger*, 1990.
- [39.] **E. Hammerstad, O. Jensen,**
"Accurate Models For Microstrip Computer-Aided Design", *IEEE MTT Int. Microwave Symp. Digest.*, pp. 407 - 409, 1989.
- [40.] **M. Kirschning, R. H. Jansen,**
"Accurate Model for Effective Dielectric Constraint of Microstrip With Validity Up to Millimeter- Wave frequencies", *ELECTRONICS LETTERS* Vol. 18 N° 6, pp. 272-273, March 1982.
- [41.] **A. R. Van de Capelle ,**
"Microstrip Antennas And Arrays Int. Research Report of K.U., pp. 11-12, October 1988.
- [42.] **G. A. E. Vandebosh, F. J. Demuynck, and A. R. Van de Capelle ,**
"The Transmission Line Models: Past, Present, and Future ", *International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer -Aided Engineering*, Vol. 3, N° 4, pp. 319-325, 1993.

- [43.] **K. R. . Carver, E. L. Coffey,**
"Theoretical Investigation of microstrip antennas ", Technical Report,
PT-00929, Physical laboratory, New Mexico - jan. 1979.
- [44.] **R Aksas,**
"Analyse d'antennes microruban de forme quelconque par approche
basée sur la technique des lignes de transmission. Application aux
géométrie circulaire ", Thèse d'état, E.N.P Alger, 1995.
- [45.] **G. Dubost, S. Desclos, A. Zerquettas,**
"Radiation of Arbitrary Shape Symmetrical Patch Antenna Coupled With a
Director", ELECTRONICS LETTERS Vol. 26 N° 18, pp. 1539-1540, 30th
August 1990.
- [46.] **D. M. Pozar,**
"Considerations for Millimeter Wave Printed Antennas", IEEE Trans.
Antennas Propagat., Vol. AP-31, pp. 1740 - 1747, 1983.
- [47.] **P. Perlmutter, S. Shtrikman, and D. Treves,**
"Electric Surface Current Model for Analysis of Microstrip Antennas With
Application to rectangular Elements", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.
AP-33, pp. 301 - 311, 1985.
- [48.] **M. C., Bailey, M. D. Deshpande,**
"Analysis of Elliptical and Circular Microstrip Antennas Using Moment
Method ", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-33, N°9 pp. 954 -
959, Sep. 1985.