

Etude des caractéristiques de résonance des résonateurs microbandes circulaires empilés impliquant multimétallisations

F. Chebbara⁽¹⁾ et T. Fortaki

⁽¹⁾ Université Kasdi Mrebah Ouragla, Département de Génie Électrique 30000 Email: chfouad@hotmail.com

Abstract- La géométrie conventionnelle d'un résonateur microbande plaqué est constitué d'un seul patch métallique imprimé sur un substrat diélectrique monocouche. C'est une configuration simple facile à fabriquer, mais elle est limitée dans ses possibilités fonctionnelles [1] - [2]. De nombreuses recherches ont été effectuées visant l'amélioration de la bande passante et le gain des résonateurs microbandes. Parmi les diverses configurations proposées dans la littérature ouverte, la géométrie empilée semble être très prometteuse [3] - [4]. Par conception appropriée, elle est capable de fournir l'opération en mode bifréquence, bande passante assez large et gain élevé. Les investigations théoriques des structures empilées composées de deux métallisations sont disponibles dans la littérature, cependant, pour les configurations empilées impliquant trois métallisations ou plus, pas d'analyse exacte ou approximative n'a été effectuée en raison de la complexité de la structure.

Mots clés : patch, substrat, plan de masse, isotrope, méthode de Galerkin, antenne microbande circulaire.

I. INTRODUCTION

L'antenne microbande, originalement constituée d'un substrat monocouche avec l'élément rayonnant imprimé sur une face et le plan de masse sur l'autre, est actuellement en évolution en des structures à substrats diélectriques multicouches [5] - [6]. L'utilisation de plusieurs couches diélectriques offre des degrés de liberté additionnels au concepteur qui peut contrôler et optimiser les performances de l'antenne telles que la bande passante, l'ouverture du faisceau de rayonnement, le gain et autres. Aussi, les tendances vers les réseaux d'antennes plaqués indiquent que les antennes microbandes à l'avenir seront basées en grande partie sur la technologie multicouche. Vu cette importance technologique croissante des substrats multicouches dans le domaine des antennes plaqués, les modèles développés pour analyser ces antennes doivent être capables de traiter les structures multicouches.

La section IV est scindée en trois sous-sections. Dans la première sous-section, nous étudions les caractéristiques de résonance du résonateur microbande conventionnel circulaire (patch unique sur un substrat monocouche).

Dans la deuxième sous-section, nous complétons l'analyse faite dans [7]-[8]- [9] et portant sur le comportement bifréquence du résonateur microbande formé par un empilement de deux patches rectangulaires, en examinant le comportement bifréquence d'un résonateur microbande formé par un empilement de deux disques circulaires. Dans la troisième sous-section, nous donnons pour la première fois des résultats numériques relatifs au comportement bifréquence d'un résonateur microbande formé par un empilement de trois disques circulaires. Finalement, les conclusions tirées de cette étude sont résumées dans la section V.

II. THEORIE

Le problème à résoudre est illustré en Figure 1. Nous avons trois patches microbandes circulaires empilés de rayon a_1 , a_2 et a_3 fabriqués sur un substrat multicouches (Bien que nous montrons que la présente théorie est valide pour un nombre arbitraire de patches). Les disques circulaires ainsi que le plan de masse sont supposés être des conducteurs parfaits d'épaisseurs négligeables et les couches sont à extension infinie. Le milieu multicouche est constitué de N couches diélectriques, présentant une anisotropie de type uniaxial avec l'axe optique normal au patch. Chaque couche d'épaisseur $d_j = z_j - z_{j-1}$ ($j=1,2,\dots,N$) est caractérisée par la perméabilité du vide μ_0 et une permittivité tensorielle $\bar{\epsilon}_j$ de la forme

$$\bar{\epsilon}_j = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xj} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xj} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zj} \end{bmatrix} \quad (1)$$

