

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Université de Batna
Faculté de Technologie
Département de Génie Electrique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences en Electronique

Option

Micro-ondes pour Télécommunications

Par

Fouad CHEBBARA

Maître Assistant classe B à l'Université de Ouargla

Thème

Etude des caractéristiques de résonance et de rayonnement des antennes microbandes réalisées avec des matériaux ayant une anisotropie de type électrique et magnétique

Devant le jury

<u>Président :</u>	Mr. Djamel BENATIA	Prof.	Univ. Batna
<u>Rapporteur :</u>	Mr. Tarek FORTAKI	Prof.	Univ. Batna
<u>Examineurs :</u>	Mr. Abdelhafid CHAABI	Prof.	Univ. Constantine
	Mr. Ramdane MAHAMDI	Prof.	Univ. Batna
	Mr. Abderraouf MESSAI	M. C. (A)	Univ. Constantine
	Mr. Hachemi BOURIDAH	M. C. (A)	Univ. Jijel

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre 1

Méthodes d'analyse et techniques d'excitation des patches microbandes

I. Introduction.....	11
II. Techniques d'excitation.....	12
III. Méthodes d'analyse.....	14
<i>III.1. Méthodes approximatives</i>	16
<i>III.1. Méthodes Full-wave</i>	18
IV. Références bibliographiques du chapitre 1.....	21

Chapitre 2

Analyse par une approche spectrale d'un résonateur microbande réalisé sur un substrat ayant une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle

I. Introduction.....	26
II. Théorie.....	28
<i>II.1. Tenseur de Green pour un milieu multicouche ayant des substrats uniaxiaux caractérisés à la fois par une permittivité et une perméabilité tensorielle</i>	28
<i>II.2. Application de la méthode des moments</i>	36
III. Choix des fonctions de base.....	39
IV. Convergence et comparaison des résultats numériques avec ceux de la littérature.....	40
<i>IV.1. Convergence numérique</i>	40
<i>IV.2. Comparaison des résultats numériques avec ceux de la littérature</i>	45
V. Influence des deux paramètres de la permittivité et des deux paramètres de la perméabilité.....	48
<i>V.1. Influence des deux paramètres de la permittivité</i>	48
<i>V.2. Influence des deux paramètres de la perméabilité</i>	53
VI. Interprétation physique des résultats obtenus.....	58
<i>VI.1. Formule approximative de la fréquence de résonance d'un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle</i>	58
<i>VI.2. Explication physique des résultats obtenus</i>	59
VI. Conclusion du chapitre 2.....	61
VIII. Références bibliographiques du chapitre 2.....	63

Chapitre 3

Etude des caractéristiques de résonance des résonateurs microbandes empilés impliquant multimétallisations

I. Introduction.....	72
II. Théorie.....	74
III. Approximation des densités de courant sur les disques circulaires.....	78
IV. Résultats numériques et discussion.....	79

<i>IV.1. Résonateur microbande conventionnel circulaire</i>	80
<i>IV.2. Résonateur formé par un empilement de deux disques circulaires</i>	84
<i>IV.3. Résonateur formé par un empilement de trois disques circulaires</i>	87
V. Conclusion du chapitre 3.....	89
VI. Références bibliographiques du chapitre 3.....	92

Conclusion générale	100
----------------------------------	-----

Annexes	107
----------------------	-----

Annexe A Expressions analytiques spectrales des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques	108
--	-----

Annexe B Expressions analytiques spectrales des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques avec singularités de bord	110
--	-----

Annexe C Publications internationales dans le cadre de cette thèse	112
---	-----

Introduction générale

Introduction générale

Depuis les années soixante dix, on constate un essor considérable des résonateurs microbandes plaqués, favorisé par le progrès de la technologie microélectronique dans le domaine de la miniaturisation et de l'intégration électronique, et plus particulièrement aux substrats diélectriques de faibles pertes.

Durant ces dernières années un intérêt croissant a été observé dans l'étude des circuits micro-ondes réalisés sur des substances anisotropes, spécialement l'anisotropie uniaxiale [1]-[11]. Cette anisotropie peut être intrinsèque, en raison de la nature cristalline de ces substances, ou peut être causée par leurs procédés de production. L'intérêt réservé à l'étude des substrats micro-ondes anisotropes provient de deux arguments principaux. Premièrement, il a été rapporté dans la littérature que plusieurs substrats pratiques exhibent un taux significatif d'anisotropie qui peut affecter les performances des circuits micro-ondes, et donc une caractérisation et conception précises doivent tenir compte de cet effet. Secondement, il est possible que l'utilisation de tels matériaux peut avoir un effet bénéfique sur les circuits micro-ondes. Comme exemple, nous citons l'utilisation des substrats anisotropes pour réaliser une polarisation circulaire [12]. Bien que le phénomène de l'anisotropie a été extensivement analysé dans la littérature, d'autres études complémentaires semblent nécessaires ; puisque dans les travaux antérieurs les substrats anisotropes considérés sont supposés non magnétiques [1]-[12].

Les résonateurs microbandes conventionnelles, constituées d'une plaque unique imprimée sur un substrat diélectrique, présentent deux inconvénients majeurs qui sont : le faible gain et la bande passante étroite [13]-[17]. La méthode la plus habituelle dans l'élargissement de la bande passante consiste simplement à augmenter l'épaisseur du diélectrique entre l'élément rayonnant et le plan de masse. Cette méthode ne peut pas, cependant, être appliquée sans causer des anomalies ; à savoir l'excitation des ondes de surface et la perte de l'aspect faible poids, volume et épaisseur fortement souhaitable dans les applications des résonateurs microbandes. L'opération en mode bifréquence, qui consiste à ce que l'antenne opère de façon efficace en deux fréquences distinctes, est parfois un besoin extrême dans quelques utilisations. Les antennes conventionnelles ne garantissent pas ce type de fonctionnement. Tout en maintenant les avantages des résonateurs conventionnelles, les résonateurs microbandes ayant des configurations à empilement, constitués d'une ou de plusieurs plaques conductrices couplées

parasitiquement à un driven patch, surmontent la limitation de la bande passante étroite par l'introduction de résonances additionnelles dans la gamme de fréquences d'opération, atteignant des largeurs de bande jusqu'à 35%. En outre, les antennes possédant des configurations à empilement ont permis des gains élevés et ont offert la possibilité d'opération en mode bifréquence [18]-[32]. Les études théoriques des structures microbandes formées par un empilement de deux patches microbandes sont nombreuses dans la littérature. Cependant, pour les structures empilées impliquant trois patches, pas d'analyse exacte ou approximative n'a été effectuée en raison de la complexité de la structure.

Trois thèmes essentiels forment le corps de la présente thèse. Chaque thème sera traité d'une façon assez indépendante et presque autonome dans un chapitre propre à lui. Dans le chapitre 1, nous présentons brièvement le concept des résonateurs microbandes. Nous exposons également les différentes méthodes d'analyse ainsi que les diverses techniques d'excitation de ces résonateurs.

Dans le chapitre 2, la méthode de Galerkin implémentée dans le domaine des transformées usuelles de Fourier conjointement avec un changement du système d'axe cartésien vers la représentation (TM,TE) seront utilisés pour le calcul numérique des caractéristiques électromagnétiques d'un patch microbande rectangulaire imprimé sur un substrat anisotrope, qui est caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. Afin de rendre la formulation générale et par conséquent valable pour plusieurs structures microbandes, le patch est supposé imprimé dans un milieu multicouche. Grâce à une représentation matricielle de chaque couche, une nouvelle approche est proposée pour la détermination de la fonction dyadique de Green. Cette représentation matricielle inclue à la fois les deux paramètres de la permittivité ainsi que ceux de la perméabilité. Afin de valider le formalisme théorique mis au point dans ce chapitre, nous comparons nos résultats numériques avec ceux de la littérature. Un intérêt particulier sera réservé à l'étude de l'influence des deux paramètres de la permittivité ainsi que ceux de la perméabilité sur la résonance du résonateur microbande rectangulaire. Une interprétation physique des résultats obtenus sera aussi donnée.

Dans le chapitre 3, nous présentons une analyse full-wave rigoureuse capable d'estimer avec exactitude les caractéristiques de résonance d'un résonateur microbande constitué d'un empilement de plusieurs patches métalliques (l'analyse est valable pour un nombre arbitraire de patches). Nous considérons que les éléments rayonnants sont imprimés

dans un milieu multicouche contenant des substrats diélectriques non magnétiques isotropes et/ou anisotropes. Bien que l'analyse présentée dans le présent chapitre soit valide pour un nombre arbitraire de patch, nous nous contentons dans le présent chapitre de présenter des résultats numériques uniquement pour des structures ayant un seul disque circulaire, deux disques circulaires et trois disques circulaires. Une grande attention sera accordée à l'étude du comportement bifréquence des résonateurs microbandes circulaires empilés.

Malgré la dominance théorique de notre étude, nous avons essayé de ne pas négliger l'aspect physique en nous appuyant sur des résultats expérimentaux. Nous proposons également des perspectives pour élargir et poursuivre l'étude menée dans cette thèse.

Références bibliographiques

- [1] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche, and T. Fortaki, "Uniaxially anisotropic substrate effects on the resonance of rectangular microstrip patch antenna," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 255-256, Feb. 1999.
- [2] T. Fortaki, "Caractérisation d'une antenne microbande rectangulaire. Effets de l'anisotropie uniaxiale du substrat," Thèse de Magister, Université de Constantine, Avril. 1999.
- [3] T. Fortaki et A. Benghalia, "Modélisation d'une antenne microbande par une nouvelle approche de la fonction tensorielle de Green dans le domaine spectral," dans *Proc. 1^{ère} Conférence Maghrébine en Génie Electrique*, vol. 1, pp. 162-165, Université de Constantine, Algérie, 4-6 Décembre, 1999.
- [4] T. Fortaki, A. Benghalia, et M. Berrabah, "Etude d'une antenne plaque imprimée par la méthode des moments," dans *Proc. 1^{er} Séminaire sur les Techniques et Architectures des Systèmes de Détection*, pp. 189-194, Ministère de la Défense Nationale, Commandement des Forces de Défense Aérienne du Territoire, /ESDAT/ Réghaia, Algérie, 21-23 Mai, 2000.

- [5] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fortaki, and D. Khedrouche, “Resonant frequency and bandwidth of a superstrate-loaded rectangular patch on a uniaxial anisotropic substrate,” *Commun. Numer. Meth. Engng.* (John Wiley & Sons), vol. 16, no. 7, pp. 459-473, July 2000.
- [6] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, “Full-wave analysis of circular microstrip resonators in multilayered media containing uniaxial anisotropic dielectrics, magnetized ferrites, and chiral materials,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1057-1064, June 2000.
- [7] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, “Resonant modes of circular microstrip patches over ground planes with circular apertures in multilayered substrates containing anisotropic and ferrite materials,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1756-1762, Oct. 2000.
- [8] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, “Evaluation of the radar cross section of circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 1603-1605, Nov. 2001.
- [9] F. Bouttout, “Analyse rigoureuse de l’antenne microbande circulaire multicouche. Application à la structure annulaire,” Thèse de Doctorat, Université de Setif, Oct. 2001.
- [10] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, “Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136-1139, May 2003.
- [11] A. Boufrioua and A. Benghalia, “Effects of the resistive patch and the uniaxial anisotropic substrate on the resonant frequency and the scattering radar cross section of a rectangular microstrip antenna,” *Aerospace Sci. Technol.*, vol. 10, no. 3, pp. 217-221, Apr. 2006.

- [12] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.
- [13] S. Koulouridis and J. L. Volakis, "L-band circularly polarized small aperture thin textured patch antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 225-228, 2008.
- [14] B. Yildirim and B. A. Cetiner, "Enhanced gain patch antenna with a rectangular loop shaped parasitic radiator," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 229-232, 2008.
- [15] S. K. Pavuluri, C. H. Wang, and A. J. Sangster, "A high-performance aperture-coupled patch antenna supported by a micromachined polymer ring," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 283-286, 2008.
- [16] K. F. Lee, S. L. S. Yang, and A. A. Kishk, "Dual- and multiband u-slot patch antennas," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 645-647, 2008.
- [17] 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.
- [18] 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.
- [19] A. N. Tulintseff, S. M. Ali, and J. A. Kong, "Input impedance of a probe-fed stacked circular microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 381-390, Mar. 1991.

- [20] Z. Fan and K. F. Lee, "Hankel transform domain analysis of dual-frequency stacked circular-disk and annular-ring microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 867–870, June 1991.
- [21] J. P. Daniel, G. Dubost, C. Terret, J. Citerne, and M. Drissi, "Research on planar antennas and arrays: "Structures Rayonnantes"," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 35, pp. 14–38, Feb. 1993.
- [22] 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.
- [23] A. Sabban, "A new broadband stacked two-layer microstrip antenna," in *IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp. Dig.*, 1983, pp. 63–66.
- [24] C. H. Chen, A. Tulintseff, and R. M. Sorbello, "Broadband two-layer microstrip antenna," in *IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp. Dig.*, 1984, pp. 251–254.
- [25] R. Q. Lee and K. F. Lee, "Experimental study of the two-layer electromagnetically coupled rectangular patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1298–1302, Aug. 1990.
- [26] F. Croq, G. Kossiavas, and A. Papiernik, "Stacked resonators for bandwidth enhancement: a comparison of two feeding techniques," *IEE Proc.-H*, vol. 140, no. 4, pp. 303–308, Aug. 1993.
- [27] S. Egashira and E. Nishiyama, "Stacked microstrip antenna with wide bandwidth and high gain," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, pp. 1533–1534, Nov. 1996.
- [28] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136–1139, May 2003.

- [29] K. Araki, H. Ueda, and T. Masayuki, "Numerical analysis of circular disk microstrip antennas with parasitic elements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-34, pp. 1390–1394, Dec. 1986.
- [30] J. S. Dahele, K. F. Lee, and D. P. Wong, "Dual-frequency stacked annular-ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 1281–1285, Nov. 1987.
- [31] J. P. Damiano, J. Bennegueouche, and A. Papiernik, "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry," *Inst. Elect. Eng. Proc.*, vol. 137, no. 3, pp. 163-170, June 1990, pt. H.
- [32] 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.

Chapitre 1

Méthodes d'analyse et techniques d'excitation des patchs microbandes

I. Introduction

Dans les applications aéronautiques, aérospatiales et militaires où le faible volume, le faible poids, le faible coût, les hautes performances et la facilité de mise en oeuvre sont les principales exigences, les antennes faiblement profilées sont une nécessité. Aujourd'hui, avec l'explosion des télécommunications, ces contraintes se retrouvent dans des applications commerciales sans fil. Pour répondre à ses exigences un nouveau type d'antenne a été proposé : Les antennes microrubans [1]-[5].

Ces antennes apparues durant les années cinquante ont surtout été développées au cours des années soixante dix. Elles allient à la fois petite taille, simplicité, facilité de fabrication et de mise en oeuvre. En outre elles s'adaptent facilement aux surfaces planes et non planes et présentent une grande robustesse lorsqu'elles sont montées sur des surfaces rigides. Elles sont également très performantes en terme de résonance, de polarisation, d'impédance d'entrée et de diagramme de rayonnement [6]-[19].

Les inconvénients majeurs des antennes microrubans résident dans leur faible pureté de polarisation, une bande passante étroite qui est typiquement de l'ordre de quelque pour cents. Cependant, des méthodes telles que l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique, la diminution de la permittivité relative, permettent d'améliorer le rendement de l'antenne jusqu'à 90% en réduisant les ondes de surface et permettent également d'augmenter la bande passante jusqu'à 35%. Toutefois, en augmentant l'épaisseur du substrat diélectrique, on crée des ondes de surface qui représentent des pertes et diminuent par conséquent le rendement de l'antenne. Ces ondes de surfaces peuvent être éliminées tout en maintenant une large bande passante par l'introduction de fentes sur l'élément rayonnant.

II. Techniques d'excitation

Les antennes microrubans sont excitées en utilisant plusieurs méthodes. Elles sont classées comme étant des excitations avec contact ou sans contact. Dans les méthodes d'excitation avec contact, la puissance RF est acheminée aux patches rayonnants en utilisant un élément de contact tel que la ligne de transmission. Dans la deuxième classe d'excitation, le couplage électromagnétique est utilisé pour transmettre la puissance de la ligne microruban au patch rayonnant. Les quatre techniques d'alimentation les plus utilisées sont la ligne microruban, câble coaxial, couplage par fente et couplage de proximité [18], [19].

La ligne microstrip d'alimentation constitue également un élément rayonnant mais dont la largeur est généralement très inférieure par rapport à celle du patch (voir Figure 1). Ce type d'alimentation est facile à mettre en oeuvre et permet une adaptation d'impédance facile par simple positionnement du point de contact. Par contre, on a un rayonnement parasite qui peut devenir considérable.

L'alimentation coaxiale où le conducteur intérieur est attaché au patch et le conducteur externe au plan de masse est également largement utilisé (voir Figure 2). Ce type d'alimentation est facile à mettre en oeuvre et à adapter. Mais il offre une bande passante étroite et il est difficile à modéliser ; particulièrement pour des épaisseurs de substrat supérieures à $0.02 \lambda_0$.

L'alimentation par ligne microruban ou par câble coaxial présente une asymétrie qui génère une composante croisée. Pour remédier à cet état de fait, l'alimentation par fente a été introduite (voir Figure 3). Ce type d'alimentation est le plus difficile à mettre en oeuvre. De plus, il présente une bande passante étroite. Cependant, il est facile à modéliser et présente un rayonnement parasite faible. Il se compose de deux substrats diélectriques

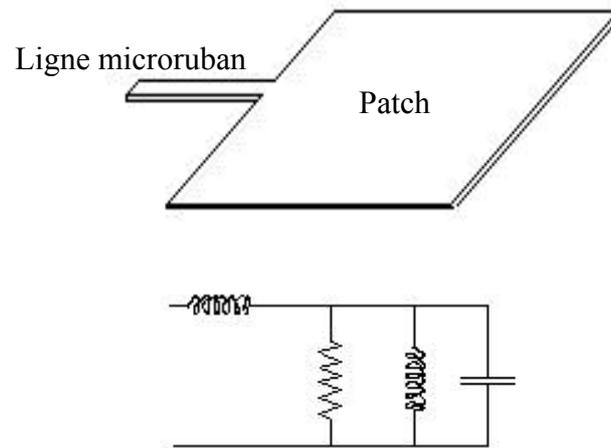


Figure 1. Alimentation par ligne microruban

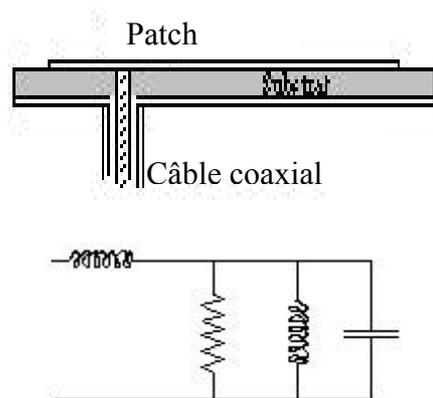


Figure 2. Alimentation par câble coaxial

séparés par un plan de masse sur lequel est pratiquée la fente. La ligne d'alimentation se situe sur la face libre du substrat inférieur et l'élément rayonnant se trouve sur la face libre du substrat supérieur. Cette configuration permet une optimisation indépendante entre la ligne d'alimentation et l'élément rayonnant. En général un diélectrique avec une permittivité élevée est utilisé pour le substrat inférieur et un diélectrique épais avec une permittivité faible est utilisé pour le substrat supérieur. Le plan de masse isole la ligne d'alimentation de l'élément rayonnant et limite l'interférence du rayonnement parasite sur le diagramme de rayonnement et offre ainsi une plus grande pureté de polarisation. Pour cette structure microbande, les paramètres électriques du substrat, la largeur de la ligne d'alimentation et la taille de la fente peuvent être utilisés pour optimiser l'antenne. L'adaptation d'impédance s'effectue en agissant sur la largeur de la ligne d'alimentation et sur la longueur de la fente.

