



Université Batna 2 – Mostefa Ben Boulaïd
Faculté de Technologie
Département d'Electronique



Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de :
Doctorat en Sciences en Electronique
Option : Microondes pour Télécommunications

Sous le Thème :

**Méthodes exactes et approchées pour l'analyse des
structures planaires rayonnantes**

Présentée par :

GADDA Abdelkrim

Devant le jury composé de :

M. MAHAMDI Ramdane	Prof.	Université de Batna 2	Président
Mme BENKOUDA Siham	MCA	Université Constantine 1	Rapporteur
M. FORTAKI Tarek	Prof.	Université de Batna 2	Co-Rapporteur
M. BENATIA Djamel	Prof.	Université de Batna 2	Examineur
M. CHAABI Abdelhafid	Prof.	Université Constantine 1	Examineur
M. BENLATRECHE Med Salah	MCA	Centre Universitaire de Mila	Examineur

Février 2021

Remerciement

- Je voudrais exprimer, par ce modeste travail, ma gratitude et ma considération à Madame **Siham BENKOUDA** Maitre de conférences "A" de l'université Constantine 1 en collaboration avec Monsieur **Tarek FORTAKI**, Professeur à l'université de Batna 2, pour avoir suivi mon travail avec une attention soutenue, pour leurs qualités scientifiques et humaines qui m'ont beaucoup aidé et guidé tout au long de mes années de recherches.
- Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur **Ramdane MAHAMDI**, de l'université de Batna, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.
- Toute ma gratitude va à Monsieur le Professeur **Djamel BENATIA**, de l'université de Batna 2 l'université de Constantine, pour avoir accepté d'évaluer ce travail.
- Monsieur **Abdelhafid CHAABI**, Professeur à l'université de Constantine 1, et Monsieur **Med Salah BENLATRECHE**, Maitre de conférences "A" au centre universitaire de Mila, ont aimablement accepté de participer au jury, je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.
- Je tiens à remercier particulièrement tous les enseignants du département d'électronique de l'université de Batna, qui ont veillé à notre formation.
- Mes remerciements vont également à tout le personnel du département d'électronique de l'université de Batna pour leur gentillesse et leur disponibilité.
- Enfin, j'exprime mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

Table des matières

Introduction générale	2
------------------------------------	---

Chapitre I

Généralités sur les antennes microrubans et la supra conductivité

I.1 Introduction	7
I.2 Antennes microbandes	7
I.2.1 Description de l'antenne microbande	8
I.2.2 Description simplifiée du fonctionnement	9
I.2.3 Avantages et inconvénients	10
I.2.4 Techniques d'alimentation	12
I.2.4.1 Alimentation par ligne microruban	12
I.2.4.2 Alimentation par un câble coaxiale	13
I.2.4.3 Alimentation par une ouverture couplée	14
I.2.4.4 Alimentation par le couplage de proximité	15
I.2.5 Méthodes d'analyse des antennes imprimées	17
I.2.5.1 Méthodes analytiques	17
a. <i>Modèle de la ligne de transmission</i>	17
b. <i>Modèle de la cavité</i>	18
I.2.5.2 Méthodes numériques	18
a. <i>Méthode des différences finies</i>	18
b. <i>Méthode des éléments finis</i>	19
c. <i>Méthode des moments</i>	19
d. <i>Méthode d'analyse spectrale</i>	19
I.2.5.3 Méthodes d'optimisation et d'approximation.....	20
a. <i>Algorithmes génétiques</i>	20

<i>b. Réseaux de neurones artificiels</i>	20
I.3 Supraconductivité	21
I.3.1 Historique.....	21
I.3.2 Grandeurs critiques.....	22
I.3.2.1 Température critique.....	23
I.3.2.2 Densité de courant critique.....	24
I.3.2.3 Champ magnétique critique.....	24
I.3.2.4 Diagrammes des phases d'un supraconducteur.....	24
I.3.3 Théories sur les supraconducteurs.....	25
I.3.3.1 Théorie électromagnétique de London.....	25
I.3.3.2 Théorie BCS.....	26
I.3.4 Propriétés magnétiques et électriques des supraconducteurs.....	27
I.3.4.1 Lévitacion.....	27
I.3.4.2 Effet Meissner	28
I.3.5 Classification des supraconducteurs.....	29
I.3.5.1 Supraconducteurs de type I.....	29
I.3.5.2 Supraconducteurs de type II.....	30
I.3.6 Applications des matériaux supraconducteurs.....	32
I.4 Conclusion	32

Chapitre II

Généralités sur les réseaux de neurones artificiels

II.1 Introduction	41
II.2 Historique.....	41
II.3 Principe de fonctionnement.....	42
II.3.1 Neurone biologique	43
II.3.2 Neurone artificiel (formel).....	44
II.4 Structure d'un réseau neuronal artificiel	47
II.4.1 Réseau neuronal multicouche de type Feedforward	47
II.4.2 Réseau récurrent	48
II.4.3 Réseau cellulaire	49

II.5	Différents types de réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward.....	50
II.5.1	Perceptron multicouche MLP.....	50
II.5.2	Réseau RBF.....	52
II.5.3	Réseau d'ondelettes WNN	53
II.6	Apprentissage	53
II.6.1	Apprentissage supervisé	53
II.6.2	Apprentissage non supervisé	53
II.7	Apprentissage des réseaux MLP.....	54
II.7.1	Algorithme de rétropropagation.....	54
II.7.1.1	Différents modes d'apprentissage de la rétropropagation.....	56
	<i>a.</i> Gradient stochastique (Pattern Mode).....	56
	<i>b.</i> Gradient stochastique (Pattern Mode).....	56
II.8	Avantages et inconvénient.....	57

Chapitre III

Caractéristiques de résonance d'un résonateur à couche mince supraconducteur utilisant la méthode des deux fluides et les réseaux de neurones artificiels

III.1	Introduction.....	63
III.2	Méthode d'analyse.....	64
III.3	Réseaux neuronaux artificiels.....	68
III.3.1	Réseaux de Perceptron multicouche (MLP).....	68
III.3.2	Structure du réseau neuronal.....	70
III.4	Discussion et résultats numériques.....	71
III.4.1	Validation des résultats numériques.....	71
III.4.2	Effet de l'épaisseur du substrat sur les caractéristiques de l'antenne.....	72
III.4.3	Effet de la température sur les caractéristiques de l'antenne.....	73
III.5	Conclusion	76

Chapitre IV

Contribution à la création d'un outil de CAO des antennes microbandes de forme triangulaire

IV.1 Introduction.....	83
IV.2 Modèle de cavité de base.....	85
IV.2.1 Direction du champ magnétique.....	86
IV.2.2 Equation d'onde ou équation de Helmholtz.....	87
IV.2.3 Détermination de la composante longitudinale du champ électrique (E_z).....	88
IV.2.4 Détermination des composantes H_x et H_y du champ magnétique.....	89
IV.2.5 Conditions aux limites aux niveaux des parois latéraux.....	90
IV.2.6 Fréquence de résonance.....	91
IV.3 Modèle de cavité pour un substrat épais.....	92
IV.3.1 Modèle de cavité pour le cas d'une substance anisotrope.....	96
IV.3.2 Modèle de cavité pour le cas d'un patch supraconducteur.....	98
IV.4 Résultats numériques et discussion.....	98
IV.4.1 Validation du modèle proposé.....	98
IV.4.2 Effet de ϵ_x et ϵ_z sur la fréquence de résonance du patch triangulaire.....	100
IV.4.3 Effets de la supraconductivité sur les caractéristiques de résonance et de rayonnement.....	102
IV.5 Conclusion	107
Conclusion générale	113

Introduction générale

Introduction générale

Depuis peu, une nouvelle catégorie d'antennes apparaît de plus en plus comme éléments d'antennes-réseaux et ce, dans de nombreuses applications. Il s'agit des antennes microrubans, aussi connues sous l'appellation anglaise "patch-antenna". L'antenne est constituée d'une plaque conductrice profilée directement sur une surface diélectrique. L'idée de l'antenne microruban remonte aux années 1950. L'apparition des premières réalisations ne se fera qu'en 1970. Cependant, l'attention particulière qui leur est portée de nos jours, est liée directement à la popularité croissante des antennes-réseaux. Cette dernière découle du fait que les circuits numériques permettent une souplesse extraordinaire avec plusieurs degrés de liberté [1]. On peut synthétiser le diagramme de rayonnement, le rendre évolutif ou même adaptatif. L'antenne microruban agissant comme élément s'avère un choix intéressant pour diverses raisons [1] :

- On peut acheminer les signaux RF sur la même surface diélectrique qui agit alors comme substrat d'une ligne microruban, et les amener au point d'alimentation de l'antenne.
- On peut aussi en profiter pour y graver les lignes des circuits de commandes numériques et y insérer les composantes discrètes pour amplification ou adaptation.

L'un des défis du chercheur au cours de la dernière décennie, est de copier la nature et de reproduire des modes de raisonnement et de comportement qui lui sont propres. Les réseaux de neurones artificiels, sont nés de cette envie. Ils réalisent facilement un certain nombre d'applications telles que la reconnaissance des formes, le traitement du signal, l'apprentissage, la mémorisation et la généralisation [2]. Les réseaux de neurones artificiels sont des systèmes de traitement d'information dont la conception est inspirée par les études de la capacité du cerveau humain à apprendre à partir des observations et de généraliser par abstraction. Ils peuvent être entraînés pour apprendre des relations arbitraires d'entrée-sortie à partir de données correspondantes [2]-[6].

Durant ces dernières années un intérêt croissant a été observé dans l'application des réseaux de neurones artificiels dans l'analyse des circuits hyperfréquences en particulier les antennes microrubans. Etant hautement non linéaire et interconnecté, un modèle neuronal peut dépasser de loin les modèles conventionnels, puisque très simple, très précis, très rapide et très stable lorsqu'on lui présente de nouvelles données non vues durant l'apprentissage [3].

La supraconductivité est un phénomène survenant dans certains matériaux, de fait, supraconducteurs. Elle est caractérisée par l'absence de résistance électrique et l'annulation du champ magnétique à l'intérieur du matériau (phénomène connu sous le nom d'effet Meissner)

[7]. La supraconductivité découverte historiquement en premier, et que l'on nomme communément supraconductivité conventionnelle, se manifeste à des températures très basses, proches du zéro absolu ($-273.15\text{ }^{\circ}\text{C}$). Il existe également d'autres classes de matériaux, appelés supraconducteurs non conventionnels dont les propriétés ne sont pas expliquées par la théorie conventionnelle. En particulier, la classe des cuprates (ou supraconducteurs à haute température critique (T_c)), découverte en 1986, présente des propriétés supraconductrices à des températures plus élevées que les supraconducteurs conventionnels (la température critique des supraconducteurs à haute température critique peut être supérieure d'un facteur de 10 par rapport à celle des supraconducteurs conventionnels). Toutefois, ce que les physiciens nomment haute température reste extrêmement bas (le maximum est $153\text{ }^{\circ}\text{K}$, soit $-120\text{ }^{\circ}\text{C}$). Depuis près de deux décennies, ce sujet est considéré comme le sujet le plus important de la physique du solide, aucune approche théorique n'est actuellement satisfaisante pour décrire convenablement le phénomène de la supraconductivité à haute température critique. La température de l'azote liquide $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ soit $77\text{ }^{\circ}\text{K}$, qui peut être fabriqué industriellement, est généralement prise en référence comme température en dessous de laquelle on entre dans les très basses températures.

Les composants micro-ondes passifs supraconducteurs tels que antennes, filtres, lignes de transmission et déphaseurs ont montré une supériorité significative relativement aux composants correspondants fabriqués avec des conducteurs normaux tels que l'or, l'argent et le cuivre en raison des avantages des supraconducteurs [7]-[18]. Les avantages d'utiliser des matériaux supraconducteurs à haute température critique en hyperfréquences incluent : 1) très faible pertes ; ce qui veut dire réduction de l'atténuation et du niveau de bruit, 2) dispersion très petite jusqu'à des fréquences de quelques dizaines de GHz, 3) miniaturisation des dispositifs micro-ondes ; ce qui permet une large échelle d'intégration et 4) réduction dans le temps de propagation des signaux dans les circuits.

L'approche retenue dans le cadre de cette thèse est la suivante :

Après une introduction générale, nous allons commencer, dans le chapitre 1, par survoler quelques généralités sur les antennes microbandes. Nous présentons également quelques notions élémentaires sur les matériaux supraconducteurs.

Puisque nous allons développer dans cette thèse un modèle neurospectral pour l'analyse d'une antenne microbande rectangulaire, qui se base à la fois sur l'approche spectrale et les réseaux de neurones artificiels, nous avons donc jugé utile de présenter dans le chapitre 2, les notions élémentaires ainsi que les différents types des réseaux de neurones artificiels. Nous détaillons également la notion d'apprentissage.

Dans le troisième chapitre, nous énumérons les limitations de l'approche spectrale, cette dernière étant largement exploitée dans l'analyse des antennes microbandes. Afin de surmonter ces limitations, notamment la complexité de la formulation et le temps de calcul relativement important, nous associons avec l'approche spectrale la technique des réseaux de neurones artificiels. Ainsi, la technique développée dans le chapitre 3 est baptisée méthode neurospectrale. Puisque l'élément rayonnant (patch rectangulaire) est constitué par un matériau supraconducteur, il est indispensable de faire recours au théorème des deux fluides de Gorter et Casimir durant la formulation mathématique du problème.

Plusieurs méthodes, utilisant diverses techniques, ont été rapportées pour investiguer les propriétés de résonance et les diagrammes de rayonnement des antennes microbandes et généralement ces techniques sont classées comme méthodes approximatives ou à ondes pleines (Full-wave). Les techniques approximatives sont généralement développées pour des structures de géométrie simple, et de plus, parce qu'elles rendent le problème facile à comprendre en utilisant certaines hypothèses, elles peuvent être relativement fiables et précises sous certaines conditions pertinentes. L'approche du domaine spectral et le reste des méthodes d'analyse dites Full-wave ainsi que les logiciels de simulation disponibles dans le commerce peuvent être utilisés pour l'analyse des caractéristiques des antennes patches dans des substrats multicouches et pour diverses structures et géométries complexes. Toutes ces techniques fournissent des résultats raisonnablement précis. Néanmoins, ces techniques ne conviennent pas à la conception assistée par ordinateur (CAO) ou à la synthèse directe d'antennes microrubans en raison de leur complexité et de leur temps de calcul trop long.

Dans le dernier chapitre, une contribution aux méthodes de CAO est apportée en se basant sur le modèle de la cavité en conjonction avec des connaissances électromagnétiques. Le modèle développé permet d'analyser les caractéristiques de résonance et de rayonnement d'un patch triangulaire équilatéral supraconducteur imprimé sur un substrat isotrope ou anisotrope. Au meilleur de nos connaissances, le traitement numérique du problème de cavité avec des substrats anisotropes et des patches triangulaires équilatéraux supraconducteurs n'a pas retenu suffisamment d'attention. Tous les résultats issus du modèle proposé seront comparés aux résultats mesurés et calculés, pour prouver la validité et la robustesse du modèle proposé.

En conclusion générale, nous résumons les principaux résultats de ce travail, et nous donnons également un aperçu sur les travaux en perspectives.

Références

- [1] D. Grenier, *Antennes et Propagation Radio*. Québec: Université Laval, 2017.
- [2] A. Aouiche, “Contribution à l’étude des structures microrubans cylindriques par la méthode neuro-spectrale,” Thèse de Doctorat, Université de Batna 2, Juin 2016.
- [3] Y. Tighilt, F. Bouttout, and A. Khellaf, “Modeling and design of printed antennas using neural networks,” *Int JRF and Microwave CAE*, vol. 21, no. 2, pp. 228-233, Mar. 2011.
- [4] A. Mahamdi, S. Bedra, L. Barkat, and S. Benkouda, “Neurocomputational model of annular-ring microstrip antenna with air gap layer,” *2nd International Conference on Automatic Control, Telecommunication & Signals (ICATS’17)*, December 11-12, 2017, Annaba, Algeria.
- [5] A. Gadda, A. Mahamdi, S. Benkouda, and S. Bedra, “Resonant characteristics of a superconducting thin film resonator using the two-fluid method and artificial neural networks,” *2nd International Conference on Automatic Control, Telecommunication & Signals (ICATS’17)*, December 11-12, 2017, Annaba, Algeria.
- [6] A. Mahamdi, S. Benkouda, and S. Bedra, “Artificial neural network model analysis of tunable circular microstrip patch antenna,” *3rd International Conference on Advanced Systems and Emergent Technologies (IC_ASET’2019)*, March 19-22, 2019, Hammamet, Tunisia, pp. 229-233.
- [7] S. Benkouda, “Contribution à l’étude des problèmes de caractérisation des antennes microrubans à plaques rayonnantes parfaitement conductrices et supraconductrices,” Thèse de Doctorat, Université de Batna, Avril 2012.
- [8] S. Benkouda, “Caractérisation d’un patch microbande supraconducteur dans une configuration substrat-superstrat. Effets du gap d’air sur la résonance de l’antenne supraconductrice ajustable,” Mémoire de Magister, Université de Batna, Décembre 2008.
- [9] T. Fortaki, M. Amir, S. Benkouda, and A. Benghalia, “Study of high T_c superconducting microstrip antenna,” in *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pp. 1405-1408, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.
- [10] T. Fortaki, S. Benkouda, M. Amir, and A. Benghalia, “Air gap tuning effect on the resonant frequency and half-power bandwidth of superconducting microstrip patch,” in *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pp. 1566-1570, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.

- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] S. Benkouda, M. Amir, T. Fortaki and A. Benghalia, “Dual-frequency behaviour of stacked high T_c superconducting microstrip patches,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, pp. 1350-1366, 2011.
- [14] O. Barkat and A. Benghalia, “Synthesis of superconducting circular antennas placed on circular array using a particle swarm optimisation and the full-wave method,” *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 22, pp. 103-119, 2010.
- [15] F. Benmeddour, C. Dumond, F. Benabdelaziz and F. Bouttout, “Improving the performances of a high T_c superconducting circular microstrip antenna with mulailayered configuration and anisotropic dielectrics,” *Progress In Electromagnetics Research C*, vol. 18, pp. 169-183, 2011.
- [16] O. Barkat and A. Benghalia, “Radiation and resonant frequency of superconducting annular ring microstrip antenna on uniaxial anisotropic media,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 30, pp. 1053-1066, 2009.
- [17] S. Benkouda, T. Fortaki. and A. Benghalia, “Resonance of high T_c superconducting microstrip patch in a substrate-superstrate configuration,” *Fifth Saudi Science Conference*, Makkah, Saudi, Apr. 16-18, 2012.
- [18] A. Mahamdi, S. Benkouda, S. Aris, and T. A. Denidni, “Resonant frequency and bandwidth of superconducting microstrip antenna fed through a slot cut into the ground plane,” *Electronics*, vol. 10, pp. 1-8, 2021.

Chapitre I

Généralités sur les antennes
microrubans et la supraconductivité

I.1 Introduction

Ce chapitre résume des généralités sur les antennes microrubans et leur fonctionnement et les contraintes qui peuvent agir sur ces derniers. Nous avons mis le point sur les avantages, les inconvénients des antennes patchs, ainsi que les différents types d'alimentations. En effet, nous détaillons le principe des méthodes d'analyse les plus utilisées dans le domaine des antennes.

Et par la suite une présentation des matériaux supraconducteurs et de leurs applications. Après un rappel de l'histoire de la supraconductivité, nous citons les propriétés fondamentales des matériaux supraconducteurs. Nous présentons aussi la définition des supraconducteurs de type I et de type II. A la fin de ce chapitre, nous établissons un récapitulatif des principales applications des supraconducteurs à haute température critique.

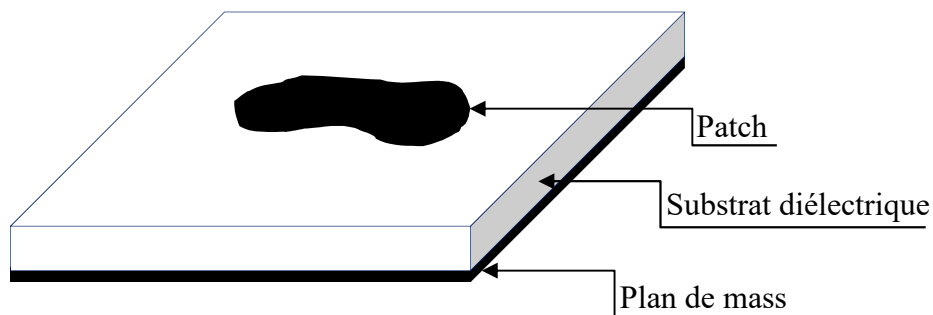
I.2 Les antennes microrubans

L'idée de l'antenne microruban remonte aux années 1950 [1]-[2]. L'apparition de premières réalisations ne se fera qu'en 1970 [3]. Le progrès considérable dans le domaine de miniaturisation, de l'intégration des circuits électroniques et surtout des substrats diélectriques à faibles pertes menées par les chercheurs dans les années quatre-vingt se traduit par un développement prodigieux dans le domaine de télécommunication et spécialement les antennes imprimées, ce n'est qu'à partir de cette date que l'on porte un grand intérêt pour ce concept. Grâce au développement de la technologie des circuits imprimés et la disponibilité de substrats de bonne qualité avec des pertes minimales et des propriétés mécaniques meilleures, plusieurs applications d'antennes microbandes ont été réalisées.

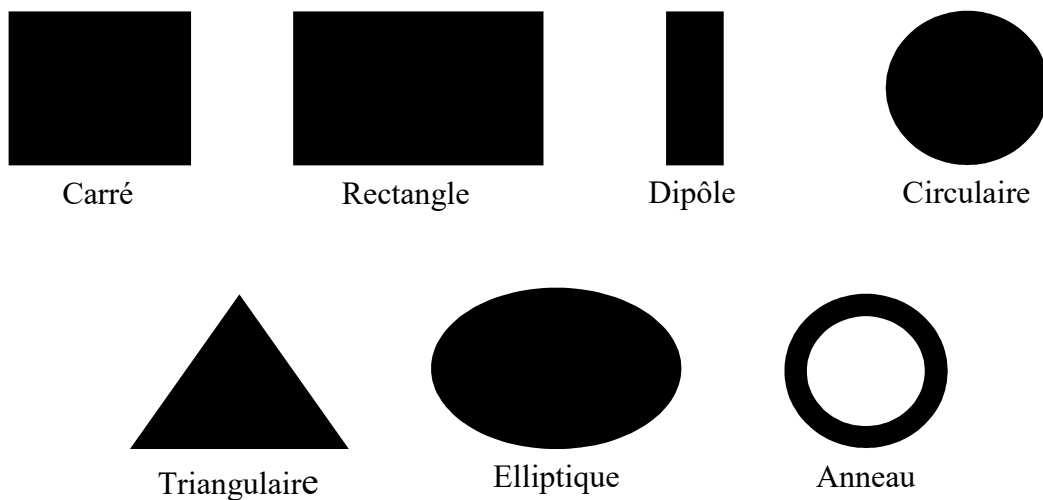
Les antennes microrubans sont de plus en plus populaires pour une utilisation dans l'industrie de développement des télécommunications pour des applications aérospatiales, militaires et aéronautiques. Ce type d'antenne s'adapte facilement aux surfaces planes et non planes et présente une grande robustesse et flexibilité lorsqu'il est monté sur des surfaces rigides. Les antennes imprimées sont également très performantes en matière de résonance, d'impédance d'entrée et de diagramme de rayonnement. Les inconvénients majeurs des antennes imprimées résident dans leurs faibles puretés de polarisation et une bande passante étroite [4]-[7]. Ainsi, les études et les réalisations s'intensifient et visent de nombreuses utilisations dans les domaines civile, militaire et médical.