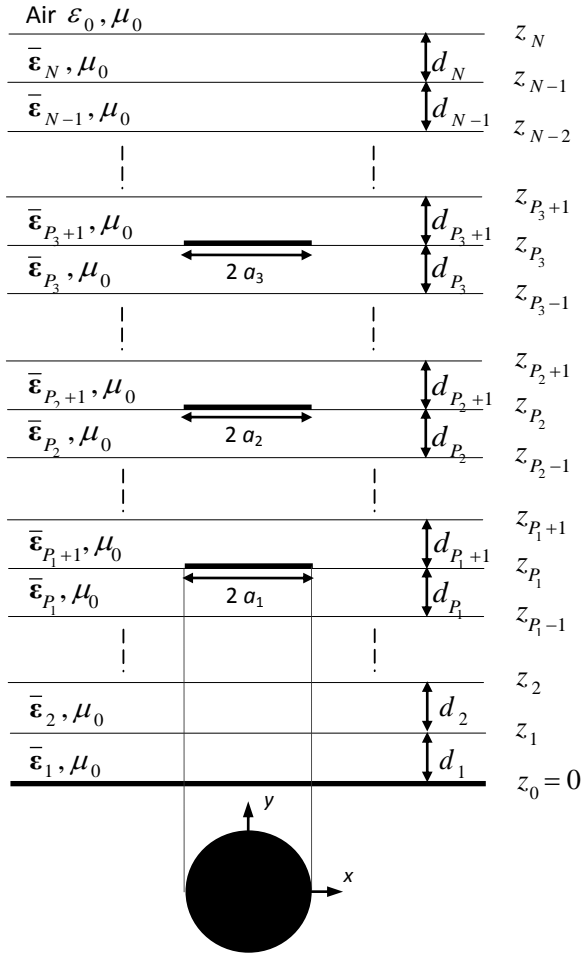


Figure 1. Géométrie de trois disques circulaires empilés dans un milieu diélectrique multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes.

ϵ_0 est la permittivité du vide. L'équation (1) peut être spécialisée au cas isotrope en admettant $\epsilon_{xj} = \epsilon_{zj} = \epsilon_{rj}$. Les patches circulaires sont imprimés dans la stratification aux interfaces $z = z_{P_1}$, $z = z_{P_2}$ et $z = z_{P_3}$. Tous les champs et les courants sont en régime harmonique avec la dépendance $e^{i\omega t}$ supprimée.

Soit $\mathbf{J}^i(\rho, \phi) = \begin{bmatrix} J_{\rho}^i(\rho, \phi) & J_{\phi}^i(\rho, \phi) \end{bmatrix}^T$ (où T désigne la transposé et $i=1,2,3$) la densité surfacique de courant sur le disque circulaire de rayon a_i . Soit $\mathbf{J}^i(\rho, \phi) = \begin{bmatrix} J_{\rho}^i(\rho, \phi) & J_{\phi}^i(\rho, \phi) \end{bmatrix}^T$ (où T désigne la transposé et $i=1,2,3$) la densité surfacique

de courant sur le disque circulaire de rayon a_i . Aussi, soit

$$\mathbf{E}^i(\rho, \phi, z_{P_i}) = \begin{bmatrix} E_{\rho}^i(\rho, \phi, z_{P_i}) & E_{\phi}^i(\rho, \phi, z_{P_i}) \end{bmatrix}^T$$

la valeur du champ électrique transverse au plan du patch de rayon a_i . En raison de la symétrie de révolution du milieu multicouche de la Figure 1 autour de l'axe z , lorsque les équations de Helmholtz pour les composantes longitudinales du champ E_z et H_z sont résolues dans les coordonnées cylindriques à l'intérieur de chacune des couches de ce milieu, il s'avère que la dépendance de E_z et H_z en fonction de la coordonnée ϕ est du type $e^{ik\phi}$ (où k est un entier), comme conséquence, $\mathbf{J}^i(\rho, \phi)$ et $\mathbf{E}^i(\rho, \phi, z_{P_i})$ peuvent être écrites de la manière

$$\mathbf{J}^i(\rho, \phi) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{ik\phi} \mathbf{J}_k^i(\rho) \quad (2)$$

$$\mathbf{E}^i(\rho, \phi, z_{P_i}) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{ik\phi} \mathbf{E}_k^i(\rho, z_{P_i}) \quad (3)$$

En suivant un raisonnement mathématique similaire que celui montré dans [10]-[11], nous obtenons une relation entre

$$\mathbf{J}^1(\rho, \phi), \mathbf{J}^2(\rho, \phi), \mathbf{J}^3(\rho, \phi), \mathbf{E}^1(\rho, \phi, z_{P_1}),$$

$\mathbf{E}^2(\rho, \phi, z_{P_2})$ and $\mathbf{E}^3(\rho, \phi, z_{P_3})$ dans le domaine spectral donnée par: 4, 5, et 6

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_k^1(k_{\rho}, z_{P_1}) &= \bar{\mathbf{G}}^{11}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^1(k_{\rho}) + \bar{\mathbf{G}}^{12}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^2(k_{\rho}) + \bar{\mathbf{G}}^{13}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^3(k_{\rho}) \\ \mathbf{e}_k^2(k_{\rho}, z_{P_2}) &= \bar{\mathbf{G}}^{21}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^1(k_{\rho}) + \bar{\mathbf{G}}^{22}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^2(k_{\rho}) + \bar{\mathbf{G}}^{23}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^3(k_{\rho}) \\ \mathbf{e}_k^3(k_{\rho}, z_{P_3}) &= \bar{\mathbf{G}}^{31}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^1(k_{\rho}) + \bar{\mathbf{G}}^{32}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^2(k_{\rho}) + \bar{\mathbf{G}}^{33}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{j}_k^3(k_{\rho}) \end{aligned}$$