Parmi les différents types d'alimentation, le couplage par proximité (voir Figure 4) offre la meilleure bande passante (environ 13%). Il est facile à modéliser et présente un rayonnement parasite faible. La distance entre la ligne d'alimentation et le patch peut être utilisée pour adapter l'impédance de l'antenne. Le principal inconvénient de ce type d'alimentation est qu'il est difficile à mettre en oeuvre.

III. Méthodes d'analyse

Plusieurs méthodes sont utilisées pour l'analyse des antennes microrubans. La plupart de ces méthodes peuvent être classés dans une des deux catégories : méthodes approximatives et méthodes Full-wave [18]. Les méthodes approximatives sont basées sur des hypothèses simplificatrices donc elles ont des limitations et elles fournissent des solutions moins précises. Elles sont généralement utilisées pour la modélisation des

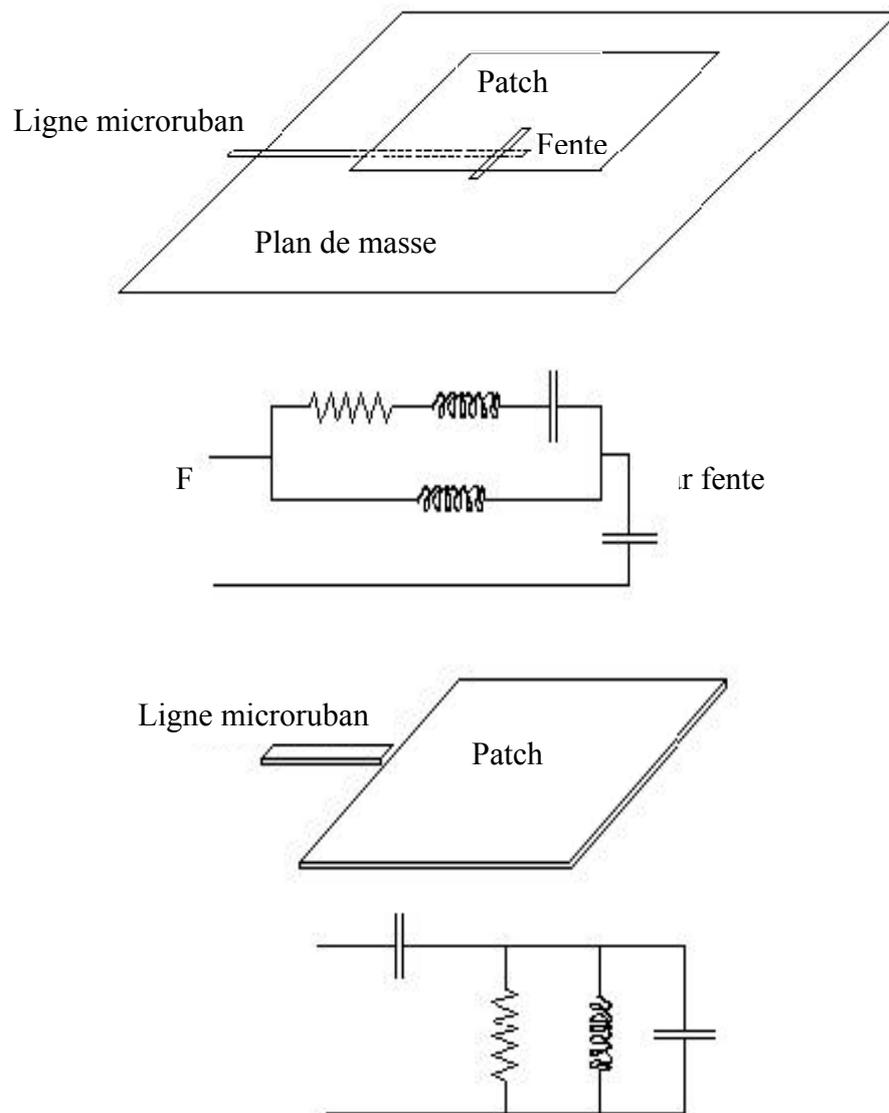


Figure 4. Alimentation par couplage par proximité

antennes à élément unique à cause de la difficulté rencontrée dans la modélisation du couplage entre les différents éléments. Cependant, elles offrent un bon aperçupysique avec un temps de calcul généralement très petit. Les méthodes Full-wave tiennent compte de tous les mécanismes important de l'onde et s'appuient énormément sur l'utilisation d'algorithmes numériques efficaces. Lorsqu'elles sont appliquées convenablement, les méthodes Full-wave sont très précises et peuvent être employées pour la modélisation d'une variété d'antennes y compris les antennes réseaux. Ces méthodes ont tendance à être plus complexes et fournissent moins d'aperçu physique. Souvent, ces méthodes nécessitent plus de calculs et donc un temps de calculs élevé.

III.1. Méthodes approximatives

Les modèles approximatifs, plus populaires, comprennent le modèle de la ligne de transmission, le modèle de la cavité et la technique de segmentation dite aussi modèle généralisé de la cavité [18]. Généralement, ces modèles considèrent l'antenne comme une ligne de transmission ou une cavité résonante.

III.1.1. Modèle de la ligne de transmission

Dans ce modèle les inconnus sont la constante de propagation et l'impédance caractéristiques. Une fois déterminées, une ligne de transmission équivalente à l'antenne est obtenue. Le mode de propagation dominant est supposé être le mode TEM ou quasi TEM avec une variation négligeable dans la direction transverse. C'est une approximation valide si l'épaisseur du substrat est maintenue négligeable devant la longueur d'onde. Ce modèle néglige quelques effets physiques comme l'excitation des ondes de surface, les variations du champ sur les bords rayonnant, le couplage mutuel entre les éléments voisins, les effets des modes d'ordre élevés, etc. Malgré l'existence d'un modèle de la ligne de transmission pouvant traiter les patches de forme arbitraire, ce modèle reste toujours limité en terme de précision à cause des inconvénients cités auparavant.

III.1.2. Modèle de la cavité et modèle généralisé de la cavité

Dans le modèle de la cavité, les effets des modes d'ordres supérieurs sont considérés en développant le champ électrique entre le patch et le plan de masse en termes des modes résonnants de la cavité. La méthode de la cavité peut déterminer la fréquence de résonance et l'impédance d'entrée mieux que le modèle de la ligne de transmission, seulement cette modélisation est limitée aux patches de formes régulières. Comme c'est le cas dans la modélisation par ligne de transmission, ce modèle devient moins précis avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat ou de la valeur de sa permittivité relative. Il est difficile de modéliser le couplage mutuel avec le modèle de la cavité. La région interne du substrat est modélisée comme une cavité limitée en haut et en bas par des murs électriques. Cette supposition est justifiée car $d \ll \lambda$ (d est l'épaisseur du substrat et λ est la longueur d'onde) pour les substrats minces. Le substrat est assez mince pour que les champs varient légèrement selon z ; la direction normale à la plaque rayonnante. Le champ électrique a seulement une composante selon z et le champ magnétique a deux composantes H_x et H_y dans la région limitée du haut par le patch et du bas par le plan de masse. Quand une puissance est délivrée à un patch microruban, une distribution de charge aura lieu sur et sous le patch ainsi que sur le plan de masse. Cette distribution de charge est contrôlée par deux mécanismes : un mécanisme d'attraction et un mécanisme de répulsion. Le mécanisme d'attraction est vu entre les charges de signe opposé au-dessous du patch rayonnant et le plan de masse, ce qui aide à garder la concentration de charge intacte sous le patch. Le mécanisme de répulsion est observé entre les charges de signes différents au-dessous de la plaque ce qui permet à quelques charges à passer du dessous de la plaque vers le dessus. Ce mouvement de charge se traduit par un courant sur et sous la plaque

rayonnante. Dans le modèle de la cavité, le rapport d/b (b est la longueur de résonance) est très petit d'où une diminution du mécanisme d'attraction de charges qui force la majorité des charges et du courant de se concentrer sous le patch. La diminution successive du rapport d/b se traduit par un courant sur la surface de la plaque, quasiment nul, ce qui ne va pas permettre une création des champs magnétiques tangentiels sur les bords de la plaque. Donc, les quatre murs peuvent être modélisée comme étant des surfaces conductrices magnétiques parfaites. Dans la pratique, le rapport d/b existe même s'il est petit, ce qui ne va pas donner un champ magnétique tangentiels nuls, mais très petit, et l'approximation aux surfaces conductrices (magnétiques parfaites) peut être envisagée. Puisque les murs de la cavité ainsi que le diélectrique sont sans pertes, la cavité ne va pas rayonner et son impédance d'entrée sera réactive. Pour rendre compte des pertes de rayonnement dans le mécanisme des pertes, une résistance de rayonnement et une résistance de perte doivent être considérées. Maintenant, la cavité avec perte représente une antenne et les pertes sont prises en considération.

Le modèle généralisé de la cavité est une extension de la méthode de la cavité. Il offre une aptitude à traiter les patches de forme arbitraire en décomposant le patch en section de formes régulières et en appliquant le modèle de la cavité à chaque section en adoptant la méthode de connexion multiport. Puisqu'elle se base sur le modèle de la cavité, cette méthode fonctionne convenablement lorsque le substrat est mince et d'une permittivité relative faible.

III.2. Méthodes Full-wave

Trois méthodes très populaires sont employées dans l'analyse des antennes microrubans : méthode des moments (MM), méthode des éléments finis (FEM) et la méthode des différences finies domaine temporel (FDTD) [18]-[20]. Différentes des méthodes approximatives, ces méthodes tiennent compte de tous les mécanismes d'onde les plus importants et elles sont potentiellement plus précises. Toutes ces méthodes Full-wave sont basées sur la discrétisation d'une grandeur électromagnétique inconnue. Pour la méthode des moments c'est la densité de courant et pour les méthodes FEM et FDTD c'est le champ électrique (aussi le champ magnétique dans le cas de la méthode FDTD).

III.2.1. Méthodes des moments

La méthode des moments est sans doute la méthode la plus populaire. Elle est synonyme de la méthode de résidus pondérés présentés en premier temps par Harrington [21] et il a montré sa puissance et sa flexibilité dans la résolution des problèmes électromagnétiques dans les années soixante. Cette méthode peut être appliquée dans le domaine spatial ou dans le domaine spectral [18]-[20], [22]-[25]. Lorsque la méthode des moments est appliquée, la densité de courant sur l'antenne est la variable considérée et à partir de laquelle tous les paramètres de l'antenne sont déduits. Cette méthode est implantée en remplaçant l'antenne par un courant de surface équivalent. La densité de courant de surface est discrétisée en un ensemble d'éléments appropriés appelés aussi fonctions de base, où les amplitudes sont les inconnus à déterminer. Maintenant, la fonction de Green propre au problème est employée pour exprimer le champ électromagnétique partout, en fonction des éléments de la densité de courant sur la surface de l'antenne. Les conditions aux limites pour les champs électrique et magnétique sont renforcées sur la surface de l'antenne en utilisant les fonctions de test. Cette procédure est appelée la procédure de test est résulte en un système linéaire d'équations intégrales. Ce système peut être exprimé sous forme de matrice et l'interaction entre les fonctions de base et les fonctions de test est prise en considération. Dans la plupart des cas cette matrice, appelée aussi matrice d'interaction, est dense. Si les fonctions de base et les fonctions de test sont choisies identiques, la méthode est appelée méthode de Galerkin. Finalement, le

système est résolu pour donner les différentes amplitudes des éléments de la densité de courant. Une fois la densité surfacique de courant déterminée, les autres paramètres de l'antenne tels que l'impédance d'entrée, le gain et les diagrammes de rayonnement sont facilement déduits. La méthode des moments, qui est d'actualité, n'est pas limitée par les conditions classiques imposées sur le substrat, et permettent d'analyse des antennes de formes très variées, des structures empilées, des patches conducteurs [22], [23] ou supraconducteurs [24], [25] imprimés sur des milieux multicouches.

III.2.2. Méthodes des éléments finis

Cette méthode est largement utilisée dans la mécanique et la thermodynamique. Elle a été présentée à la communauté électromagnétique vers la fin des années soixante. Comme c'est le cas dans la méthode des moments, la méthode des éléments finis est applicable généralement dans le domaine spectral. Ce qui est intéressant dans la méthode des éléments finis c'est sa capacité inhérente à rendre compte de l'inhomogénéité des milieux. Une approche intéressante est l'hybridité de la méthode des éléments finis avec la méthode des moments. Ces méthodes sont très bien utilisées pour l'analyse des antennes microrubans dans des cavités. Comme la majorité des méthodes Full-wave, la méthode des éléments finis est implémentée dans quelques codes commerciaux tel que le fameux logiciel HFSS d'Ansoft.

III.2.3. Méthodes des différences finies dans le domaine temporel

Semblablement à la méthode des éléments finis, cette méthode est aussi valable pour l'analyse des milieux inhomogènes. Contrairement à la méthode des moments et la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies est appliquée dans le domaine temporel et n'est pas limitée à une fréquence unique à chaque fois qu'elle est exécutée. Comparativement à la méthode des moments et la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies nécessite des mathématiques poussées. La méthode des différences finies a été implémentée dans des softwares commerciaux tels que Fidelity de Zeland.

IV. Références bibliographiques

- [1] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136–1139, May 2003.
- [2] A. Boufrioua and A. Benghalia, "Effects of the resistive patch and the uniaxial anisotropic substrate on the resonant frequency and the scattering radar cross section of a rectangular microstrip antenna," *Aerospace Sci. Technol.*, vol. 10, no. 3, pp. 217-221, Apr. 2006.
- [3] A. K. Singh and M. K. Meshram, "Shorting pin loaded dual-band compact rectangular microstrip antenna," *Int. J. Electron.*, vol. 94, no. 3, pp. 237-250, Mar. 2007.

- [4] K. Güney and N. Sarikaya, “Adaptive neuro-fuzzy inference system for computing the resonant frequency of electrically thin and thick rectangular microstrip antennas,” *Int. J. Electron.*, vol. 94, no. 9, pp. 833-844, Sep. 2007.
- [5] A. Boufrioua and A. Benghalia, “Radiation and resonant frequency of a resistive patch and uniaxial anisotropic substrate with entire domain and roof top functions,” *Engng. Anal. Boundary Elem.*, vol. 32, no. 7, pp. 591-596, July 2008.
- [6] G. Plaza, F. Mesa, and F. Medina, “Treatment of singularities and quasi-static terms in the EFIE analysis of planar structures,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 485-491, Apr. 2002.
- [7] P. W. Chen, C. S. Lee, and V. Nalbandian, “Planar double-layer leaky-wave microstrip antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 832-835, June 2002.
- [8] H. Jung and C. Seo, “Analysis of elliptical microstrip patch antenna considering attachment mode,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 888-890, June 2002.
- [9] F. T. Hamedani, A. Tavakoli, and L. Shafai, “Analysis of finite-microstrip structures using surface equivalence principle and multiple network theory (SEMN),” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 1128-1137, Aug. 2002.
- [10] Z. Sipus, N. Burum, and J. Bartolic, “Analysis of rectangular microstrip patch antennas on spherical structures,” *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 276-280, Feb. 2003.
- [11] G. Montisci and G. Mazzarella, “An alternative layout for CPW-fed printed antennas with low back radiation,” *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 481-483, Mar. 2003.

- [12] B. Lindmark and P. Slattman, "Mutual coupling in aperture-coupled patches on cylindrical reflectors calculated using a spectrum of two-dimensional solutions," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 512-518, Mar. 2003.
- [13] V. B. Erturk and R. G. Rojas, "Efficient analysis of input impedance and mutual coupling of microstrip antennas mounted on large coated cylinders," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 739-749, Apr. 2003.
- [14] M. D. Deshpande, "Comments on "Analysis of elliptical microstrip patch antenna considering attachment mode",," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 3018, Oct. 2003.
- [15] F. Bilotti and C. Vegni, "MoM entire domain basis functions for convex polygonal patches," *J. Electromag. Waves Applicat.*, vol. 17, no. 11, pp. 1519-1664, 2003.
- [16] N. Burum, Z. Sipus, and J. Bartolic, "Mutual coupling between spherical-rectangular microstrip antennas," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 40, no. 5, pp. 387-391, Mar. 2004.
- [17] A. Kedar, K. K. Gupta, and N. D. Kartaria, "Spectral-domain modelling of superconducting microstrip structures: Transmission lines and resonators," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 1, pp. 55-59, Apr. 2004.
- [18] M. Titaouine, "Analyse des antennes microrubans de forme arbitraire par la méthode des moments et le modèle généralisé de la cavité," Thèse de Doctorat, Université de Setif, Sept. 2007.
- [19] D. Khedrouche, "Modélisation des antennes microbandes par une analyse tridimensionnelle rigoureuse en utilisant une méthode intégrale," Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Juin 2009.

- [20] 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.
- [21] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Method*. New York: Macmillan, 1968.
- [22] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebbara, and A. Benghalia, “On the dual-frequency behavior of stacked microstrip patches,” *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 310-313, 2008.
- [23] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebara, and A. Benghalia, “Radiation of rectangular microstrip patch antenna covered with a dielectric layer,” *Int. J. Electron.*, vol. 95, no. 9, pp. 989-998, Sept. 2008.
- [24] 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.
- [25] F. Chebbara, S. Benkouda, and T. Fortaki, “Fourier transform domain analysis of high T_c superconducting rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 31, pp. 821-832, 2010.

Chapitre 2

Analyse par une approche spectrale
d'un résonateur microbande réalisée
sur un substrat ayant une permittivité
et une perméabilité de forme
tensorielle

I. Introduction

Les antennes microbandes sont devenues très populaires et ont reçu un intérêt croissant aussi bien dans les recherches théoriques que dans les applications de l'engineering en raison de leurs excellents avantages. De tels avantages incluent petite taille, poids léger, coût de production faible et de bonnes caractéristiques aérodynamiques [1]. A cause de la bande passante très étroite de ce type d'antennes autour de leurs fréquences d'opération, il est important de développer des algorithmes précis pour la computation de ces fréquences de résonance [2]-[12].

Il a été montré que le paramètre le plus sensible lors de l'estimation des performances d'une antenne microbande est la constante diélectrique du substrat. Cependant, beaucoup de substrats pratiques utilisés dans les structures microbandes exhibent un taux significatif d'anisotropie, spécialement l'anisotropie uniaxiale [13]-[29]. Parmi ces substrats pratiques nous citons le Saphir, l'Epsilam-10, Fluorure de Magnésium et la Nitrure de Bore. Cette anisotropie affecte les performances des antennes imprimées, et donc une caractérisation et conception précise de ces dernières doivent tenir compte de cet effet.