I.2.1 Description de l'antenne microbande

Dans sa forme la plus simple, une antenne microruban est constituée d'un patch rayonnant gravé sur une face d'un substrat diélectrique qui a un plan de masse de l'autre côté. Figure I.1.a Le patch est généralement réalisé en matériau conducteur tel que le cuivre ou l'or et peut prendre toutes les formes possibles. Dans la plupart des applications pratiques, les patches rectangulaires et circulaires sont les plus répandus, et les patches triangulaires, annulaires sont aussi courants. Figure I.1.b.



(a)



(b)

Figure I.1. (a). Présentation d'une antenne imprimée. (b). Différentes formes du Patch.

L'épaisseur de l'élément rayonnant t très fine ($t \ll \lambda_0$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide) placée au-dessus d'un plan de masse à une hauteur h proportionnelle à la longueur d'onde et généralement comprise entre $0.003\lambda_0$ et $0.05\lambda_0$ [8].

I.2.2 Description simplifiée du fonctionnement

Pour comprendre comment fonctionne une antenne microruban, considérons la coupe donnée dans la figure I.2. Au point a du conducteur supérieur, on a déposé une source ponctuelle (densité de courant de surface), qui rayonne dans toutes les directions. Une partie du signal émis est réfléchi par le plan de masse, puis par le conducteur supérieur et ainsi de suite.

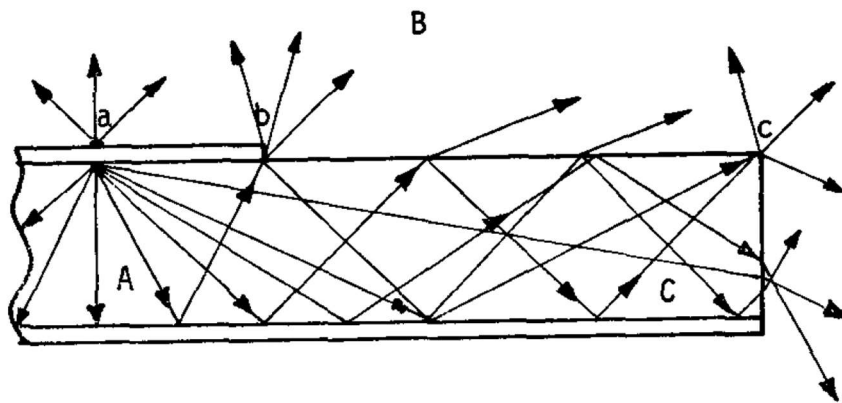


Figure I.2. Trajectoires des rayons dans une antenne microruban (coupe). La figure montre l'existence de trois régions distinctes.

Certains des rayons aboutissent sur l'arête du conducteur (point b), qui les diffracte. Cette figure peut être divisée en trois régions distinctes [9]-[10] :

Région A : Dans le substrat, entre les deux plans conducteurs, les rayons sont le plus concentrés. Le champ électromagnétique s'accumule dans cette région de l'espace. Cette propriété est très utile pour la propagation du signal le long d'une ligne microruban.

Région B : Dans l'air, au-dessus du substrat, le signal se disperse librement dans l'espace et contribue au rayonnement de l'antenne. Comme les courants de surface circulent surtout sur la face inférieure du conducteur supérieur (côté diélectrique), le rayonnement paraît surtout être émis par le voisinage immédiat des arêtes. Certains modèles simplifiés mettent à profit cette constatation : ils considèrent le rayonnement d'un ensemble de fentes fictives, situées sur le pourtour de l'antenne.

Région C : Certains rayons atteignent les surfaces de séparation avec une incidence rasante, et restent piégés à l'intérieur du diélectrique. Il s'agit du mécanisme de la réflexion totale, dont font usage les fibres optiques. Une onde de surface est alors guidée par le bord du diélectrique, ne contribuant pas directement au rayonnement de l'antenne. Toutefois, quand cette onde atteint le bord du substrat (point c), elle est diffractée et génère un rayonnement parasite. Dans le cas d'une antenne en réseau, l'onde de surface crée un couplage entre les éléments du réseau. Le diagramme de rayonnement de l'antenne peut être perturbé par la présence d'ondes de surface, notamment au niveau des lobes secondaires. On pourrait en principe faire usage des ondes de surface pour alimenter les éléments d'un réseau [9]. On peut associer des plages de fréquence aux trois régions précédentes :

Plage de fréquence A : En basse fréquence, les champs restent surtout concentrés dans la région A. Il y a alors propagation sans rayonnement. La structure qui en résulte est une ligne de transmission ou un des éléments dérivés.

Plage de fréquence B : A plus haute fréquence, le rayonnement dans l'air devient significatif et la structure se comporte comme une antenne. Il reste néanmoins une importante concentration des champs entre les deux conducteurs (énergie réactive emmagasinée dans la zone du champ proche). Comme les diélectriques présentent toujours certaines pertes, il en résulte une absorption du signal. Le rendement d'une antenne microruban reste de ce fait assez modeste.

Plage de fréquence C : Bien qu'une onde de surface puisse en principe se propager quelle que soit la fréquence du signal, c'est surtout au-dessus d'une certaine fréquence limite que ces ondes jouent un rôle significatif. La structure devient alors un lanceur d'ondes de surface. Elle ne peut plus guère être utilisée comme antenne, à moins que l'on ne dispose d'une transition adéquate, qui effectue le passage d'une onde de surface à une onde rayonnée.

I.2.3 Avantages et inconvénients

Les antennes microbandes ont de nombreux avantages comparés aux antennes microondes classiques et par conséquent plusieurs applications dans la large gamme de fréquences allant de 100MHz à 50GHz sont réalisables. Parmi ces avantages, on peut citer [7], [10] :

- Poids léger et à faible volume.
- Configuration plane et un profil faible.
- Faible coût de fabrication, d'où peut être fabriqué en grandes quantités.

- Supporte à la fois, la polarisation linéaire et circulaire.
- Compatible avec les conceptions MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuit).
- Capable d'opérer avec des fréquences double et triple.
- Mécaniquement robuste lorsqu'elle est montée sur des surfaces rigides.

Les antennes patches souffrent d'un certain nombre d'inconvénients par rapport aux antennes classiques. Certains de leurs inconvénients majeurs sont donnés ci-dessous [10]-[11] :

- Bande passante étroite.
- Faible efficacité.
- Faible gain.
- Rayonnement parasite à partir des alimentations et des jonctions.
- Faible puissance.
- Problème des ondes de surface.

Les problèmes de la diminution du gain et la faible puissance peuvent être surmonté en utilisant une configuration de réseau pour les éléments rayonnants. Dans certaines applications, comme les systèmes de sécurité, les bandes passantes étroites sont désirables. Mais, il existe des méthodes, telles que l'augmentation de la hauteur du substrat, la diminution de la permittivité relative, qui peuvent être utilisés pour élargir la bande passante et l'efficacité [12].

Tableau I.1. Comparaison entre les caractéristiques des antennes microbandes et d'autres antennes planaires [4].

Caractéristiques	Antenne microbande	Antenne strip-line à fente	Antenne à cavité sur plan de masse	Antenne dipolaire
Profil	Mince	N'est pas très mince	Epaisse	Mince
Fabrication	Très facile	Facile	Difficile	Facile
Polarisation	Linéaire et circulaire	Linéaire	Linéaire et circulaire	Linéaire
Opération à double fréquence	Possible	N'est pas possible	N'est pas possible	N'est pas possible
Forme	Aucune forme	Rectangulaire uniquement	Autres formes sont possibles	Rectangulaire et triangulaire
Rayonnement parasite	Existant	Existant	N'existent pas	Existant
Largeur de bande	1-5%	1-2%	10%	10%

I.2.4 Techniques d'alimentation

L'alimentation des antennes microbandes, repose essentiellement sur deux classes d'excitation ; excitation avec contact et excitation sans contact. Dans les méthodes d'excitation avec contact, la puissance est acheminée aux patchs rayonnants en utilisant un élément de contact tel le câble coaxial et la ligne microbande. Dans la deuxième classe d'excitation, le couplage électromagnétique est utilisé pour transmettre la puissance de la ligne microbande au patch rayonnant. Les quatre techniques d'alimentation les plus utilisées sont la ligne microbande, sonde coaxiale, couplage par fente et couplage de proximité [4], [7], [13]-[17].

I.2.4.1 Alimentation par ligne microruban

Cette technique est constituée d'une bande conductrice reliée directement au bord du patch microruban (figure I.3). La largeur de la bande conductrice est plus petite par rapport au Patch [18]-[19]. L'avantage de ce type d'alimentation est simple à adapter à la fréquence de résonance, et facile à fabriquer. Cette technique est caractérisée par sa simplicité de contrôle de la position et de la modélisation. L'augmentation de l'épaisseur du substrat se traduit par une augmentation des ondes de surface et les rayonnements parasites, ce qui limite en pratique la bande passante de 2 à 5 % [7].

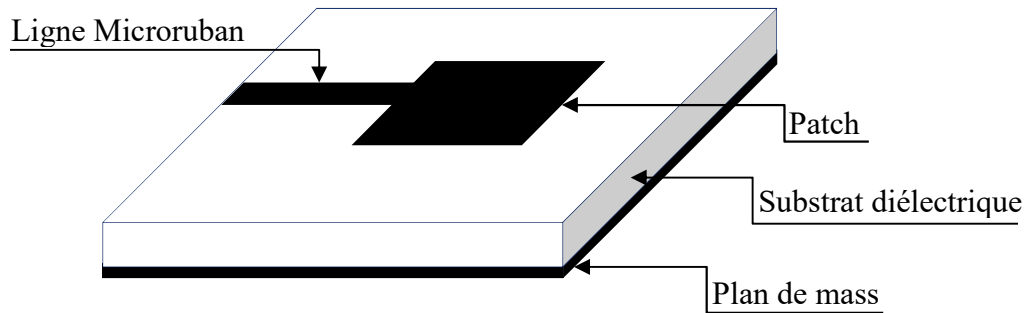


Figure I.3. Alimentation par ligne microband

I.2.4.2 Alimentation par câble coaxiale

Dans laquelle le conducteur intérieur du câble coaxial est attaché à l'élément rayonnant tandis que le conducteur externe est connecté au plan de masse figure I.4. Parmi les avantages de cette technique, on a :

- Largement utilisés dans plusieurs applications.
- Facile à fabriquer.
- Le point d'alimentation peut être placé à n'importe quel point dans la plaque pour obtenir l'adaptation.
- Faible rayonnement parasite.

Ses inconvénients majeurs sont :

- Une bande passante étroite.
- Le perçage de l'antenne introduit l'apparition des pertes [20] et des difficultés en matière de modélisation, particulièrement pour des substrats épais ($h > 0.002\lambda_0$) [8].
- La connexion génère un pic de courant localisé au niveau de l'élément rayonnant qui peut induire une dissymétrie dans le diagramme de rayonnement [21].
- La longueur de la sonde rend l'impédance plus inductive ce qui crée des problèmes d'adaptation [10], [20]-[22].

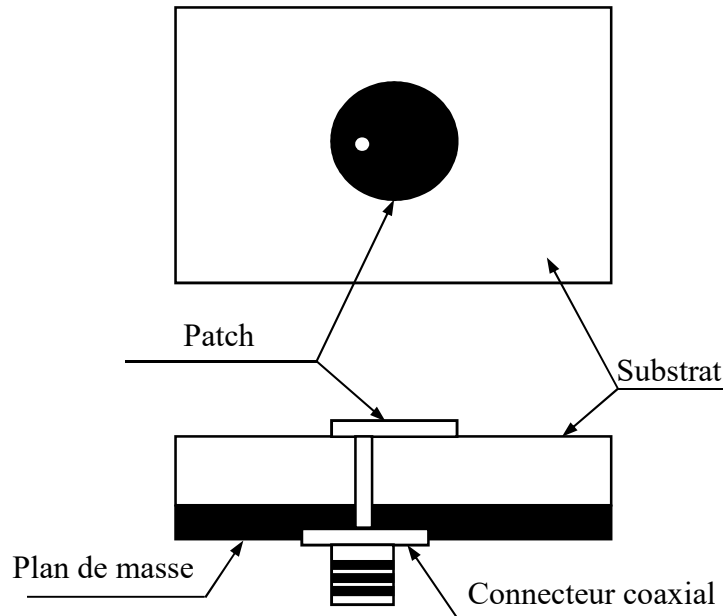


Figure I.4. Alimentation par un câble

I.2.4.3 Alimentation par une ouverture couplée

Cette alimentation est la plus difficile pour la réalisation par rapport aux autres techniques d'alimentation, elle offre une bande passante étroite. Cependant, la modélisation des rayonnements parasites est un peu plus facile. La technique d'alimentation couplée par ouverture se compose de deux substrats diélectriques séparés par un plan de masse. La ligne d'alimentation se trouve sur la face du substrat inférieur, l'énergie est couplée à travers une fente sur le plan de la masse séparant les deux substrats (figure I.5). Cette disposition permet l'optimisation du mécanisme d'alimentation et l'élément rayonnant. Typiquement, le matériau diélectrique de la permittivité élevée est utilisé pour le substrat inférieur, tandis que le matériau à faible permittivité est utilisé pour la partie supérieure [7]. Le plan de masse entre les substrats isole également l'alimentation de l'élément rayonnant et minimise les rayonnements parasites (pureté de polarisation).

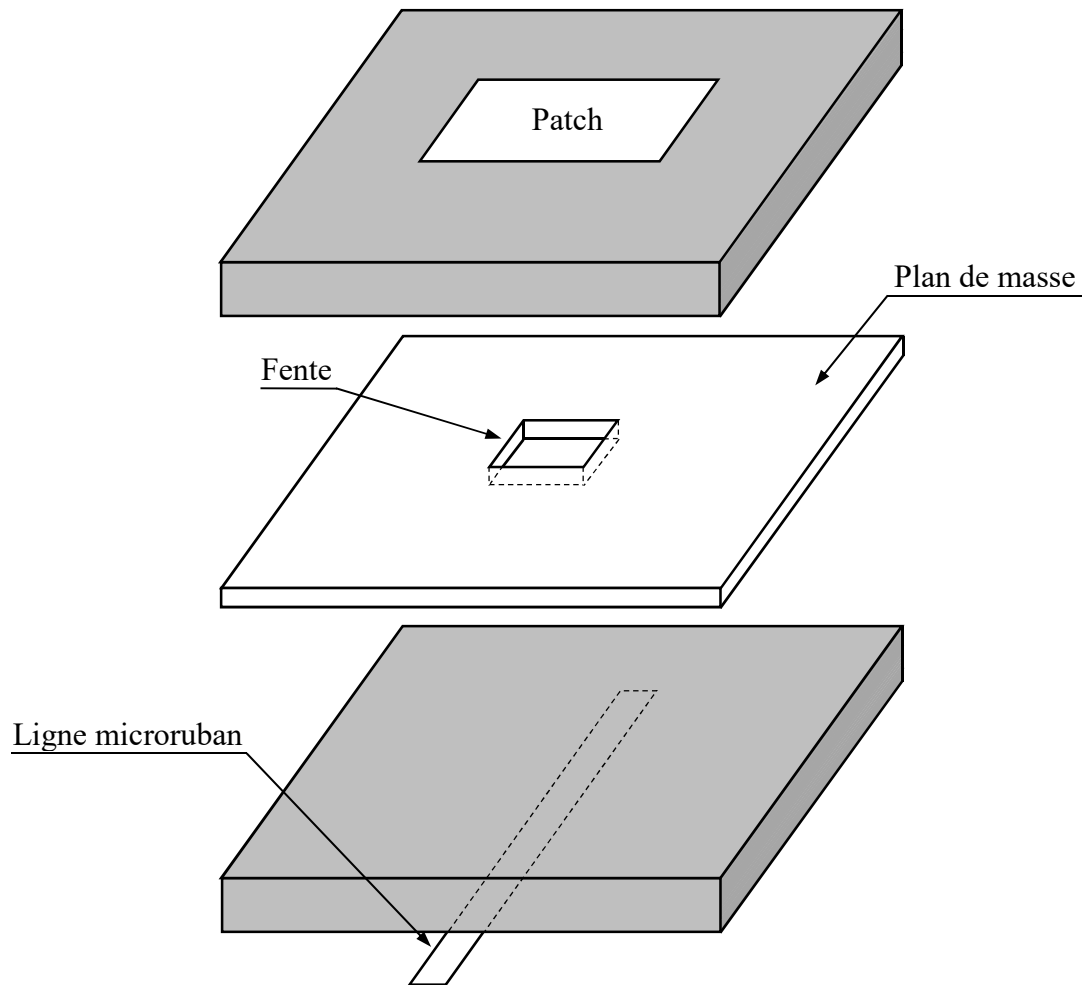


Figure I.5. Alimentation par une ouverture couplée

I.2.4.4 Alimentation par le couplage de proximité

Cette technique d'alimentation est connue également sous le nom de couplage électromagnétique. Deux substrats diélectriques sont employés de sorte que la ligne d'alimentation soit située entre les deux substrats et le patch soit imprimé sur le substrat supérieur comme il est montré dans la figure I.5. L'avantage principal de cette technique d'alimentation est qu'elle élimine le rayonnement parasite dû à l'alimentation et fournit une largeur de bande très élevée (plus que 13%) [6], en raison de l'augmentation globale de l'épaisseur de l'antenne microbande. Cette technique fournit également des choix entre deux milieux diélectriques différents, un pour le patch et un pour la ligne d'alimentation pour optimiser les performances de l'antenne.

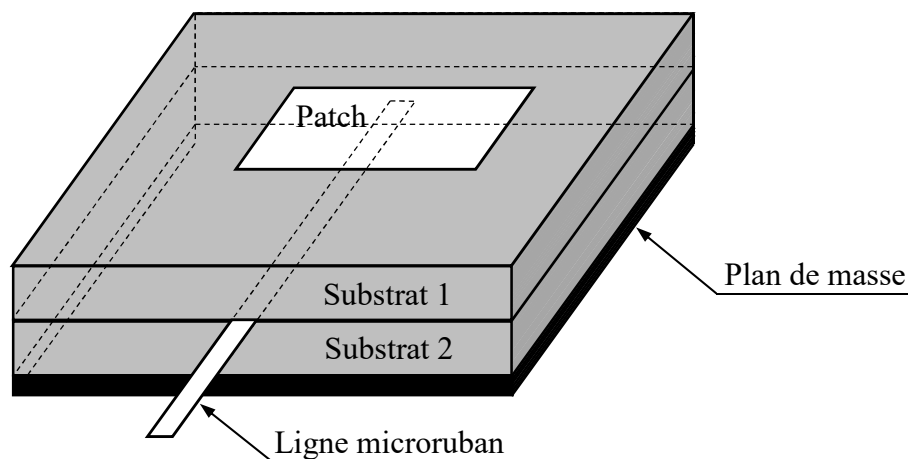


Figure I.6. Excitation par couplage de proximité

L'adaptation peut être réalisée en contrôlant la longueur de la ligne d'alimentation. L'inconvénient principal de cette technique d'alimentation est qu'elle est difficile à fabriquer en raison des deux couches diélectriques qui nécessitent un alignement approprié [23]-[26].

Tableau I.2. Comparaison entre les différentes techniques d'alimentation différentes [7].

Caractéristiques	Alimentation par une ligne microruban	Alimentation par un câble coaxial	Alimentation par une ouverture couplée	Alimentation par une proximité couplée
Rayonnement parasite	Plus	Plus	Moins	Minimum
Fiabilité	Meilleure	Faible en raison de la soudure	Bonne	Bonne
Facilité de fabrication	Facile	La soudure et le perçage sont nécessaires	L'alignement est requis	L'alignement est requis
Adaptation d'impédance	Facile	Facile	Facile	Facile
Bande passante	2-5%	2-5%	2-5%	13%

I.2.5 Méthodes d'analyse des antennes imprimées

Les méthodes analytiques sont basées sur des suppositions physiques posées au préalable, qui aboutissent généralement à des formules analytiques simples, menant à une meilleure

compréhension physique du phénomène, et bien compatible avec la C.A.O. Le modèle de la ligne de transmission est le plus simple, il donne de bonnes interprétations physiques mais modélise difficilement le couplage. Le modèle de la cavité rayonnante est quant à lui plus précis que le modèle de la ligne de transmission mais en même temps plus complexe. Cependant, il donne une bonne interprétation physique, mais modélise difficilement le couplage, bien qu'il donne de bons résultats pour des épaisseurs faibles [27]. Cependant, ces modèles sont fondés sur des approximations qui peuvent donner lieu à des résultats inexacts, notamment pour des applications qui requièrent un substrat épais ou une constante diélectrique élevée. Les méthodes numériques tiennent compte de tous les mécanismes importants de l'onde et s'appuient énormément sur l'utilisation d'algorithmes numériques efficaces. Lorsqu'elles sont appliquées convenablement, les méthodes numériques sont très précises et peuvent être employées pour la modélisation d'une variété d'antennes. 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 [28]. Au cours des deux dernières décennies, de nouvelles méthodes d'optimisation utilisant des réseaux de neurones artificiels et des algorithmes génétiques ont été introduites avec succès.

I.2.5.1 Méthodes analytiques

Ces méthodes sont basées sur la distribution du courant magnétique autour du patch, les principales méthodes de cette catégorie sont le modèle de la ligne de transmission et le modèle de la cavité.

a. Modèle de la ligne de transmission

Le traitement théorique basé sur le modèle de la ligne de transmission était le premier et le plus simple modèle utilisé pour l'analyse et la synthèse des antennes microrubans [3]. Dans ce modèle l'élément rayonnant est vu comme un prolongement d'une ligne de transmission. Malgré son caractère empirique, le modèle de la ligne de transmission peut être comparable en précision aux modèles les plus complexes surtout pour des substrats électriquement minces, il permet une bonne interprétation physique mais modélise difficilement le couplage.

Développé en premier lieu pour les patches rectangulaires, ce modèle a été amélioré pour permettre la modélisation d'autres formes de patch, le couplage, les substrats multicouches et les surfaces non planaires telle que la surface cylindrique [29]-[33].

b. Modèle de la cavité

Le modèle de la cavité offre la simplicité et la visibilité physique dans l'analyse des antennes microrubans. Une antenne imprimée peut être assimilée à une cavité fermée par deux murs électriques (le plan de masse et l'élément rayonnant) et quatre murs magnétiques verticaux. Une longueur et une largeur effective sont introduites pour prendre en compte les débordements des lignes des champs sur les bords de l'élément rayonnant [13], [34]-[37].

Les champs à l'intérieur de la cavité peuvent être exprimés en fonction de modes discrets satisfaisant individuellement des conditions aux limites appropriées. Une fois ces champs connus, le champ rayonné, la puissance totale et l'impédance d'entrée seront alors déduits. Ce modèle n'est valide que pour des substrats électriquement minces et modélise difficilement le couplage [38].