$\mathbf{j}_k^i(k_{\rho})$ et $\mathbf{e}_k^i(k_{\rho}, z_{P_i})$ sont, respectivement, les transformées vectorielles de Hankel de $\mathbf{J}_k^i(\rho)$ et $\mathbf{E}_k^i(\rho, z_{P_i})$, et l'élément nm de la fonction spectrale dyadique de Green est donné par

$$\bar{\mathbf{G}}^{nm}(k_{\rho}) = \bar{\Gamma}_{<n}^{12} \cdot [\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_{>m}^{12} - \bar{\Gamma}_{>m}^{22}] \cdot [\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_{= }^{12} - \bar{\Gamma}_{= }^{22}]^{-1} = \bar{\mathbf{G}}^{nm}(k_{\rho})$$

$$n = 1, \dots, 3; m = n, \dots, 3 \quad (7)$$

avec

$$\bar{\Gamma}_{<n} = \prod_{j=P_n}^1 \bar{\mathbf{T}}_j, \bar{\Gamma}_{>m} = \prod_{j=N}^{P_m+1} \bar{\mathbf{T}}_j, \bar{\Gamma} = \prod_{j=N}^1 \bar{\mathbf{T}}_j \quad (8)$$

Dans l'équation (8) $\bar{\mathbf{T}}_j$ est la représentation matricielle de la j^{ème} couche dans la représentation (TM,TE), elle est donnée par

$$\bar{\mathbf{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{T}}_j^{11} & \bar{\mathbf{T}}_j^{12} \\ \bar{\mathbf{T}}_j^{21} & \bar{\mathbf{T}}_j^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \bar{\theta}_j & -i \bar{\mathbf{g}}_j^{-1} \sin \bar{\theta}_j \\ i \bar{\mathbf{g}}_j \sin \bar{\theta}_j & \cos \bar{\theta}_j \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$\bar{\theta}_j = \bar{\mathbf{k}}_{zj} d_j$$

$$\text{avec: } \bar{\mathbf{k}}_{zj} = \text{diag} \left[k_{zj}^e, k_{zj}^h \right] \quad (10)$$

$$\bar{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s) = \text{diag} \left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{xj}}{k_{zj}^e}, \frac{k_{zj}^h}{\omega \mu_0} \right] \quad (11)$$

Dans l'équation (10), k_{zj}^e et k_{zj}^h sont, respectivement, les constantes de propagation des ondes TM et TE dans la j^{ème} couche. Elles sont définies par les équations suivantes :

$$k_{zj}^e = \sqrt{\varepsilon_{xj} k_0^2 - \frac{\varepsilon_{xj}}{\varepsilon_{zj}} k_s^2}, k_{zj}^h = \sqrt{\varepsilon_{xj} k_0^2 - k_s^2} \text{ et} \quad (12)$$

$$k_0^2 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$$

Quelque soit le nombre de couches dans la configuration empilée, La nouvelle expression explicite montrée dans l'équation (7) permet le calcul des fonctions dyadiques de Green aisément via des multiplications matricielles simples. Aussi il est important de signaler que l'expression (7) est valable pour des structures empilées possédant plus de trois patches (quatre patches et plus). Maintenant que nous nous disposons des fonctions dyadiques de Green nécessaires, la procédure de Ritz-Galerkin peut être appliquée aux équations (4), (5) et (6) menant à un système matricielle homogène. Ce système homogène possède des solutions non triviales lorsque

$$\Delta(\bar{\Omega}_n(\omega)) = 0 \quad (13)$$

où $\bar{\Omega}_n$ est la matrice impédance du système homogène. L'équation (13) est une équation propre pour ω , à partir du quelle les caractéristiques de la structure empilée illustrée dans la Figure 1 peuvent être obtenues.

En fait, si nous désignons par $\omega_{nm} = 2\pi (f_r^{nm} + i f_i^{nm})$

($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; m = 1, 2, 3, \dots$) l'ensemble des racines complexes de l'équation (13). Dans ce cas, les quantités f_r^{nm} désignent les fréquences de résonance des modes résonants de la plaque microbande circulaire, les quantités $BW_{nm} = 2 f_i^{nm} / f_r^{nm}$ désignent les bandes passantes et les quantités $Q_{nm} = f_r^{nm} / 2 f_i^{nm}$ désignent les facteurs de qualité [12]. Puisque $f_r^{nm} = f_r^{-n,m}$ et $f_i^{nm} = f_i^{-n,m}$, sans perte de généralité, dans ce qui suit, on supposera toujours que $n \geq 0$. Notons que ce dernier résultat n'est pas valide dans le cas où des matériaux à base de ferrite constituent une partie du substrat multicouche. Ce comportement est attribué au caractère non réciproque des ferrites et il est prédit par le modèle de cavité d'une plaque circulaire imprimée sur un substrat ferrite [13]-[14].