Dans ce présent chapitre, nous étendons l'analyse théorique présentée dans [24] pour l'étude des résonateurs microbandes plaqués imprimés sur des substrats anisotropes, qui sont caractérisés à la fois par une permittivité et une perméabilité tensorielles (voir Figure 1). Au meilleur de notre connaissance, ce sujet n'a pas été traité auparavant dans la littérature ouverte ; uniquement des substrats uniaxiaux non magnétiques ont été considérés [13]-[29]. Ce chapitre est organisé de la manière suivante. Dans la section II, nous présentons la formulation théorique du problème. Afin de rendre la formulation générale et par conséquent valable pour plusieurs structures microbandes, le patch est supposé imprimé dans un milieu multicouche. Une nouvelle technique est proposée pour la

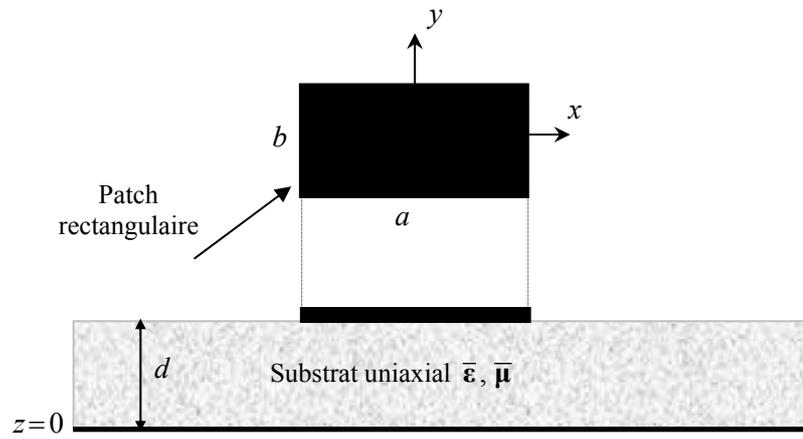


Figure 1. Structure d'un résonateur microbande réalisé sur un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité tensorielle.

détermination de la fonction spectrale dyadique de Green. Cette technique utilise le formalisme des transformées usuelles de Fourier conjointement avec un changement du système d'axe cartésien vers une représentation (TM,TE). La sélection des fonctions de base est reportée dans la section III. La convergence numérique et la comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature sont reportées dans la section IV. La section V est scindée en deux sous-sections. Dans la première sous-section, nous étudions l'influence des deux paramètres de la permittivité sur la fréquence d'opération de l'antenne, alors que dans la deuxième sous-section nous examinons l'influence des deux paramètres de la perméabilité sur la fréquence d'opération. Dans la section VI, nous donnons une interprétation physique des résultats obtenus dans ce chapitre. Finalement, les conclusions tirées de cette étude sont résumées dans la section VII.

II. Théorie

II.1. Tenseur de Green pour un milieu multicouche ayant des substrats uniaxiaux caractérisés à la fois par une permittivité et une perméabilité tensorielles

La méthode des moments est l'une des méthodes les plus rigoureuses dans l'analyse des résonateurs microbandes [30]-[47]. Pour cette raison, nous adoptons cette méthode dans la présente étude. Dans cette sous-section, une nouvelle approche pour la fonction spectrale dyadique de Green est proposée. La plaque métallique est noyée dans un milieu multicouche constitué de N couches diélectriques, présentant une anisotropie de type uniaxial avec l'axe optique normal à la plaque (voir Figure 2). Chaque couche d'épaisseur $d_j = z_j - z_{j-1}$ ($j=1,2,\dots,N$) est caractérisée par une permittivité et une perméabilité tensorielle de la forme

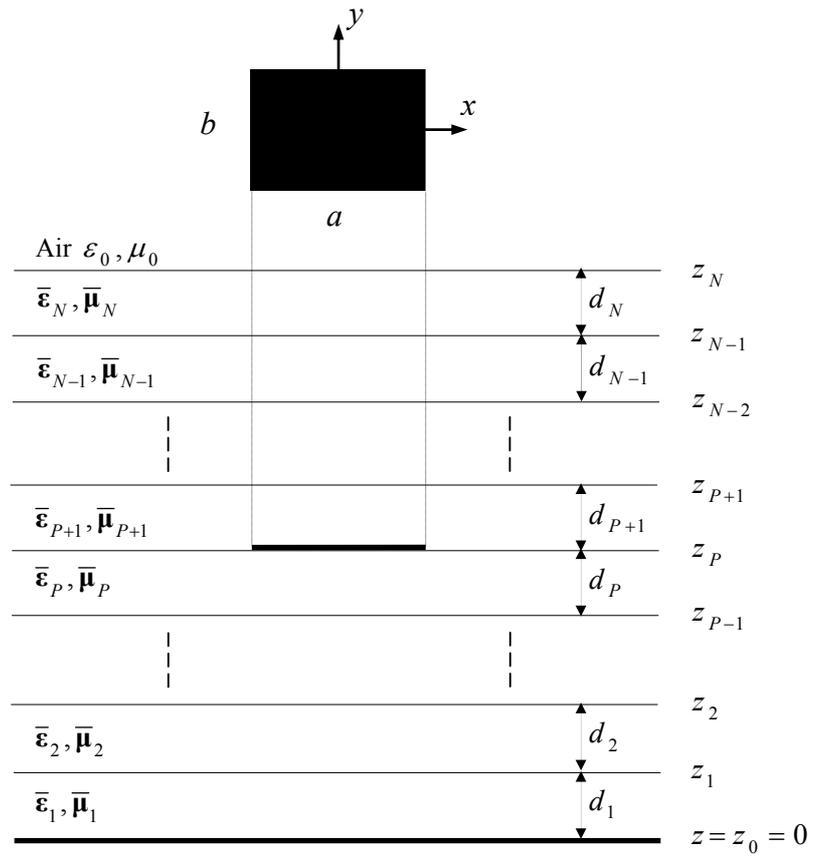


Figure 2. Structure d'un résonateur microbande réalisé dans un milieu multicouche contenant des substrats uniaxiaux caractérisés à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle.

$$\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}_j = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xj} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xj} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zj} \end{bmatrix} \quad (1a)$$

$$\bar{\boldsymbol{\mu}}_j = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{xj} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{xj} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zj} \end{bmatrix} \quad (1b)$$

ε_0 et μ_0 sont, respectivement, la permittivité et le perméabilité du vide. Les équations (1a) et (1b) peuvent être spécialisées au cas isotrope en admettant $\varepsilon_{xj} = \varepsilon_{zj} = \varepsilon_{rj}$ et $\mu_{xj} = \mu_{zj} = \mu_{rj}$. La plaque rectangulaire est imprimée dans la stratification à l'interface $z = z_p$.

En considérant une variation temporelle en $e^{i\omega t}$ et en partant des équations de Maxwell dans le domaine de Fourier, nous pouvons montrer que les champs transverses dans la j ème couche diélectrique ($z_{j-1} < z < z_j$) peuvent s'écrire en termes des composantes longitudinales \tilde{E}_z et \tilde{H}_z

$$\tilde{E}_x(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} + \frac{\omega \mu_0 \mu_{zj} k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (2a)$$

$$\tilde{E}_y(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} - \frac{\omega \mu_0 \mu_{zj} k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (2b)$$

$$\tilde{H}_x(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\mu_{zj}}{\mu_{xj}} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} - \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj} k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (3a)$$

$$\tilde{H}_y(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\mu_{zj}}{\mu_{xj}} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj} k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (3b)$$

$\mathbf{k}_s = \hat{\mathbf{x}}k_x + \hat{\mathbf{y}}k_y$ est le vecteur d'onde transverse et $k_s = |\mathbf{k}_s|$. Après avoir effectuer quelques manipulations algébriques simples, nous pouvons mettre (2a), (2b), (3a) et (3b) sous la forme

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\mathbf{k}_s, z) \\ \tilde{E}_y(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu_0 \mu_{zj}}{k_s} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} e^e(\mathbf{k}_s, z) \\ e^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(\mathbf{k}_s, z) \\ -\tilde{H}_x(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj}}{k_s} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \\ \frac{i}{k_s} \frac{\mu_{zj}}{\mu_{xj}} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} h^e(\mathbf{k}_s, z) \\ h^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (5)$$

Les exposants e et h dénotent les ondes TM et TE, respectivement, et

$$\bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}^{-1}(\mathbf{k}_s) \quad (6)$$

A partir des équations (4), (5) et (6), nous pouvons montrer que

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} e^e(\mathbf{k}_s, z) \\ e^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z) \quad (7)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} h^e(\mathbf{k}_s, z) \\ h^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z) \quad (8)$$

Les formes générales de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z sont

$$\tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) = A_j^e e^{-ik_{zj}^e z} + B_j^e e^{ik_{zj}^e z} \quad (9)$$

$$\tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) = A_j^h e^{-ik_{zj}^h z} + B_j^h e^{ik_{zj}^h z} \quad (10)$$

où les coefficients spectraux A_j^e , B_j^e , A_j^h et B_j^h sont fonctions de la variable spectrale k_s et

$$k_{zj}^e = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xj}}{\varepsilon_{zj}}} \sqrt{(\mu_{xj} \varepsilon_{zj} k_0^2 - k_s^2)} \quad , \quad k_{zj}^h = \sqrt{\frac{\mu_{xj}}{\mu_{zj}}} \sqrt{(\mu_{zj} \varepsilon_{xj} k_0^2 - k_s^2)} \quad , \quad k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \quad (11)$$

$k_{z_j}^e$ et $k_{z_j}^h$ sont, respectivement, les constantes de propagation des ondes TM et TE dans la j ème couche. Après substitution des expressions de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z données par (9) et (10) dans (4) et (5), nous obtenons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = e^{-i\bar{k}_{z_j} z} \cdot \mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) + e^{i\bar{k}_{z_j} z} \cdot \mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) \quad (12)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \bar{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s) \cdot \left[e^{-i\bar{k}_{z_j} z} \cdot \mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) - e^{i\bar{k}_{z_j} z} \cdot \mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) \right] \quad (13)$$

où \mathbf{A}_j et \mathbf{B}_j sont deux vecteurs ayant des composantes exprimées en fonction des coefficients spectraux A_j^e , A_j^h , B_j^e et B_j^h et

$$\bar{k}_{z_j} = \text{diag} \left[k_{z_j}^e, k_{z_j}^h \right], \quad \bar{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s) = \text{diag} \left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{xj}}{k_{z_j}^e}, \frac{k_{z_j}^h}{\omega \mu_0 \mu_{xj}} \right] \quad (14)$$

En écrivant les équations (12) et (13) dans les plans $z = z_{j-1}$ et $z = z_j$, et par élimination des inconnus \mathbf{A}_j et \mathbf{B}_j , nous obtenons la forme matricielle

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j^-) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{T}}_j \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_{j-1}^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (15)$$

avec

$$\bar{\mathbf{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{T}}_j^{11} & \bar{\mathbf{T}}_j^{12} \\ \bar{\mathbf{T}}_j^{21} & \bar{\mathbf{T}}_j^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \bar{\boldsymbol{\theta}}_j & -i \bar{\mathbf{g}}_j^{-1} \cdot \sin \bar{\boldsymbol{\theta}}_j \\ -i \bar{\mathbf{g}}_j \cdot \sin \bar{\boldsymbol{\theta}}_j & \cos \bar{\boldsymbol{\theta}}_j \end{bmatrix}, \quad \bar{\boldsymbol{\theta}}_j = \bar{k}_{z_j} d_j \quad (16)$$

qui combine \mathbf{e} et \mathbf{h} sur les deux côtés de la couche comme quantités d'entrée/sortie. Les équations de continuité pour les composantes tangentielles du champ sont

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z_j^-) = \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z_j^+), \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (17)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z_j^-) - \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z_j^+) = \delta_{jP} \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) = \delta_{jP} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\mathbf{k}_s) \\ \tilde{J}_y(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix}, \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (18)$$

Le courant $\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s)$ dans (18) tient compte de la discontinuité du champ magnétique tangentiel à l'interface $z = z_p$. δ_{jP} est le symbole de Kronecker, il est défini par

$$\delta_{jP} = \begin{cases} 1 & \text{if } j = P \\ 0 & \text{if } j \neq P \end{cases}$$

En multipliant (17) et (18) par $\bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s)$ et en utilisant (7) et (8), nous obtenons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j^-) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j^+), \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (19)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_j^-) - \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_j^+) = \delta_{jP} \mathbf{j}(\mathbf{k}_s), \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (20)$$

avec

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} j^e(\mathbf{k}_s) \\ j^h(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) \quad (21)$$

En utilisant les équations (15), (19) et (20), le cascade des matrices par multiplication simple donne

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_P^-) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_P^-) \end{bmatrix} = \bar{\Gamma}_< \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, 0) \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_N^+) \end{bmatrix} = \bar{\Gamma}_> \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_P^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_P^+) \end{bmatrix} \quad (23)$$

où

$$\bar{\Gamma}_< = \begin{bmatrix} \bar{\Gamma}_<^{11} & \bar{\Gamma}_<^{12} \\ \bar{\Gamma}_<^{21} & \bar{\Gamma}_<^{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=P}^1 \bar{\mathbf{T}}_j, \quad \bar{\Gamma}_> = \begin{bmatrix} \bar{\Gamma}_>^{11} & \bar{\Gamma}_>^{12} \\ \bar{\Gamma}_>^{21} & \bar{\Gamma}_>^{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=N}^{P+1} \bar{\mathbf{T}}_j \quad (24)$$

Le champ électrique transverse doit nécessairement être nul sur un conducteur parfait, donc pour le plan de masse parfaitement conducteur nous avons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0) = \mathbf{0} \quad (25)$$

Le champ électromagnétique devrait s'atténuer quand $z \rightarrow \infty$ en accord avec la condition de rayonnement de Sommerfeld, donc pour la région de l'air ($z_N \langle z \langle \infty, \varepsilon_x = \varepsilon_z = \varepsilon_r = 1$ et $\mu_x = \mu_z = \mu_r = 1$) les expressions de \mathbf{e} et \mathbf{h} données par (12) et (13) deviennent

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = \mathbf{A}_0(\mathbf{k}_s) e^{-ik_{z0}z} \quad (26)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{A}_0(\mathbf{k}_s) e^{-ik_{z0}z} \quad (27)$$

où

$$k_{z0} = (k_0^2 - k_s^2)^{1/2}, \quad \bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s) = \text{diag} \left[\frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}}, \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \right] \quad (28)$$

A partir de (26) et (27), nous pouvons obtenir

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_N^+) = \bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N^+) \quad (29)$$

Considérant (19) et (20) à l'interface $z = z_p$, nous avons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_p^-) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_p^+) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_p) \quad (30)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_p^-) - \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_p^+) = \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) \quad (31)$$

A partir de (22), (23), (25) et (29)-(31), nous obtenons la relation suivante qui relie le courant sur la plaque conductrice avec le champ électrique tangentiel sur l'interface correspondant :

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_p) = \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) \quad (32)$$

où $\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s)$ est la fonction spectrale dyadique de Green dans la représentation (TM,TE), elle est donnée par

$$\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G^e, G^h] = \left[\bar{\mathbf{\Gamma}}_<^{22} \cdot (\bar{\mathbf{\Gamma}}_<^{12})^{-1} + (\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\mathbf{\Gamma}}_>^{12} - \bar{\mathbf{\Gamma}}_>^{22})^{-1} \cdot (\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\mathbf{\Gamma}}_>^{11} - \bar{\mathbf{\Gamma}}_>^{21}) \right]^{-1} \quad (33)$$

Pour des structures sans couches diélectriques au-dessus de la plaque, l'équation (33) se réduit à

$$\overline{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G^e, G^h] = \left[\overline{\mathbf{\Gamma}}_{<}^{22} \cdot \left(\overline{\mathbf{\Gamma}}_{<}^{12} \right)^{-1} - \overline{\mathbf{g}}_0 \right]^{-1} \quad (34)$$

A cause de la formulation simple, il n'y a pas de restrictions sur le nombre de couches ; la présence d'un nombre arbitraire de couches au-dessous (au-dessus) de la plaque métallique est aisément incluse dans le produit matricielle $\overline{\mathbf{\Gamma}}_{<} (\overline{\mathbf{\Gamma}}_{>})$. Pour des structures ayant plusieurs couches diélectriques au-dessous et/ou au-dessus de la plaque, l'équation (33) sera évaluée le mieux numériquement. Notons que dans l'approche proposée, la transformation du système de coordonnées de (x, y) vers la représentation (TM, TE) donne lieu à une dyade de Green diagonale dans le domaine spectral. Ce n'est pas le cas dans les autres formulations [48]-[52]. La forme diagonale de la fonction de Green permet à son inverse d'être évalué facilement. L'inverse de la fonction de Green est nécessaire dans la résolution de quelques problèmes d'ouverture ou de fente. Contrairement à la méthode de la limite équivalente, où la fonction dyadique de Green est calculée à travers des expressions récurrentes [30, Annexe A] qui requièrent un effort considérable de manipulations algébriques, l'expression mathématique nouvelle montrée dans (33) permet la computation de cette fonction aisément au moyen de multiplications matricielles simples. Un autre avantage de la méthode est bien la possibilité d'obtenir d'une manière simple et directe la dyade de Green pour une structure multicouche anisotrope à partir de celle de la structure multicouche isotrope correspondante sans faire de calculs supplémentaires. En outre, nous pouvons déduire à partir de l'expression (34) les équations modales TM et TE des ondes de surface supportées par une structure multicouche anisotrope caractérisée par une permittivité et une perméabilité tensorielle. Ces équations, très utiles dans l'analyse des ondes de surface, ont été déterminées précédemment après un effort algébrique considérable et des calculs fastidieux [53]. Dans le système de coordonnées (x, y) , la fonction dyadique de Green $\overline{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s)$ est définie par la relation suivante [50], [51] :

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z_p) = \overline{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) \quad (35)$$

En substituant (7) et (21) dans (32). Puis, l'équation résultante est multipliée par $\tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s)$.

Ainsi, l'équation (32) devient

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z_p) = \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) \cdot \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) \quad (36)$$

En comparant (35) avec (36), nous obtenons la relation suivante entre $\overline{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s)$ et $\overline{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s)$:

$$\overline{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s) = \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) \cdot \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \quad (37)$$

II.2. Application de la méthode des moments

Maintenant que nous avons la fonction de Green nécessaire, il est relativement simple de formuler la solution par la méthode des moments afin de déterminer les caractéristiques de l'antenne en terme de la solution obtenue. Le champ électrique transverse peut être obtenu à partir de (35) via la transformée inverse scalaire de Fourier :

$$\mathbf{E}(x, y, z_p) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) \exp(i k_x x + i k_y y) dk_x dk_y \quad (38)$$

L'application de la condition au limite exigeant l'annulation du champ électrique transverse de (38) sur la plaque parfaitement conductrice, donne l'équation intégrale recherchée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) \exp(i k_x x + i k_y y) dk_x dk_y = \mathbf{0} \quad (39)$$

La méthode de Galerkin, qui est un cas particulier de la méthode des moments, est implémentée dans le domaine de Fourier pour réduire l'équation intégrale (39) à une équation matricielle. Le courant surfacique $\mathbf{J}(x, y)$ sur la plaque est développé en une série finie de fonctions de base connues J_{xk} et J_{ym}

$$\mathbf{J}(x, y) = \sum_{k=1}^K a_k \begin{bmatrix} J_{xk}(x, y) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}(x, y) \end{bmatrix} \quad (40)$$

où a_k et b_m sont les coefficients du développement modal. En substituant la transformée de Fourier de l'équation (40) dans l'équation (39). Puis, l'équation résultante est testée par le même ensemble de fonctions de base qui a été utilisé dans le développement du courant de la plaque. Ainsi, l'équation intégrale (39) est ramenée au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \left(\bar{\mathbf{Z}}^{11}\right)_{K \times K} & \left(\bar{\mathbf{Z}}^{12}\right)_{K \times M} \\ \left(\bar{\mathbf{Z}}^{21}\right)_{M \times K} & \left(\bar{\mathbf{Z}}^{22}\right)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{(a)}_{K \times 1} \\ \mathbf{(b)}_{M \times 1} \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (41)$$

où

$$\left(\bar{\mathbf{Z}}^{11}\right)_{qk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{xx} \tilde{J}_{xq}(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xk}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (42a)$$

$$\left(\bar{\mathbf{Z}}^{12}\right)_{qm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{xy} \tilde{J}_{xq}(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{ym}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (42b)$$

$$\left(\bar{\mathbf{Z}}^{21}\right)_{lk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{yx} \tilde{J}_{yl}(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xk}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (42c)$$

$$\left(\bar{\mathbf{Z}}^{22}\right)_{lm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{yy} \tilde{J}_{yl}(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{ym}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (42d)$$

L'existence d'une solution non triviale de (41) requière que

$$\det(\bar{\mathbf{Z}}(f)) = 0 \quad (43)$$

où $\bar{\mathbf{Z}}$ est la matrice dans (41). L'équation (43) est l'équation caractéristique pour la fréquence de résonance complexe $f = f_r + i f_i$ de la structure microbande illustrée dans la Figure 1. f_r est la fréquence de résonance et $2f_i/f_r$ est la bande passante de la structure.