I.2.5.2 Méthodes numériques

Les techniques numériques, basées sur la détermination de la distribution du courant sur la surface de l'élément conducteur et le plan de masse dans le domaine fréquentiel pour certaines et temporel pour d'autres, peuvent analyser les formes les plus arbitraires et les multicouches. Toutefois, elles nécessitent toutes un temps de calculs, un espace mémoire et un effort très considérable et ne permettent que très peu d'interprétations physiques [39]-[42].

a. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies s'appuie sur la résolution des équations de champs en des points discrets, définis d'une manière ordonnée dans le domaine complet de la structure. Elle cherche à résoudre directement les équations de Maxwell sous leur forme différentielle en remplaçant les opérateurs différentiels par des opérateurs de différence, réalisant ainsi une approximation par discrétisation [43].

Dans la famille des méthodes de différences finies, on trouve la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) qui a pour point de départ, la discrétisation directe des équations de Maxwell. Cette méthode est applicable à des structures quelconques sans modification de l'algorithme de base. Sa théorie de base consiste à résoudre les problèmes électromagnétiques et approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies [44].

b. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM) est basée sur une formulation intégrale des équations de Maxwell. Cette méthode consiste en un découpage du patch étudié en sous domaines appelés éléments finis, sur lesquels on réalise localement une interpolation pour approximer la fonction inconnue recherchée. La méthode FEM est l'une des méthodes les plus adaptées à la résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Elle permet d'assigner à chaque élément maillé des propriétés complètement différentes des éléments voisins. De plus, la zone d'intérêt majeur peut être traitée avec une résolution plus finie que le reste du patch [45]. Comme la majorité des méthodes Full-wave, la méthode des éléments finis est implémentée dans quelques codes commerciaux tels que le fameux logiciel HFSS d'Ansoft [46].

c. Méthode des moments

La méthode des moments est une technique numérique permettant de résoudre efficacement un système d'équations intégrales en le transformant en un système matriciel résolu par ordinateur [47]. Elle est basée sur le critère de nullité d'une fonctionnelle constituée à partir d'une intégrale des résidus, générée par la différence entre la solution approximative (fonction d'essai) et la solution exacte, pondérée par des fonctions de poids (fonctions de test). La fonction d'essai est exprimée sous forme de série de fonctions de base connue dont les coefficients de pondération sont déterminés en résolvant le système linéaire [47]-[49]. L'application de la méthode des moments pour la caractérisation des structures planaires microbande est efficace [50].

d. Méthode d'analyse spectrale

Ce modèle prend en considération l'équation intégrale du champ électrique [51], dans le domaine spectral. Cette méthode permet de résoudre efficacement le système d'équations intégrales dans le domaine spectral. Elle est basée sur la connaissance des champs électromagnétiques dans chaque région. Le système d'équations intégrales à résoudre peut s'écrire sous la forme matricielle, le choix de la condition de continuité surfacique et le vecteur de courant sur le patch permet de réduire une relation entre les composantes tangentielles des champs électromagnétiques et les courants surfaciques. L'approche de l'équation intégrale dans le domaine spectral est largement utilisée dans l'analyse et la conception de structures imprimées [49].

I.2.5.3 Méthodes d'optimisation et d'approximation

L'optimisation est le processus qui consiste à minimiser ou à maximiser une fonction objective ou de coût. Dans le cas d'une antenne microruban, l'optimisation consiste à approximer d'une manière précise un de ces paramètres tels que la fréquence de résonance, l'impédance d'entrée ou le paramètre S11. Les principales méthodes de cette catégorie sont les algorithmes génétiques pour l'optimisation globale et les réseaux de neurones pour l'optimisation locale [52].

a. Algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques sont inspirés du concept de sélection naturelle élaboré par Charles Darwin. Le principe est de simuler l'évolution d'une population d'individus divers, à laquelle on applique différents opérateurs génétiques (croisement, mutation, ...etc.) et que l'on soumet chaque génération à une sélection. Si la sélection s'opère à partir d'une fonction d'adaptation alors la population tend à s'améliorer. L'évaluation de chaque individu est réalisée par une fonction de fitness qui représente le seul lien entre les algorithmes génétiques et le problème physique à optimiser. Toutefois elle nécessite un temps de calcul considérable. L'optimisation par les algorithmes génétiques a été largement utilisée dans la modélisation des antennes [53]-[56]. Elle a été aussi utilisée pour l'initiation des poids d'un réseau de neurones [57]-[58], cette conjugaison entre les deux méthodes d'optimisation permet de résoudre le problème des minima locaux dont souffrent les ANNs.

b. Réseaux de neurones artificiels

L'application des réseaux de neurones artificiels dans la modélisation des circuits microondes a été introduite aux années 1990. Plusieurs ouvrages et publications ont alors été publiés dans le domaine des microondes [59]-[66], décrivant les réseaux de neurones jusqu'ici inconnus dans ce domaine, les structures neuronales, les algorithmes d'apprentissages, les algorithmes d'accélération de l'apprentissage, ...etc. Concernant les antennes, les réseaux de neurones ont été utilisés comme contrôleur adaptative pour les réseaux d'antennes adaptatifs [67] et ont été également utilisés pour la détermination de la longueur d'un patch carré [68] et le calcul de la fréquence de résonance des antennes microrubans [69]-[70]. Les ANNs ont été également utilisés en conjonction avec la méthode spectrale pour réduire le temps de calcul des éléments du tenseur de Green et éviter les pôles annulant les déterminants de ces derniers. Cette technique, appelée l'approche neurospectrale, a été utilisée pour la modélisation de l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance d'un patch rectangulaire [71]-[73]. La

principale limitation de cette méthode d'optimisation locale est l'existence de minimums locaux. Deux techniques en été proposées pour éviter ce problème, l'utilisation d'algorithmes génétiques pour l'initiation des poids et seuils du modèle neuronal [57]-[58] ou la permutation de l'ordre de présentation des exemples à chaque itération lors de l'apprentissage [57], [74].

I.3 Supraconductivité

Les matériaux supraconducteurs de taille macroscopique ont les propriétés, en dessous d'une certaine température, d'une part de s'opposer à la pénétration d'une induction magnétique extérieure, d'autre part de pouvoir être le siège de courants électriques, sans pour autant que cette circulation s'accompagne de dissipation d'énergie. On distingue notamment deux types de supraconducteurs : les supraconducteurs de première espèce se caractérisent par le fait que, tant que l'induction magnétique extérieure est inférieure à une certaine valeur critique, le champ intérieur est nul à l'intérieur du matériau ; les supraconducteurs de deuxième espèce se caractérisent par l'existence de deux champs critiques où le matériau se comporte soit comme un conducteur normal, soit le champ pénètre partiellement dans le volume du matériau soit le champ interne est nul ; il existe ainsi un domaine de champs extérieurs autorisant la présence d'effets dissipatifs associés au courant électrique. On appelle transition le passage du conducteur de l'état supraconducteur à l'état normal, ou résistif. La transition peut être obtenue par dépassement de la température critique du conducteur, ou de l'induction magnétique critique du conducteur ou enfin par dépassement de la densité de courant critique dans le conducteur.

I.3.1 Historique

Le phénomène de la supraconductivité a été découvert en 1911 par le physicien hollandais Heike Kamerlingh Onnes [75], lors de la liquéfaction de l'hélium, il constate que la résistivité chute brutalement à zéro. Ainsi un courant électrique continu peut circuler quasi indéfiniment sans dissipation d'énergie. On dit qu'il y a transition de l'état normal de conducteur vers l'état supraconducteur. Cette transition intervient à la température critique. En 1933, Meissner et Ochsenfeld [76], observent qu'hormis les qualités exceptionnelles de conduction de ces métaux, ils possèdent la propriété d'exclure toute pénétration d'un champ magnétique extérieur grâce à la circulation de super-courants dans le supraconducteur. Cet effet de non-pénétration du champ magnétique est nommé effet Meissner. Une théorie microscopique (BCS) portant les noms de ses auteurs [77], a été émise en 1957 par John Bardeen, Leon N. Cooper et John Schrieffer (tous trois prix Nobel de physique en 1972) pour expliquer la

supraconductivité. Cette théorie explique qu'à très basse température, les électrons s'apparient, c'est-à-dire se mettent en couple. On dit qu'ils forment des paires de Cooper. Cet état ordonné résulte de l'existence d'une attraction entre électrons par l'intermédiaire des vibrations du réseau atomique qu'on peut schématiser ainsi : un électron de conduction se déplaçant dans le métal provoque sur son passage une déformation locale et momentanée du réseau par l'attraction qu'il exerce sur les ions positifs. Ces ions se déplaçant créent un excès de charge positive. Un deuxième électron sera soumis à cet excédent de charge positive qui a fait écran à la charge négative du premier électron. Comme les électrons circulent beaucoup plus vite que les ions (qui sont nettement plus lourds), le deuxième électron subit l'effet prolongé de la charge positive quand le premier électron est loin de lui. L'interaction entre les deux électrons a donc une grande portée. Les paires d'électrons ainsi formées se déplacent sans dissipation d'énergie dans le réseau cristallin. Les électrons sont des fermions, c'est-à-dire des particules qui ne peuvent se trouver au même endroit dans le même état physique. Mais la véritable explication théorique de la supraconductivité à très basse température repose sur le fait que les paires de Cooper, constituées de deux électrons, forment en définitive des bosons qui, eux, peuvent se trouver en grand nombre dans le même état physique, en l'occurrence dans un état de plus basse énergie. Elles ne peuvent alors pas perdre d'énergie par dissipation, et se propagent donc sans résistance. Tout se passe comme si, pour elles, tous les mécanismes de perte avaient disparu. Cette agglomération d'un grand nombre d'électrons appariés dans un seul et même état physique est ce que les physiciens appellent une condensation de Bose-Einstein. Avec cette théorie, le mécanisme de la supraconductivité ne permettait pas d'obtenir des températures critiques supérieures à une trentaine de Kelvins (au-delà, l'agitation thermique casse les paires). Pour cette raison la découverte en 1986 par Johannes Georg Bednorz et Karl Alexander Müller [78] de la supraconductivité dans un oxyde synthétique de cuivre, lanthane et baryum à une température critique de 35 K, plus élevée que toutes celles connues jusqu'alors, a eu un retentissement considérable. Cette découverte relance alors la recherche dans ce domaine, et permet la mise en évidence de ce phénomène jusqu'à 164 K, en 1998.

I.3.2 Grandeurs critiques

L'état supraconducteur non dissipatif est limité par trois grandeurs, appelées grandeurs critiques, au-delà desquelles le matériau passe dans un état fortement dissipatif. Il s'agit de la densité de courant critique J_c , de la température critique T_c , et du champ magnétique H_c .

I.3.2.1 Température critique

L'état de supraconductivité caractérise la plupart des métaux à condition que la température soit très proche de 0 K. La température en dessous de laquelle un matériau devient supraconducteur est nommée température critique. T_c est également la température de transition qui délimite l'état supraconducteur de l'état normal. A noter que la supraconductivité est obtenue aux températures T_c plus élevées pour les métaux mauvais conducteurs dans l'état normal, comme par exemple le mercure et le plomb. Proche de T_c la variation de la résistivité en fonction de la température est très brutale figure I.5. La partie I représente la variation de la résistivité, $\rho(T)$ à l'état normal, correspondante à la relation suivante :

$$\rho(T) = CT^5 + \rho_r \quad (\text{I.1})$$

Où ρ_r est dépendante des impuretés et des défauts du réseau cristallin. La partie II de la courbe figure I.5 représente une décroissance spontanée sur la température critique est caractérise l'état supraconducteur.

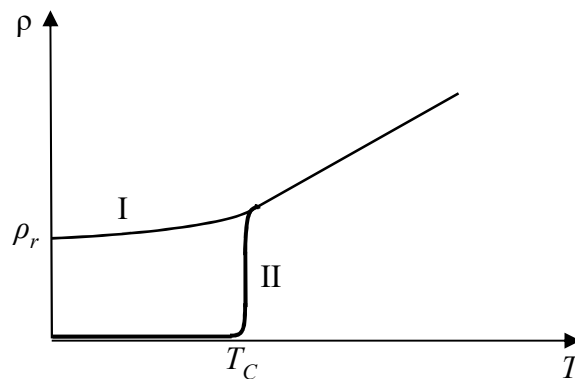


Figure I.5. Dépendance de la résistivité en fonction de la température pour l'état normal (I) et l'état supraconducteur (II)

I.3.2.2 Densité de courant critique

C'est la deuxième grandeur qui limite l'état supraconducteur. La densité de courant critique est la valeur maximale correspondante au-delà de laquelle une résistivité apparaît. Des fils relativement fins réalisés de matériaux supraconducteurs peuvent être employés pour

transporter de forts courants puisqu'il n'y a aucune perte d'énergie thermique. Cependant, ces matériaux sont conçus pour transporter un certain courant maximum limite. Au-dessus de ce courant critique ils cessent d'être supraconducteurs et passent à l'état normal même s'ils sont au-dessous de la température critique. Ce courant critique représenté par sa densité J est utilisé dans les limiteurs de courant supraconducteurs. La densité de courant critique J_c est une fonction non linéaire de la température et du champ magnétique.

I.3.2.3 Champ magnétique critique

L'état supraconducteur peut disparaître pour un champ magnétique extérieur d'une certaine intensité H_c dépendant de la température. Dans la Figure III.3, la courbe $H_c(T)$ divise le quadrant $H(T)$, ($H > 0$, $T > 0$), en deux régions ; état supraconducteur et état normale. La température maximale à laquelle un matériau est supraconducteur est obtenue pour un champ extérieur nul. Le supraconducteur présente la propriété nommée effet Meissner Ochsenfeld, qui consiste à ce que les lignes de champ magnétique sont expulsées du matériau. Ainsi pour T supérieurs à T_c le matériau est non magnétique (aimantation nulle), par contre pour T inférieur à T_c il est parfaitement diamagnétique (aimantation négative) si le champ magnétique extérieur n'est pas très élevé ($H < H_c$). Le champ critique varie avec la température suivant la loi approximative :

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (\text{I.2})$$

I.3.2.4 Diagrammes des phases d'un supraconducteur

Les trois paramètres limiteurs des supraconducteurs (T_c , H_c , et J_c) sont liées entre eux. Les lois qui le relient peuvent être représentées, dans un repère 3-D, sous la forme d'une surface critique (diagramme de phase d'un supraconducteur) figure I.6. A l'intérieur de la surface critique le matériau est "supraconducteur", et tout point situé dans ce volume, défini par ses coordonnées 3-D, est un point de fonctionnement possible. Tout point situé à l'extérieur de cette surface représente un comportement "normal".

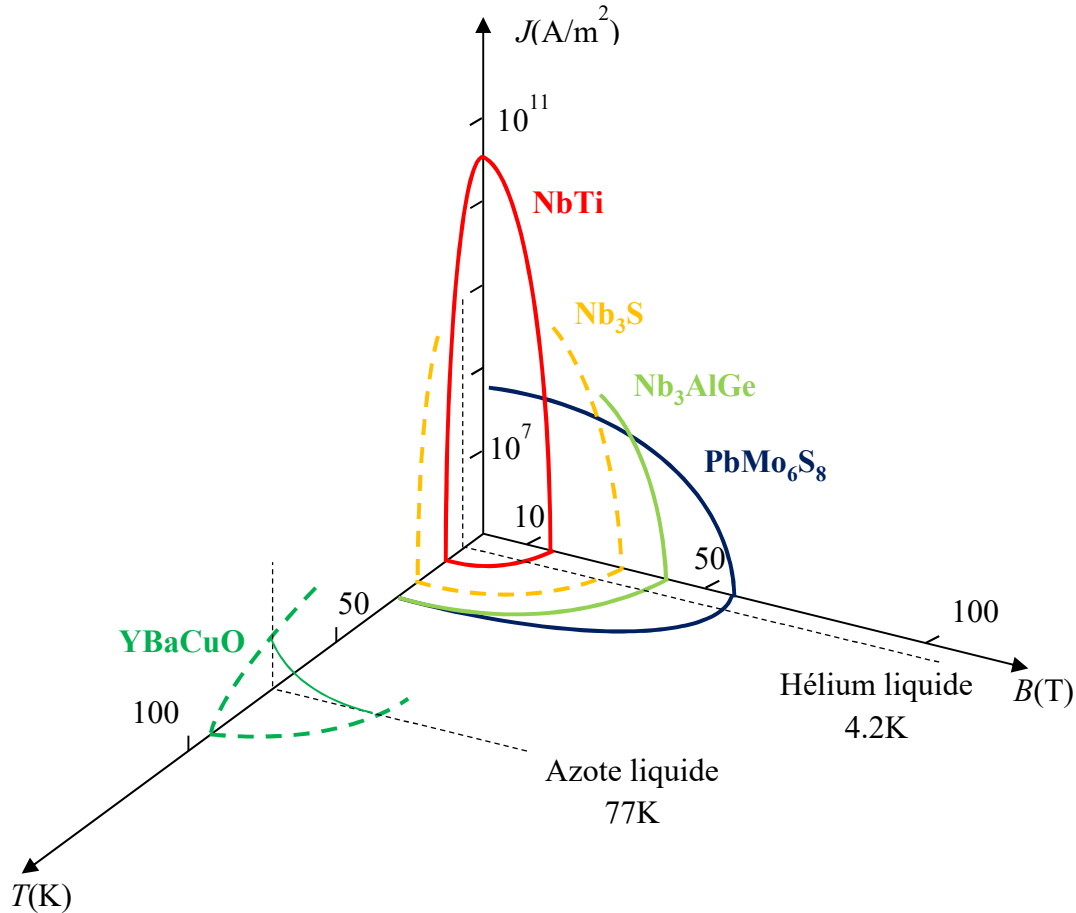


Figure I.6. Diagramme des Phases des matériaux supraconducteurs [79]

I.3.3 Théories sur les supraconducteurs

De même que dans l'histoire des supraconducteurs, 1986 est une année charnière entre deux périodes, deux phases se retrouvent au niveau des théories. En effet, la découverte des supraconducteurs [80] à haute température critique de 1986 remet vraisemblablement en question les théories jusqu'alors confirmées. Dans ce chapitre nous allons présenter deux principales théories qui définissent bien le phénomène de supraconductivité. La théorie de LONDON et la théorie de BCS.

I.3.3.1 Théorie électromagnétique de London

Si un champ magnétique $H_a = H_c$ est appliqué à un matériau supraconducteur préalablement refroidi à une température $T < T_c$ (ZFC=Zero Field Cooled : refroidissement sans champ magnétique), le champ magnétique H_a est resté à l'extérieur du matériau grâce aux courants

d'écrantages qui génèrent une aimantation opposée à cette excitation H_a . Ce comportement diamagnétique parfait ($\chi = -1$ et $B = 0$ à l'intérieur) est appelé effet Meissner et peut être décrit par la théorie des frères London, basée sur le modèle bi-fluide et utilisant les équations de Maxwell-Ampère. Les deux équations de London reliant les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} à la densité de courant des électrons supraconducteurs J_s s'écrivent :

$$\vec{E} = \mu_0 \lambda_L^2 \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} \text{ et } \vec{B} = \mu_0 \lambda_L^2 \sum \overline{\text{rot} J_s} \quad (\text{I.3})$$

Les courants d'écrantages supraconducteurs et le champ magnétique sont confinés à proximité de la surface à partir de laquelle ils décroissent de façon exponentielle (B et $J \propto \exp(-r/\lambda_L)$) sur une fine épaisseur λ_L , appelée longueur de pénétration de London équation (I.4).

$$\lambda_L(T) = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_s n_s(T) q_s^2}} = \lambda_L(0) \sqrt{\frac{m_s}{1-t^2}} \quad (\text{I.4})$$

$n_s(T)$ correspond à la densité volumique d'électrons supraconducteurs, elle devient nulle à $T = T_c$ et maximale à $T = 0$ ($n_s = n$, n étant la somme des densités volumiques des électrons normaux et supraconducteurs). La longueur de pénétration de London $\lambda_L(0)$ à $T = 0$ peut être évaluée par différentes techniques l'épaisseur du film analysé, en transmission et de l'impédance de surface. q_s et m_s sont respectivement la masse et la charge des électrons supraconducteurs et le rapport $t = T/T_c$ correspond à la température réduite. Cette longueur λ_L augmente lorsque la température s'élève et tend vers l'infini à $T = T_c$, ce qui conduit naturellement à la pénétration du champ magnétique au-delà de la température critique. L'expulsion totale du champ magnétique dépend également de la géométrie des échantillons qui influencent la répartition des courants supraconducteurs (Figure I.6) [81]-[82].

I.3.3.2 Théorie BCS

Cette théorie est basée sur le couplage des électrons d'un métal en paire : les paires de Cooper. Elles forment un état unique, cohérent d'énergie plus basse que celle du métal normal, avec des électrons non appariés. Le problème est d'expliquer cet appariement compte tenu de la répulsion coulombienne. Dans un métal, les électrons interagissent avec le réseau cristallin formé d'ions positifs. Ceux-ci attirent les électrons et se déplacent légèrement (les

ions positifs ont une grande inertie). Les physiciens ont donné le nom de phonons à ces vibrations atomiques naturelles. Cette interaction entre les électrons et les phonons est à l'origine de la résistivité et de la supraconductivité : attirés par le passage très rapide d'un électron (10⁶ m/s), les ions se déplacent et créent une zone locale électriquement positive. Compte tenu de l'inertie, cette zone persiste alors que l'électron est passé, et peut attirer un autre électron qui se trouve dans l'intermédiaire d'un phonon, apparié au précédent, et ce malgré la répulsion coulombienne. L'agitation thermique finit par détruire ce fragile équilibre d'où l'effet néfaste de la température [80]. Une particularité des paires de Cooper est que leur moment magnétique intrinsèque (aussi appelé spin) est nul [80]. En effet, les deux électrons appariés ont le même spin (1/2, spin caractéristique des fermions), mais de signe opposé. C'est la condition pour que l'énergie de la paire soit inférieure à la somme des énergies des deux électrons. Ils forment alors un ensemble qui se comporte comme un boson (particule de spin entier obéissant la statistique de Bose-Einstein) : les paires se déplacent sans rencontrer la moindre résistance, d'où la supraconductivité. La différence d'énergie entre l'état supraconducteur et l'état normal est appelée gap d'énergie. C'est l'énergie nécessaire pour passer de l'état supraconducteur à l'état normal en brisant les paires de Cooper. Cette énergie tend vers zéro lorsque la température tend vers la température critique. L'interaction électron phonon joue un rôle essentiel pour l'appariement des électrons donc pour la supraconductivité. Cette théorie a été imaginée avant la découverte des matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques.

I.3.4 Propriétés magnétiques et électriques des supraconducteurs

Si la chute à zéro de la résistivité électronique des supraconducteurs est le phénomène le plus spectaculaire, leur comportement en présence de champs magnétiques s'est révélé tout aussi inattendu et particulièrement riche.

I.3.4.1 Lévitiation

Une des expériences les plus amusantes de la supraconductivité est le phénomène de lévitation. On dispose de quatre aimants noyés dans une résine et tous de pôle nord vers le dessus. Leur disposition est telle que le champ magnétique soit maximal à la verticale des aimants et présente un minimum local au centre de la résine. Plaçons sur ce dispositif décrit une pastille de supraconducteur YBaCuO refroidi à la température de l'azote liquide. On observe un phénomène de lévitation. Le supraconducteur se soulève et vient se placer dans le minimum local de champ magnétique, à la verticale du centre du disque. L'équilibre est

stable. Si l'on vient écarter le supraconducteur de sa position d'équilibre, latéralement ou verticalement, il y revient. Manifestement le supraconducteur se place là où le champ magnétique est le plus faible, dans la mesure cependant où son poids le lui permet.