III. APPROXIMATION DES DENSITES DE COURANT SUR LES DISQUES CIRCULAIRES

Les densités de courant sur les trois disques circulaires sont approximées via des fonctions de base formées par l'ensemble orthogonal complet des modes TM et TE d'une cavité cylindrique de rayon a_i (a_1 pour le premier disque, a_2 pour le deuxième disque et a_3 pour le troisième disque) avec murs latéraux magnétiques et de murs électriques au sommet et à la base. Ces modes de courants qui sont non nuls uniquement sur les trois disques circulaires sont donnés par

$$\Psi_{np_1}(\rho) = \begin{bmatrix} J_n'(\beta_{np_1} \rho / a_1) \\ \frac{i n a_1}{\beta_{np_1} \rho} J_n(\beta_{np_1} \rho / a_1) \end{bmatrix} \text{ et} \quad (14)$$

$$\Phi_{nq_1}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{-i n a_1}{\alpha_{nq_1} \rho} J_n(\alpha_{nq_1} \rho / a_1) \\ J_n'(\alpha_{nq_1} \rho / a_1) \end{bmatrix}$$

$$\Psi_{np_2}(\rho) = \begin{bmatrix} J_n'(\beta_{np_2} \rho / a_2) \\ \frac{i n a_2}{\beta_{np_2} \rho} J_n(\beta_{np_2} \rho / a_2) \end{bmatrix} \text{ et}$$

$$\Phi_{nq_2}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{-i n a_2}{\alpha_{nq_2} \rho} J_n(\alpha_{nq_2} \rho / a_2) \\ J_n'(\alpha_{nq_2} \rho / a_2) \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$\Psi_{np_3}(\rho) = \begin{bmatrix} J_n'(\beta_{np_3} \rho / a_3) \\ \frac{i n a_3}{\beta_{np_3} \rho} J_n(\beta_{np_3} \rho / a_3) \end{bmatrix} \text{ et}$$

$$\Phi_{nq_3}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{-i n a_3}{\alpha_{nq_3} \rho} J_n(\alpha_{nq_3} \rho / a_3) \\ J_n'(\alpha_{nq_3} \rho / a_3) \end{bmatrix} \quad (16)$$

pour $n = 0, +1, +2, \dots$. $\Psi_{np_1}(\rho)$ ($p_1 = 1, 2, \dots, P_1$), $\Psi_{np_2}(\rho)$ ($p_2 = 1, 2, \dots, P_2$) et $\Psi_{np_3}(\rho)$ ($p_3 = 1, 2, \dots, P_3$) correspondent aux modes résonnants de cavité TM et $\Phi_{nq_1}(\rho)$ ($q_1 = 1, 2, \dots, Q_1$), $\Phi_{nq_2}(\rho)$ ($q_2 = 1, 2, \dots, Q_2$) et $\Phi_{nq_3}(\rho)$ ($q_3 = 1, 2, \dots, Q_3$) correspondent aux modes résonnants de cavité TE. Les constantes β_{np_1} , β_{np_2} , β_{np_3} , α_{nq_1} , α_{nq_2} et α_{nq_3} correspondent aux p_1 ème, p_2 ème, p_3 ème, q_1 ème, q_2 ème et q_3 ème zéros de $J_n'(\beta_{np_1}) = 0$, $J_n'(\beta_{np_2}) = 0$, $J_n'(\beta_{np_3}) = 0$, $J_n(\alpha_{nq_1}) = 0$, $J_n(\alpha_{nq_2}) = 0$ et $J_n(\alpha_{nq_3}) = 0$, respectivement.

IV. RESULTATS NUMERIQUES ET DISCUSSION

Malgré que l'analyse Full-wave présentée dans le présent travail soit capable de donner des résultats numériques pour les différents modes, nous nous contentons dans ce qui suit de présenter des résultats numériques concernant le mode $n = 1$ (TM₁₁). Nous Scindons cette section en trois sous-sections. Dans la première sous-section, nous étudions les caractéristiques de résonance du résonateur microbande conventionnel circulaire (patch unique sur un substrat monocouche). Dans la deuxième sous-section, nous complétons l'analyse faite dans [7]-[8]-[9] et portant sur le comportement bifréquence du résonateur microbande formé par un empilement de deux patches rectangulaires, en examinant le comportement bifréquence d'un résonateur microbande formé par un empilement de deux disques circulaires. Dans la troisième sous-section, nous donnons pour la première fois des résultats

numériques relatifs au comportement bifréquence d'un résonateur microbande formé par un empilement de trois disques circulaires.