Une fois la fréquence de résonance complexe est déterminée, le vecteur propre correspondant à la valeur propre minimale de la matrice $\bar{\mathbf{Z}}$ donne les coefficients du courant sur la plaque. La densité de courant est donc obtenue sous forme numérique comme un ensemble de courants discrets [14]. Cette densité de courant peut être utilisée pour la computation du champ rayonné dans la région $z \geq z_N$ de la Figure 1. D'après [54, chap. 3], la méthode de la phase stationnaire rend possible l'obtention du champ rayonné

lointain dans le demi-espace supérieur de l'air de la Figure 1 en terme du champ électrique transverse à l'interface $z = z_N$ comme suit :

$$\begin{bmatrix} E_{\theta'}(r', \theta', \phi') \\ E_{\phi'}(r', \theta', \phi') \end{bmatrix} = i k_0 \frac{e^{-i k_0 r'}}{2 \pi r'} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & \cos \theta' \end{bmatrix} \cdot \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N) \quad (44)$$

où $\{r', \theta', \phi'\}$ est un système local de coordonnées sphériques défini par rapport au système cartésien $\{x' \equiv x, y' \equiv y, z' \equiv z\}$ et ayant un origine placé à l'interface $z = z_N$ de la Figure 1.

A partir des équations (23) et (29), nous pouvons obtenir le champ électrique transverse $\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N)$ à l'interface $z = z_N$ en fonction du champ électrique transverse $\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_P)$ à l'interface $z = z_P$ comme suit :

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N) = \left[\bar{\Gamma}_>^{22} - \bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_>^{12} \right]^{-1} \cdot \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_P) \quad (45)$$

Tenant compte de (32) et (45), l'équation (44) devient

$$\begin{bmatrix} E_{\theta'}(r', \theta', \phi') \\ E_{\phi'}(r', \theta', \phi') \end{bmatrix} = i k_0 \frac{e^{-i k_0 r'}}{2 \pi r'} \left[\bar{\Gamma}_>^{22} - \bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_>^{12} \right]^{-1} \cdot \begin{bmatrix} -G^e j^e \\ G^h j^h \cos \theta' \end{bmatrix} \quad (46)$$

Dans les deux équations (44) et (46), (k_x, k_y) sont les points à phase stationnaire donnés par [28]

$$k_x = -k_0 \sin \theta' \cos \phi' \quad (47a)$$

$$k_y = -k_0 \sin \theta' \sin \phi' \quad (47b)$$

Nous notons que le champ rayonné donné par l'expression (46) est exprimé dans la représentation (TM,TE). Ce n'est pas le cas dans les autres formulations de la littérature. Aussi, l'expression (46) permet le calcul du champ rayonné de la structure multicouche illustrée dans la Figure 1 en utilisant des multiplications matricielles simples contrairement à la méthode de la limite équivalente où le champ rayonné est calculé via des formules récurrentes [30].

Dans les deux équations (44) et (46), (k_x, k_y) sont les points à phase stationnaire donnés par [28]

$$k_x = -k_0 \sin\theta' \cos\phi' \quad (47a)$$

$$k_y = -k_0 \sin\theta' \sin\phi' \quad (47b)$$

Nous notons que le champ rayonné donné par l'expression (46) est exprimé dans la représentation (TM,TE). Ce n'est pas le cas dans les autres formulations de la littérature. Aussi, l'expression (46) permet le calcul du champ rayonné de la structure multicouche illustrée dans la Figure 1 en utilisant des multiplications matricielles simples contrairement à la méthode de la limite équivalente où le champ rayonné est calculé via des formules récurrentes [30].

III. Choix des fonctions de base

Bien que plusieurs choix des fonctions de base soient possibles mathématiquement, dans la pratique on cherche à utiliser des fonctions dont la variation reflète et ressemble à celle de la solution prévue. Ceci a pour but de minimiser le nombre des fonctions de base et donc réduire la taille de la matrice impédance. Afin d'obtenir des fonctions de base qui se rapprochent du comportement réel du courant sur la plaque, nous avons fait appel au modèle de la cavité. Dans ce modèle l'antenne est assimilée comme une cavité à murs latéraux magnétiques. Le courant sur la plaque est obtenu sous forme analytique :

$$J_{xk}(x, y) = \sin\left[\frac{k_1 \pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{k_2 \pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \quad (48a)$$

$$J_{ym}(x, y) = \sin\left[\frac{m_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (48b)$$

Notons que la transformée de Fourier des fonctions de base données par les équations (48a) et (48b) est exprimée en terme de la fonction sinus cardinale (cf. Annexe A). Puisque les fonctions de base dans les équations (48a) et (48b) n'incluent pas les singularités appropriées de bord, nous avons pensé à utiliser un deuxième type de fonction de base formé par les modes TM de la cavité avec murs latéraux magnétiques mais avec des facteurs de pondération pour incorporer les conditions appropriées de bord. Ce deuxième type de fonctions de base est donné par

$$J_{xk}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{(b/2)^2 - y^2}} \sin\left[\frac{k_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{k_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \quad (49a)$$

$$J_{ym}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{(a/2)^2 - x^2}} \sin\left[\frac{m_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (49b)$$

Notons que la transformée de Fourier des fonctions de base données par les équations (49a) et (49b) fait appelle à la fonction de Bessel du première espèce et d'ordre zéro (cf. Annexe B). Notre but est de vérifier si la présence des singularités de bord aide à améliorer la convergence numérique des résultats. On aura donc à comparer dans la section suivante entre la convergence numérique des deux types de fonctions de base.

IV. Convergence et comparaison des résultats numériques avec ceux de la littérature

IV.1. Convergence numérique

Il faut prendre une précaution particulière lors de l'évaluation numérique des éléments de la matrice impédance (42a)-(42d). En effet, les intégrantes des équations (42a)-(42d) présentent des singularités lorsque le dénominateur de la fonction de Green s'annule [55]. Durant l'évaluation numérique de l'intégrale infinie, ces singularités ou pôles doivent être évités. La méthode classique pour détourner ces singularités est de déformer le chemin d'intégration vers le chemin C1 (voir Figure 3), qui contourne les

pôles par des demi-cercles. Cette méthode donne des résultats satisfaisants pour des patches à épaisseur de substrat faible, où un seul pôle est à localiser. Cependant, quand la fréquence de résonance augmente le substrat devient épais et plusieurs pôles peuvent exister. Dans ce cas, en plus du problème de la localisation de tous les pôles, l'élaboration analytique des intégrales autour des demi-cercles peut se compliquer si deux ou plusieurs pôles sont très proches [55]. Ces problèmes peuvent être entièrement évités en déformant le contour C1 vers C2. il est nécessaire d'évaluer l'intégrale dans le plan complexe pour inclure l'effet des ondes de surface qui sont juste au-dessus de l'axe réel (pour une formulation en $e^{+i\omega t}$), l'intégrale est, ainsi, calculée le long d'un chemin au-dessus de l'axe réel (voir Figure 3). Cette méthode a pour avantage d'inclure l'effet des ondes de surface dans les calculs sans qu'une détermination des pôles ou une localisation de ces derniers ne soit nécessaire. La longueur du chemin d'intégration est décidée selon le critère de convergence des résultats numériques. Une longueur d'environ $60k_0$ est requise pour atteindre la convergence des intégrales de la matrice impédance lorsque les modes TM de la cavité avec murs latéraux magnétiques sont utilisés, alors que l'intégrale semi-infinie est tronquée à une limite supérieure de $250k_0$ lorsque les fonctions sinusoïdales avec les singularités de bord sont utilisées (voir Figure 4).

Maintenant nous étudions la convergence des résultats numériques en terme du nombre de fonctions de base. Le mode considéré est le deuxième mode fondamental TM_{01} et nous nous contentons de présenter que des résultats numériques pour une structure monocouche. Pour le cas des modes TM de la cavité avec murs latéraux magnétiques, les nombreuses exécutions du programme élaboré ont indiqué qu'uniquement une seule fonction de base dans la direction y suffit pour obtenir la fréquence de résonance complexe avec une bonne acceptable. Parmi ces exécutions, nous présentons dans la Figure 5 et 6 l'étude de la convergence pour un patch de dimension $a = 1.5\text{cm}$, $b = 1\text{cm}$ imprimé sur un

substrat isotrope non magnétique de permittivité relative $\varepsilon_r = 2.35$. Deux avantages principaux sont liés à l'utilisation d'une seule fonction de base. Le premier avantage est la

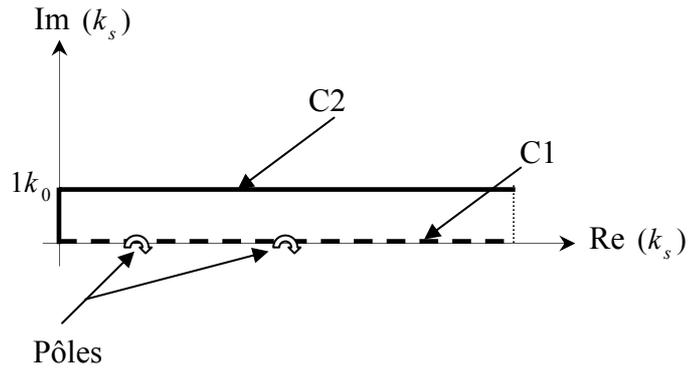
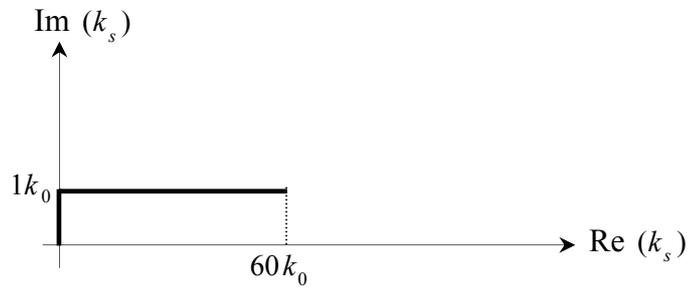


Figure 3. Déformation du chemin d'intégration dans le plan complexe



(a)



(b)

Figure 4. Chemins d'intégration dans le plan complexe de k_s pour les deux types de fonctions de base considérés.
 (a) Modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques. (b) Fonctions sinusoïdales avec singularités de bord.

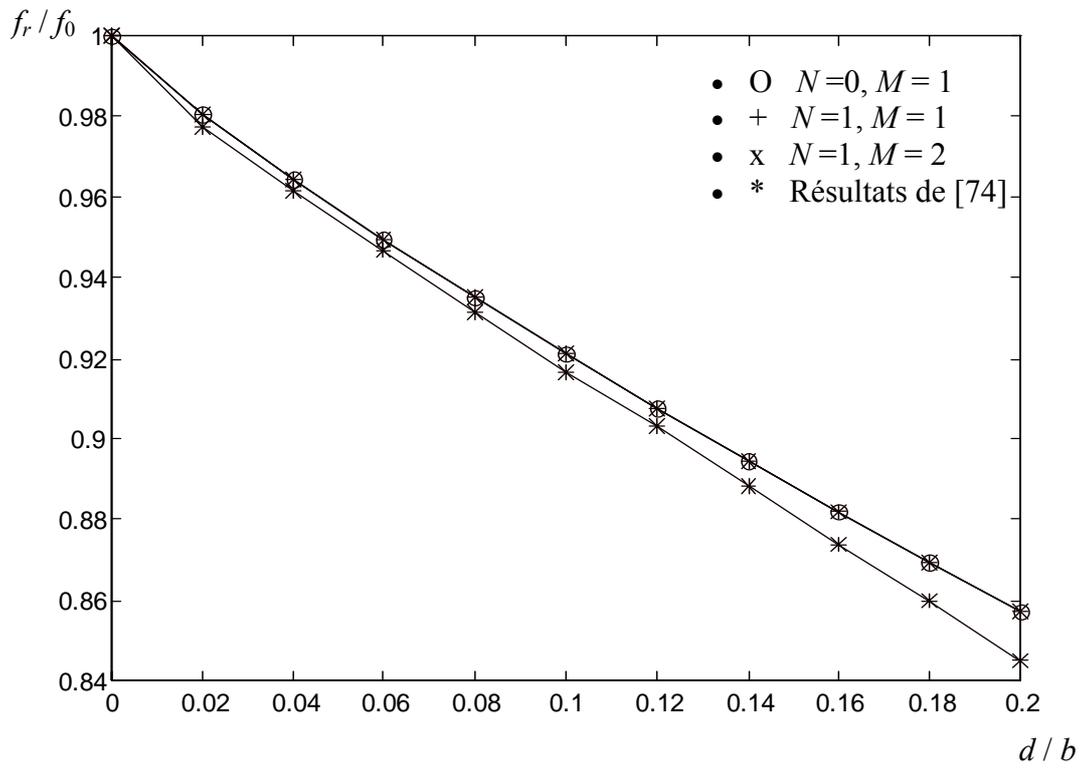


Figure 5. Fréquence réelle normalisée pour différents nombres de fonctions de base en fonction de l'épaisseur du substrat ; $a = 1.5\text{cm}, b = 1\text{cm}, \epsilon_r = 2.35$. $f_0 = 9.78\text{GHz}$ est la fréquence obtenue par le modèle de cavité.

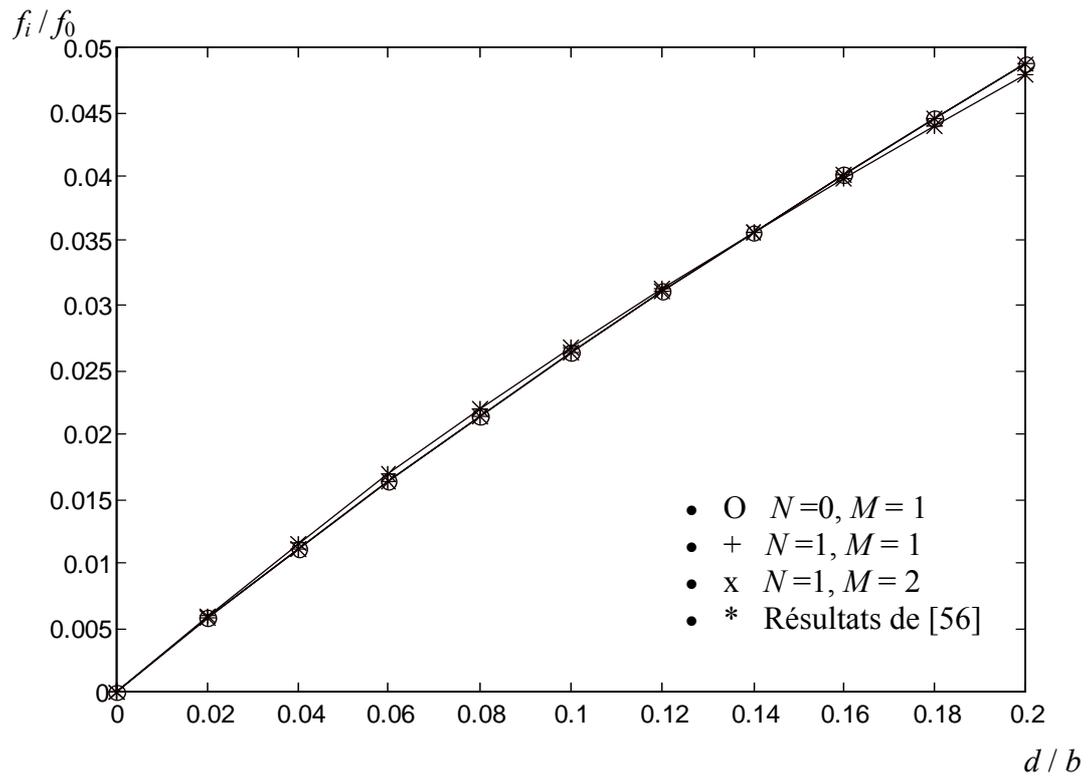


Figure 6. Fréquence imaginaire normalisée pour différents nombres de fonctions de base en fonction de l'épaisseur du substrat ; $a = 1.5\text{cm}, b = 1\text{cm}, \epsilon_r = 2.35$. $f_0 = 9.78\text{GHz}$ est la fréquence obtenue par le modèle de cavité.

réduction du temps de calcul car un seul élément dans la matrice impédance est à évaluer. Le deuxième avantage est la convergence de la méthode itérative de Brent à la fréquence correcte pour un large choix de valeurs initiales. Pour le cas des fonctions de base sinusoïdales avec singularités de bord, une seule fonction de base est incapable d'assurer la convergence des résultats numériques. Un mode supplémentaire dans la direction y étant nécessaire. Il s'agit du couple (2,1). Dans le reste de cette étude, le courant sur le patch sera approximé via les modes TM issues du modèle de la cavité à murs latéraux magnétiques.

IV.2. Comparaison des résultats numériques avec ceux de la littérature

Pour valider nos résultats, nous allons faire une comparaison avec les données théoriques et expérimentales disponibles dans la littérature. Dans le Tableau 1 nous comparons notre fréquence de résonance complexe avec celle obtenue par les formules de Chew (formules de régression, référence [57] pour la partie réelle et [56] pour la partie imaginaire) pour un patch microbande rectangulaire de dimension $a = 1.5$ cm, $b = 1$ cm imprimé sur un substrat isotrope de permittivité relative $\epsilon_r = 7$. La comparaison est faite pour différentes épaisseurs du substrat. Nous notons que pour les substrats à épaisseur très faible la fréquence de résonance calculée par l'approche du domaine spectral coïncide avec celle donnée par le modèle de la cavité simple.

Dans le Tableau 2 nous comparons la fréquence de résonance avec les données théoriques et expérimentales de Pozar [58] pour le cas d'une antenne microbande rectangulaire réalisée sur un substrat uniaxial non magnétique ($\epsilon_x = 13.0$ et $\epsilon_z = 10.2$).

Dans le Tableau 3 nous comparons la fréquence d'opération d'une antenne microbande carrée de coté égale à 1.15 cm avec celle obtenue par le modèle de Chew [57].