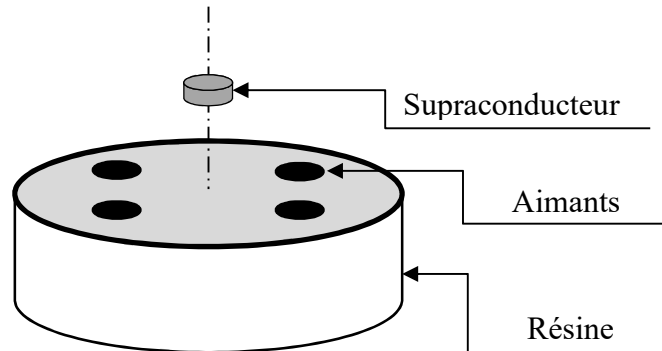


Figure I.7. Lévitation pastille de supraconducteur Y-Ba-Cu-O sur un groupe d'aimant.

Au bout de quelques minutes, la pastille d'YBaCuO vient se poser sur la résine. Cela correspond à la perte de son état supraconducteur à la suite de son réchauffement dans l'air. La pastille semble se comporter comme un aimant dont le pôle nord serait vers le bas. Retourner la pastille ne modifie en rien son comportement. Inverser la polarité des aimants conduits toujours à la lévitation. Manifestement une aimantation opposée à celle qui lui donne naissance se produit. Le supraconducteur apparaît comme un matériau diamagnétique particulièrement fort [83].

I.3.4.2 Effet Meissner

La deuxième signature des matériaux supraconducteurs est leur aptitude à expulser un champ magnétique extérieur appliqué H_a (de faible amplitude $H < H_c$), quand ils sont refroidis en dessous de leur T_c . De la même façon, si l'on refroidit un supraconducteur, puis que l'on applique un faible champ magnétique, les lignes de flux ne pénètrent pas dans le matériau. Le champ magnétique \vec{B} à l'intérieur du matériau est donc nul. Cette caractéristique appelée effet Meissner [75]. L'effet Meissner n'est pas une propriété d'un conducteur parfait qui est seulement caractérisé par sa résistance nulle figure I.8. Aussi, Meissner et Ochsenfeld [2] vont expliquer cette propriété des supraconducteurs par l'apparition de supra courants à la surface du matériau créant un flux magnétique \vec{B}_s qui s'oppose exactement au champ magnétique extérieur :

$$\vec{B}_s = 0 = \mu_0 \vec{H}_a + \vec{B}_s \quad \text{avec} \quad \vec{B}_s = \mu_0 \vec{M} \quad \text{et} \quad \vec{M} = \chi \vec{H}_a \quad (I.5)$$

D'où $\mu_0 \vec{H}_a (1 + \chi) = 0$ et $\chi = -1$.

Le matériau supraconducteur présente donc un diamagnétisme parfait. Ce résultat important ne peut se déduire uniquement du fait qu'un supraconducteur est un milieu de résistivité nulle. D'après la loi d'ohm $\vec{E} = \rho \vec{J}$, on remarque si la résistivité ρ s'annule, alors \vec{J} reste fini et \vec{E} doit tendre vers zéro. Or d'après l'équation de Maxwell $\partial \vec{B} / \partial t$ est proportionnel à $\text{rot} \vec{E}$ d'où une résistivité nulle implique que $\partial \vec{B} / \partial t = \vec{0}$. Ceci veut tout simplement dire que le flux dans le métal ne peut varier lorsqu'on refroidit jusqu'en dessous de la température de transition. Ceci est en contradiction avec l'effet Meissner et suggère donc qu'un diamagnétisme parfait est une propriété intrinsèque de l'état supraconducteur.

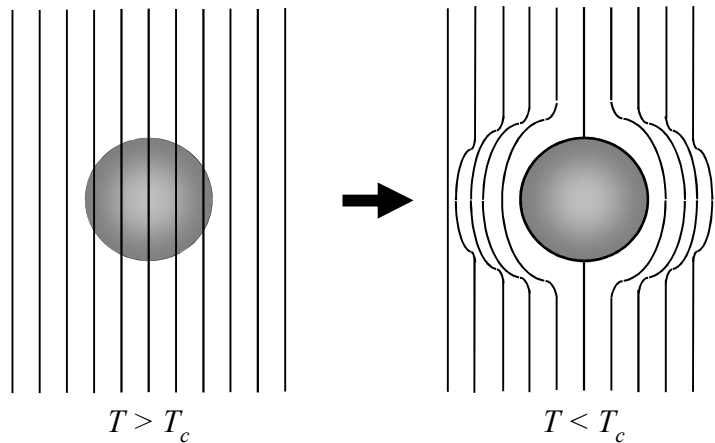


Figure I.8. Effet Meissner dans une sphère supraconductrice [80]

I.3.5 Classification des supraconducteurs

Il existe deux types de supraconducteurs. Les supraconducteurs de type I, et Les supraconducteurs de type II. Chaque espèce est en réalité un regroupement de différents matériaux présentant les mêmes aspects généraux bien qu'ils soient tous différents.

I.3.5.1 Supraconducteurs de type I

Dans un supraconducteur de type I, l'excitation magnétique H atteint une valeur critique H_c , le matériau devient subitement normal avec une transition abrupte. Cette transition en champ est thermo-dynamiquement du premier ordre et s'effectue avec une chaleur latente de

transformation. La ligne $H_c(T)$ sépare dans un diagramme (H, T) le domaine de stabilité de la phase normale du domaine de stabilité de la phase supraconductrice. Les supraconducteurs de type I sont essentiellement des corps purs et leurs champs critiques sont relativement faibles, le tableau (I.3) représente quelques valeurs de H_c [80].

Tableau I.3. Valeurs des champs critiques H_c de quelques matériaux supraconducteurs de type I

Elément	<i>Al</i>	<i>In</i>	<i>Sn</i>	<i>Hg</i>	<i>Pb</i>
$T_c(K)$	1.19	3.40	3.71	4.15	7.19
$H_c(T) \times 10^{-4}$	99	278	303	412	804

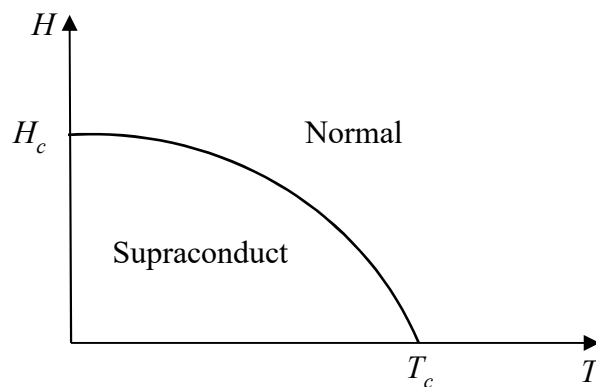


Figure I.9. Diagramme des phases d'un supraconducteur de type I

I.3.5.2 Supraconducteurs de type II

Comme les supraconducteurs du premier type, ceux de type II voient sous champ faible leur aimantation I compenser l'induction magnétique B et la champ magnétique H rester nul dans le matériau. Cependant à la différence des précédents, l'aimantation des supraconducteurs de type II ne chute pas brusquement de $I = -H$ à $I = 0$ au champ critique H_C mais elle décroît lentement à partir d'un premier champ critique inférieur noté H_{c1} vers le zero pour un second champ critique supérieur H_{c2} . le diagramme des phases devient celui de la figure I.10. Il fait apparaître un domaine d'effet Meissner complet, un domaine d'effet Meissner incomplet appelé aussi phase de Shubnikov et un domaine normal. Il est intéressant de noter que le champ critique supérieur peut être très élevé. Pour cette raison, les matériaux

de type II seront les plus utilisables dans les applications [84]. Les composés autres que les métaux purs sont pratiquement tous des supraconducteurs de type II.

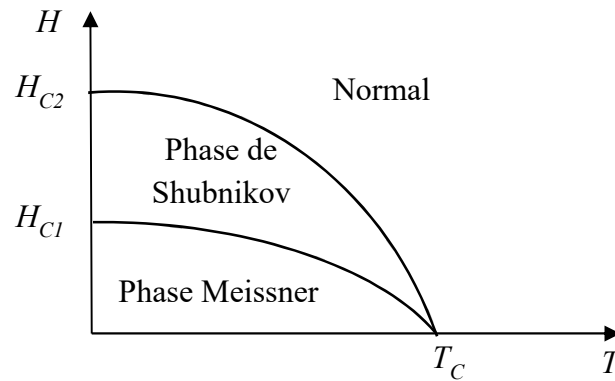


Figure I.10. Diagramme des phases d'un supraconducteur de type II

Tableau I.4. les champs critiques H_{C1} et H_{C2} de quelques supraconducteurs de type II

Composés	$T_C(K)$	$\mu_0 H_{C1}(T)$	$\mu_0 H_{C2}(T)$
<i>Nb(fil)</i>	9.3	0.0181	2
<i>Nb (fil écroui)</i>	9.3	0.0248	10
<i>NbTi</i>	9.5	-----	13
<i>Nb₃Sn(A15)</i>	18.2	0.0035	23
<i>PbMo₆Se₈(Chevrel)</i>	3.8	-----	3.8
<i>PbMo₆Se₈(Chevrel)</i>	15	-----	60
<i>Rb₃C₆₀</i>	29.6	0.0013	32
<i>YBaCuO</i>	91.2	0.0032	115
<i>HgBa₂Ca₂Cu₃O₈</i>	131	0.0045	190

I.3.6 Applications des matériaux supraconducteurs

Les matériaux supraconducteurs présentent de nombreux aspects pour diverses applications technologiques. Cependant, la nécessité de refroidir ces matériaux à la température de l'hélium liquide, a freiné le développement des applications industrielles utilisant les supraconducteurs conventionnels. Les supraconducteurs à haute température critique qui ont l'avantage de garder leur état supraconducteur à la température de l'azote liquide sont plus prometteurs quant aux applications. Ces dernières années, la maîtrise des procédés de fabrication des couches minces supraconductrices à base des supraconducteurs haute température HTC, a permis la commercialisation rapide de nombreux composants dans le domaine des communications. L'utilisation de ces couches dans la gamme de température comprise entre 30 et 60 K (compatible avec des cryogénérateurs compacts et performants), permet de gagner un facteur supérieur à 10³ sur la résistance de surface du cuivre. Cela a rendu possible la conception de dispositifs divers : oscillateurs, résonateurs, lignes à retard, filtres, etc. offrant des performances largement supérieures aux composants classiques [84].

I.4 Conclusion

Ce chapitre a décrit l'évolution technologique, les avantages et les inconvénients des antennes microrubans. Les différentes méthodes d'alimentation rencontrées dans la littérature ont été également discutées. En outre, nous avons présenté les techniques d'analyse utilisées dans le traitement de ce genre d'antenne. Un intérêt particulier a été réservé aux modèles électromagnétiques numériques. Et nous avons présenté un aperçu historique sur les matériaux supraconducteur, ainsi que leurs comportements magnétiques, les différentes théories sur les supraconducteurs, et leurs applications. On a conclu que l'inconvénient majeur pour les matériaux supraconducteurs reste toujours la température critique qui est très basse.

Références

- [1] G.A. Deschamps, "Microstrip Microwave Antenna", *Third USAF Symp. on Antennas*, 1953., 2007.
- [2] H. Gutton, G. Baissinot, "Flat Aerial for Ultra High Frequencies", *French Patent No.* 703 113, 1955.
- [3] R.E. Munson, "Conformable microstrip antennas and microstrip phased arrays", *I.E.E.E. Transactions on Antennas and Propagation.*, January 1974.
- [4] I. J. Bahl, P. Bhartia, "Microstrip Antennas", *Artech House.*, pp 31-177, 1982.
- [5] D. M. Pozar, "Microstrip Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 80, n°1, pp.79-81, january 1992.
- [6] J. R. James, P. S. Hall and C. Wood, "Microstrip Antenna Theory and Design," *IEEE, Press.*, London, 1981.
- [7] C.A Balanis,"Antenna Theory Analysis and Design", John Willy & Sons, second Edition, Chapter 14, pp.723, 1997.
- [8] J. R. Mosig and F. Gardiol, "Techniques analytiques et numériques dans l'analyse des antennes microruban," *Annales de Télécommun.*, vol. 40, pp. 411-437, 1985.
- [9] S. Benkouda "Contribution à l'étude des problèmes de caractérisation des antennes microrubans à plaques rayonnantes parfaitement conductrices et supraconductrices.", thèse de doctorat, Université de Batna 2, 2009.
- [10] G. Kumar, and Ray, K.P., "Broadband Microstrip Antennas, Artech House, Inc, 2003.
- [11] R. Garg, P. Bhartia, I. Bahl, A. Ittipiboon, "Microstrip Antenna Design Handbook", Artech House, Inc, 2001.
- [12] I. Lier, K. R. Jakobsen, "Rectangular Microstrip Pacht Antennas with Infinite and Finte Ground Plane Dimensions," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-31, No.6, pp.978-984, Nov 1983.
- [13] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip Antenna Technology," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-29, No. 1, pp. 2–24, January 1981.
- [14] P. B. Katehi and N. G. Alexopoulos, "On the Modeling of Electromagnetically Coupled Microstrip Antennas-The Printed Strip Dipole," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-32, No. 11, pp. 1179–1186, November 1984.
- [15] J. R. James and P. S. Hall, "Handbook of Microstrip Antennas," Vols. 1 and 2, Peter Peregrinus, London, UK, 1989.

- [16] H. G. Oltman and D. A. Huebner, "Electromagnetically Coupled Microstrip Dipoles," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-29, No. 1, pp. 151–157, January 1981.
- [17] G. Gronau and I. Wolff, "Aperture-Coupling of a Rectangular Microstrip Resonator," *Electronic Letters*, Vol. 22, pp. 554–556, May 1986.
- [18] L. Chouti, "Contribution à l'étude d'antennes imprimées rectangulaires double bande et multi bandes tenant compte de l'effet de couplage" Mémoire de magister, Université Mentouri-Constantine, 2009.
- [19] A. K. Battacharyya, "Long rectangular patch antenna with a single feed," *IEEE Transactions on Antennas and Propagations.*, Vol. 38, N°. Seven, pp. 987-993, July 1990.
- [20] M. Diblang "développement du concept de l'antenne a résonateur bie pour la génération de la polarisation circulaire," Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2006.
- [21] C.A. Balanis, "Antenna Theory Analysis and Design", third Edition. Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. p 813, 2005.
- [22] L. Chouti, "Contribution à l'étude d'antennes imprimées rectangulaires double bande et multi bandes tenant compte de l'effet de couplage" Mémoire de magister, Université Mentouri-Constantine, 2009.
- [23] H. A. Bethe, "Theory of Diffractions by Small Holes," *Physical Review*, Vol. 66, pp. 163–182, 1944.
- [24] R. E. Collin, "Foundations for Microwave Engineering", Chapter 6, McGraw-Hill Book Co., New York, 1992.
- [25] D. M. Pozar and B. Kaufman, "Increasing the Bandwidth of a Microstrip Antenna by Proximity Coupling," *Electronic Letters*, Vol. 23, pp. 368–369, April 1987.
- [26] D. G. Fang, "Antenna theory and microstrip antennas " Taylor and Francis Group, LLC, 2010.
- [27] S. Bedra, "Utilisation de la méthode de l'équation intégrale du champ électrique et des réseaux de neurones artificiels pour l'étude d'une antenne imprimée bicouche fonctionnant en mode TM_{11} ", thèse de Magister, Université de Batna 2, 2011.
- [28] C. Fouad, "Etude des caractéristiques de résonance et de rayonnement des antennes microbandes réalisées avec des matériaux ayant une anisotropie de type électrique et magnétique", thèse de doctorat, Université de Batna 2, 2011.
- [29] H. Pues and A. Van de Cappelle, "Accurate transmission-line model for the microstrip antenna", *ZEE Processing*, pt. H, Vol. 131, pp. 334-340, Dec. 1984.

- [30] A. K. Battacharyya and R. Garg, "Generalized transmission line model for microstrip patches", *ZEE Processing*, pt. H, Vol. 132, pp. 93-98, Apr. 1985.
- [31] A. K. Battachryya and A. K. Shafai, "Theoretical and experimental investigations of the elliptical annular ring antenna", *IEEE Transactions on antennas and propagation*, Vol. Ap-36, pp. 1526-1530, 1988.
- [32] E. Van Lil, and Van de Capelle, "transmission line model for mutual coupling between microstrip antennas", *IEEE Transactions on antennas and propagation*, Vol. Ap-32, pp. 816-821, 1984.
- [33] K. L. Wong, Y. H. Lue and C. Y. Huang, "Generalized transmission line model for cylindrical-rectangular microstrip antenna", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, Vol. 7, pp. 729-732, Nov. 1994.
- [34] D. Thouroud, et al., "CAD-Oriented Cavity model for rectangular patches", *Electronic Letters* Vol. 26, pp. 842-844, 1990.
- [35] K. F. Lee, K. Y. Ho and J. S. Dahele, "Circular-disk microstrip antenna with air gap", *IEEE transactions on antennas and propagation*, Vol. AP-32, No. 8, pp. 880-884, August 1984.
- [36] F. Abboud, J. P. Damiano and A. Papiernik, "New determination of resonant frequency of circular disk microstrip antenna: Application to thick substrate", *Electronics Letters*, Vol. 24, No. 17, pp. 1104-1106, Aug. 1988.
- [37] A. K. Verma and Z. Rostamy, "Resonant frequency of uncovered and covered rectangular microstrip patch using modified Wolf model," *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 41, No. 1, Jan. 1993.
- [38] M. Himdi, J. P. Daniel, and C. Terret, "Analysis of aperture-coupled microstrip antenna using cavity method", *Electronic Letters*, Vol. 25, no. 6, pp. 391-392, March 1989.
- [39] C. A. Balanis, "Modern antenna handbook", John Wiley & sons, NY, 2008.
- [40] Y. Huang, K. Boyle, " Antennas: From theory to practice", John Wiley & Sons, Singapore, 2008.
- [41] R. C. Booton, "Computational methods for electromagnetics and microwaves", John Wiley & Sons, NY, 1992.
- [42] T. Itoh, "Numerical techniques for microwave and millimetre-wave passive structures", John Wiley & Sons, NY, 1989.
- [43] D.Sadiku and N.O.Mathew, "Numerical techniques in electromagnetics", second edition, CRC Press, Boca Ration, London, New York, Washington, D.C, 2001.

- [44] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE,Trans on Antennas and propag*, Vol 14, pp.302-307, 1966.
- [45] D.R. Lynch and K.D. Paulsen, "Time-Domain Integration of the Maxwell Equations on Finite Elements", *IEEE Transactions on Antennas and propagation*, vol. 38, no. 12, pp. 1933-1942, December 1990.
- [46] M. Titaouine et F. Djahli, "Simple and Efficient Approach for Arbitrary shaped Microstrip Antennas", *ITG Fachbericht, ISSU 178*, pp. 133-136, 2003.
- [47] R.Harington,"Field computation by Moment Method", *IEEE Press*, P 229, Piscataway, N.J, 1986.
- [48] E. H. Newman and P. Tulyathan, "Analysis of microstrip antennas using moment methods", *IEEE Trans. Antennas Propagat*, Vol. 29, pp. 47-53, Jan 1981.
- [49] T. Itoh, "Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures", A Wiley-Interscience Publication, New York, Wiley, 1989.
- [50] D.B.Davidson, "Computational electromagnetics for RF and microwave Engineering", Cambridge University Press, UK, 2005.
- [51] R. C. Booton, JR, "Computational methods for electromagnetic and microwaves", A Wiley-Interscience publication, New York, Wiley 1990.
- [52] Y. Tighilt "Identification des antennes microrubans multicouches par la méthode spectrale et les réseaux de neurones", Université Ferhat Abbas-Setif, 2011.
- [53] S. Mummareddy, D. H. Werner, and P. L. Werner, "Genetic optimization of fractal dipole antenna arrays for compact size and improved impedance performance over scan angle", *IEEE AP-S International Symposium*, pp. 98-101, june 2002.
- [54] P. L. Garcia-Muller, "Optimization of compact horn with broad sectoral radiation pattern", *Electronic Letters*, Vol. 37, no. 6, pp. 337-338, 15 March 2001.
- [55] C. Delabie, M. Velligas, an O. Picon, "Creation of new shapes for resonant microstrip structures by means of genetic algorithms", *Electronic Letters*, Vol. 33, no. 18, pp. 1509-1510, Aug. 1997.
- [56] J. M. Johnson and Rahmat-Smaii, "Genetic algorithms and method of moments (GA/MOM) for the design of integrated antennas", *IEEE transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 47, no. 10, pp. 1606-1614, Oct. 1999.
- [57] Z. Raida, "Modeling EM structures in the neural network toolbox of MATLAB", *IEEE Antennas and propagation Magazine*, Vol. 44, No. 6, pp. 46-67, Dec. 2002.

- [58] C. Devi, D. C. Panda, S. S. Patnaik, B. Khuntia, and K. Neog, "Initializing artificial neural networks by genetic algorithm to calculate the resonant frequency of single shorting post rectangular patch antenna", *Antennas propagation society International symposium* 3, pp. 144-147, 2003.
- [59] J. A. Freeman and D. M. Skapura, "Neural networks: algorithms, applications and programming techniques", Addison-Wisley, MA, 1991.
- [60] S. Haykin, "Neural networks: a comprehensive foundation", second edition, Prentice Hall, NY, 1999.
- [61] C. Christodoulou and M. Georgiopoulos, "Applications of neural networks in Electromagnetics", Artech House, Norwood, MA, 2001.
- [62] G. Dreyfus, J. M. Martinez, M. Samueldies, M. B. Gordon, F. Bardan, S. Theria et L. Héraut, "Réseaux de neurones, Méthodologie et applications", éditions Eyrolles, Paris, 2002.
- [63] L. Personnaz et I. Rivals, "Réseaux de neurones formels pour la modélisation, la commande et la classification", CNRS éditions, Paris, 2003.
- [64] L. Faussett, "Fundamentals of neural networks: architectures, algorithms, and applications", second edition, Prentice Hall, 1994.
- [65] V. K. Devabhaktuni, M. C. E. Yagoub, Y. Fang, J. Xu and Q. J. Zhang, "Neural networks for microwave modeling: Model development issues and nonlinear modelling techniques", *International journal of Microwave and computer aided engineering*, Vol. 11, pp. 4-21, Dec. 2001.
- [66] F. Wang, V. K. Devabhaktuni, C. Xi and Q. J. Zhang, "Neural network structures and training algorithms for RF and microwave applications", *International Journal of RF and microwave CAE*, Vol. 9, pp. 216-240, May 1999.
- [67] P. R. Chang, W. H. Wang, and K. K. Chan, "A Neural network approach to MVDR beamforming problem", *IEEE transactions on antennas and propagation*, AP-40, 3, pp. 313-322, March 1992.
- [68] R. K. Mishra and A. Patnaik, "Neural Network Based CAD model for the design of square-patch antennas", *IEEE Transactions on Antennas and propagation*, Vol. 46, No. 12, pp. 1890-1891, Dec. 1998.
- [69] D. Karaboga, K. Guney, S. Sagiroglu and M. Erler, "Neural computation of resonant frequency of electrically thin and thick rectangular microstrip antennas", *IEE processing in microwave and antennas propagation*, Vol. 146, No. 2, pp. 155-159, April 1999.