IV.1. Résonateur microbande conventionnel circulaire

Pour le cas du disque circulaire conventionnel (voir Figure 2), des résultats convergents pour la fréquence de résonance, la bande passante et le facteur de qualité sont obtenus avec ($P = 5, Q = 4$). Afin de valider la méthode proposée pour le cas d'un disque circulaire unique imprimé sur un substrat monocouche, nous comparons dans les Tableaux 1 et 2 nos résultats numériques avec les résultats des courbes de Fittage [15]. Le rayon du disque est $a = 0.5$ cm. Dans le Tableau, le matériau du substrat est à base du Duroid, alors que dans le Tableau 2, il s'agit du Plexiglas. Il est clair à partir des deux Tableaux que nos calculs de la fréquence de résonance et du facteur de qualité coïncident avec ceux de Chew [15]. Les résultats numériques des deux Tableaux indiquent que l'augmentation de l'épaisseur du substrat entraîne la diminution de la fréquence d'opération ainsi que le facteur de qualité du résonateur. Ceci signifie que l'augmentation de l'épaisseur permet d'élargir la bande passante initialement très étroite.

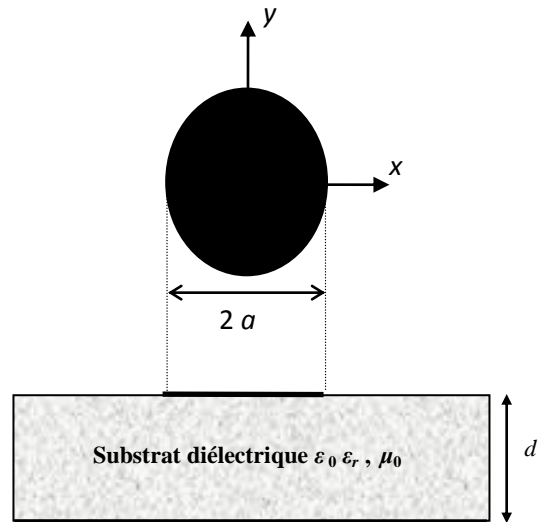


Figure 2. Géométrie d'un disque microbande circulaire imprimé sur un substrat diélectrique monocouche.

Tableau 1. Comparaison des fréquences de résonance et des facteurs de qualité calculés avec les données de la littérature, pour un résonateur microbande circulaire réalisé sur un substrat à base de Duroid ; $a = 0.5 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.32$.

Epaisseur du Duroid (mm)	Fréquences de résonance f_r^{11} (GHz) , Facteurs de qualité Q_{11}			
	Résultats des courbes de Fittage [15]		Nos résultats	
	f_r^{11}	Q_{11}	f_r^{11} (GHz)	Q_{11}
0.1	11.424	168.004	11.415	179.092
0.2	11.311	84.087	11.308	87.968
0.3	11.201	56.114	11.199	58.493
0.4	11.099	42.147	11.091	43.578
0.5	11.000	33.766	10.984	34.744
0.6	10.903	28.177	10.880	28.852
0.7	10.809	24.184	10.778	24.642
0.8	10.717	21.188	10.680	21.514
0.9	10.625	18.852	10.584	19.060
1	10.534	16.979	10.490	17.114
1.1	10.442	15.441	10.399	15.521

Tableau 2. Comparaison des fréquences de résonance et des facteurs de qualité calculés avec les données de la littérature, pour un résonateur microbande circulaire réalisé sur un substrat à base de Plexiglas ; $a = 0.5 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 2.6$.

Epaisseur du Plexiglas (mm)	Fréquences de résonance f_r^{11} (GHz) , Facteurs de qualité Q_{11}			
	Résultats des courbes de Fittage [15]		Nos résultats	
	f_r^{11}	Q_{11}	f_r^{11} (GHz)	Q_{11}
0.1	10.809	188.164	10.798	195.746
0.2	10.716	93.894	10.708	98.015
0.3	10.626	62.485	10.613	64.613
0.4	10.538	46.786	10.517	48.085
0.5	10.452	37.372	10.422	38.278
0.6	10.367	31.097	10.328	31.685
0.7	10.283	26.616	10.235	27.038
0.8	10.199	23.254	10.145	23.551
0.9	10.116	20.640	10.056	20.830
1	10.033	18.548	9.969	18.676
1.1	9.950	16.835	9.884	16.906