Tableau1. Comparaison de la fréquence de résonance complexe avec celle de Chew ;
 $a = 1.5\text{cm}$, $b = 1\text{cm}$, $\epsilon_r = 7$, [57] pour la partie réelle et [56] pour la partie imaginaire.

d/b	Nos calculs (Hz)	Résultats de [56] et [57] (Hz)
0	$5.6694 \cdot 10^9 + i 0.0000 \cdot 10^7$	$5.6694 \cdot 10^9 + i 0.0000 \cdot 10^7$
0.02	$5.6185 \cdot 10^9 + i 1.0645 \cdot 10^7$	$5.6295 \cdot 10^9 + i 1.0156 \cdot 10^7$
0.04	$5.5778 \cdot 10^9 + i 2.0858 \cdot 10^7$	$5.5838 \cdot 10^9 + i 2.0429 \cdot 10^7$
0.06	$5.5265 \cdot 10^9 + i 3.1174 \cdot 10^7$	$5.5330 \cdot 10^9 + i 3.0800 \cdot 10^7$
0.08	$5.4702 \cdot 10^9 + i 4.1489 \cdot 10^7$	$5.4781 \cdot 10^9 + i 4.1253 \cdot 10^7$
0.10	$5.4108 \cdot 10^9 + i 5.1830 \cdot 10^7$	$5.4198 \cdot 10^9 + i 5.1771 \cdot 10^7$
0.12	$5.3494 \cdot 10^9 + i 6.2272 \cdot 10^7$	$5.3589 \cdot 10^9 + i 6.2338 \cdot 10^7$
0.14	$5.2863 \cdot 10^9 + i 7.2873 \cdot 10^7$	$5.2963 \cdot 10^9 + i 7.2935 \cdot 10^7$
0.16	$5.2221 \cdot 10^9 + i 8.3643 \cdot 10^7$	$5.2327 \cdot 10^9 + i 8.3547 \cdot 10^7$
0.18	$5.1570 \cdot 10^9 + i 9.4556 \cdot 10^7$	$5.1690 \cdot 10^9 + i 9.4157 \cdot 10^7$
0.20	$5.0914 \cdot 10^9 + i 1.0559 \cdot 10^8$	$5.1060 \cdot 10^9 + i 1.0474 \cdot 10^8$

Tableau. 2. Comparaison de la fréquence de résonance avec les données théoriques et expérimentales de Pozar [58] pour une antenne à substrat anisotrope non magnétique

$$\varepsilon_x = 13.0 \text{ et } \varepsilon_z = 10.2 .$$

d (cm)	a (cm)	b (cm)	fréquence mesurée [58]	fréquence calculée [58]	notre fréquence
0.127	2.00	3.00	2.264	2.268	2.284
0.127	0.95	1.50	4.495	4.520	4.595
0.254	1.90	3.00	2.242	2.26	2.297

Tableau3. Comparaison de la fréquence d'opération d'une antenne microbande carrée avec celle de Chew ; $a = b = 1.15$ cm, $\varepsilon_r = 7.25$.

Epaisseur du substrat d (cm)	Résultats de ce travail (GHz)	Résultats de Chew [57] (GHz)
0	4.844	4.844
0.10	4.738	4.734
0.15	4.646	4.640
0.20	4.542	4.541
0.225	4.488	4.496
0.25	4.433	4.457

Le substrat est isotrope avec une permittivité relative $\varepsilon_r = 7.25$. On note que dans le cas d'une antenne carrée les deux premiers modes fondamentaux TM_{10} et TM_{01} ont la même fréquence de résonance. A partir des différentes comparaisons effectuées dans les Tableaux 1, 2 et 3, il est clair que nos résultats numériques coïncident avec ceux de la littérature, ce qui valide le modèle théorique que nous avons proposé.

V. Influence des deux paramètres de la permittivité et des deux paramètres de la perméabilité

V.1. Influence des deux paramètres de la permittivité

La fréquence de résonance d'une antenne microbande rectangulaire de dimension $a = 1.9 \text{ cm}$, $b = 2.29 \text{ cm}$, de perméabilité $(\mu_x, \mu_z) = (1.18, 1.3)$ et d'épaisseur $d = 0.159 \text{ cm}$, pour différents paires $(\varepsilon_x, \varepsilon_z)$ de la constante diélectrique est montrée dans le Tableau 4. Le changement dans la fréquence de résonance comparativement au cas isotrope $(\varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.32)$ est calculé en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \left| 1 - \frac{f_{ra}}{f_{ri}} \right| \quad (50)$$

où f_{ri} et f_{ra} sont respectivement les fréquences de résonance de l'antenne pour les cas isotropes et anisotropes. On observe aussi, que pour l'anisotropie uniaxiale négative avec $AR_1 = 2$, la fréquence de résonance f_{ri} peut se décaler vers une fréquence plus petite de valeur 3.746 GHz ou une fréquence plus grande de valeur 5.084 GHz. La même remarque est observée pour le cas de l'anisotropie uniaxiale positive avec $AR_1 = 0.5$, les valeurs correspondantes de la petite et la grande fréquence sont respectivement 3.867 GHz et 2.809

GHz. Par conséquent, le paramètre AR_1 seule n'est pas suffisant pour décider sur

Tableau 4. Dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne microbande rectangulaire en fonction des permittivités relatives (ϵ_x, ϵ_z) .

Type de l'anisotropie Uniaxial	Permittivité relative ϵ_x	Permittivité relative ϵ_z	Rapport d'anisotropie $AR_1 = \epsilon_x / \epsilon_z$	Fréquences de résonance (GHz)	Changement Fractionnel $\frac{\Delta f_r}{f_r}$ (%)
Isotrope $AR_1 = 1$	2.32	2.32	1	3.820	0
Négative $AR_1 > 1$	4.64	2.32	2	3.746	1.94
Négative $AR_1 > 1$	2.32	1.16	2	5.084	33.09
Positive $AR_1 < 1$	1.16	2.32	0.5	3.867	1.23
Positive $AR_1 < 1$	2.32	4.64	0.5	2.809	26.47

l'augmentation ou la diminution de la fréquence de résonance. On note aussi que lorsque ε_z diminue (augmente) de 2.32 à 1.16 (4.64), la fréquence de résonance augmente (diminue) de 3.820 GHz à 5.084 GHz (2.809 GHz) pour un changement fractionnel large de valeur 33.09% (26.47%). Alors que lorsque ε_x change, des valeurs faibles sont obtenues pour le changement fractionnel, le maximum de changement est inférieur à 2%. On conclut que pour une antenne microbande rectangulaire imprimée sur un substrat uniaxial, la fréquence d'opération dépend fortement de la permittivité relative le long de l'axe optique (ε_z).

Les fréquences de résonance du résonateur microbande plaqué en fonction de l'épaisseur normalisée du substrat diélectrique sont montrées dans les Figures 7 et 8, où le cas isotrope, le cas de l'anisotropie négative et le cas de l'anisotropie positive sont considérés. Le patch microbande rectangulaire est de dimension 1.5 cm x 1 cm et le substrat diélectrique est considéré non magnétique ($(\mu_x, \mu_z) = (1, 1)$). Notons que pour le cas isotrope, nos fréquences calculées sont en excellent accord avec celles obtenues à partir des formules de régression dans [57]. Dans la Figure 7, l'anisotropie est obtenue en changeant ε_z alors que ε_x demeure constante. L'effet de la permittivité le long de l'axe optique persiste aussi bien pour les faibles que pour les valeurs élevées de l'épaisseur du substrat. Lorsque ε_x est changée alors que ε_z demeure constante, l'influence de l'anisotropie sur la fréquence de résonance diminue avec la réduction dans l'épaisseur du substrat comme indiqué dans la Figure 8. Cette influence tend à être négligée pour des épaisseurs du substrat faibles.

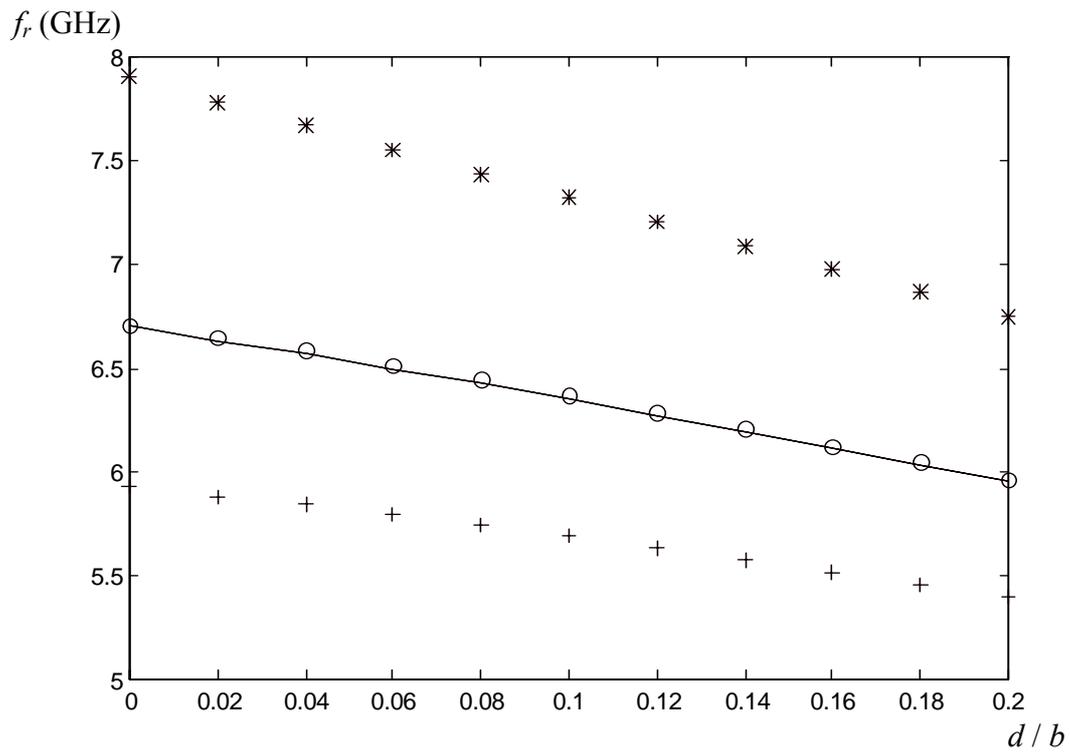


Figure 7. Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas isotrope, anisotropie uniaxiale négative et anisotropie uniaxiale positive lorsque ε_z change.

$$a = 1.5\text{cm}, b = 1\text{cm}, (\mu_x, \mu_z) = (1, 1).$$

— Cas isotrope ($\varepsilon_x = \varepsilon_z = 5$)

* Anisotropie uniaxiale négative ($\varepsilon_x = 5, \varepsilon_z = 3.6$)

+ Anisotropie uniaxiale positive ($\varepsilon_x = 5, \varepsilon_z = 6.4$)

O Résultats des courbes de régression [57]

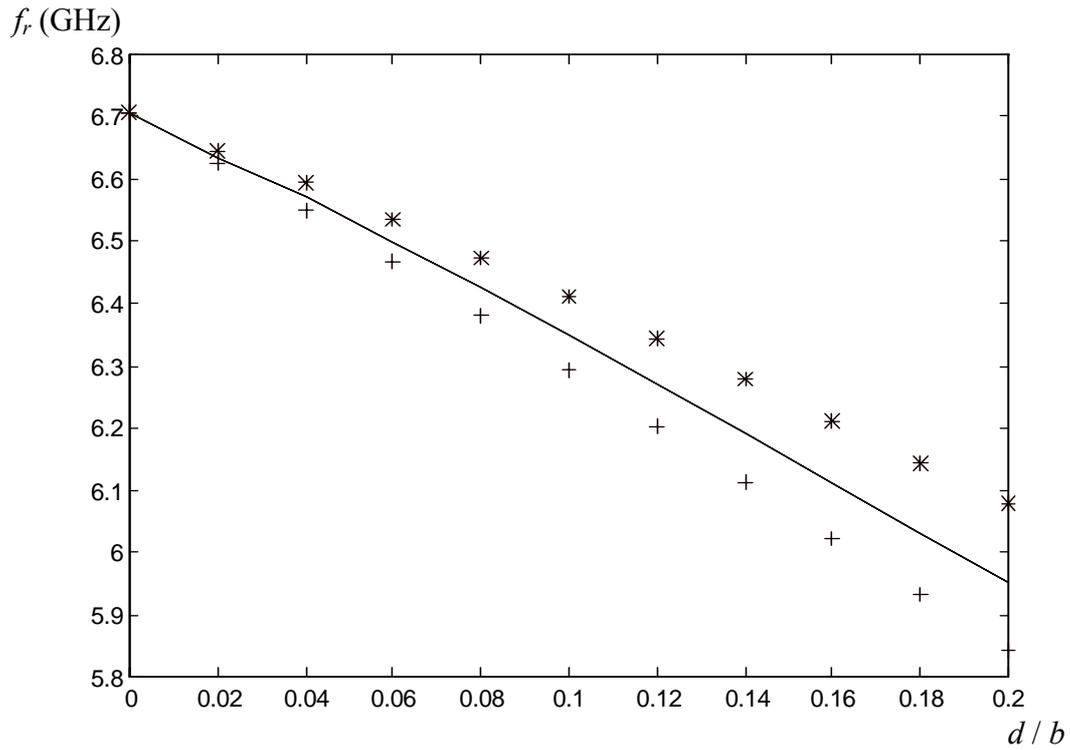


Figure 8. Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas isotrope, anisotropie uniaxiale positive et anisotropie uniaxiale négative lorsque ϵ_x change.

$$a = 1.5\text{cm}, b = 1\text{cm}, (\mu_x, \mu_z) = (1, 1).$$

— Cas isotrope ($\epsilon_x = \epsilon_z = 5$)

* Anisotropie uniaxiale positive ($\epsilon_x = 3.6, \epsilon_z = 5$)

+ Anisotropie uniaxiale négative ($\epsilon_x = 6.4, \epsilon_z = 5$)

V.2. Influence des deux paramètres de la perméabilité

Maintenant nous examinons l'effet de la variation de μ_x et μ_z sur la fréquence d'opération du résonateur microbande rectangulaire. La fréquence de résonance d'une antenne microbande rectangulaire de dimension $a = 1.9 \text{ cm}$, $b = 2.29 \text{ cm}$, de perméabilité $(\varepsilon_x, \varepsilon_z) = (1, 1)$ et d'épaisseur $d = 0.159 \text{ cm}$, pour différentes paires de la perméabilité relative (μ_x, μ_z) est indiquée dans le Tableau 5. Le changement dans la fréquence de résonance comparativement au cas isotrope ($\mu_x = \mu_z = 2.4$) est calculé en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \left| 1 - \frac{f_{ra}}{f_{ri}} \right| \quad (51)$$

où f_{ri} et f_{ra} sont respectivement les fréquences de résonance de l'antenne pour les cas isotropes et anisotropes. On observe aussi, que pour l'anisotropie uniaxiale négative avec $AR_2 = 2$, la fréquence de résonance f_{ri} peut se décaler vers une fréquence plus petite de valeur 2.979 GHz ou une fréquence plus grande de valeur 4.032 GHz. La même remarque est observée pour le cas de l'anisotropie uniaxiale positive avec $AR_2 = 0.5$; les valeurs correspondantes de la petite et la grande fréquence sont respectivement 4.013 GHz et 5.436 GHz. Par conséquent, le paramètre AR_2 seule n'est pas suffisant pour décider sur l'augmentation ou la diminution de la fréquence de résonance. On note aussi que lorsque μ_x diminue (augmente) de 2.4 à 1.2 (4.8), la fréquence de résonance augmente (diminue) de 4.020 GHz à 5.436 GHz (2.979 GHz) pour un changement fractionnel large de valeur 35.22% (25.90%). Alors que lorsque μ_z change, des valeurs faibles sont obtenues pour le changement fractionnel, le maximum de changement est inférieur à 1%. On conclut que pour un résonateur microbande rectangulaire imprimé sur un substrat uniaxial, la fréquence

Tableau 5. Dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne microbande rectangulaire en fonction des perméabilités relatives (μ_x, μ_z).

Type de l'anisotropie uniaxial	Permittivité relative μ_x	Permittivité relative μ_z	Rapport d'anisotropie $AR_2 = \mu_x / \mu_z$	Fréquences de résonance (GHz)	Changement Fractionnel $\frac{\Delta f_r}{f_r} (\%)$
Isotrope $AR_2 = 1$	2.4	2.4	1	4.020	0
Négative $AR_2 > 1$	4.8	2.4	2	2.979	25.9
Négative $AR_2 > 1$	2.4	1.2	2	4.032	0.31
Positive $AR_2 < 1$	1.2	2.4	0.5	5.436	35.22
Positive $AR_2 < 1$	2.4	4.8	0.5	4.013	0.17

d'opération dépend fortement de la perméabilité relative perpendiculaire à l'axe optique (μ_x).

Les fréquences de résonance du résonateur microbande plaqué en fonction de l'épaisseur normalisée du substrat diélectrique sont montrées dans les Figures 9 et 10, où le cas isotrope, le cas de l'anisotropie négative et le cas de l'anisotropie positive sont considérés. Pour le cas isotrope nous pris le couple $(\mu_x, \mu_z)=(5,5)$, alors que pour le cas de l'anisotropie négative et positive nous avons pris les couples $(\mu_x, \mu_z)=(6.4,5)$ et $(\mu_x, \mu_z)=(3.6,5)$, respectivement. Le patch microbande rectangulaire est de dimension 1.5 cm x 1 cm et la permittivité du substrat diélectrique est $(\epsilon_x, \epsilon_z)=(1.32,1.32)$. Dans la Figure 9, l'anisotropie est obtenue en changeant μ_x alors que μ_z demeure constante. L'effet de la perméabilité perpendiculaire à l'axe optique persiste aussi bien pour les faibles que pour les valeurs élevées de l'épaisseur du substrat. Lorsque μ_z est changée alors que μ_x demeure constante, l'effet de l'anisotropie sur la fréquence de résonance est presque insignifiant comme indiqué dans la Figure 10. Bien que la dépendance de la fréquence de résonance en fonction de la permittivité relative le long de l'axe optique (μ_z) ne soit pas assez visible d'après la Figure 10, il est important de noter que cette dépendance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat. Cette dépendance devient donc signifiante pour des substrats épais. Après avoir examiné l'effet des deux paramètres de la permittivité ainsi que ceux de la perméabilité sur la fréquence d'opération du résonateur microbande rectangulaire, nous essayons dans la section suivante de donner une interprétation physique des résultats obtenus pour une meilleure compréhension du phénomène de l'anisotropie uniaxiale d'un substrat diélectrique caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. En ce qui concerne l'influence des

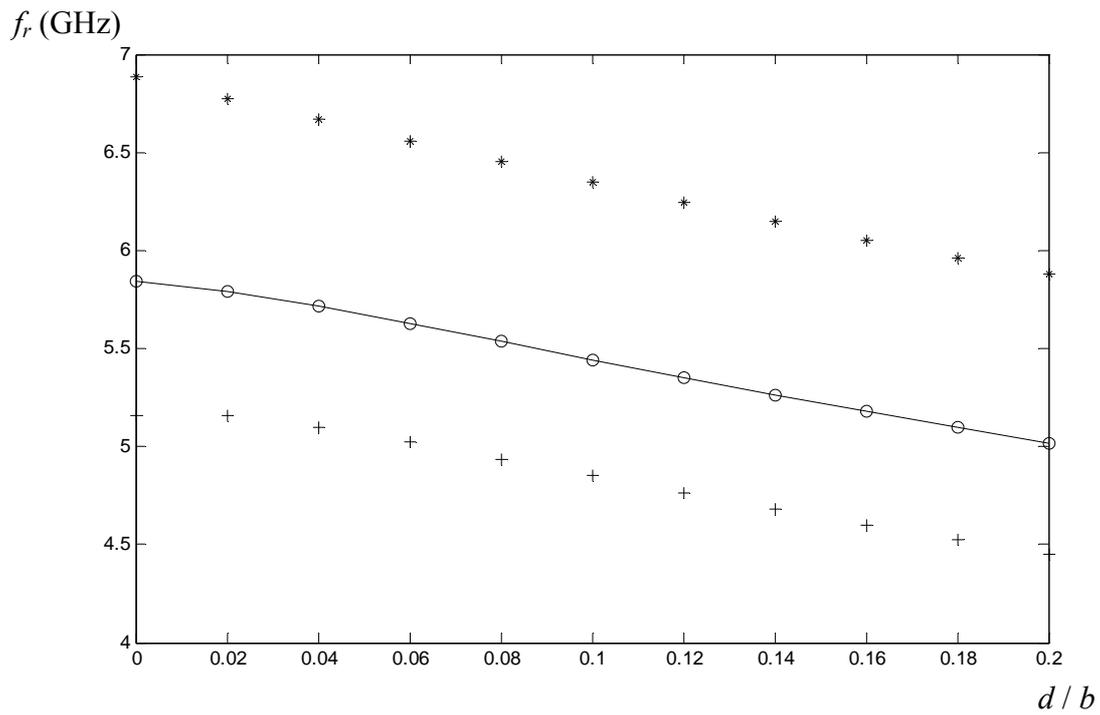


Figure 9. Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas isotrope, anisotropie uniaxiale négative et anisotropie uniaxiale positive lorsque μ_x

change.