- [70] S. P. Gangwar, R. P. S. Gangwar, B. K. Kanaujia and Paras, "Resonant frequency of circular microstrip antenna using artificial neural networks", *Indian Journal of radio & space physics*, Vol. 37, pp. 204-208, June 2008.
- [71] L. Vegni and A. Toscano, "Analysis of microstrip antennas using neural networks", *IEEE transactions on magnetic*, vol. 31, No. 2, pp. 1414-1419, March 1997.
- [72] R. K. Mishra and A. Patnaik, "Neurospectral computation for resonant frequency of microstrip resonators", *IEEE microwave and guided wave Letters*, Vol. 9, No. 9, pp. 351-352, Sep. 1999.
- [73] R. K. Mishra and A. Patnaik, "Neurospectral computation for input impedance of rectangular microstrip antenna", *Electronic letters*, Vol. 35, No. 20, pp. 1691-1693, Sep. 1999.
- [74] R. K. Mishra and A. Patnaik, "Designing rectangular patch antenna using neurospectral method", *IEEE Transactions on antenna and propagation*, Vol. 51, No. 8, pp. 1914-1921, Aug. 2003.
- [75] H.K. Onnes, "Further experiments with liquid helium", *Communication from the Physical Laboratory of the University of Leiden*, (1911)
- [76] W. Meissner and R. Ochsenfeld, "Kurse original mitteilungen", *Naturwiss 21*, (1933) p.787.
- [77] J. Bardeen, I. N. Cooper and J. R. Schrieffer, "Theory of superconductivity", *Phys. Rev. 108* (1957) 329.
- [78] J. G. Bednorz and K. A. Müller, "Possible high Tc superconductivity in the BaLaCuO system", *Phys. B. Cond. Matter* 64 (1986) 189.
- [79] Y. Brunet. "Les supraconducteurs". Techniques de l'ingénieur, traité Génie électrique, D2700, 1989
- [80] F. Gervais "les nouveaux supraconducteurs " Décembre 1990.
- [81] L. A. DE VAULCHIER, J. P. VIEREN, Y. GULDNER, N. BONTEMPS, R. COMBESCOT, Y. LEMAÎTRE, AND J. C. MAGE, "Linear temperature variation of the penetration depth in YBa₂Cu₃O₇ thin films". *Europhys. Lett.*, 33, p. 153, (1996).
- [82] L. A. DE VAULCHIER, J. P. VIERENN, A. E. AZRAK, Y. GULDNER, AND N. BONTEMPS, "Penetration depth in YBa₂Cu₃O_{7-d} thin films from far-infrared transmission", *Phys. Rev. B.*, 52, p. 564, (1995).
- [83] M. Amir, "Analyse d'une antenne microruban à patch supraconducteur", thèse de Magister, Université de Batna 2, 2008

- [84] N. Saad, "Modélisation et simulation du limiteur de courant supraconducteur", thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas Setif-1, 2013.

Chapitre II

Généralités sur les réseaux de neurones

II.1 Introduction

Un réseau de neurones est un modèle de calcul dont la conception est inspirée du fonctionnement de vrais neurones biologiques. Les réseaux de neurones sont généralement optimisés par des méthodes d'apprentissage de type statistique, si bien qu'ils sont placés d'une part dans la famille des applications statistiques, qu'ils enrichissent avec un ensemble de paradigmes permettant de générer de vastes espaces fonctionnels, souples et partiellement structurés, et d'autre part dans la famille des méthodes de l'intelligence artificielle qu'ils enrichissent en permettant de prendre des décisions s'appuyant davantage sur la perception que sur le raisonnement logique formel [1].

Les réseaux de neurones, en tant que système capable d'apprendre, mettent en œuvre le principe de l'apprentissage par l'expérience. Il est nécessaire d'intégrer un réseau de neurones dans un environnement pour obtenir les résultats souhaités. Il est caractérisé par sa capacité à s'adapter aux conditions imposées par l'environnement et par sa facilité à remodifier ses paramètres lors d'un changement dans cet environnement.

II.2 Historique

Les réseaux de neurones artificiels (en anglais **Artificial Neural Network ANN**), en opposition aux neurones biologiques du cerveau, trouvent leurs origines en neurosciences, dans le désir de comprendre et d'imiter le fonctionnement du cerveau humain. En 1943, McCulloch et Pitts [2] inventent le premier neurone formel, une modélisation d'un neurone biologique au comportement binaire, et montrent que leur modèle peut théoriquement réaliser des opérations arithmétiques complexes. En 1949, Hebb propose une loi d'apprentissage en observant le conditionnement de type pavlovien chez l'animal [3]. Il explique le changement de comportement observé suite à des sollicitations répétées en introduisant le concept de plasticité synaptique. Celui-ci suggère que lorsque deux neurones sont excités conjointement, le lien les unissant se renforce ou il s'en crée un nouveau. Il faut attendre 1958 pour que Rosenblatt [4] crée le perceptron, un classifieur binaire, considéré comme le premier réseau de neurone moderne. En 1960, Widrow et Hoff [5] développent un réseau de neurone qu'ils nomment ADALINE (adaptive linear neuron), utilisant une nouvelle règle d'apprentissage à l'origine de l'algorithme de rétropropagation du gradient, massivement utilisé aujourd'hui. S'en suit une baisse d'intérêt de la communauté scientifique, marquée en 1969 par la publication par Minsky et Papert d'un livre [6] mentionnant les limitations théoriques du Perceptron, notamment son

incapacité à modéliser des phénomènes non-linéaires. Malgré l'important abandon financier pour la plupart des recherches, certaines se poursuivent avec notamment les travaux de Fukushima [7] et Amari [8], et il faut attendre 1982 pour que Hopfield, un physicien de renommée internationale, s'intéresse aux réseaux de neurones, déclenchant un regain d'intérêt de la communauté scientifique pour ce domaine. Ce nouvel engouement déboucha sur plusieurs avancées importantes comme la machine de Boltzmann en 1983 [9] ou l'algorithme de rétropropagation du gradient (en 1974 Werbos [10] et en 1985 Le Cun [11]). Généralisé par Rumelhart en 1986 [12] et appliqué au perceptron multicouche, celui-ci est désormais capable de modéliser des phénomènes non-linéaires. Dès lors, l'intérêt pour les réseaux de neurones n'a cessé de croître, notamment pour leur propriété d'approximation universelle [13]-[14] et parcimonieuse [15], débouchant sur une grande variété d'applications dans divers domaines tels que l'économie, la finance, la médecine et l'ingénierie

II.3 Principe de fonctionnement

Sur le plan structurel, un réseau de neurones se présente sous la forme d'un ensemble d'unités élémentaires (les neurones) interconnectées et regroupées en couches pour former un système avec une ou plusieurs entrées et une ou plusieurs sorties. L'information entre puis chemine au travers du réseau en subissant des transformations successives. Ils peuvent être utilisés pour diverses catégories de problèmes :

- Les problèmes de régression : C'est l'application la plus rencontrée en ingénierie, elle consiste en la modélisation de la relation liant des variables entre elles. La plupart des applications consistent en la représentation de phénomènes physiques où la sortie est estimée de manière quantitative.
- Les problèmes de classification : L'objectif est de déterminer l'appartenance à une classe en fonction des entrées. À la différence des problèmes de régression, la prédiction est ici d'ordre qualitatif.
- Les problèmes de clustering, ou partitionnement de données : Ces applications visent à trouver dans le jeu de données des similarités sous-jacentes permettant de regrouper les données en ensembles dont on cherche à maximiser l'homogénéité. L'intérêt est de pouvoir travailler sur d'importantes quantités de données desquelles il serait très difficile pour un humain d'extraire le moindre schéma.

Les réseaux de neurones sont communément considérés comme des modèles de type « boîte-noire » appartenant à la famille des modèles statistiques, en opposition aux modèles de connaissances, ou « boîte-blanche ». Ainsi, si l'on s'attarde sur la transformation subie par l'information dans le cas de la modélisation d'un phénomène physique avec un réseau de neurones, cela ne nous renseigne pas sur le fonctionnement de ce phénomène. Cependant, de nombreuses recherches sont menées afin de pouvoir extraire des règles pouvant nous renseigner sur la signification des transformations subies par l'information à l'intérieur d'un réseau [16]-[17].

II.3.1 Neurone biologique

Les cellules nerveuses, appelées neurones vivants, sont les éléments de base du système nerveux central. Le système nerveux contient 1000 milliards, avec 1000 à 10000 synapses (connexions) par neurone. Bien que les neurones ne soient pas tous identiques, leur forme et certaines caractéristiques permettent de les répartir en quelques grandes classes. Il est aussi important de noter que les neurones n'ont pas tous un comportement similaire en fonction de leur position dans le cerveau. On peut décomposer le neurone en trois régions principales : le corps cellulaire, l'axone et l'arborisation dendritique (voir figure II.1).

La réponse du neurone biologique est en général non linéaire, mais les neurophysiologistes ont trouvé que pour quelques neurones biologiques, le signal de sortie est proportionnel à la combinaison linéaire de tous les signaux d'entrées fournis par les autres neurones du système nerveux.

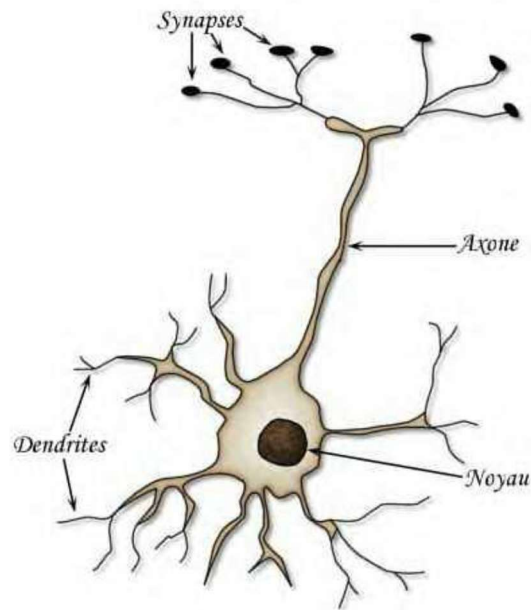


Figure II.1. Neurone biologique.

II.3.2 Neurone artificiel (formel)

Le modèle couramment utilisé du neurone formel est le suivant : un neurone est une unité de calcul élémentaire recevant ses entrées du milieu extérieur et/ou d'autres neurones et transmettant sa sortie à d'autres neurones et/ou au milieu extérieur. Ces entrées sont pondérées par un poids synaptique qui modélise l'intensité des connexions (synapses) entre les neurones. Chaque neurone additionne ses entrées, préalablement multipliées par les poids associés, et génère la sortie correspondante à travers une fonction non-linéaire appelée fonction d'activation [18].

Un neurone artificiel, qu'il soit émulé d'une manière logicielle ou implanté matériellement, comprend donc les éléments suivants :

- L'ensemble des connexions (synapses) permettant la réception des signaux d'entrée et la transmission du signal de sortie. Chacune des connexions est caractérisée par un poids synaptique, de façon que le signal transmis par un neurone source soit multiplié par le poids associé à la connexion avant d'être reçu par le neurone destination. Les poids synaptiques peuvent être entiers ou réels, positifs ou négatifs selon que la synapse correspondante soit excitatrice ou inhibitrice respectivement.

- L'additionneur qui réalise la somme des signaux d'entrée pondérés par les poids synaptiques.
- La fonction d'activation qui est une fonction non-linéaire de saturation servant à limiter l'amplitude du signal de sortie du neurone. Plusieurs types de fonctions d'activation peuvent être utilisés, les plus courants sont présentés dans le tableau II.1.

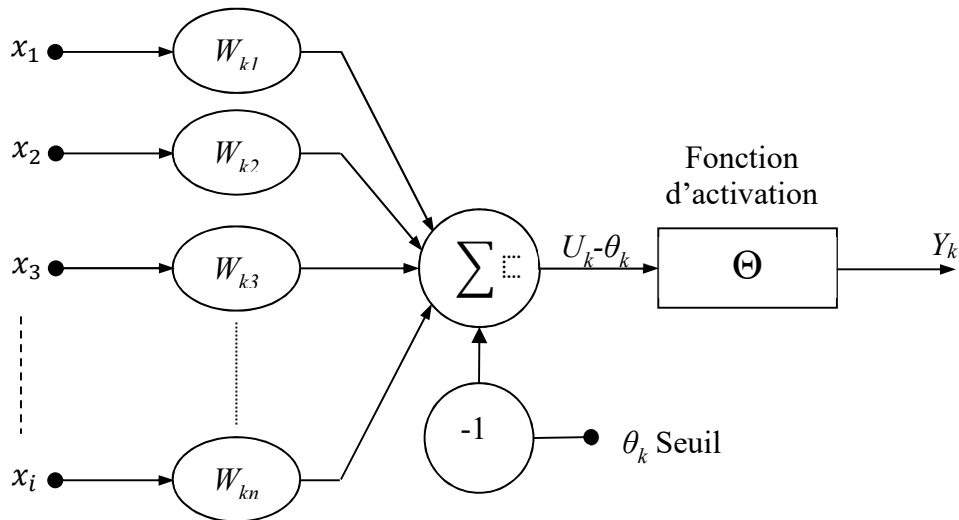


Figure II.2. Modèle général d'un neurone [2].

Du point de vue mathématique, un neurone k est décrit par les deux équations suivantes :

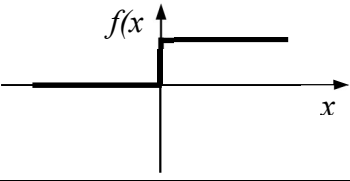
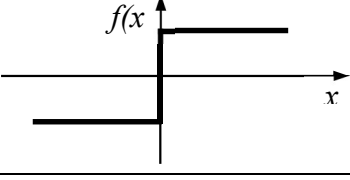
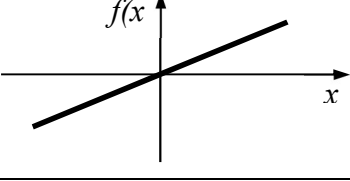
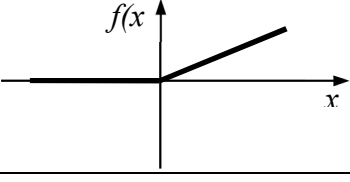
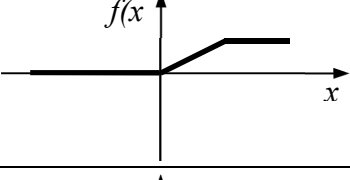
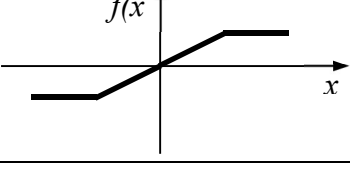
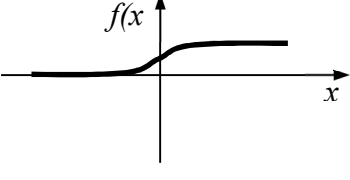
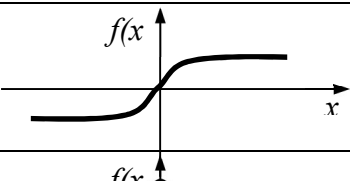
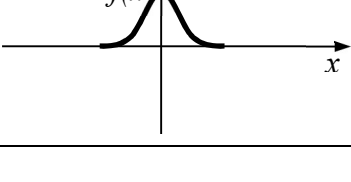
$$U_k = \sum_{j=1}^n W_{kj} \cdot I_j \quad (\text{II.1})$$

$$O_k = \Theta(U_k - \theta_k) \quad (\text{II.2})$$

Où :

- les I_j et O_j représentent respectivement les signaux d'entrée et la sortie du neurone;
- les W_{kj} sont les poids des connexions reliant le neurone j (source) au neurone k (destination);
- U_k est la somme des signaux d'entrée I_j pondérés par les poids W_{kj} ;
- θ_k est le seuil du neurone, il peut être considéré comme une entrée externe ayant pour effet de modifier la valeur d'entrée de la fonction d'activation;
- $(U_k - \theta_k)$ est l'entrée totale de la fonction d'activation.

Tableau II.1. Les fonctions d'activations

Catégorie	Catégorie	Equation	Allure
Seuil	Binaire (fonction de Heaviside)	$f(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases}$	
	Signe	$f(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \end{cases}$	
Linéaire	Identité	$f(x) = x$	
	Linéaire positif	$f(x) = \begin{cases} x & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases}$	
	Saturé positif	$f(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 1 \\ 0 & \text{si } x \geq 1 \\ x & \text{si non} \end{cases}$	
	Saturé symétrique	$f(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 1 \\ 1 & \text{si } x \geq 1 \\ x & \text{si non} \end{cases}$	
Non Linéaire	Logistique (sigmoïde)	$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}}$	
	Tan- sigmoïde	$f(x) = \frac{2}{1 + e^{-2x}} - 1$	
	Gaussienne	$f(x) = \exp(-x^2/\sigma)$	

II.4 Structure d'un réseau neuronal artificiel

Un réseau de neurones artificiels est un ensemble de neurones formels associés en couches et fonctionnant en parallèle. Les réseaux de neurones artificiels ont la capacité de stocker de la connaissance empirique et de la rendre disponible à l'usage. Les facultés de traitement du réseau vont être stockées dans les poids synaptiques, obtenus par des processus d'adaptation ou d'apprentissage. En ce sens, les réseaux de neurones artificiels ressemblent donc au cerveau car, non seulement, la connaissance est acquise à travers un apprentissage mais de plus, cette connaissance est stockée dans les connexions entre les entités, soit dans les poids synaptiques. On peut classer les réseaux de neurones artificiels dans trois grandes catégories [19] :

- Réseau neuronal multicouche de type Feedforward.
- Réseau récurrent.
- Réseau cellulaire.

II.4.1 Réseau neuronal multicouche de type Feedforward

Appelé aussi réseau de type Perceptron, c'est un réseau dans lequel l'information se propage de couche en couche sans que le retour en arrière soit possible. On trouve le perceptron monocouche et le perceptron multicouche. Le premier est un réseau simple, puisqu'il ne se compose que d'une couche d'entrée et d'une couche de sortie, sa principale limite est qu'il ne peut résoudre que des problèmes linéairement séparables. Le perceptron multicouche MLP (Multi Layer Perceptron) montré dans la figure II.3, est une extension du précédent, avec une ou plusieurs couches cachées entre l'entrée et la sortie. Chaque neurone dans une couche est connecté à tous les neurones de la couche précédente et de la couche suivante (à l'exception des couches d'entrée et de sortie) et il n'y a pas de connexions entre les neurones d'une même couche. Les fonctions de transfert utilisées dans ce type de réseaux sont principalement les fonctions à seuil ou sigmoïdes. Il peut résoudre des problèmes non linéairement séparables et des problèmes logiques plus compliqués, et notamment le fameux problème du XOR [19]-[21].

Ce réseau est considéré comme un système neuronal non linéaire statique. Il existe trois types de réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward qui sont : Le perceptron multicouche MLP (Multi-Layer Perceptron), le réseau RBF (Radial Basis Function) et le réseau d'ondelettes WNN (Wavelet Neural Network) [22].

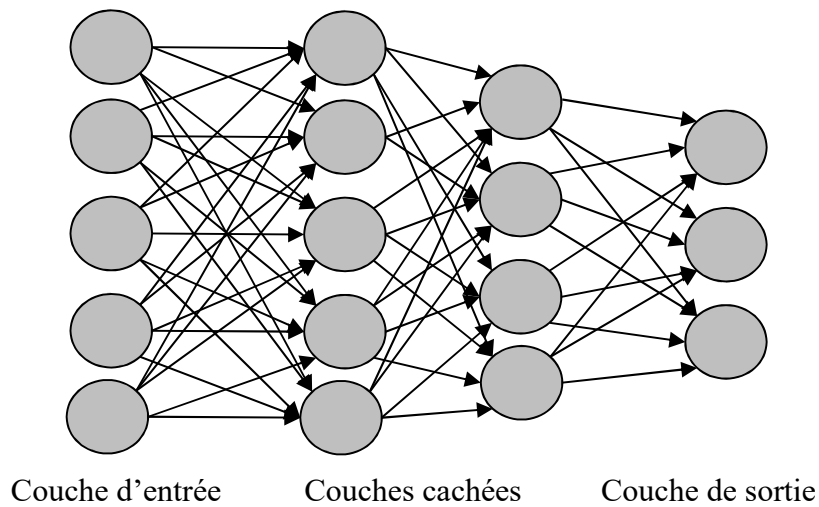


Figure II.3: Structure d'un perceptron multicouche MLP

II.4.2 Réseaux récurrents

Appelés aussi réseaux bouclés ou dynamiques (voire figure II.4), se distinguent des réseaux Feedforward par le fait qu'il y a retour en arrière de l'information. Des connexions apparaissent entre la sortie du réseau et les neurones qui se trouvent dans des couches amont.

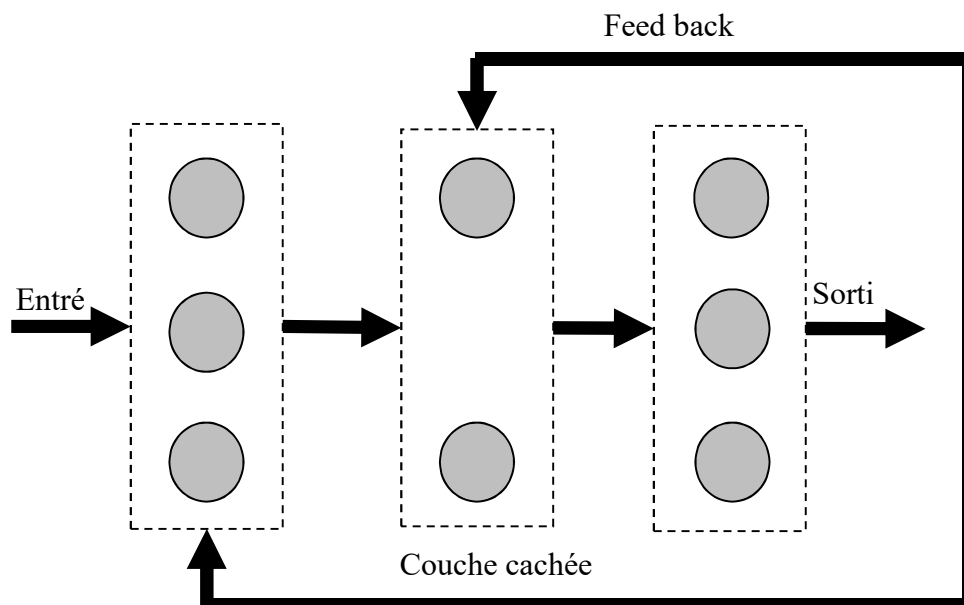


Figure II.4: Structure d'un réseau neuronal récurrent

Les réseaux de neurones artificiels récurrents, qui possèdent une mémoire interne grâce aux cycles dans leur graphe d'interconnexion, ont des capacités d'approximation universelle pour les problèmes temporels [23] comparables à celles des réseaux de type Feedforward pour les problèmes statiques. Il convient d'insister sur le fait que le temps ne joue aucun rôle fonctionnel dans un réseau de neurones multicouche de type Feedforward : si les entrées sont constantes, les sorties le sont également. Pour cette raison, les réseaux multicouches sont souvent appelés réseaux statiques, par opposition aux réseaux bouclés ou dynamiques [24]. Les réseaux récurrents se sont appliqués avec succès dans le traitement des signaux temporel, la commande adaptative, la prédiction des suites chronologiques, la reconnaissance de la parole, l'identification de système [25].