IV.2. Résonateur formé par un empilement de deux disques circulaires

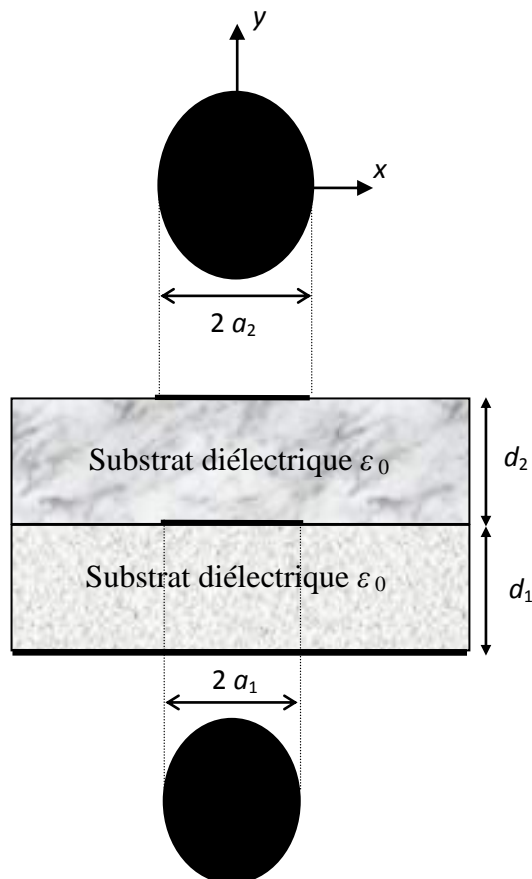


Figure 3. Géométrie d'un empilement de deux disques circulaires fabriqués un substrat diélectrique bicouche.

Une configuration plus complexe, constituée de deux disques circulaires dans une configuration empilée (voir Figure 3), offre des performances nouvelles qui ne sont pas habituellement obtenues par la configuration disque-unique diélectrique unique. Ces performances incluent gain élevé, bande passante large et caractéristiques bifréquences. Dans le but de valider la théorie proposée pour le cas de deux disques circulaires empilés des résultats numériques ont été obtenus pour les paramètres utilisés dans l'expérience de Long et Walton [16]. Les deux substrats diélectriques dans la Figure 3 sont identiques ($\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.47$ et $d_1 = d_2 = 750 \mu\text{m}$).

Le rayon du disque inférieur est $a_1 = 18.9 \text{ mm}$ alors que celui du disque supérieur est considéré variable. Dans le Tableau 3, nous avons rapporté à la fois la résonance inférieure (f_l^{11}) et la résonance supérieure (f_u^{11}). Il est observé à partir de ces

comparaisons que l'agrément entre la théorie et l'expérimental est excellent. Finalement, il est important de noter qu'à partir des différentes exécutions du programme élaboré, nous avons conclu que les deux résonateurs constitutifs de la structure empilée, qui déterminent le comportement bifréquence du résonateur, dépendent des tailles relatives des disques circulaires. Dans le cas où le rayon du disque supérieur est plus grand que celui du disque inférieur, la résonance inférieure est associée avec le résonateur formé par le disque supérieur et le plan de masse et la résonance supérieure est reliée au disque inférieur. La résonance inférieure est très voisine de la fréquence de résonance du disque supérieur isolé. Dans le cas où le rayon du disque supérieur est plus petit que celui du disque inférieur, la résonance inférieure est associée avec le résonateur formé par le disque inférieur et le plan de masse et la résonance supérieure est associée avec le résonateur formé par les deux disques circulaires. Maintenant, la résonance inférieure est très proche de la fréquence de résonance du disque inférieur isolé (c.-à-d., le disque inférieur dans une configuration substrat-superstrat). Ces derniers comportements sont en accords avec ceux découverts théoriquement pour le cas d'une structure microbande empilée formée de deux patches rectangulaires [7]-[8]-[9].

Tableau 3. Résonance inférieure et supérieure du mode TM_{11} d'un résonateur microbande formé par un empilement de deux disques microbandes circulaires ; $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.47$, $d_1 = d_2 = 750 \mu\text{m}$, $a_1 = 18.9 \text{ mm}$.

Rayon du disque supérieur (mm)	Résonance inférieure f_l^{11} (GHz), Résonance supérieure f_u^{11} (GHz)			
	Mesurés par Long et Walton [16]		Nos résultats	
	f_l^{11}	f_u^{11}	f_l^{11}	f_u^{11}
17.5	2.853	3.338	2.854	3.341
18.75	2.830	3.120	2.829	3.117
18.9	2.825	3.110	2.818	3.107

19.25	2.804	3.060	2.805	3.069
20	2.728	3.009	2.731	3.006

IV.3. Résonateur formé par un empilement de trois disques circulaires

Dans cette sous-section, nous appliquons la formulation de la section II pour étudier les caractéristiques de résonance de la géométrie empilée montrée dans la Figure 4. Dans le but d'avoir une caractéristique de résonance ajustable, deux gaps d'air ajustables sont insérés dans la configuration. Le premier gap d'air est situé juste au-dessus du premier disque circulaire alors que le deuxième gap d'air est situé au-dessus du deuxième disque circulaire. Le premier disque de rayon a_1 est imprimé sur un substrat d'épaisseur d_1 et de permittivité relative ϵ_{r1} . Le deuxième disque de rayon a_2 est imprimé sur un substrat d'épaisseur d_3 et de permittivité relative ϵ_{r3} . Le troisième disque de rayon a_3 est imprimé sur un substrat d'épaisseur d_5 et de permittivité relative ϵ_{r5} .