$$a = 1.5\text{cm}, b = 1\text{cm}, (\varepsilon_x, \varepsilon_z) = (1.32, 1.32).$$

—○— Cas isotrope ($\mu_x = \mu_z = 5$)

* Anisotropie uniaxiale positive ($\mu_x = 3.6, \mu_z = 5$)

+ Anisotropie uniaxiale négative ($\mu_x = 6.4, \mu_z = 5$)

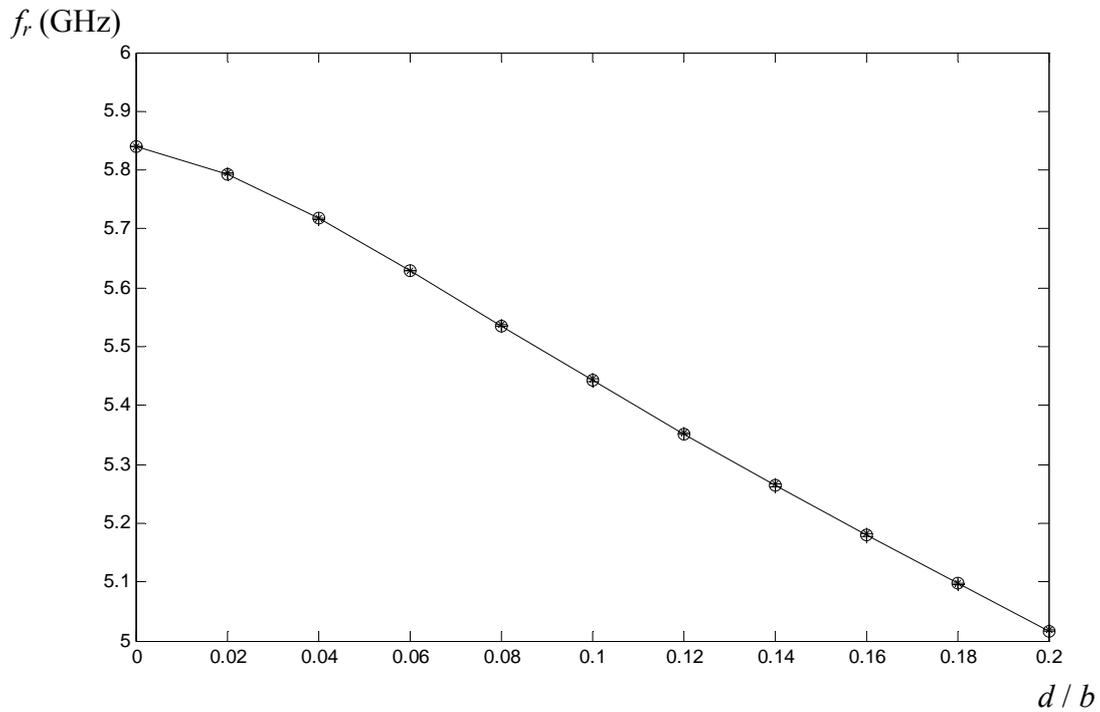


Figure 10. Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas isotrope, anisotropie uniaxiale négative et anisotropie uniaxiale positive lorsque μ_z change.

$$a = 1.5\text{cm}, b = 1\text{cm}, (\varepsilon_x, \varepsilon_z) = (1.32, 1.32).$$

—○— Cas isotrope ($\mu_x = \mu_z = 5$)

* Anisotropie uniaxiale négative ($\mu_x = 5, \mu_z = 3.6$)

+ Anisotropie uniaxiale positive ($\mu_x = 5, \mu_z = 6.4$)

deux paramètres de la permittivité ainsi que ceux de la perméabilité sur le rayonnement du patch, nous avons trouvé le même effet que celui observé pour la fréquence d'opération.

VI. Interprétation physique des résultats obtenus

VI.1. Formule approximative de la fréquence de résonance d'un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle

Pour des substrats minces, nous avons trouvé que la fréquence de résonance dépend uniquement de la permittivité relative le long de l'axe optique (ϵ_z) et de la perméabilité magnétique perpendiculaire à l'axe optique (μ_x). Dans un souci d'une confirmation de ce résultat, nous déterminons une formule approximative de la fréquence de résonance. En utilisant (34), la fonction spectrale dyadique de Green du résonateur microbande rectangulaire montré dans la Figure 1, lorsque d est tout à fait électriquement mince, prend la forme

$$\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) \approx \begin{bmatrix} \frac{d}{i\omega\epsilon_0} \left(k_0^2 - \frac{1}{\mu_x \epsilon_z} k_s^2 \right) & 0 \\ 0 & \frac{d k_0^2}{i\omega\epsilon_0} \end{bmatrix} \quad (52)$$

Nous avons montré qu'uniquelement un mode TM de la cavité à murs latéraux magnétiques permet d'obtenir une bonne convergence numérique, par conséquent l'équation caractéristique (43) se réduit à

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{yy} \tilde{J}_{y1}(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{y1}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y = 0 \quad (53)$$

La fonction J_{y1} correspond à $(m_1, m_2) = (0, 1)$ dans (48b). Sa transformée de Fourier est donnée par

$$\tilde{J}_{y1}(\mathbf{k}_s) = \pi b \frac{\sin(k_x a/2)}{k_x} \frac{\cos(k_y b/2)}{(\pi/2)^2 - (k_y b/2)^2} \quad (54)$$

En utilisant l'expression asymptotique de $\bar{\mathbf{G}}$ donnée par (52) conjointement avec (37) et (54), et après avoir effectué quelques opérations algébriques, l'équation (53) se réduit à

$$k_0^2 \int_0^\infty \frac{\cos^2 k_y}{\left[k_y^2 - (\pi/2)^2\right]^2} dk_y - \frac{4}{\mu_x \varepsilon_z b^2} \int_0^\infty \frac{k_y^2 \cos^2 k_y}{\left[k_y^2 - (\pi/2)^2\right]^2} dk_y = 0 \quad (55)$$

En utilisant l'intégration de contour, les deux intégrales dans (55) peuvent être évaluées explicitement donnant $1/\pi$ pour la première intégrale et $\pi/4$ pour la deuxième intégrale. Ceci nous permet d'obtenir la formule simplifiée suivante pour la fréquence d'opération d'un résonateur microbande rectangulaire caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle :

$$f_r = \frac{0.15}{b\sqrt{\mu_x \varepsilon_z}} \text{ [GHz]} \quad (56)$$

L'équation (56) indique clairement que pour le cas limite d'un substrat uniaxial très mince, la fréquence d'opération dépend uniquement de la permittivité relative le long de l'axe optique (ε_z) et de la perméabilité magnétique perpendiculaire à l'axe optique (μ_x).

VI.2. Explication physique des résultats obtenus

Nous essayons dans cette sous-section de donner une explication physique des résultats précités concernant l'influence de l'anisotropie uniaxiale sur la résonance d'un résonateur microbande réalisé sur un substrat à permittivité et perméabilité tensorielles. A l'intérieur de la région anisotrope, les équations de Maxwell pour le champ électrique et magnétique sont données par:

$$\nabla \times \mathbf{E}_T = -i\omega \bar{\boldsymbol{\mu}} \mathbf{H}_T \quad (57)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_T = i\omega \bar{\boldsymbol{\varepsilon}} \mathbf{E}_T \quad (58)$$

où

$$\mathbf{E}_T = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (59)$$

$$\mathbf{H}_T = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (60)$$

Afin de déterminer les équations d'onde, il est nécessaire pour le cas de l'anisotropie uniaxiale d'écrire les deux équations de la divergence, qui sont

$$\nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\epsilon}} \mathbf{E}_T) = 0 \quad (61)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\mu}} \mathbf{H}_T) = 0 \quad (62)$$

En combinant les équations (57), (58), (61) et (62), les équations d'onde décrivant les composantes longitudinales du champ électromagnétique sont

$$\left(\Delta_T + \varepsilon_z \mu_x k_0^2 \right) E_z + \frac{1}{AR_1} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0, \quad AR_1 = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} \quad (63)$$

$$\left(\Delta_T + \varepsilon_x \mu_z k_0^2 \right) H_z + \frac{1}{AR_2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0, \quad AR_2 = \frac{\mu_x}{\mu_z} \quad (64)$$

où Δ_T désigne le Laplacien transverse. Pour des substrats à épaisseurs minces, uniquement la composante z du champ électrique et la composante transversale du champ magnétique existent. Aussi, les champs dans cette région sont indépendants de la coordonnée z pour toute la gamme de fréquence, par conséquent l'équation (63) et (64) se réduisent à

$$\left(\Delta_T + \varepsilon_z \mu_x k_0^2 \right) E_z = 0 \quad (65)$$

Equation (65) indique que dans le cas limite de faibles épaisseurs, le substrat uniaxial anisotrope caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle se comporte comme un substrat isotrope avec une permittivité relative égale à ε_z et une perméabilité relative égale à μ_x . A partir de cela, on peut comprendre que la fréquence de

résonance ne dépend pas de ε_x et μ_z . Lorsque l'épaisseur du substrat augmente, en outre des ondes propagatrices TM, des ondes TE peuvent aussi être excitées, ce qui résulte en une augmentation de la dépendance de la fréquence en fonction de ε_x et μ_z .

VII. Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons étudié les caractéristiques électromagnétiques d'un résonateur microbande réalisé sur un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle. Afin de généraliser la formulation théorique et donc la rendre valable pour plusieurs configurations, nous avons supposé pendant la mise en équation du problème que le patch rectangulaire est imprimé sur un milieu multicouche. Grâce à un changement du système d'axe cartésien vers une représentation (TM,TE), le tenseur spectrale de Green pour un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle a été diagonalisé. En utilisant une nouvelle représentation matricielle pour chaque couche, nous avons allégé la complexité de la formulation. Nous avons mentionné que les équations modales TM et TE des ondes de surface supportées par une structure multicouche anisotrope peuvent être déduites aisément à partir de l'expression de la fonction de Green. En outre des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques, des fonctions de base sinusoïdales avec singularités de bord ont été utilisées pour l'approximation du courant de la plaque rectangulaire. Les résultats obtenus ont montré qu'il n'est pas nécessaire de considérer les singularités de bord pour obtenir une convergence numérique rapide. Le programme développé a été validé par comparaison de nos résultats numériques avec les données de la littérature. A travers un examen consciencieux de la question de l'anisotropie uniaxiale d'un substrat caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle, nous avons tiré les conclusions suivantes :

- ❖ Afin de prédire les variations de la fréquence en fonction de la permittivité du substrat uniaxial, il est nécessaire de considérer à la fois la variation de ε_x et ε_z , et non seulement le rapport d'anisotropie $AR_1 = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}$.
- ❖ La permittivité ε_z le long de l'axe optique est le facteur le plus important dans la détermination de la fréquence de résonance lorsque $(\varepsilon_x, \varepsilon_z)$ varie.
- ❖ La dépendance de la fréquence d'opération en fonction de ε_x diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- ❖ Pour des substrats très minces, la fréquence dépend uniquement de ε_z .
- ❖ Afin de prédire les variations de la fréquence en fonction de la perméabilité du substrat uniaxial, il est nécessaire de considérer à la fois la variation de μ_x et μ_z , et non seulement le rapport d'anisotropie $AR_2 = \frac{\mu_x}{\mu_z}$.
- ❖ La permittivité μ_x perpendiculaire à l'axe optique est le facteur le plus important dans la détermination de la fréquence de résonance lorsque (μ_x, μ_z) varie.
- ❖ La dépendance de la fréquence d'opération en fonction de μ_z diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- ❖ Pour des substrats très minces, la fréquence dépend uniquement de μ_x .
- ❖ Pour des épaisseurs électriquement faibles, une formule approximative a été dérivée pour la fréquence de résonance.
- ❖ Les effets de l'anisotropie sur les caractéristiques de résonance d'un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle ont été expliqués et argumentés.

Une recherche ciblant le développement d'une formule analytique pour la fréquence de résonance d'un résonateur microbande rectangulaire réalisé sur un substrat uniaxial

caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle basée sur la présente étude théorique sera l'objet d'un future travail.

VIII. Références bibliographiques

- [1] V. A. Dmitriev and J. C. W. A. Costa, "Theoretical investigation of compact microstrip resonators with stubs for patch antennas," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, pp. 27-29, Jan. 2002.
- [2] K. Güney, "A new edge extension expression for the resonant frequency of electrically thick rectangular microstrip antennas," *Int. J. Electron.*, vol. 75, pp. 767-770, 1993.
- [3] K. Güney, "Resonant frequency of electrically-thick circular microstrip antennas," *Int. J. Electron.*, vol. 77, pp. 377-386, 1994.
- [4] A. Toscano and L. Vegni, "Evaluation of the resonant frequencies and bandwidth in microstrip antennas with a chiral grounded slab," *Int. J. Electron.*, vol. 81, pp. 671-676, 1996.
- [5] D. Karaboga, K. Güney, N. Karaboga, and A. Kaplan, "Simple and accurate effective side length expression obtained by using a modified genetic algorithm for the resonant frequency of an equilateral triangular microstrip antenna," *Int. J. Electron.*, vol. 83, pp. 99-108, 1997.
- [6] N. Karaboga, K. Güney, and A. Akdagli, "A new effective patch radius expression obtained by using a modified tabu search algorithm for the resonant frequency of electrically thick circular microstrip antenna," *Int. J. Electron.*, vol. 86, pp. 825-835, 1999.

- [7] C. S. Gürel and E. Yazgan, “Resonant frequency of an air gap tuned circular disc microstrip antenna,” *Int. J. Electron.*, vol. 87, no. 8, pp. 973-979, Aug. 2000.
- [8] A. Asthana and B. R. Vishvakarma, “Analysis of gap-coupled microstrip antenna,” *Int. J. Electron.*, vol. 88, no. 6, pp. 707-718, Jun.e 2001.
- [9] A. Boufrioua and A. Benghalia, “Effects of the resistive patch and the uniaxial anisotropic substrate on the resonant frequency and the scattering radar cross section of a rectangular microstrip antenna,” *Aerospace Sci. Technol.*, vol. 10, no. 3, pp. 217-221, Apr. 2006.
- [10] A. K. Singh and M. K. Meshram, “Shorting pin loaded dual-band compact rectangular microstrip antenna,” *Int. J. Electron.*, vol. 94, no. 3, pp. 237-250, Mar. 2007.
- [11] K. Güney and N. Sarikaya, “Adaptive neuro-fuzzy inference system for computing the resonant frequency of electrically thin and thick rectangular microstrip antennas,” *Int. J. Electron.*, vol. 94, no. 9, pp. 833-844, Sep. 2007.
- [12] A. Boufrioua and A. Benghalia, “Radiation and resonant frequency of a resistive patch and uniaxial anisotropic substrate with entire domain and roof top functions,” *Engng. Anal. Boundary Elem.*, vol. 32, no. 7, pp. 591-596, July 2008.
- [13] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche, and T. Fortaki, “Uniaxially anisotropic substrate effects on the resonance of rectangular microstrip patch antenna,” *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 255-256, Feb. 1999.
- [14] T. Fortaki, “Caractérisation d’une antenne microbande rectangulaire. Effets de l’anisotropie uniaxiale du substrat,” Thèse de Magister, Université de Constantine, Avril. 1999.
- [15] T. Fortaki et A. Benghalia, “Modélisation d’une antenne microbande par une nouvelle approche de la fonction tensorielle de Green dans le domaine spectral,”

dans *Proc. 1^{ère} Conférence Maghrébine en Génie Electrique*, vol. 1, pp. 162-165, Université de Constantine, Algérie, 4-6 Décembre, 1999.

- [16] T. Fortaki, A. Benghalia, et M. Berrabah, “Etude d’une antenne plaque imprimée par la méthode des moments,” dans *Proc. 1^{er} Séminaire sur les Techniques et Architectures des Systèmes de Détection*, pp. 189-194, Ministère de la Défense Nationale, Commandement des Forces de Défense Aérienne du Territoire, /ESDAT/ Réghaia, Algérie, 21-23 Mai, 2000.
- [17] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fortaki, and D. Khedrouche, “Resonant frequency and bandwidth of a superstrate-loaded rectangular patch on a uniaxial anisotropic substrate,” *Commun. Numer. Meth. Engng.* (John Wiley & Sons), vol. 16, no. 7, pp. 459-473, July 2000.
- [18] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, “Full-wave analysis of circular microstrip resonators in multilayered media containing uniaxial anisotropic dielectrics, magnetized ferrites, and chiral materials,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1057-1064, June 2000.
- [19] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, “Resonant modes of circular microstrip patches over ground planes with circular apertures in multilayered substrates containing anisotropic and ferrite materials,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1756-1762, Oct. 2000.
- [20] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, “Evaluation of the radar cross section of circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 1603-1605, Nov. 2001.
- [21] F. Bouttout, “Analyse rigoureuse de l’antenne microbande circulaire multicouche. Application à la structure annulaire,” Thèse de Doctorat, Université de Setif, Oct. 2001.

- [22] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136-1139, May 2003.
- [23] 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.
- [24] T. Fortaki, D. Khedrouche, F. Bouttout, and A. Benghalia, "A numerically efficient full-wave analysis of a tunable rectangular microstrip patch," *Int. J. Electron.*, vol. 91, no. 1, pp. 57-70, Jan. 2004.
- [25] T. Fortaki, D. Khedrouche, F. Bouttout, and A. Benghalia, "Numerical analysis of rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture," *Commun. Numer. Meth. Engng.* (John Wiley & Sons), vol. 20, no. 6, pp. 489-500, June 2004.
- [26] T. Fortaki and A. Benghalia, "Rigorous full-wave analysis of rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in multilayered substrates that contain isotropic and uniaxial anisotropic materials," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 496-500, June 2004.
- [27] T. Fortaki, D. Khedrouche, F. Bouttout, and A. Benghalia, "Vector Hankel transform analysis of a tunable circular microstrip patch," *Commun. Numer. Meth. Engng.* (John Wiley & Sons), vol. 21, no. 5, pp. 219-231, May 2005.
- [28] T. Fortaki et A. Benghalia, "Influence de l'anisotropie uniaxiale dans le substrat sur le rayonnement d'une antenne microruban rectangulaire," dans *Proc. 15^{èmes} Journées Nationales Microondes*, pp. 78, Toulouse, France, 23-25 Mai, 2007.