II.4.3 Réseaux cellulaires

Dans un réseau cellulaire, les neurones sont entièrement connectés dans un plan où chaque neurone est relié à tous les neurones qui les entourent. Une connexion entre deux neurones peut être bidirectionnelle (voire figure II.5).

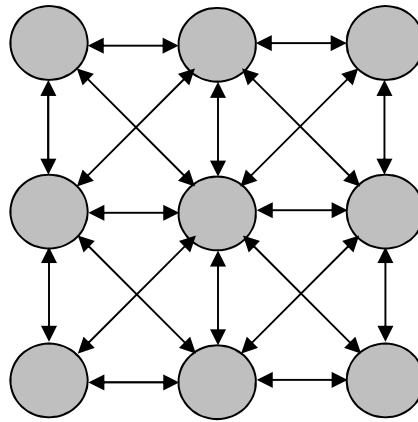


Figure II.5: Structure d'un réseau neuronal cellulaire.

Comme nous l'avons vu, chacun de ces trois types de réseau est utilisé dans un domaine d'application différent. L'objectif dans notre projet de recherche est de trouver un modèle neuronal capable d'approximer une fonction non linéaire à plusieurs variables $F : \mathfrak{R}^p \rightarrow \mathfrak{R}^q$ qui à tout $X \in \mathfrak{R}^p$, $X = (x_1, x_2, \dots, x_p)^T$, associe le vecteur réel $X \in \mathfrak{R}^p$; tel que :

$$Y = F(X) = F(x_1, x_2, \dots, x_p) = (F_1(X), F_2(X), \dots, F_q(X))^T \quad (\text{II.3})$$

où X est le vecteur formé de p paramètres géométriques et physiques à optimiser et Y est le comportement EM du module MCM représenté par les différents paramètres de la matrice $[S]$ généralisée. C'est un problème d'approximation statique indépendant du temps. Comme nous l'avons dit précédemment, le modèle neuronal le plus intéressant à considérer pour remplir cette tâche est le modèle multicouche statique de type Feedforward. En plus, dans plusieurs travaux de recherche [19], [24], [26]-[27]. Les réseaux MLP ont été adoptés pour des problèmes d'approximation dans le domaine des micro-ondes. Pour cela dans la suite, nous nous intéressons à ce type de réseaux.

II.5 Différents types de réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward

Comme nous l'avons évoqué précédemment, il existe trois types de réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward, chacun étant basé sur une base de fonctions d'activation différentes et possédant une procédure d'initialisation adaptée aux paramètres de la fonction d'activation choisie :

- Le perceptron multicouche MLP.
- Le réseau RBFN.
- Le réseau d'ondelettes WNN.

II.5.1 Perceptron multicouche MLP

Le perceptron multicouche MLP est un réseau neuronal de type Feedforward, avec une ou plusieurs couches cachées et une couche sortie généralement non linéaire (voire figure II.6). Il n'y a pas de connexion entre les neurones d'une même couche et deux couches successives sont complètement connectés. Les données se propagent de l'entrée vers la sortie. Les fonctions d'activation utilisées dans ce type de réseau sont non linéaires généralement de type sigmoïde.

L'équation non linéaire de la $o^{\text{ème}}$ sortie ($1 \leq o \leq q$) d'un MLP ayant plusieurs couches cachées est représentée par l'équation suivante :

$$Y_o = \left(N_{\Theta_N}^W \right)_o (X) = f_s \left(\sum_{j=1}^{hr} w_{sj} f_c \left(\sum_{k=1}^{hr-1} w_{jk} f_c \left(\dots f_c \left(\sum_{i=1}^p w_{ki} + \theta_l \right) \dots \right) + \theta_j \right) + \theta_s \right) \quad (\text{II.4})$$

Où :

- f_s est la fonction d'activation du neurone de sortie, elle peut être linéaire ou non.
- f_c est celle d'un neurone appartenant à une couche cachée, toujours non linéaire.
- $X = (x_1, x_2, \dots, x_p)^T$ est le vecteur d'entrée du réseau.
- Θ_N est la base d'apprentissage et W est l'ensemble des paramètres du réseau (poids w_{jk} et seuil θ_j).
- w_{jk} est le poids de la connexion reliant le $K^{ème}$ neurone d'une couche amont avec le $j^{ème}$ neurone de la couche aval et θ_j est le seuil propre au neurone j .

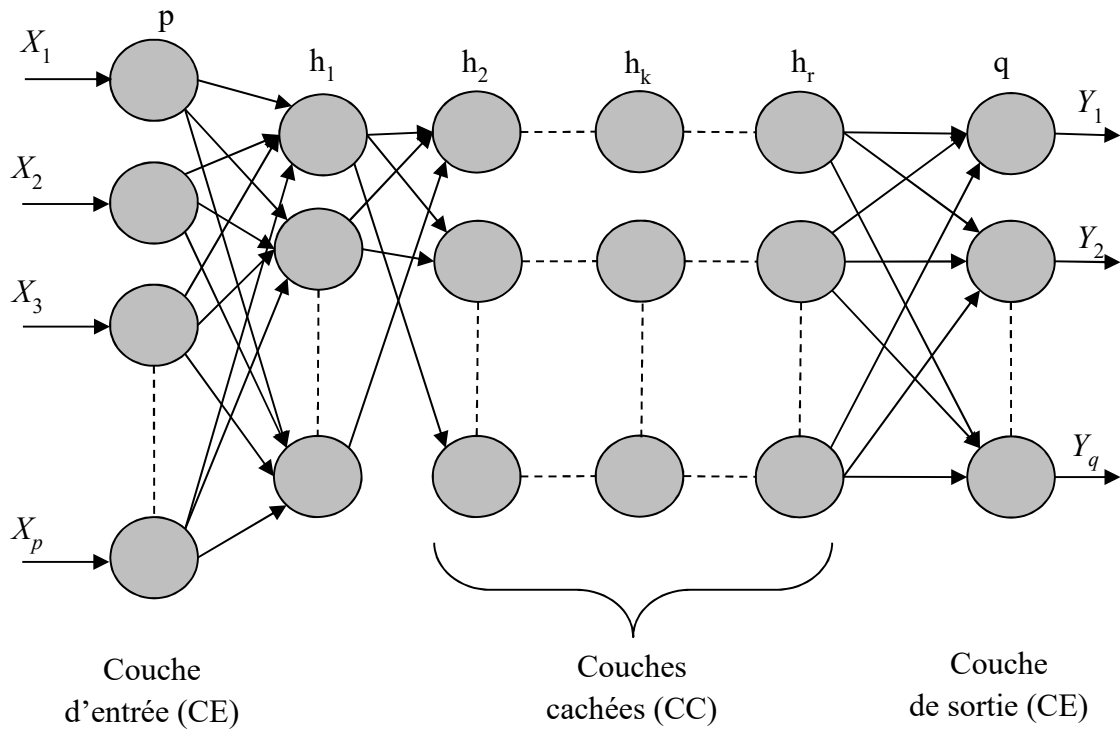


Figure II.6: Perceptron multicouche MLP

Le nombre de paramètres d'un MLP est :

$$h_1 p + h_2 h_1 + h_3 h_2 + \dots + h_r h_{r-1} + q h_r + h_1 + h_2 + h_3 + \dots + q$$

Où :

- p est le nombre de neurones d'entrée
- q est le nombre de neurones de sortie
- r est le nombre de couches cachées
- h_k est le nombre de neurones dans la couche cachée numéro k .

Si le réseau est constitué d'une seule couche cachée ($r = 1$) et si la fonction f_s est linéaire, alors l'expression précédente devient :

$$Y_o = \left(N_{\Theta_N}^W \right)_o (X) = \sum_{j=1}^{hr} w_{sj} f_c \left(\sum_{k=1}^{hr} w_{jk} x_k + \theta_j \right) + \theta_s \quad (\text{II.5})$$

Le nombre de paramètres de ce réseau est $h_1(p+q+1)+q$.

Jusqu'à présent, le problème qui reste le plus difficile à résoudre est le problème de l'obtention de l'architecture adéquate du réseau, en d'autres mots le problème est de trouver les nombres optimaux de couches cachées et de neurones dans chaque couche, ainsi que le bon choix des valeurs initiales des poids de connexions du réseau.

II.5.2 Réseau RBF

Nous pouvons considérer qu'un réseau RBFNN est un cas particulier du MLP. Il est caractérisé par une seule couche cachée non linéaire et par une couche de sortie linéaire. Une condition nécessaire est suffisante pour qu'une fonction soit une fonction d'activation dans ce type de réseau est qu'elle ne soit jamais un polynôme pair [23]. La fonction souvent utilisée est la fonction Gaussienne :

$$f_{\sigma, T}(X) = e^{-\frac{\|X-T\|^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{II.6})$$

$$\sigma > 0 \text{ et } \|X-T\|^2 = (X-T)^T(X-T)$$

Où $X = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T$ est le vecteur d'entrée, $T = (t_1, t_2, \dots, t_n)^T$ est le vecteur qui représente le centre de la fonction d'activation d'un neurone caché. s joue le rôle de seuil du neurone associé à cette fonction.

II.5.3 Réseau d'ondelettes WNN

Un réseau WNN est composé d'une seule couche cachée dont la fonction d'activation utilisée dans cette couche est une ondelette radiale et d'une couche de sortie linéaire [23], [28]-[30]. L'ondelette radiale souvent utilisée est le chapeau mexicain :

$$f(X') = \left(\|X'\|^2 - n \right) e^{-\frac{\|X'\|^2}{2}} \quad (\text{II.7})$$

Où $\|X'\|$ est la norme euclidienne du vecteur X' , n est le nombre d'entrées du réseau et $X' = d(X - T)$ avec d : paramètre de dilatation de l'ondelette et T : vecteur de translation de l'ondelette.

II.6 Apprentissage

Parmi les propriétés les plus intéressantes d'un réseau neuronal, la capacité d'un réseau à apprendre de son environnement et d'améliorer sa performance par un phénomène appelé phénomène d'apprentissage. Cette amélioration prend place avec le temps où les paramètres du réseau subissent des modifications suivant des règles appelées règles d'apprentissage, jusqu'à ce que la sortie désirée soit à peu près obtenue. Mais afin de pouvoir générer l'apprentissage du réseau, il est nécessaire de créer une base de données dans un domaine bien défini appelée la base d'apprentissage et qui contiendra toutes les informations à mémoriser dans le réseau. On distingue en général deux modes d'apprentissage supervisée et non supervisée[31]-[34].

II.6.1 Apprentissage supervisé

Dans ce type d'apprentissage, le réseau s'adapte par comparaison entre le résultat qu'il a calculé, en fonction des entrées fournies, et la réponse attendue en sortie, le résultat de cette comparaison c'est à dire de cette différence est le signal d'erreur. Ainsi les paramètres du réseau vont se modifier d'une manière itérative en fonction du signal d'erreur déjà calculé jusqu'à ce que les sorties désirées soient à peu près obtenues.

II.6.2 Apprentissage non supervisé

Dans ce type d'apprentissage, on n'a pas besoin d'une base des sorties désirées et le réseau évolue tout seul jusqu'à obtenir la sortie souhaitée. L'apprentissage non supervisé est bien adapté à la modélisation des données complexes (images, sons,...), généralement des données

symboliques [34], ou l'on possède des règles moins précises qui gouvernent le comportement de système à modéliser par les réseaux de neurones.

II.7 Apprentissage des réseaux MLP

Dans cette partie, nous avons présenté l'algorithme de rétropropagation de gradient, qui est la méthode la plus connue pour l'adaptation de réseau multicouche. C'est précisément à cause de sa découverte qu'un grand intérêt pour les ANN paraît de nouveau depuis le début des années 1980s.

II.7.1 Algorithme de rétro propagation

Soit un réseau neuronal multicouche de type Feedforward (Figure II.6), formé de p neurones en entrée, q neurones en sortie, r couches cachées et h_n neurones dans la couche cachée numéro n . Le but de cet algorithme est de minimiser une erreur quadratique qui est le résultat de la comparaison entre les sorties désirées et celles obtenues en appliquant un exemple de la base d'apprentissage à l'entrée du réseau. L'erreur après sera redistribuée sur les différentes couches cachées en partant de la couche de sortie pour arriver à la couche d'entrée, d'où le terme rétro-propagation du gradient. Le but de cet algorithme est de minimiser une erreur quadratique qui est le résultat de la comparaison entre les sorties désirées et celles obtenues en appliquant un exemple de la base d'apprentissage à l'entrée du réseau. L'erreur après sera redistribuée sur les différentes couches cachées en partant de la couche de sortie pour arriver à la couche d'entrée, d'où le terme rétropropagation du gradient.

Les différentes étapes de l'algorithme sont les suivantes :

1. Initialiser tous les poids de connexions w_{ij} et les seuils $\theta_{i,j}$ aléatoirement par des petites valeurs distribuées uniformément dans un intervalle bien défini. L'indice j représente un neurone appartenant à une couche amont et l'indice i un neurone appartenant à une couche aval.
2. $k=1$ (k représente le numéro de l'exemple appliqué au réseau de neurones. La base d'apprentissage est formée de N exemples.)
3. Présenter un vecteur d'entrée $X^k = (x_1^k, x_2^k, \dots, x_p^k)$ aux neurones de la couche d'entrée et un vecteur de sortie $S^k = (s_1^k, s_2^k, \dots, s_q^k)$ sur les neurones de la couche de sortie de manière à calculer l'erreur commise par le réseau. Dans notre application, X^k est le

vecteur formé de p paramètres géométriques et physiques à optimiser et S^k est le comportement EM du module MCM représenté par les différents paramètres de la matrice $[S]$ généralisée

4. Calculer les sorties de neurones de toutes les couches (couches cachées et couche de sortie) du réseau. La sortie d'un neurone i est donnée par :

$$o_i = f_i \left(\sum_{j=1}^m w_{ij} + \theta_i \right) \text{ avec } \begin{cases} - \text{ Si le neurone } i \text{ est en couche } CC_1, \\ \text{ alors : } m = p \text{ et } 1 \leq i \leq h_1 \\ - \text{ Si le neurone } i \text{ est en couche } CC_n, \\ \text{ alors : } m = h_{n-1} \text{ et } 1 \leq i \leq h_n \\ - \text{ Si le neurone } i \text{ est en couche de} \\ \text{ sortie alors : } m = h_r \text{ et } 1 \leq i \leq q \end{cases}$$

Si le neurone est en couche d'entrée : $o_i = x_i^k$

Si le neurone est en couche de sortie : $o_i = y_i^k$

5. Modifier les poids de connexions ij w et les seuils :

$$\Delta w_{ij}(k) = w_{ij}(k+1) = \frac{\partial E_k}{\partial w_{ij}} = \eta \delta_i o_j$$

$$\theta_i(k+1) = \theta_i(k) + \eta \delta_i$$

$$\theta_i = w_{i0} \tag{II.8}$$

Où :

- η est le coefficient d'apprentissage ou le gain d'adaptation.
- δ_i est l'erreur locale (gradient):
 - $\delta_i = (s_i^k - y_i^k) f'_i(A_i)$ si le neurone i appartient à la couche de sortie.

Si la fonction f_i est une fonction sigmoïde simplifiée alors :

$$\delta_i = (s_i^k - y_i^k) y_i^k (1 - y_i^k) \tag{II.9}$$

- $\delta_i = f'_i(A_i) \sum_l w_{il} \delta_l$ si le neurone i étant un neurone caché. l représente les neurones de la couche aval auxquels le neurone i est connecté.

$$A_i = \sum_j w_{ij} o_j + \theta_i \text{ où } \theta_i \text{ est le seuil du neurone } i.$$

o_j est la sortie du neurone j .

$$6. \text{ Calculer l'erreur quadratique : } E_k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^q (y_i^k - s_i^k) \quad (\text{II.10})$$

7. $k=k+1$, si $k \leq N$ revenir à l'étape 3.

N étant le nombre d'exemples dans la base d'apprentissage.

$$8. \text{ Calculer l'erreur totale moyenne : } MSE = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^q E_k \quad (\text{II.11})$$

Si $MSE \leq \varepsilon$ arrêter alors l'apprentissage et sinon revenir en (2) jusqu'à stabilisation du réseau (avec $\varepsilon > 0$ donné).

II.7.1.1 Différents modes d'apprentissage de la rétropropagation

Les algorithmes de la rétropropagation peuvent suivre l'un de ces deux modes d'apprentissage présentés ci-dessous :

a) *Gradient stochastique (Pattern Mode)*

Dans ce mode, les paramètres du réseau sont modifiés après la présentation de chaque exemple (X_i, Y_i) de la base d'apprentissage. La convergence de cet algorithme est très lente, mais elle devient plus rapide lorsqu'il y a des redondances dans la base d'apprentissage, car les paramètres du réseau sont mis à jour bien plus souvent.

Dans ce mode, la règle d'apprentissage de GBP non amélioré peut s'écrire :

$$w_{ij}(k+1) = w_{ij}(k) - \eta \frac{\partial E_k}{\partial w_{ij}} \quad (\text{II.12})$$

où k joue le rôle d'une itération (une itération est l'unité d'apprentissage où un seul exemple de la base d'apprentissage est présenté au réseau neuronal).

b) *Gradient total (Batch Mode)*

Les paramètres du réseau sont ici modifiés après la présentation de tous les exemples (X_i, Y_i) , qui constituent une époque. Les gradients d'erreur obtenus après la présentation de chaque exemple de la base d'apprentissage, sont mémorisés progressivement et leur somme totale sera utilisée pour modifier les paramètres. Ainsi, cet algorithme a des fortes chances de converger vers un minimum local, mais sa vitesse de convergence est faible. La règle d'apprentissage de GBP non améliorée peut s'écrire :

$$w_{ij}(k+1) = w_{ij}(k) - \eta \sum_{l=1}^N \left(\frac{\partial E_k}{\partial w_{ij}} \right)_l \quad (\text{II.13})$$

où k joue ici le rôle d'une époque ou tous les exemples de la base d'apprentissage sont présentés une seule fois au réseau neuronal. N est le nombre total d'exemples présentés dans la base d'apprentissage.

II.8 Avantages et inconvénients

Les réseaux de neurones présentent les caractéristiques suivantes :

- la capacité à représenter n'importe quelle corrélation entre les paramètres d'un problème et ses réponses ;
- aucune hypothèse de dépendance n'est requise pour le traitement des données ;
- diverses représentations de la réponse sont possibles comme le classement parmi plusieurs catégories, la réponse par oui ou non, la réponse par valeur réelle, etc.. ;
- la prise en compte de la variabilité des paramètres et des réponses est effective ;
- la possibilité de représenter des évolutions intermédiaires constituant l'aspect prédictif est intégrée dans l'optimisation ;
- l'apprentissage est continu, garantissant un système ouvert.

Par contre, les réseaux de neurones présentent quelques inconvénients, parmi lesquels :

- la découverte des corrélations sans analyse des phénomènes physiques qui sont à la charge de l'expert ;
- la nécessité d'une connaissance préalable du problème à traiter, pour choisir avec pertinence les paramètres, dimensionner la base de données et pour définir les limites du système.

II.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les idées de base sur l'optimisation par réseaux de neurones. Nous avons décrit :

- Le neurone biologique ou artificiel.
- Les trois grandes catégories de réseaux de neurones artificiels (Réseau neuronal multicouche de type Feedforward, Réseau récurrent et Réseau cellulaire).

- Les trois types de réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward : Le perceptron multicouche MLP, le réseau RBF et le réseau d'ondelettes WNN. Nous avons réservé un intérêt particulier dans ce chapitre aux réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward, et en particulier, le perceptron multicouche MLP, car ce type de réseaux est appliqué dans notre travail.
- Les différentes méthodes d'apprentissage qui peuvent être utilisés pour les réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward.
- L'algorithme d'apprentissage qui est utilisé pour les réseaux neuronaux multicouches de type Feedforward.

Nous avons terminé ce chapitre par la présentation des avantages et inconvénients de réseaux de neurones. Les réseaux de neurones artificiels contribueront à la mise au point de notre approche proposée dans ce travail.

Références

- [1] T. Franck, "Simulation d'un réseau de neurones à l'aide de transistors SET", Thèse de Magistère, Université de Sherbrooke, 2010.
- [2] W. S. McCulloch, W. PITTS, "A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity", *Bulletin of Mathematical Biophysics*, 5, pp. 115-133, 1943.
- [3] D. O. Hebb, *The Organization of Behavior: A Neuropsychological Theory* Wiley, New York, 1949.
- [4] F. Rosenblatt, "The perceptron: A probabilistic model for information storage and organization in the brain", *Psychological Review*, 65(6), 386–408, 1958
- [5] B. Widrow and M. E. Hoff, "Adaptive Switching Circuits", *IRE WESCON Convention Record*, pp. 96-104, 1960.
- [6] M. Minsky, and S. Papert, "Perceptrons", M.I.T. Press, 1969.
- [7] Fukushima, K. Cognitron, "A self-organizing multilayered neural network", *Biol. Cybernetics* 20, p.p, 121–136, 1975.
- [8] S. Amari, "A Theory of Adaptive Pattern Classifiers", in *IEEE Transactions on Electronic Computers*, vol. EC-16, no. 3, pp. 299-307, June 1967.
- [9] G. E. Hinton, and T. Sejnowski, "Learning and relearning in Boltzmann machines." In *Parallel distributed processing: Explorations in the microstructure of cognition*, 282-317--. Cambridge, MA: MIT Press, 1986.
- [10] P. J. Werbos, "Beyond Regression: New Tools for Prediction and Analysis in the Behavioral Sciences", PhD diss., Harvard University, 1974.
- [11] Y. Lecun, "Une procédure d'apprentissage pour réseau à seuil asymétrique", *Proceedings of Cognitiva* 85, pp. 599-604. Paris 1985.
- [12] D. Rumelhart, G. Hinton and R. Williams, "Learning representations by back-propagating errors", *Nature* 323, pp. 533–536, 1986.
- [13] K. Hornik, M. Stinchcombe and H. White, "Multilayer feedforward networks are universal approximators", *Neural Networks*, Vol 2, Issue 5, pp. 359-366, 1989.
- [14] K. Hornik, "Approximation capabilities of multilayer feedforward networks", *Neural Networks*, Vol 4, Issue 2, pp. 251-257 1991.
- [15] I. Rivals, L. Personnaz, G. Dreyfus, J. L. Ploix, "Modélisation, classification et commande par réseaux de neurones : principes fondamentaux, méthodologie de conception et illustrations industrielles", *Les réseaux de neurones pour la modélisation et la commande de procédés*, J.P. Corriou, coordonnateur (Lavoisier Tec et Doc), 1995.