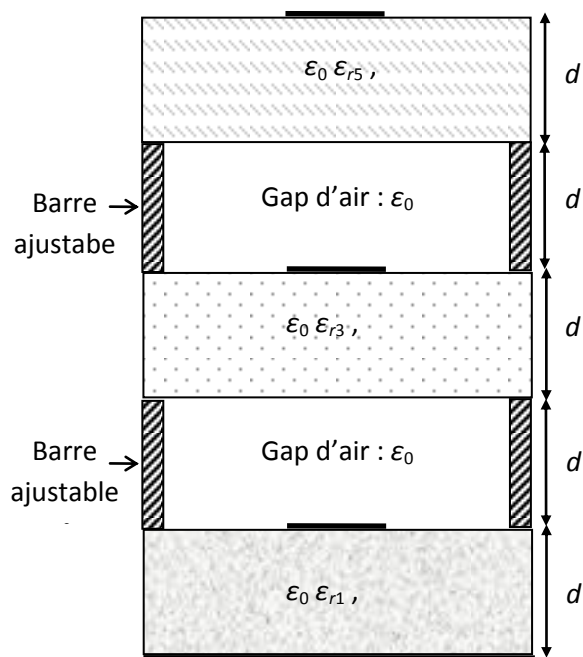


Figure 4. Géométrie de la configuration microbande empilée utilisée dans l'expérience de Revankar et Kumar [17]

Des résultats numériques sont obtenus pour les paramètres utilisés dans l'expérience de Revankar et Kumar [17], c.-à-d., $a_1 = a_2 = a_3 = 1.65$ cm, $\epsilon_{r1} = 2.33$, $\epsilon_{r3} = 2.45$, $\epsilon_{r5} = 2.2$, $d_1 = 1.58$ mm,

$d_2 = 4$ mm, $d_3 = 0.762$ mm et $d_5 = 0.508$ mm. L'antenne est donc caractérisé par la variation de la, séparation en air d_4 . Relativement aux résonateurs microbandes possédant un disque unique, le phénomène des résonances parasites est beaucoup plus remarquable dans les résonateurs microbandes ayant des configurations à empilement. Les fréquences de résonance calculées du mode TM_{11} sont montrées dans le Tableau 4 et sont comparées avec les valeurs mesurées de Revankar et Kumar [17]. La présence des disques parasitiques introduit deux résonances, la résonance inférieure (f_l^{11}) et la résonance supérieure (f_u^{11}). Notons que les fréquences de résonance mesurées f_l^{11} et f_u^{11} données dans le Tableau 4 sont obtenues à partir des courbes de "Return loss". Il est observé que nos fréquences de résonance calculées diffèrent des données mesurées par au plus 6.06%. Par conséquent, une bonne concordance entre la théorie et l'expérimental est réalisée. Finalement, il est important de noter que la présence de trois disques circulaires dans la configuration empilée de la Figure 4 signifie la présence de trois cavités résonantes. Ceci nous a mené à penser automatiquement que la structure empilée de la Figure 4 possède trois résonances. Bien que les résultats numériques dans le Tableau 4 indiquent la présence de deux résonances uniquement, nous pensons qu'il est important d'examiner avec plus de soins le phénomène de résonance d'une structure microbande formée par un empilement de trois patches métalliques.

Tableau 4. Comparaison entre les fréquences de résonance calculées et mesurées du résonateur microbande montré dans la Figure 4 et formé par un empilement de trois disques microbandes circulaires, pour différentes valeurs de la séparation en air d_4 ; $a_1 = a_2 = a_3 = 1.65$ cm, $\epsilon_{r1} = 2.33$, $\epsilon_{r3} = 2.45$, $\epsilon_{r5} = 2.2$, $d_1 = 1.58$ mm, $d_2 = 4$ mm, $d_3 = 0.762$ mm, $d_5 = 0.508$ mm.