- [29] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebbara, and A. Benghalia, "On the dual-frequency behavior of stacked microstrip patches," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 310-313, 2008.
- [30] V. Losada, R. R. Boix, and M. Horno, "Resonant modes of circular microstrip patches in multilayered substrates," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 488-498, Apr. 1999.
- [31] P. M. Bafrooei and L. Shafai, "Characteristics of single and double-layer microstrip square-ring antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 47, pp. 1633-1639, Oct. 1999.
- [32] D. Chatterjee and R. G. Plumb, "Some convergence considerations in space-domain moment-method analysis of a class of wide-band microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 147-160, Feb. 2000.
- [33] F. Bilotti and C. Vegni, "Rigorous and efficient full-wave analysis of trapezoidal patch antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 1773-1776, Dec. 2001.
- [34] G. Plaza, F. Mesa, and F. Medina, "Treatment of singularities and quasi-static terms in the EFIE analysis of planar structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 485-491, Apr. 2002.
- [35] P. W. Chen, C. S. Lee, and V. Nalbandian, "Planar double-layer leaky-wave microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 832-835, June 2002.
- [36] H. Jung and C. Seo, "Analysis of elliptical microstrip patch antenna considering attachment mode," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 888-890, June 2002.

- [37] F. T. Hamedani, A. Tavakoli, and L. Shafai, "Analysis of finite-microstrip structures using surface equivalence principle and multiple network theory (SEMN)," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 1128-1137, Aug. 2002.
- [38] Z. Sipus, N. Burum, and J. Bartolic, "Analysis of rectangular microstrip patch antennas on spherical structures," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 276-280, Feb. 2003.
- [39] G. Montisci and G. Mazzarella, "An alternative layout for CPW-fed printed antennas with low back radiation," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 481-483, Mar. 2003.
- [40] B. Lindmark and P. Slattman, "Mutual coupling in aperture-coupled patches on cylindrical reflectors calculated using a spectrum of two-dimensional solutions," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 512-518, Mar. 2003.
- [41] V. B. Erturk and R. G. Rojas, "Efficient analysis of input impedance and mutual coupling of microstrip antennas mounted on large coated cylinders," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 739-749, Apr. 2003.
- [42] M. D. Deshpande, "Comments on "Analysis of elliptical microstrip patch antenna considering attachment mode","" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 3018, Oct. 2003.
- [43] F. Bilotti and C. Vegni, "MoM entire domain basis functions for convex polygonal patches," *J. Electromag. Waves Applicat.*, vol. 17, no. 11, pp. 1519-1664, 2003.
- [44] N. Burum, Z. Sipus, and J. Bartolic, "Mutual coupling between spherical-rectangular microstrip antennas," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 40, no. 5, pp. 387-391, Mar. 2004.

- [45] A. Kedar, K. K. Gupta, and N. D. Kartaria, "Spectral-domain modelling of superconducting microstrip structures: Transmission lines and resonators," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 1, pp. 55-59, Apr. 2004.
- [46] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebara, and A. Benghalia, "Radiation of rectangular microstrip patch antenna covered with a dielectric layer," *Int. J. Electron.*, vol. 95, no. 9, pp. 989-998, Sept. 2008.
- [47] F. Chebbara, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Fourier transform domain analysis of high T_c superconducting rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 31, pp. 821-832, 2010.
- [48] F. L. Mesa, R. Marqués, and M. Horno, "A general algorithm for computing the bidimensional spectral Green's dyad in multilayered complex bianisotropic media: The equivalent boundary method," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 39, pp. 1640-1649, Sept. 1991.
- [49] R. R. Boix, N. G. Alexopoulos, and M. Horno, "Efficient numerical computation of the spectral transverse dyadic Green's function in stratified anisotropic media," *J. Electromag. Waves Applicat.*, vol. 10, no. 8, pp. 1047-1083, 1996.
- [50] K. L. Wong, J. S. Row, C. W. Kuo, and K. C. Huang, "Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, pp. 698-701, Apr. 1993.
- [51] J. S. Row and K. L. Wong, "Resonance in a superstrate-loaded rectangular microstrip structure," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, pp. 1349-1355, Aug. 1993.
- [52] A. Dreher, "A new approach to dyadic Green's function in spectral domain," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1297-1302, Nov. 1995.

- [53] C. Peixeiro and M. Barbosa, "Leaky and surface waves in anisotropic printed antenna structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 566-569, May 1992.
- [54] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*. New York: McGraw-Hill, 1990.
- [55] D. Khedrouche, "Modélisation des antennes microbandes par une analyse tridimensionnelle rigoureuse en utilisant une méthode intégrale," Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Juin 2009.
- [56] W. C. Chew and Q. Liu, "Correction to "Resonance frequency of a rectangular microstrip patch",," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1827, Dec. 1988.
- [57] W. C. Chew and Q. Liu, "Resonance frequency of a rectangular microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1045-1056, Aug. 1988.
- [58] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.

Chapitre 3

Etude des caractéristiques de
résonance des résonateurs
microbandes empilés impliquant
multimétallisations

I. Introduction

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]-[10]. 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 [11]-[25]. 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.

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 [26]-[40]. 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 plaques 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 plaques, les modèles développés pour analyser ces antennes doivent être capables de traiter les structures multicouches.

Dans ce chapitre, nous présentons une analyse full-wave rigoureuse capable d'estimer avec exactitude les caractéristiques de résonance d'un résonateur microbande constitué d'un empilement de plusieurs patchs métalliques (l'analyse est valable pour un nombre arbitraire de patchs). Nous considérons que les éléments rayonnants sont imprimés dans un milieu multicouche contenant des substrats diélectriques non magnétiques isotropes et/ou anisotropes. Bien que l'analyse présentée dans le présent chapitre soit valide pour un nombre arbitraire de patch, nous nous contentons dans le présent chapitre de présenter des résultats numériques pour des structures ayant un seul patch, deux patchs et trois patchs métalliques. Le papier est organisé comme suit. Dans la section II, nous développons des formules explicites nouvelles pour l'évaluation des fonctions spectrales dyadiques de Green d'un résonateur microbande constitué d'un empilement d'un nombre arbitraire de patchs. Ces formules sont valables aussi bien pour les formes circulaires que pour les formes rectangulaires grâce à une orientation de l'axe vers une représentation (TM,TE). La sélection des fonctions de base est reportée dans la section III. 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 [41], [42] et portant sur le comportement bifréquence du résonateur microbande formé par un empilement de deux patchs 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. Théorie

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 multicouche (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

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

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 . 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

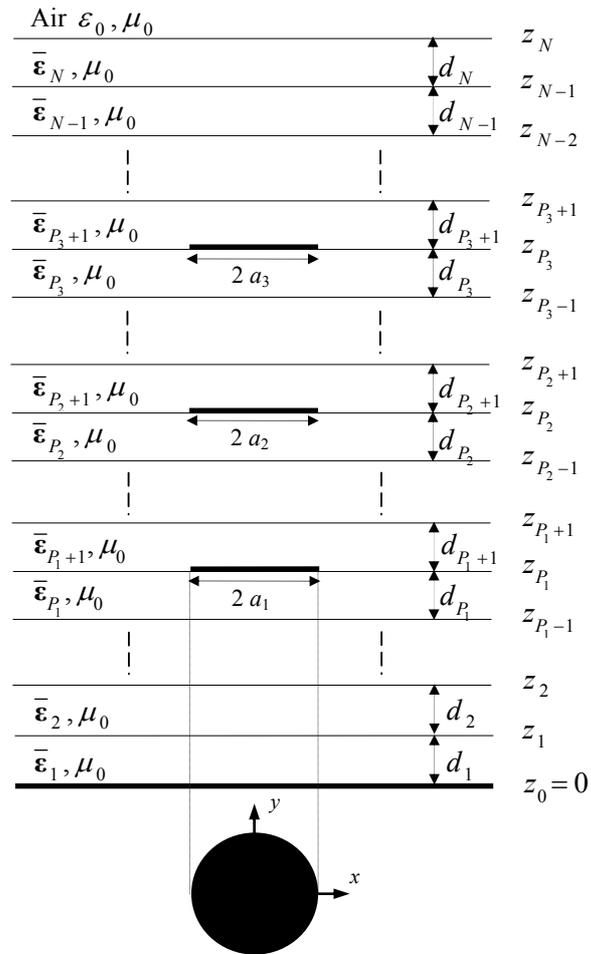


Figure 1. Géométrie de trois disques circulaires empilés dans un milieu diélectrique multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes.

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 [43]-[45], nous obtenons une relation entre $\mathbf{J}^1(\rho, \phi)$, $\mathbf{J}^2(\rho, \phi)$, $\mathbf{J}^3(\rho, \phi)$, $\mathbf{E}^1(\rho, \phi, z_{p_1})$, $\mathbf{E}^2(\rho, \phi, z_{p_2})$ et $\mathbf{E}^3(\rho, \phi, z_{p_3})$ dans le domaine spectral donnée par

$$\mathbf{e}_k^1(k_\rho, z_{p_1}) = \overline{\mathbf{G}}^{11}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^1(k_\rho) + \overline{\mathbf{G}}^{12}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^2(k_\rho) + \overline{\mathbf{G}}^{13}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^3(k_\rho) \quad (4)$$

$$\mathbf{e}_k^2(k_\rho, z_{p_2}) = \overline{\mathbf{G}}^{21}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^1(k_\rho) + \overline{\mathbf{G}}^{22}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^2(k_\rho) + \overline{\mathbf{G}}^{23}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^3(k_\rho) \quad (5)$$

$$\mathbf{e}_k^3(k_\rho, z_{p_3}) = \overline{\mathbf{G}}^{31}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^1(k_\rho) + \overline{\mathbf{G}}^{32}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^2(k_\rho) + \overline{\mathbf{G}}^{33}(k_\rho) \cdot \mathbf{j}_k^3(k_\rho) \quad (6)$$

où $\mathbf{j}_k^i(k_\rho)$ 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

$$\overline{\mathbf{G}}^{nm}(k_\rho) = \overline{\mathbf{\Gamma}}_{<n}^{12} \cdot \left[\overline{\mathbf{g}}_0 \cdot \overline{\mathbf{\Gamma}}_{>m}^{12} - \overline{\mathbf{\Gamma}}_{>m}^{22} \right] \cdot \left[\overline{\mathbf{g}}_0 \cdot \overline{\mathbf{\Gamma}}_{=}^{12} - \overline{\mathbf{\Gamma}}_{=}^{22} \right]^{-1} = \overline{\mathbf{G}}^{mn}(k_\rho) \quad n = 1, \dots, 3; m = n, \dots, 3 \quad (7)$$

avec

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

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

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

avec

$$\bar{\mathbf{k}}_{z_j} = \text{diag} [k_{z_j}^e, k_{z_j}^h] \quad (10)$$

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

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

$$k_{z_j}^e = \sqrt{\varepsilon_{x_j} k_0^2 - \frac{\varepsilon_{x_j}}{\varepsilon_{z_j}} k_s^2}, \quad k_{z_j}^h = \sqrt{\varepsilon_{x_j} k_0^2 - k_s^2}, \quad k_0^2 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (12)$$

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 [46]. 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 [47], [48].

III. Approximation des densités 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

$$\Psi_{np_1}(\rho) = \begin{bmatrix} J'_n(\beta_{np_1}\rho/a_1) \\ \frac{in a_1}{\beta_{np_1}\rho} J_n(\beta_{np_1}\rho/a_1) \end{bmatrix}, \quad \Phi_{nq_1}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{-i n a_1}{\alpha_{nq_1}\rho} J_n(\alpha_{nq_1}\rho/a_1) \\ J'_n(\alpha_{nq_1}\rho/a_1) \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$\Psi_{np_2}(\rho) = \begin{bmatrix} J'_n(\beta_{np_2}\rho/a_2) \\ \frac{in a_2}{\beta_{np_2}\rho} J_n(\beta_{np_2}\rho/a_2) \end{bmatrix}, \quad \Phi_{nq_2}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{-i n a_2}{\alpha_{nq_2}\rho} J_n(\alpha_{nq_2}\rho/a_2) \\ J'_n(\alpha_{nq_2}\rho/a_2) \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$\Psi_{np_3}(\rho) = \begin{bmatrix} J'_n(\beta_{np_3}\rho/a_3) \\ \frac{in a_3}{\beta_{np_3}\rho} J_n(\beta_{np_3}\rho/a_3) \end{bmatrix}, \quad \Phi_{nq_3}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{-i n a_3}{\alpha_{nq_3}\rho} J_n(\alpha_{nq_3}\rho/a_3) \\ J'_n(\alpha_{nq_3}\rho/a_3) \end{bmatrix} \quad (16)$$

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. Résultats numériques et discussion

Malgré que l'analyse Full-wave présentée dans le présent chapitre est 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 [41], [42] 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 [49]. Le rayon du disque est $a = 0.5 \text{ cm}$. Dans le Tableau 1, 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 coïncide avec ceux de Chew [49]. 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. Cette manière d'élargissement de la bande passante n'est pas très adoptée dans la pratique, car elle cause des anomalies ; à savoir l'excitation des ondes de surface et la perte de l'aspect faible poids, volume et épaisseur fortement souhaitable dans les applications micro-ondes. Une manière très efficace d'augmenter la bande passante des résonateurs microbandes circulaires constitue à utiliser des résonateurs ayant des configurations à empilement, formées d'une ou de plusieurs disques circulaires couplées parasitiquement à un driven disque. Nous donnons dans les deux sous-sections qui suivent des résultats numériques pour le cas des configurations empilées. Nous montrons par la même occasion que les structures microbandes circulaires empilées permettent d'obtenir l'opération en mode bifréquence. Cette dernière consiste à ce que le résonateur opère de façon efficace en deux fréquences distinctes.

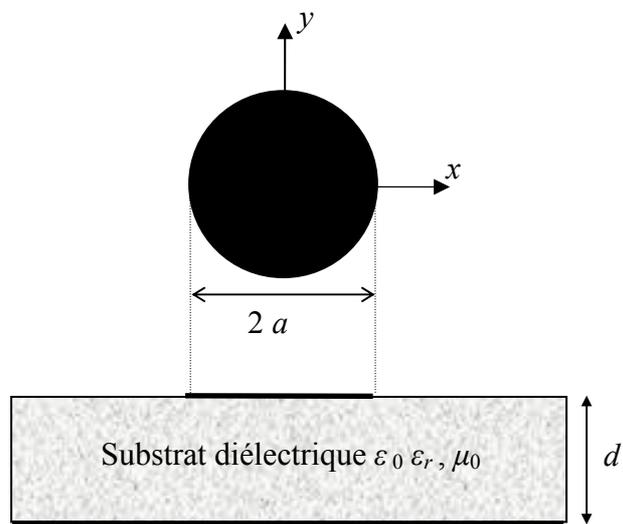


Figure 2. Géométrie d'un disque microbande circulaire imprimé sur un substrat diélectrique monocouche.

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 [49]		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 [49]		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

Une configuration standard pour un résonateur microruban est un disque métallique unique supporté au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur par un substrat diélectrique monocouche. C'est une configuration simple qui est relativement facile à fabriquer, mais elle est limitée dans ses possibilités fonctionnelles. Les structures bifréquences sont utiles dans des situations où le résonateur doit opérer efficacement à deux fréquences bien distinctes. Les résonateurs microbandes conventionnels ne garantissent pas ce type d'opération. 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 [15]. 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_i^{11}) et la résonance supérieure (f_u^{11}). Il est observé à partir de ces comparaisons que l'agrément entre la théorie et l'expérimentale 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

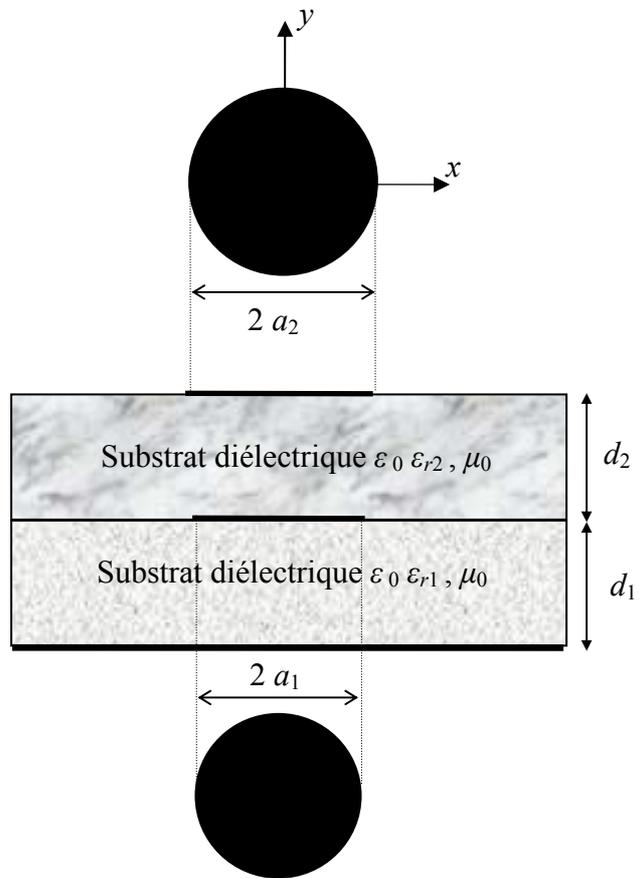


Figure 3. Géométrie d'un empilement de deux disques circulaires fabriqués un substrat diélectrique bicouche.

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

Rayon du disque supérieur (mm)	Résonance inférieure f_l^{11} (GHz), Résonance supérieure f_u^{11} (GHz)			
	Mesurés par Long et Walton [15]		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

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 deux patches rectangulaires [41], [42].

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} . Des résultats numériques sont obtenus pour les paramètres utilisés dans l'expérience de Revankar et Kumar [50], 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

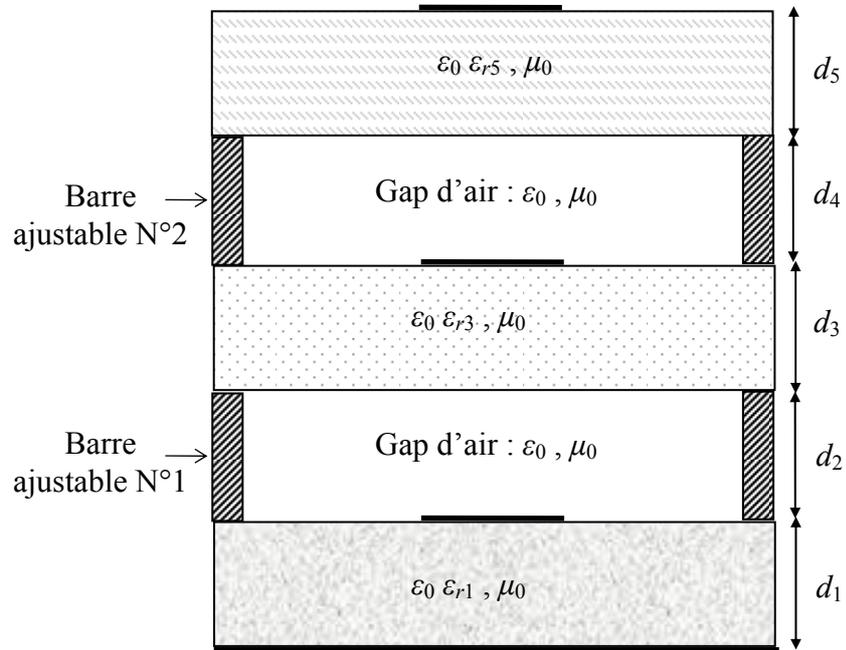


Figure 4. Géométrie de la configuration microbande empilée utilisée dans l'expérience de Revankar et Kumar [50].

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 [50]. La présence des disques parasites 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’expérimentale 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.

V. Conclusions du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle numérique puissant 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 chapitre peuvent être résumés comme suit :

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 ;

$$a_1 = a_2 = a_3 = 1.65 \text{ cm}, \quad \varepsilon_{r1} = 2.33, \quad \varepsilon_{r3} = 2.45, \quad \varepsilon_{r5} = 2.2, \quad d_1 = 1.58 \text{ mm}, \quad d_2 = 4 \text{ mm}, \\ d_3 = 0.762 \text{ mm}, \quad d_5 = 0.508 \text{ mm}.$$

Séparation en air d_4 (μm)	Fréquences de résonance (GHz)			
	Mesurés par Revankar et Kumar [50]		Nos calculs	
	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

- ❖ 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.