- [16] J. D. Olden, D. A. Jackson, "illuminating the "black box": A randomization approach for understanding variable contributions in artificial neural networks", *Ecological Modelling*, 154, pp. 135–150, 2002.
- [17] J. D. Olden, M. Joy, R. Death, "An accurate comparison of methods for quantifying variable importance in artificial neural networks using simulated data", *Ecological Modelling*, 178, pp. 389-397, 2004.
- [18] F. Djéffal, "Modélisation et simulation prédictive du transistor MOSFET fortement submicronique. Application à la conception des dispositifs intégrés", Thèse de doctorat, Université de Batna 2, 2006.
- [19] Y. Harkous, "Application de réseaux de neurones à la modélisation de composants et de dispositifs microndes non linéaires", Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1998.
- [20] S. Haykin, "Neural network: A comprehensive foundation", New York: Macmillan College Publishing Company, 1994.
- [21] A. Cichoki, R. Unbehauen, "Neural networks for optimisation and signal processing, " J. Wiley & Sons Ltd.and B.G. Teubner, Stuttgart, 1993.
- [22] E. Davalo et P. Naim, "*Les réseaux de neurones*", Eyrolles, 1990.
- [23] L. Jin, N. Nikiforuk, M. M. Gupta, "Uniform Approximation of Nonlinear Dynamic Systems Using Dynamic Neural Networks", *International Conference on Artificial Neural Networks*, pp. 191-196, Paris, France, 1995.
- [24] G. Dreyfus, J.-M. Martinez, M. Samuelides, M. B. Gordon, F. Badran, S. Thiria, L. herault, "Réseaux de neurones", *éditions Eyrolles*, Paris, Janvier 2002.
- [25] Y. bennani, "Apprentissage connexionniste", *Lavoisier 2006*, Avril 2006.
- [26] Q.J. Zhang, K.C. Gupta, "Neural Networks for RF and Microwave Design", Boston, MA, Artech house, 2000.
- [27] L. Ton, J.J. Xu, Q.J. Zhang, R. Sheffield, H. Knwong, L. Marcanti, "Electromagnetic Based Modeling of Embedded Passives Using Neural Networks", *IPC International Conference on Embedded Passives*, San Jose, CA, June 2004.
- [28] Q. Zhang et A. Benveniste, "Wavelets networks", *IEEE Trans. on Neural Networks*, vol.3, pp. 889-898, 1992.
- [29] J. Zhang, G.G. walter, Y. Miao, et W.N.W. lee, "Wavelets neural networks for function learning", *IEEE Trans. Signal Process*, vol. 43, No. 6, pp. 1485-1497, June 1995.
- [30] Q. Zhang, "Using wavelet network in non-parametric estimation", *IEEE Trans. on Neural Networks*, vol. 8, No. 2, pp. 227-236, March 1997.

- [31] S. Siu, G.J. Gibson, and C.F.N. Cowan, "Decision feedback equalisation using neural network structures and performance comparison with standard architecture", *IEEE Proceedings*, Vol.137, Pt. I, No. 4, pp.221-225, August 1990
- [32] D.E. Rumelhart and J.L. McClelland, "Parallel distributed processing: Exploration in the microstructure of cognition", M.I.T Press, Cambridge. Mass, 1986.
- [33] P. Bourret, J. Reggia, M. Samuelides, "Réseaux de neuronaux une approche connexionniste de l'intelligence artificielle", Ouvrage de l'édition TEKNEA, 1991.
- [34] Jiant-Kang "neural networks and simulation methods", CRC Press, Déc 1993.
- [35] M. El Zoghbi, "Analyse électromagnétique et outils de modélisation couplés. Application à la conception hybride de composants et modules hyperfréquences", Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008.

Chapitre III

Caractéristiques de résonance d'un résonateur à
couche mince supraconducteur utilisant la
méthode à deux fluides et les réseaux de
neurones artificiels

III.1 INTRODUCTION

Dans les applications aéronautiques, aérospatiales, militaires, mobiles et terrestres, un faible poids, un faible coût et des performances élevées sont les principales exigences. Les antennes microrubans peuvent répondre à ces exigences [1]. Les principaux avantages de ces antennes sont légèreté, petite taille et épaisseur, faible coût, fabrication simple, connexion réseau et intégration de composants discrets, et compatibilité finale, de sorte qu'elles puissent être facilement installées sur tout type de support [2]-[5]. Cependant, ce type d'élément a des limites, telles qu'une bande passante étroite, un faible gain et la capacité de résonner à une seule fréquence [6]. Ces dernières années, les supraconducteurs à haute température ont donné un nouvel espace au développement industriel des circuits hyperfréquences. Les composants hyperfréquences supraconducteurs passifs (tels que les antennes, les filtres, les lignes de transmission et les déphaseurs) ont montré des avantages significatifs dans les aspects suivants : Par rapport aux composants correspondants fabriqués à l'aide de conducteurs ordinaires. En raison des avantages des supraconducteurs, tels que l'or, l'argent et le cuivre [7]-[15]. Les avantages de l'utilisation de matériaux supraconducteurs à des températures micro-ondes critiques élevées comprennent : des pertes extrêmement faibles ; cela signifie des niveaux d'atténuation et de bruit plus faibles, une très faible dispersion à des fréquences de plusieurs dizaines de GHz et une miniaturisation des équipements micro-ondes ; cela permet une grande échelle d'intégration et réduire le temps de propagation du signal dans les circuits. Par rapport aux antennes conventionnelles, les antennes microrubans supraconductrices à haute température ont des gains plus élevés [16]-[20]. Un certain nombre de méthodes utilisant différents niveaux d'approximation ont été proposées et utilisées pour analyser les antennes microrubans. Ces méthodes peuvent généralement être divisées en deux groupes : les méthodes analytiques simples et les méthodes numériques rigoureuses. Les méthodes analytiques simples peuvent donner une bonne explication intuitive des propriétés de rayonnement de l'antenne. Cependant, ces méthodes ne prennent pas en compte rigoureusement les effets des ondes de surface. Les formulations mathématiques exactes dans des méthodes rigoureuses impliquent des procédures numériques étendues, entraînant des erreurs d'arrondi et peuvent également nécessiter des ajustements expérimentaux fins des résultats théoriques. Ces méthodes nécessitent également des ressources informatiques à grande échelle et très performantes et un très grand nombre de calculs [21]-[32]. Pour surmonter toutes ces limitations, ce travail présente un modèle basé sur un réseau de neurones artificiels (RNA) qui peut calculer immédiatement

la fréquence de résonance et la bande passante. Le RNA est utilisé pour simuler la relation entre les paramètres de l'antenne microruban et la fréquence de résonance obtenue à partir de la méthode des moments (MoM). Nous donnons des résultats numériques, puis nous utilisons les résultats de la littérature pour affirmer l'exactitude de nos résultats. L'influence de l'épaisseur et de la température du patch supraconducteur sur la fréquence de résonance et la largeur de bande de l'antenne microruban rectangulaire sera discutée.

III.2 Méthode d'analyse

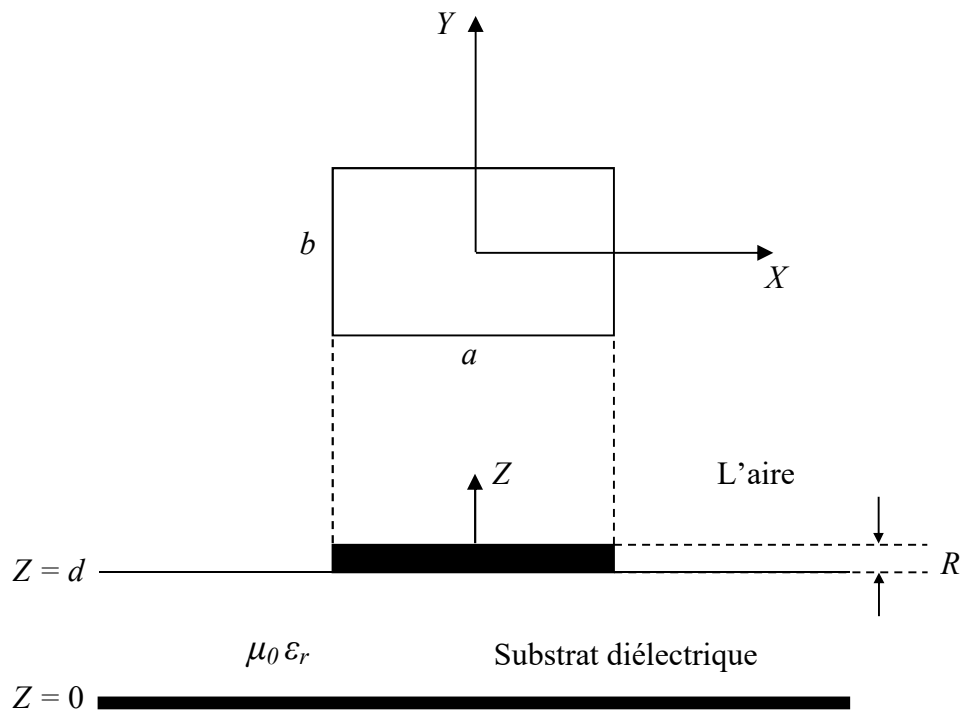


Figure III.1. Géométrie d'une antenne microbande rectangulaire

Le problème à résoudre est illustré sur la figure (III.1). Nous avons un patch supraconducteur rectangulaire de longueur 'a', largeur 'b' et hauteur 'R' implanté sur un substrat diélectrique isotrope d'épaisseur 'd' caractérisé par la perméabilité du vide μ_0 et une constante diélectrique ϵ_r . Le milieu ambiant est l'air avec des paramètres constitutifs μ_0 et ϵ_0 . En considérant des variations de temps sous la forme $e^{j\omega t}$ et à partir des équations de Maxwell présentées dans le domaine de Fourier, nous pouvons démontrer que les champs transversaux à l'intérieur de la couche j ($z_{j-1} < z_j < z_{j+1}$) peuvent être écrits en termes des composantes longitudinales \tilde{E} et \tilde{H} comme suit [33]-[34] :

$$\tilde{E}(k_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(k_s, z) \\ \tilde{E}_y(k_s, z) \end{bmatrix} = \bar{F}(k_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{k_s} \frac{\partial \tilde{E}_z(k_s, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu_0}{k_s} \tilde{H}_z(k_s, z) \end{bmatrix}$$

$$\tilde{E}(k_s, z) = \bar{F}(k_s) e(k_s, z) \quad (\text{III.1})$$

$$\tilde{H}(k_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}_x(k_s, z) \\ -\tilde{H}_y(k_s, z) \end{bmatrix} = \bar{F}(k_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_j}{k_s} \tilde{H}_z(k_s, z) \\ \frac{1}{k_s} \frac{\partial \tilde{H}_z(k_s, z)}{\partial z} \end{bmatrix}$$

$$\tilde{H}(k_s, z) = \bar{F}(k_s) h(k_s, z) \quad (\text{III.2})$$

e et h représentent respectivement les champs électriques et magnétiques transversaux en (TM, TE), et

$$\bar{F}(k_s) \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (\text{III.3})$$

avec

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2$$

En substituant les expressions de \tilde{E} et \tilde{H} [33]-[35] dans (III.1) et (III.2), on obtient

$$\bar{e}(k_s, z) = \bar{A} e^{-ik_z z} + \bar{B} e^{ik_z z} \quad (\text{III.4})$$

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \cdot [\bar{A} e^{-ik_z z} - \bar{B} e^{ik_z z}] \quad (\text{III.5})$$

Dans (III.4) et (III.5), A et B sont des vecteurs inconnus à deux composantes et

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag} \left[\frac{\omega \varepsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega \mu} \right] \quad (\text{III.6})$$

En écrivant (III.4) et (III.5) dans les interfaces $z = z_{j-1}$ et $z = z_j$ et en éliminant les inconnues

A et B, on obtient la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{III.7})$$

Avec

$$\bar{\bar{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\bar{T}}_j^{11} & \bar{\bar{T}}_j^{12} \\ \bar{\bar{T}}_j^{21} & \bar{\bar{T}}_j^{22} \end{bmatrix}$$

$$\bar{\bar{T}}_j = \begin{bmatrix} \cos(k_{z_j} d_j) & -i \cdot \bar{g}^{-1} \cdot \sin(k_{z_j} d_j) \\ -i \cdot \bar{g} \cdot \sin(k_{z_j} d_j) & \cos(k_{z_j} d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

Qui combine e et h sur les deux côtés de la couche de j^{th} en tant que grandeurs d'entrée et de sortie. La matrice $\bar{\bar{T}}_j$ représente la j^{th} couche dans la représentation (TM, TE). Les conditions aux limites de la structure considérée en voulant dans la figure (III.1), nous permettent d'écrire dans le domaine spectral

$$\bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) = \bar{0} \quad (\text{III.9})$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, z_1^+) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}} \begin{bmatrix} \bar{e}_1(k_s, z_0^+) \\ \bar{h}_1(k_s, z_0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{J}(Z_1) \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

$$\bar{h}_2(k_s, z_1^+) = \bar{g}_2(k_s) \cdot \bar{e}_2(k_s, z_1^+) \quad (\text{III.11})$$

Dans le domaine de Fourier, les composantes du champ électrique tangentiel sont exprimées en fonction des composantes de la densité de courant transformées sur le patch, comme suit :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{III.12})$$

Pour inclure l'effet de la supraconductivité du film microruban, la fonction de Green dyadique est modifiée en considérant une impédance complexe de surface Z_s , et est déterminée en utilisant le modèle de Gorter et Casimir [35]-[37].

$$Z_s = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (\text{III.13})$$

Si l'épaisseur du film supraconducteur R est inférieure à trois profondeurs de pénétration, une meilleure condition aux limites est donnée par [37]

$$Z_s = \frac{1}{R \cdot \sigma} \quad (\text{III.14})$$

Où la conductivité complexe σ est donnée par [35] [37].

$$\sigma_1 = \sigma_n \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 + \left(\left(1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 \right) / (i\omega\mu_0\lambda_0^2) \right) \quad (\text{III.15})$$

En utilisant la condition aux limites de la résistive complexe, On obtient la matrice caractéristique suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (G_{xx} - Z_s) & G_{xy} \\ G_{yx} & (G_{yy} - Z_s) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{III.16})$$

La méthode des moments de (Galerkin) est implémentée dans le domaine de la transformée de Fourier pour réduire l'équation intégrale en une équation matricielle. Le courant de surface J sur le patch est étendu en une série finie de fonctions de base connues J_{xn} et J_{ym}

$$J = \sum_{n=1}^N a_n \begin{bmatrix} J_{xn} \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym} \end{bmatrix} \quad (\text{III.17})$$

Où a_n et b_m sont les coefficients d'expansion de mode à rechercher, en remplaçant le vecteur des transformées de Fourier, ensuite, l'équation résultante est testée par le même ensemble de fonctions de base qui a été utilisé dans l'expansion du courant de patch. Ainsi, l'équation intégrale est discrétisée sous l'équation matricielle suivante

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{kn}^2)_{N \times M} \\ (Z_{kn}^3)_{M \times N} & (Z_{kn}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{0} \end{bmatrix} \quad (\text{III.18})$$

$$Z_{kn}^1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y$$

$$Z_{kn}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y$$

$$Z_{\text{ln}}^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y$$

$$Z_{\text{ln}}^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y$$

L'existence d'une solution non triviale de (18) exige que :

$$\text{Det}[Z(f)] = 0 \quad (\text{III.19})$$

L'équation (III.19) est l'équation caractéristique de la fréquence de résonance complexe de la structure microruban généralisée illustrée sur la figure 1. Où \bar{Z} est la matrice de (III.18).

III.3 Réseaux neuraux artificiels

Le réseau de neurones artificiels (RNA) représente une technique de modélisation prometteuse, en particulier pour les ensembles de données ayant des relations non linéaires fréquemment rencontrées en ingénierie. En termes de spécification de modèle, les réseaux de neurones artificiels ne nécessitent aucune connaissance de la source de données mais, comme ils contiennent souvent de nombreux poids à estimer, ils nécessitent de grands ensembles d'apprentissage. De plus, les RNA peuvent combiner et incorporer des données issues de la littérature et des données expérimentales pour résoudre des problèmes [38] – [43].

Il existe de nombreux types de réseaux de neurones pour diverses applications disponibles dans la littérature. Dans ce travail, le réseau de perceptron multicouche en Anglais multilayer perceptron (MLP) est sélectionné pour le calcul efficace de la fréquence de résonance et de la bande passante de l'antenne microruban rectangulaire.

III.3.1 Réseaux de Perceptron multicouche (MLP)

Le réseau de perceptron multicouche (MLP) est sélectionné en raison de sa forme la plus simple et par conséquent les architectures de réseau de neurones artificiels les plus utilisés ont été mis à jour pour le calcul de la fréquence de résonance et de la bande passante des antennes microrubans. L'MLP peut être formé en utilisant de nombreux apprentissages [38] – [43]. Dans notre chapitre, l'algorithme de rétropropagation standard a été utilisé pour la formation.

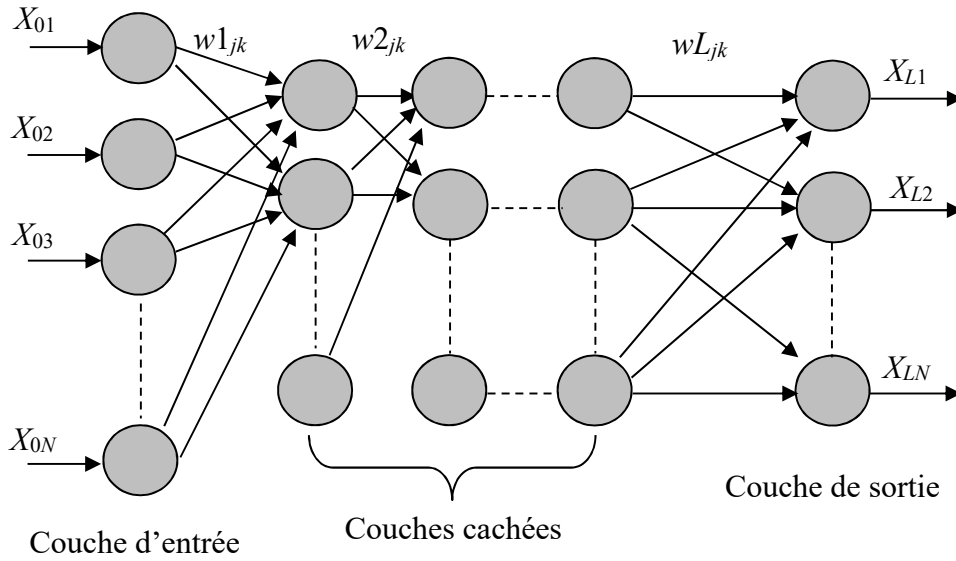


Figure III.2. Forme générale du perceptron multicouche

Comme le montre la figure III.2, l'MLP se compose d'une couche d'entrée, d'une ou plusieurs couches cachées et d'une couche de sortie. Les neurones de la couche d'entrée agissent uniquement comme des tampons pour les neurones de la couche cachée. Chaque neurone de la couche cachée additionne ses signaux d'entrée x_i après les avoir pondérés avec les forces des connexions respectives w_{ji} de la couche d'entrée et calcule sa sortie y_j en fonction de la somme, à savoir.

$$y_{ik} = f \left(\sum w_{ji} x_i \right) \quad (\text{III.20})$$

Où f peut être une simple fonction de seuil ou une fonction tangente sigmoïde ou hyperbolique [44]. La sortie des neurones dans la couche de sortie est calculée de manière similaire.

La formation d'un réseau consiste à ajuster les poids du réseau en utilisant l'algorithme d'apprentissage. Un algorithme d'apprentissage donne le changement $\Delta w_{ji}(k)$ du poids d'une connexion entre les neurones i et j au temps k . Les poids sont ensuite mis à jour selon la formule suivante :

$$W_{ij}(k+1) = W_{ij}(k) + \lambda D_i P_j \quad (\text{III.21})$$

III.3.2 Structure du réseau neuronal

Dans ce travail, le réseau perceptron multicouches (MLP) est utilisé dans le modèle RNA. Le modèle MLP est formé avec un algorithme de rétropropagation. Les données de l'RNA ont été obtenues à partir des calculs de la méthode des moments (MoM) et un programme informatique en utilisant les formules données dans la section 2. Les données sont sous forme de matrice composée d'entrées et de valeurs cibles et disposées selon les définitions des problèmes. Les différents paramètres d'entrée et de sortie du réseau sont illustrés dans la figure III.3.

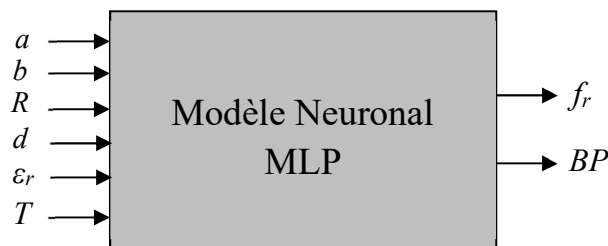


Figure III.3. Modèle neuronal utilisé en calculant la fréquence de résonance (f_r) et la bande passante (BP) d'antenne microbande ayant un patch supraconducteur.

Dans la structure du réseau MLP, la couche d'entrée a une fonction de transfert linéaire, alors que les couches cachées ont une fonction sigmoïde. Nous avons utilisé l'algorithme d'apprentissage pour entraîner l'RNA à calculer la fréquence de résonance et la bande passante, y compris en les affichant séquentiellement avec différents ensembles $(a, b, R, d, \varepsilon_r, T)$ et les valeurs de mesure correspondantes $(f, BP)_{mesurée}$. Les différences entre la sortie cible $(f, BP)_{mesurée}$ et la sortie réelle des RNA sont évaluées par un algorithme d'apprentissage. L'adaptation est effectuée après la présentation de chaque ensemble $[(a, b, R, d, \varepsilon_r, T), (f, BP)_{mesurée}]$ jusqu'à ce que l'exactitude de calcul du réseau soit considérée satisfaisante selon un critère (par exemple, lorsque l'erreur entre $(f, BP)_{mesurée}$ et la sortie réelle pour tout l'ensemble d'apprentissage tombe en dessous d'un seuil donné) ou le nombre maximal admissible d'époques ou de générations est atteint.

Après avoir étudié toutes les dernières étapes, nécessaires à la modélisation par les RNA, et après les nécessaires optimisations, on peut donc dire qu'on a abouti à notre modèle final, qui est formé avec 795 échantillons et testé avec 265 échantillons. Qui a une configuration de 6 neurones d'entrée, 10 et 4 neurones dans 2 couches cachées, et 2 neurones de sortie avec un taux d'apprentissage = 0.1, objectif = $3.6 \cdot 10^{-6}$. C'est à partir des résultats obtenus par ce modèle que nous étudierons dans la section suivante les différentes caractéristiques de l'antenne (fréquence de résonance et bande passante) en fonction de ses paramètres physiques et géométriques $(a, b, R, d, \varepsilon_r, T)$, dans la section suivante.

III.4 Discussion et résultats numériques

Dans cette partie, nous avons appliqué l'approche basée sur la méthode Neuro-Spectrale pour étudier l'influence des paramètres physiques (l'épaisseur ' d ' du diélectrique et la température du patch supraconducteur ' T ') sur la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne microruban à patch supraconducteur. Avant de comprendre l'influence de ces paramètres nous devons d'abord confirmer la précision de calcul du modèle RNA par la validation de nos résultats avec ceux dans la littérature.