Séparation en air	Fréquences de résonance (GHz)	
	Mesurés par Revankar et	Nos calculs

d_4 (μm)	Kumar [17]			
	f_l^{11}	f_u^{11}	f_l^{11}	f_u^{11}
1000	3.300	3.775	3.251	3.824
2000	3.272	3.700	3.228	3.761
5200	3.312	3.457	3.264	3.391
6400	3.282	3.425	3.239	3.486

v.CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté un modèle numérique alliant à la fois précision et vitesse de calcul et permettant la computation des fréquences de résonance, bandes passantes et facteurs de qualité d'un résonateur microbande formé par un empilement d'un nombre arbitraire de patches. Les disques circulaires sont fabriqués sur un milieu multicouche contenant des matériaux non magnétiques isotropes et/ou anisotropes. Les contributions apportées dans de ce travail peuvent être résumés comme suit :

- ❖ Des nouvelles formules explicites ont été développées pour le calcul des fonctions dyadiques spectrales de Green d'un résonateur microbande formé par un empilement d'un nombre arbitraire de disques circulaires. Ces disques circulaires sont noyés dans un milieu diélectrique multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes.
- ❖ Grâce à une transformation du système d'axe cartésien vers une représentation (TM,TE), les nouvelles formules des fonctions spectrales dyadiques de Green sont valables aussi bien pour les géométries circulaires que pour les géométries rectangulaires.
- ❖ L'origine du comportement bifréquence d'un résonateur microbande formé par un empilement de deux disques microbandes circulaires a été expliqué en détail. En effet, les cavités résonantes responsables des résonances inférieure et supérieure ont été indiquées clairement.
- ❖ Des résultats numériques relatifs au comportement bifréquence d'un résonateur microbande formé par un empilement de trois disques circulaires ont été donnés et argumentés.

Le fonctionnement en mode trifréquence, qui consiste à ce que l'antenne opère de façon efficace en trois fréquences distinctes, est parfois un besoin extrême dans quelques applications civiles ou militaires. Vers la recherche à des structures permettant ce type de fonctionnement, nous pensons que les configurations formées par un empilement de trois patches métalliques peuvent répondre à ce besoin. Il est donc très intéressant d'examiner avec soins le phénomène de résonance des configurations empilées ayant trois patches métalliques.

REFERENCES

- [1] H. Wang, X. B. Huang, and D. G. Fang, "A microstrip antenna array formed by microstrip line tooth-like-slot-patches," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 55, pp. 1210-1214, Apr. 2007.
- [2] L. Bernard, "Small-size circularly polarized patch antenna with an opening for a video grenade," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 681-684, 2008.
- [3] L. Barlatey, J. R. Mosig, and T. Sphicopoulos, "Analysis of stacked microstrip patches with a mixed potential integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 608-615, May 1990.
- [4] K. S. Kona and Y. R. Samii, "Novel probe-feeding architectures for stacked microstrip patch antennas," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 467-475, Sept. 2003.
- [5] J. T. Bernhard and C. J. Tousignant, "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 47, pp. 302-308, Feb. 1999.
- [6] M. Haridim, D. Shukrun, and H. Matzner, "A novel broadband triple-layer triangular patch antenna," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 40, no. 1, pp. 66-70, Jan. 2004.
- [7] T. Fortaki, "Contribution à l'étude des problèmes de caractérisation des antennes microbandes multicouches sans et avec ouvertures dans les plans de masse," Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Juin 2004.
- [8] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebara, and A. Benghalia, "On the dual-frequency behavior of stacked microstrip patches," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 310-313, 2008.
- [9] F. Chebbara, M. Amir, and T. Fortaki, "The effect of a high temperature superconducting patch on a rectangular microstrip antenna," *KIEE Journal of Electrical Engineering & Technology*, vol. 4, no. 2, pp. 277-281, 2009.
- [10] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebara, and A. Benghalia, "Radiation of rectangular microstrip patch antenna covered with a dielectric layer. International Journal of Electronics september 2008; 95: 989-998.
- [11] F. Chebbara, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Fourier transform domain analysis of high T_c superconducting rectangular microstrip patch over ground plane with



The INTERNATIONAL CONFERENCE ON ELECTRONICS

& OIL: FROM THEORY TO APPLICATIONS

March 05-06, 2013, Ouargla, Algeria



- rectangular aperture,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 31, pp. 821-832.
- [12]K. A. Michalski and D. Zheng, “Analysis of microstrip resonators of arbitrary shape,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 40, pp. 112-119, Jan. 1992.
- [13]D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1990.
- [14]D. M. Pozar, “Radiation and scattering characteristics of microstrip antennas on normally biased ferrite substrates,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 1084-1092, Sept. 1992.
- [15]Q. Liu and W. C. Chew, “Curve-fitting formulas for fast determination of accurate resonant frequency of circular microstrip patches,” *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 135, no. 5, pp. 289-292, Oct. 1988.
- [16]S. A. Long and M. D. Walton, “A dual-frequency stacked circular-disc antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, pp. 270-273, Mar. 1979.
- [17]U. K. Revankar and A. Kumar, “Experimental investigation of three-layer electromagnetically coupled circular microstrip antennas,” *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 13, pp. 1187-1189, June. 1991.