VI. Références bibliographiques

- [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] Q. Q. He, B. Z. Wang, and J. He, "Wideband and dual-band design of a printed dipole antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 1-4, 2008.
- [3] H. Wang, X. B. Huang, and D. G. Fang, "A single layer wideband u-slot microstrip patch antenna array," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 9-12, 2008.
- [4] L. I. Basilio, J. T. Williams, D. R. Jackson, and R. L. Chen, "Characteristics of an inverted shorted annular-ring-reduced surface-wave antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 123-126, 2008.
- [5] S. L. S. Yang, A. A. Kishk, and K. F. Lee, "Frequency reconfigurable u-slot microstrip patch antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 127-129, 2008.
- [6] S. Koulouridis and J. L. Volakis, "L-band circularly polarized small aperture thin textured patch antenna," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 225-228, 2008.

- [7] B. Yildirim and B. A. Cetiner, "Enhanced gain patch antenna with a rectangular loop shaped parasitic radiator," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 229-232, 2008.
- [8] S. K. Pavuluri, C. H. Wang, and A. J. Sangster, "A high-performance aperture-coupled patch antenna supported by a micromachined polymer ring," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 283-286, 2008.
- [9] K. F. Lee, S. L. S. Yang, and A. A. Kishk, "Dual- and multiband u-slot patch antennas," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 645-647, 2008.
- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] A. N. Tulintseff, S. M. Ali, and J. A. Kong, "Input impedance of a probe-fed stacked circular microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 381-390, Mar. 1991.
- [13] Z. Fan and K. F. Lee, "Hankel transform domain analysis of dual-frequency stacked circular-disk and annular-ring microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 867-870, June 1991.
- [14] J. P. Daniel, G. Dubost, C. Terret, J. Citerne, and M. Drissi, "Research on planar antennas and arrays: "Structures Rayonnantes"," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 35, pp. 14-38, Feb. 1993.
- [15] 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.

- [16] A. Sabban, "A new broadband stacked two-layer microstrip antenna," in *IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp. Dig.*, 1983, pp. 63–66.
- [17] C. H. Chen, A. Tulintseff, and R. M. Sorbello, "Broadband two-layer microstrip antenna," in *IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp. Dig.*, 1984, pp. 251–254.
- [18] R. Q. Lee and K. F. Lee, "Experimental study of the two-layer electromagnetically coupled rectangular patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1298–1302, Aug. 1990.
- [19] F. Croq, G. Kossiavas, and A. Papiernik, "Stacked resonators for bandwidth enhancement: a comparison of two feeding techniques," *IEE Proc.-H*, vol. 140, no. 4, pp. 303–308, Aug. 1993.
- [20] S. Egashira and E. Nishiyama, "Stacked microstrip antenna with wide bandwidth and high gain," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, pp. 1533–1534, Nov. 1996.
- [21] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136–1139, May 2003.
- [22] K. Araki, H. Ueda, and T. Masayuki, "Numerical analysis of circular disk microstrip antennas with parasitic elements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-34, pp. 1390–1394, Dec. 1986.
- [23] J. S. Dahele, K. F. Lee, and D. P. Wong, "Dual-frequency stacked annular-ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 1281–1285, Nov. 1987.

- [24] J. P. Damiano, J. Bennegueouche, and A. Papiernik, "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry," *Inst. Elect. Eng. Proc.*, vol. 137, no. 3, pp. 163-170, June 1990, pt. H.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] P. Gay-Balmaz, J. A. Encinar, and J. R. Mosig, "Analysis of multilayer printed arrays by a modular approach based on the generalized scattering matrix," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 26-34, Jan. 2000.
- [28] A. K. Bhattacharyaa, "Analysis of multilayer infinite periodic array structures with different periodicities and axes orientations," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 357-369, Mar. 2000.
- [29] T. H. Hsieh and C. S. Lee, "Double-layer high-gain microstrip array antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 1033-1035, July. 2000.
- [30] A. Toscano and L. Vegni, "Analysis of printed-circuit antennas with chiral substrates with the method of lines," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 48-54, Jan. 2001.
- [31] R. Chair, K. M. Luk, and K. F. Lee, "Measurement and analysis of miniature multilayer patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 244-250, Feb. 2002.

- [32] E. A. Navarro, A. Luximon, I. J. Craddock, D. L. Paul, and M. Dean, "Multilayer and conformal antennas using synthetic dielectric substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 905-908, Apr. 2003.
- [33] R. K. Mishra, "Comments on "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrates",," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp.917, Apr. 2003.
- [34] J. T. Bernhard, "Author's reply [to comments on "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrates"],," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 917-918, Apr. 2003.
- [35] J. A. Encinar and J. A. Zomoza, "Broadband design of three-layer printed reflectarrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1662-1664, July 2003.
- [36] A. Loffe, M. Thiel, and A. Dreher, "Analysis of microstrip patch antennas on arbitrarily shaped multilayers," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1929-1935, Aug. 2003.
- [37] M. Bozzi and L. Perregrini, "Analysis of multilayered printed frequency selective surfaces by the MoM / BI-RME method," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 2830-2836, Oct. 2003.
- [38] T. M. Grzegorzcyk and J. R. Mosig, "Full-wave analysis of antennas containing horizontal and vertical metallizations embedded in planar multilayered media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 3047-3054, Nov. 2003.
- [39] K. L. Chung and A. S. Mohan, "A Systematic design method to obtain broadband characteristics for singly-fed electromagnetically coupled patch antennas for circular polarization," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 3239-3248, Nov. 2003.

- [40] 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.
- [41] 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.
- [42] 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.
- [43] T. Fortaki and A. Benghalia, "Rigorous full-wave analysis of rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in multilayered substrates that contain isotropic and uniaxial anisotropic materials," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 496-500, June 2004.
- [44] 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.
- [45] F. Chebbara, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Fourier transform domain analysis of high T_c superconducting rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 31, pp. 821-832, 2010.
- [46] 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.
- [47] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1990.

- [48] 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.
- [49] 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.
- [50] 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.

Conclusion générale

Conclusion générale

La conception assistée par ordinateur ou CAO s'est révélée une technique incontournable dans la réalisation de divers composants, circuits et autres systèmes automatisés et cela dans plusieurs disciplines (télécommunications, contrôle, automatique, robotique, mécanique, physique expérimentale...etc.). Elle dispose, entre autres, d'algorithmes et de techniques numériques souples, fiables, précis, très rapide et suffisamment maniables pour garantir la réalisation du système désiré avec les caractéristiques voulues. Dans la présente thèse, nous avons essayé d'enrichir le patrimoine de la CAO des résonateurs microbandes plaqués à travers l'application de l'approche spectrale à des nouvelles structures d'une part, et de donner des explications plus pertinentes des phénomènes physiques régissant le comportement de ces résonateurs d'une autre part [1]-[4]. Mise à part les méthodes d'analyse [5]-[19] et les différentes techniques d'excitation des résonateurs rapportées dans le chapitre 1, nous avons présenté deux autres thèmes, chacun d'eux dans un chapitre bien séparé.

L'étude des caractéristiques électromagnétiques d'un résonateur microbande réalisé sur un substrat uniaxial, caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle, a formé le deuxième volet de cette thèse. Afin de généraliser la

formulation théorique et donc la rendre valable pour plusieurs configurations, nous avons supposé pendant la mise en équation du problème que le patch rectangulaire est imprimé sur un milieu multicouche. Grâce à un changement du système d'axe cartésien vers une représentation (TM,TE), le tenseur spectrale de Green pour un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle a été diagonalisé. En utilisant une nouvelle représentation matricielle pour chaque couche, nous avons allégé la complexité de la formulation. Nous avons mentionné que les équations modales TM et TE des ondes de surface supportées par une structure multicouche anisotrope peuvent être déduites aisément à partir de l'expression de la fonction de Green. En outre des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques, des fonctions de base sinusoïdales avec singularités de bord ont été utilisées pour l'approximation du courant de la plaque rectangulaire. Les résultats obtenus ont montré qu'il n'est pas nécessaire de considérer les singularités de bord pour obtenir une convergence numérique rapide. Le programme développé a été validé par comparaison de nos résultats numériques avec les données de la littérature. A travers un examen consciencieux de la question de l'anisotropie uniaxiale d'un substrat caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle, nous avons tiré les conclusions suivantes :

- ❖ Afin de prédire les variations de la fréquence en fonction de la permittivité du substrat uniaxial, il est nécessaire de considérer à la fois la variation de ε_x et ε_z , et non seulement le rapport d'anisotropie $AR_1 = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}$.
- ❖ La permittivité ε_z le long de l'axe optique est le facteur le plus important dans la détermination de la fréquence de résonance lorsque $(\varepsilon_x, \varepsilon_z)$ varie.
- ❖ La dépendance de la fréquence d'opération en fonction de ε_x diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- ❖ Pour des substrats très minces, la fréquence dépend uniquement de ε_z .

- ❖ Afin de prédire les variations de la fréquence en fonction de la perméabilité du substrat uniaxial, il est nécessaire de considérer à la fois la variation de μ_x et μ_z , et non seulement le rapport d'anisotropie $AR_2 = \frac{\mu_x}{\mu_z}$.
- ❖ La permittivité μ_x perpendiculaire à l'axe optique est le facteur le plus important dans la détermination de la fréquence de résonance lorsque (μ_x, μ_z) varie.
- ❖ La dépendance de la fréquence d'opération en fonction de μ_z diminue avec la diminution de l'épaisseur du substrat.
- ❖ Pour des substrats très minces, la fréquence dépend uniquement de μ_x .
- ❖ Pour des épaisseurs électriquement faibles, une formule approximative a été dérivée pour la fréquence de résonance.
- ❖ Les effets de l'anisotropie sur les caractéristiques de résonance d'un substrat uniaxial caractérisé à la fois par une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle ont été expliqués et argumentés.

Dans quelques applications des résonateurs microbandes, la géométrie circulaire de l'élément rayonnant est préférable à la rectangulaire. En effet, la plaque circulaire peut offrir des performances meilleures que la rectangulaire. Parmi ces avantages, nous citons en particulier la simplicité d'obtenir la polarisation circulaire. La présentation d'un modèle numérique fiable, alliant à la fois précision et vitesse de calcul, et permettant la caractérisation électromagnétique d'un résonateur microbande formé par un empilement d'un nombre arbitraire de disques circulaires noyés dans un milieu multicouche contenant des matériaux non magnétiques isotropes et/ou anisotropes, a formé le troisième volet de cette thèse. Les contributions apportées dans de ce chapitre 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.

Finalement, il est important de signaler que l'intérêt principal de l'étude rapportée dans le troisième chapitre était de présenter un modèle numérique fiable pour le calcul de la fréquence de résonance, bande passante et facteur de qualité d'une configuration microbande formée par un empilement d'un nombre arbitraire de patches. Pour valider notre modèle, nous avons comparé nos résultats avec les mesures de Revankar et Kumar [50] effectuées pour le cas d'une structure empilée constituée de trois disques circulaires. Puisque l'opération en mode trifréquence est très souhaitable en pratique, il est important d'envisager dans un futur proche l'exploitation du programme élaboré pour essayer d'obtenir ce mode d'opération. Comme point de départ, nous pourrions nous inspirer de la manière adoptée dans [1]

Références bibliographiques

- [1] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebbara, and A. Benghalia, "On the dual-frequency behavior of stacked microstrip patches," *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, vol. 7, pp. 310-313, 2008.

- [2] T. Fortaki, L. Djouane, F. Chebbara, and A. Benghalia, "Radiation of rectangular microstrip patch antenna covered with a dielectric layer," *International Journal of Electronics*, vol. 495, no. 9, pp. 989-998, 2008.
- [3] 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.
- [4] F. Chebbara, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Fourier transform domain analysis of high T_c superconducting rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 31, pp. 821-832, 2010.
- [5] F. Bilotti, A. Toscano, and L. Vegni, "FEM-BEM formulation for the analysis of cavity-backed patch antennas on chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 306-311, Feb. 2003.
- [6] F. Bilotti, L. Vegni, and A. Toscano, "Radiation and scattering features of patch antennas with bianisotropic substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 449-456, Mar. 2003.
- [7] C. W. Wu, L. C. Kempel, and E. J. Rothwell, "Mutual coupling between patch antennas recessed in an elliptic cylinder," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 2489-2492, Sep. 2003.
- [8] F. Bilotti and L. Vegni, "Chiral cover effects on microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 2891-2898, Oct. 2003.
- [9] Y. Liu, Y. Wang, C. Liao, and R. Yang, "On study of a patch antenna with shorting posts," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 1, pp. 47-49, Apr. 2004.

- [10] P. M. Bafrooei and L. Shafai, "Characteristics of single and double-layer microstrip square-ring antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 47, pp. 1633-1639, Oct. 1999.
- [11] D. Chatterjee and R. G. Plumb, "Some convergence considerations in space-domain moment-method analysis of a class of wide-band microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 147-160, Feb. 2000.
- [12] F. Bilotti and C. Vegni, "Rigorous and efficient full-wave analysis of trapezoidal patch antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 1773-1776, Dec. 2001.
- [13] G. Plaza, F. Mesa, and F. Medina, "Treatment of singularities and quasi-static terms in the EFIE analysis of planar structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 485-491, Apr. 2002.
- [14] P. W. Chen, C. S. Lee, and V. Nalbandian, "Planar double-layer leaky-wave microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 832-835, June 2002.
- [15] H. Jung and C. Seo, "Analysis of elliptical microstrip patch antenna considering attachment mode," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 888-890, June 2002.
- [16] F. T. Hamedani, A. Tavakoli, and L. Shafai, "Analysis of finite-microstrip structures using surface equivalence principle and multiple network theory (SEMN)," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 1128-1137, Aug. 2002.
- [17] Z. Sipus, N. Burum, and J. Bartolic, "Analysis of rectangular microstrip patch antennas on spherical structures," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 276-280, Feb. 2003.
- [18] G. Montisci and G. Mazzarella, "An alternative layout for CPW-fed printed antennas with low back radiation," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 481-483, Mar. 2003.

[19] B. Lindmark and P. Slattman, ‘‘Mutual coupling in aperture-coupled patches on cylindrical reflectors calculated using a spectrum of two-dimensional solutions,’’ *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 512-518, Mar. 2003.

Annexes

Annexe A

Expressions analytiques spectrales des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques.

Annexe B

Expressions analytiques spectrales des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques avec singularités de bord.

Annexe C

Publications internationales dans le cadre de cette thèse.

Annexe A

Expressions analytiques spectrales des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques.

Dans cette annexe nous montrons que dans le domaine spectral, les modes TM de la cavité rectangulaire à murs latéraux magnétiques sont exprimés en terme de la fonction sinus cardinal. Dans le domaine spatial ces modes sont donnés par les équations suivantes :

$$J_{xk}(x, y) = \sin\left[\frac{k_1 \pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{k_2 \pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \quad (\text{A.1})$$

$$J_{ym}(x, y) = \sin\left[\frac{m_2 \pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1 \pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (\text{A.2})$$

Les transformées de Fourier de (A.1) et (A.2) peuvent être calculées via les deux équations suivantes :

$$\tilde{J}_{xk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{xk} \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{A.3})$$

$$\tilde{J}_{ym} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{ym} \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{A.4})$$

En substituant (A.1) dans (A.3) et (A.2) dans (A.4), et après quelques opérations mathématiques, nous obtenons les expressions suivantes pour les transformées de Fourier de J_{xk} et J_{ym} :

$$\tilde{J}_{xk} = \tilde{I}_{xx}(k_x) \cdot \tilde{I}_{xy}(k_y) \quad (\text{A.5})$$

$$\tilde{J}_{ym} = \tilde{I}_{yx}(k_x) \cdot \tilde{I}_{yy}(k_y) \quad (\text{A.6})$$

avec

$$\tilde{I}_{xx} = \frac{ia}{2} \left[\exp(-ik_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 + k_1 \pi/2) - \exp(ik_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 - k_1 \pi/2) \right] \quad (\text{A.7})$$

$$\tilde{I}_{xy} = \frac{b}{2} \left[\exp(-ik_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 + k_2 \pi/2) + \exp(ik_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 - k_2 \pi/2) \right] \quad (\text{A.8})$$

$$\tilde{I}_{yx} = \frac{a}{2} \left[\exp(-im_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 + m_1 \pi/2) + \exp(im_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 - m_1 \pi/2) \right] \quad (\text{A.9})$$

$$\tilde{I}_{yy} = \frac{ib}{2} \left[\exp(-im_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 + m_2 \pi/2) - \exp(im_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 - m_2 \pi/2) \right] \quad (\text{A.10})$$

Annexe B

Expressions analytiques spectrales des modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques avec singularités de bord.

Dans cette annexe nous montrons que dans le domaine spectral, les modes TM de la cavité à murs latéraux magnétiques avec singularités de bord sont exprimés en terme de la fonction de Bessel du première espèce et d'ordre zéro. Dans le domaine spatial, ces fonctions sont données par les équations suivantes :

$$J_{xk}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{(b/2)^2 - y^2}} \sin \left[\frac{k_1 \pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[\frac{k_2 \pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{B.1})$$

$$J_{ym}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{(a/2)^2 - x^2}} \sin\left[\frac{m_2 \pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1 \pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (\text{B.2})$$

Les transformées de Fourier de (B.1) et (B.2) peuvent être calculées via les deux équations suivantes :

$$\tilde{J}_{xk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{xk} \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{B.3})$$

$$\tilde{J}_{ym} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{ym} \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{B.4})$$

En substituant (B.1) dans (B.3) et (B.2) dans (B.4), et tenant compte de la règle de Moivre conjointement avec l'intégrale suivante

$$\int_{-w}^{+w} \frac{\exp(i \xi x)}{\sqrt{1 - (x/w)^2}} dx = \pi w J_0(w \xi), \quad (\text{B.5})$$

nous obtenons les expressions suivantes pour les transformées scalaires de Fourier de J_{xk}

et J_{ym} :

$$\tilde{J}_{xk} = \tilde{I}_{xx}(k_x) \cdot \tilde{I}_{xy}(k_y) \quad (\text{B.6})$$

$$\tilde{J}_{ym} = \tilde{I}_{yx}(k_x) \cdot \tilde{I}_{yy}(k_y) \quad (\text{B.7})$$

Avec

$$\tilde{I}_{xx} = \frac{ia}{2} \left[\exp(-ik_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 + k_1 \pi/2) - \exp(ik_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 - k_1 \pi/2) \right] \quad (\text{B.8})$$

$$\tilde{I}_{xy} = \frac{(-i)^{k_2} \pi}{2} \left[J_0(k_y b/2 + k_2 \pi/2) + (-1)^{k_2} J_0(k_y b/2 - k_2 \pi/2) \right] \quad (\text{B.9})$$

$$\tilde{I}_{yx} = \frac{(-i)^{m_1} \pi}{2} \left[J_0(k_x a/2 + m_1 \pi/2) + (-1)^{m_1} J_0(k_x a/2 - m_1 \pi/2) \right] \quad (\text{B.10})$$

$$\tilde{I}_{yy} = \frac{ib}{2} \left[\exp(-im_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 + m_2 \pi/2) - \exp(im_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 - m_2 \pi/2) \right] \quad (\text{B.11})$$

Dans (B.5), (B.9) et (B.10) $J_0(\cdot)$ est la fonction de Bessel du première espèce et d'ordre zéro.