III.4.1 Validation des résultats numériques

Afin de confirmer la précision de calcul du modèle RNA, nos résultats sont comparés avec [36] and [51]. Le tableau III.1 montre un bon accord entre nos résultats et ceux estimés par les modèles [36] et [51]. Le patch à étudier est caractérisé par $a = 1630 \mu\text{m}$, $b = 935 \mu\text{m}$ et l'épaisseur $R = 350 \text{ nm}$ réalisé par un film supraconducteur Y-Ba-Cu-O avec une température critique T_c de 89 K, une profondeur de pénétration à température $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$ et une conductivité à l'état normal $\sigma = 106 \text{ S/m}$. Le substrat utilisé dans cette étude est l'aluminate de lanthane (LaAlO_3).

Tableau III.1. Comparaison des fréquences de résonance avec celles de [36] et [51] pour une structure simple ayant un patch rectangulaire à patch supraconducteur.

T=50K	Fréquence de résonance (GHz)		
	Calculé [51]	Modèle de cavité [36]	Nos résultats
$\varepsilon_r = 11$	41.041	41.638	41.930
$\varepsilon_r = 16$	34.856	35.300	35.203
$\varepsilon_r = 23.81$	28.671	28.937	28.768

III.4.2 Effet de l'épaisseur du substrat sur les caractéristiques de l'antenne

Les graphes suivants illustrent les résultats de simulation de notre modèle RNA. En faisant varier l'épaisseur du substrat et en fixant tous les autres paramètres, les figures (Figure 4, Figure 5) représentent la variation de la fréquence de résonance et de la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat avec les caractéristiques citées précédemment, formé sur un substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 23.81$, à partir des deux figures on conclut que :

- L'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique diminue la fréquence de résonance donc on peut dire que cette dernière est inversement proportionnelle à l'épaisseur du substrat diélectrique.
- L'augmentation de l'épaisseur du substrat entraîne l'élargissement de la bande passante donc la bande passante est proportionnelle à l'épaisseur du substrat.

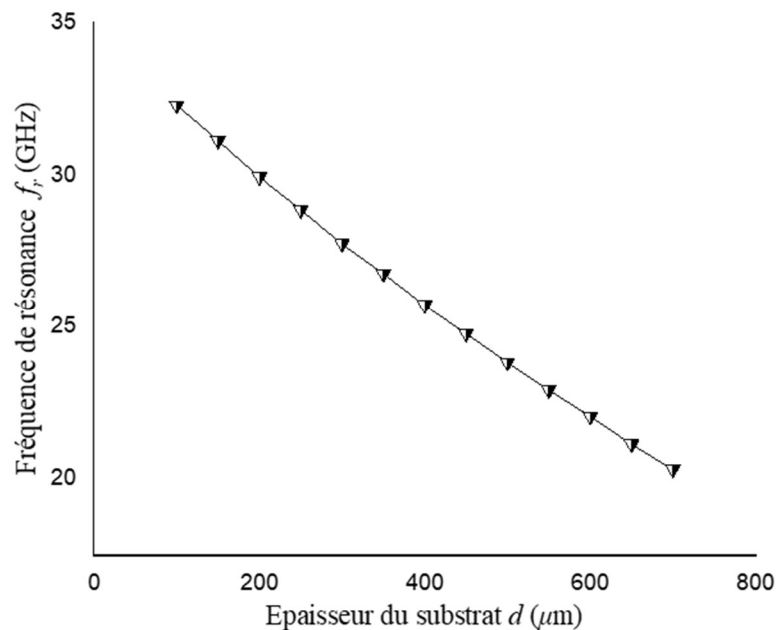


Figure III.4. Fréquence de résonance d'une antenne microruban à patch supraconducteur rectangulaire en fonction de l'épaisseur du substrat

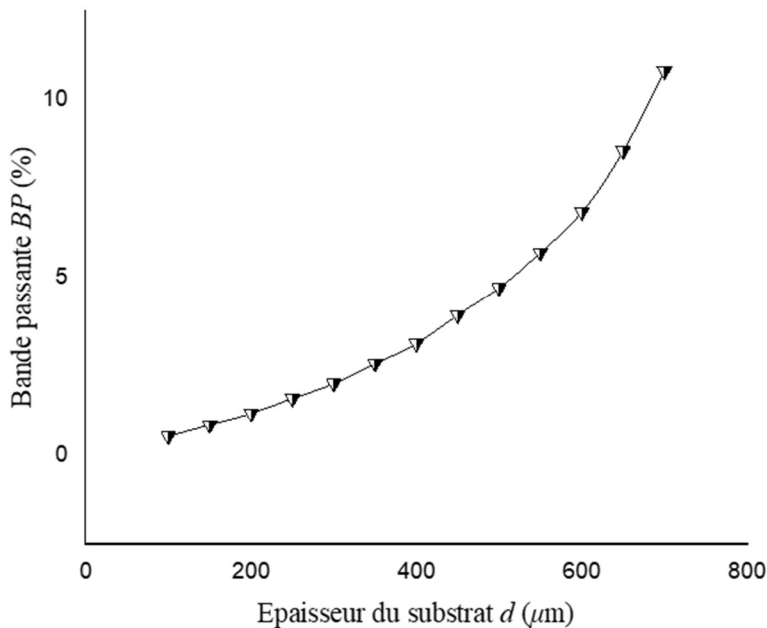


Figure III.5. Bande passante d'une antenne microruban à patch supraconducteur rectangulaire en fonction de l'épaisseur du substrat

Ces comportements sont en accord avec ceux découverts par le cas d'un patch réalisé à base d'un conducteur parfait.

III.4.3 Effet de la température sur les caractéristiques de l'antenne

Le substrat utilisé dans cette étude à base d'aluminate de lanthane (LaAlO_3) qui a une bonne correspondance de maillage avec l'YBCO [52]. La permittivité de LaAlO_3 en fonction de la température est représentée sur la figure III.6, Elle a été donnée par [36]. La figure III.7 montre que la fréquence de résonance d'une antenne HTS diminue progressivement avec l'augmentation de la température. Cette diminution devient plus importante pour des valeurs de température proches de la température critique. Excellents accords entre nos résultats et ceux mesurés par [45].

La figure III.8 montre que la bande passante reste quasiment inchangée pour $T < T_c$, mais une augmentation importante est obtenue pour des températures proches de la température critique. Ceci est complètement différent de celui trouvé par Silva et al. [36], alors qu'il est en très bon accord avec celui trouvé expérimentalement par Richard et al. [51].

Les variations brusques des caractéristiques de l'antenne microbande à patch supraconducteur au voisinage de la température critique sont dues à la disparition du phénomène supraconducteur et de l'effet purement inductif des électrons appariés ; donc le matériau supraconducteur devient un conducteur normal caractérisé par son conductivité réelle ' σ ' égale à la conductivité normale du matériau ' σ_n '.

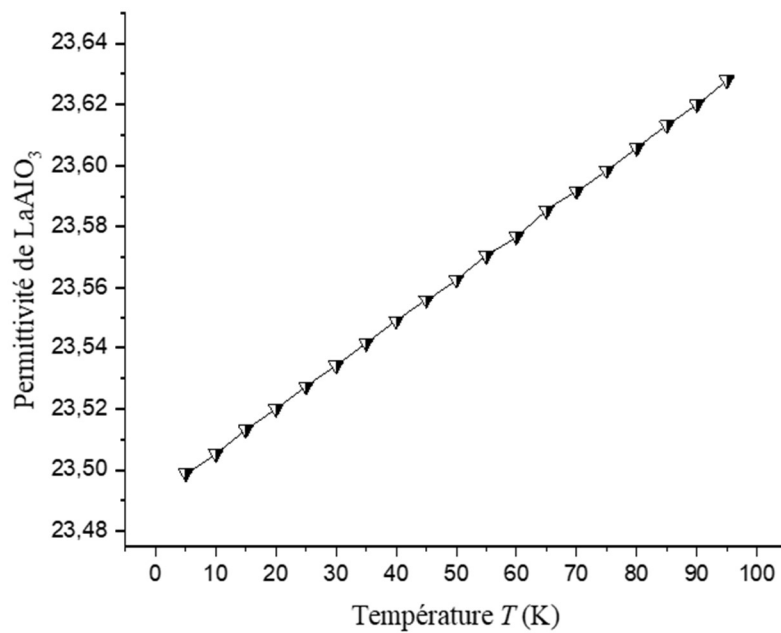


Figure III.6: Permittivité du substrat diélectrique en fonction de la température

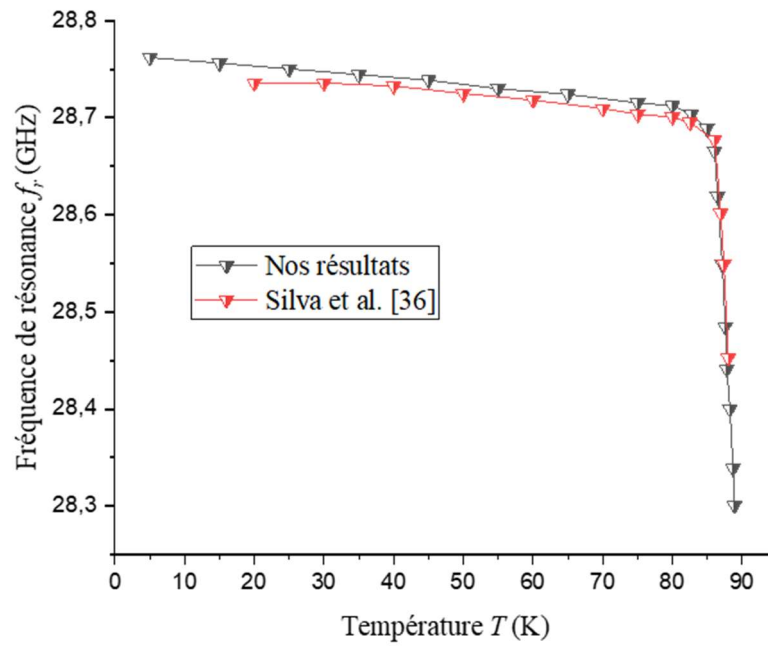


Figure III.7: Fréquence de résonance d'une antenne microruban à patch supraconducteur rectangulaire en fonction de la température

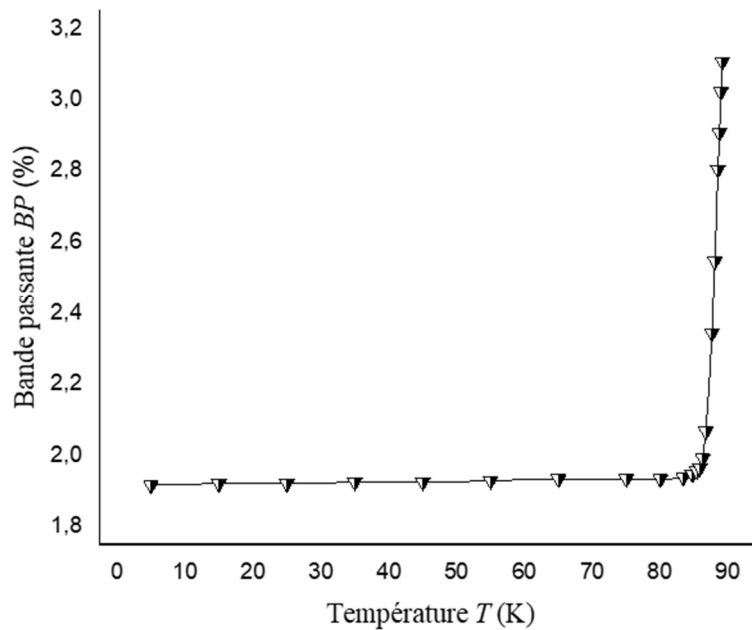


Figure III.8: Bande passante d'une antenne microruban à patch supraconducteur rectangulaire en fonction de la température

III.5 CONCLUSION

Une analyse rigoureuse par ondes planes d'un patch microruban rectangulaire utilisant des matériaux supraconducteurs a été présentée. Le problème a été formulé en termes d'équations intégrales utilisant des transformées vectorielles de Fourier. Une technique efficace a été utilisée pour déterminer les fonctions de Green dyadique. La méthode de Galerkin a été utilisée pour résoudre la densité de courant de surface sur le patch rectangulaire. Afin de minimiser le temps de calcul, un modèle neuronal basé sur des réseaux neuronaux artificiels a été construit et introduit dans le processus de modélisation. Les résultats calculés ont été comparés à ceux précédemment mesurés et disponibles dans diverses publications, et une excellente cohérence a été trouvée. De nos travaux, nous pouvons confirmer que les propriétés de l'antenne HTS restent à des températures légèrement inférieures à la température critique.

Références

- [1] C. A. Balanis, *Antenna Theory, Analysis and Design*, 3rd ed., New York: John Wiley & Sons Inc., 2005.
- [2] 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.
- [3] D. Khedrouche, F. Bouttout, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Spectral-domain analysis of multilayer cylindrical-rectangular microstrip antennas," *Engng. Anal. Boundary Elem.*, vol. 33, pp. 930-939, 2009.
- [4] S. Benkouda and T. Fortaki, "Resonance of rectangular microstrip patch over ground plane with rectangular aperture in the presence of high-permittivity dielectric layer below the aperture," *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2011)*, Marrakech, Morocco, March 20-23, pp. 239-241, 2011.
- [5] F. Zhao, T. T. Liu, and Z. P. Qian, "A circularly polarized aperture stacked patch microstrip antenna for L band," *Progress in Electromagnetics Research C.*, vol. 20, pp. 95-109, 2011.
- [6] S. Shekhawat, P. Sekra, D. Bhatnagar, V. K. Saxena, and J. S. Saini, "Stacked arrangement of rectangular microstrip patches for circularly polarized broadband performance," *IEEE Antennas Wireless Propagation. Lett.*, vol. 9, pp. 910-913, 2010.
- [7] U. Mizutani, *Introduction to the Electron Theory of Metals*. England: Cambridge University Press, 2003.
- [8] K. Fossheim and A. Sudbo, *Superconductivity Physics and Application*. New York: Wiley & Sons, 2004.
- [9] A. Mourachkine, *Room Temperature Superconductivity*. England: Cambridge International Science Publishing, 2004.
- [10] J. F. Seaux, "Conception, optimisation et test de dispositifs intégrant des matériaux en couche mince supraconducteurs ou ferroélectriques pour des applications de filtrage dans le domaine spatial," Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Avril 2005.
- [11] N. Sekiya, A. Kubota, A. Kondo, S. Hirano, A. Saito, and S. Ohshima, "Broadband superconducting microstrip patch antenna using additional gap-coupled resonators," *Physica C*, vol. 445-448, pp. 994-997, 2006.

- [12] C. P. Poole, H. A. Farach, R. J. Creswick, and R. Prozorov, *Superconductivity*. London: Academic Press, Second edition, 2007.
- [13] S. Benkouda, "Caractérisation d'un patch microbande supraconducteur dans une configuration substrat-superstrat. Effets du gap d'air sur la résonance de l'antenne supraconductrice ajustable," Magister Thesis, University of Batna, December 2008.
- [14] T. Fortaki, M. Amir, S. Benkouda, and A. Benghalia, "Study of high T_c superconducting microstrip antenna," in *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pp. 1405-1408, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.
- [15] T. Fortaki, S. Benkouda, M. Amir, and A. Benghalia, "Air gap tuning effect on the resonant frequency and half-power bandwidth of superconducting microstrip patch," in *Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pp. 1566-1570, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.
- [16] M. A. Richard, K. B. Bhasin, and P. C. Clasp, "Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 967-974, July 1993.
- [17] S. Liu and B. Guan, "Wideband high-temperature superconducting microstrip antenna," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 17, Aug. 2005.
- [18] O. Barkat and A. Benghalia, "Radiation and resonant frequency of superconducting annular ring microstrip antenna on uniaxial anisotropic media," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 30, pp. 1053-1066, 2009.
- [19] 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.
- [20] F. Benmeddour, C. Dumond, F. Benabdelaziz and F. Bouttout, "Improving the performances of a high T_c superconducting circular microstrip antenna with mulailayered configuration and anisotropic dielectrics," *Progress in Electromagnetics Research C*, vol. 18, pp. 169-183, 2011.
- [21] Bhartia, P, K. V. S. Rao. and R. S. Tomar, "Millimeter-Wave Microstrip and Printed Circuit Antennas", Artech House, Norwood, MA, 1991.
- [22] M. Titaouine et F. Djahli, "Simple and Efficient Approach for Arbitrary shaped Microstrip Antennas", *ITG Fachbericht*, ISSU 178, pp. 133-136, 2003.

- [23] J. R. James, P. S. Hall, and C. Wood, *Microstrip Antennas Theory and Design*, Peter Peregrines Ltd, 1981.
- [24] Keith R. Carver, James W. Mink, "Microstrip Antenna Technology", *IEEE Trans. Antennas Propagat*, Vol.AP-29, N° 1, pp. 2-24, 1981.
- [25] Yeow-Beng Gan, Vhee-Pang Chua, and Le-Wei Li, "An Enhanced Cavity Model for Microstrip Antennas", *Microwave and optical Technology Letters*, vol. 40 N°06, pp. 523, March 2004.
- [26] Y. T. Lo, D. Solomar & W. F. Richard, "Theory and experiment on microstrip antenna" *IEEE Trans. Antennas Propagat*. Vol.AP-27, pp.137-145, Mars 1979.
- [27] D.Sadiku and N.O.Mathew, "Numerical techniques in electromagnetics", *second edition*, *CRC Press*, Boca Raton, London, New York, Washington, D.C, 2001.
- [28] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat*, Vol 14, pp.302- 307, 1966.
- [29] D.R. Lynch and K.D. Paulsen, "Time-Domain Integration of the Maxwell Equations on Finite Elements", *IEEE Trans. Antennas Propagat*, vol. 38, no. 12, pp. 1933-1942, December 1990.
- [30] E. H. Newman and P. Tulyathan, "Analysis of microstrip antennas using moment methods", *IEEE Trans. Antennas Propagat*, Vol. 29, pp. 47-53, Jan 1981.
- [31] T. Itoh, "Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures", *A Wiley-Interscience Publication*, New York, Wiley, 1989.
- [32] D.M. Pozar and S. M. Voda "Rigorous analysis of a microstripline fed antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat*. Vol AP-35, pp. 1343-1350, Dec. 1987.
- [33] D.M. Pozar "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Trans. Antennas Propagat* AP35, P.613621 (1987).
- [34] Fortaki, T., and Benghalia, A., "Rigorous Fullwave analysis of rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in multilayered substrates that contain isotropic and uniaxial anisotropic materials", *Microwave and Technology Letters*, vol. 41 no.6, June 2004.
- [35] Cai, Z., and Bornemann, J., "Generalized spectraldomain analysis for multilayered complex media and highTc superconductor applications", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT40, no. 12, pp.22512257, 1992

- [36] S. G. da Silva, A. G.d'Assução and J. R.S.Oliveira "Analysis of high Tc superconducting microstrip antennas and arrays" SBMO/IEEE MTT-S IMOC. 1999.
- [37] B.B.G. Klopman and H. Rogala "The propagation characteristics of wave-guiding structures with very thin superconductors; Application to coplanar wave- guide YBa2 CU307- x resonators" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*; vol. MTT-41, no. 5, p. 781-791, 1993.
- [38] C. Christodoulou, and M. Georgiopoulos, "Applications of Neural Networks in Electromagnetics," Norwood, MA: Artechhouse, 2001.
- [39] S. Sagiroglu and K. Guney, "Calculation of Resonant Frequency for an Equilateral Triangular Microstrip Antenna Using Artificial Neural Networks," *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.14, No.2, pp.89-93,1997.
- [40] D. Karaboga, K. Guney, S. Sagiroglu and M. "Neural Computation of Resonant Frequency of Electrically Thin and Thick Rectangular Microstrip Antennas," *IEEE Proc. Antennas Propag.*, Vol. 146, No. 2, deviations pp. 155-159, April 1999.
- [41] Q. J. Zhang and K. C. Gupta, *Neural Networks for RF and Microwave Design*, Artech House, Boston, MA, 2000.
- [42] C. G. Christodoulou and M. Georgiopoulos, *Application of Neural Networks in Electromagnetics*, Artech House, MA, 2001.
- [43] A. C. Maren, C. Harston and R. Pap, *Handbook of Neural Computing Applications*, Academic Press, London, 1990.
- [44] K. Guney, and S. S. Gultekin, "A comparative study of neural networks for input resistance computation of electrically thin and thick rectangular microstrip antennas", *Journal of Communications Technology and Electronics*, Vol. 52, No. 5, pp. 483-492, 2007.
- [45] J. S. Row and K. L. Wong "Resonance in a superstrate-loaded rectangular microstrip structure," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*. vol. (41), pp. 1349-1354, August 1993.
- [46] G. Splitt and M. Davidovitz, "Guidelines for design of electromagnetically coupled microstrip patch antennas on two-layer substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1136-1140, July 1990.
- [47] M. D. Deshpande and M. C. Bailey, "Input impedance of microstrip antennas," *IEEE Trans Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 645-650, July 1982.

- [48] W. C. Chew and Q. Liu, "Resonance frequency of a rectangular microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1045-1056, Aug. 1988.
- [49] K. L. Wong *et al.* "Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, pp. 698-701, April 1993.
- [50] 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.
- [51] M.A. Richard, K.B. Bhasin and P.C. Clapsy, "Superconducting microstrip antennas: An experimental comparison of two feeding methods". *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, ol. AP-41, n. 7, pp. 967-974, 1993.
- [52] Morrow, Jarrett D., Williams, Jeffery T., Davis, Mathew F., Licon, Darian L., Rampersad, H. R., Jazdyk, David R., Zhang, Xiaoping, Long, Stuart A., and Wolfe, John C., "Circularly Polarized 20-GHz High-Temperature Superconducting Microstrip Antenna Array", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity.*, vol. 9, no. 4, December 1999.

Chapitre IV :

Contribution à la création d'un outil
de CAO des antennes microbandes de
forme triangulaire

IV.1 Introduction

Depuis la découverte de la supraconductivité à haute température, des efforts importants ont été fournis dans l'application de ces matériaux dans divers domaines [1]-[2]. L'antenne microbande supraconductrice est constituée comme l'une des premières applications des matériaux supraconducteurs à haute température dans le domaine des microondes [3]-[4]. L'avantage primaire d'employer les matériaux supraconducteurs dans le développement des antennes microbandes est la réduction des pertes ohmiques liées au radiateur et aux réseaux auxiliaires d'alimentation et d'adaptation [1]. Un autre avantage des antennes microbandes supraconductrices à haute température est l'augmentation du gain [4].

Les antennes microbandes ont retenues l'attention des antennistes en raison de leur utilité dans les communications sans fil, les systèmes radar et la télédétection [3]-[5]. En effet, ces antennes présentent des avantages uniques tels que faible profile, compacité, faible coût et peuvent être fabriquées sur une carte électronique [6]-[8]. En outre, elles sont disponibles sous différentes formes et géométries telles que la forme carrée, rectangulaire, circulaire, triangulaire, annulaire et autres [9]-[11]. Parmi les formes qui ont attirées beaucoup d'attention récemment est l'antenne patch triangulaire [10]-[14]. Plus précisément, le patch triangulaire équilatéral est généralement le type de patch triangulaire le plus utilisé car il a la propriété de son facteur de qualité élevé et l'avantage de prendre moins de place par rapport aux formes rectangulaire et circulaire [14]. Il convient également pour une utilisation dans les surfaces courbées [11].

Malheureusement, l'antenne microbande standard présente l'inconvénient d'une bande passante extrêmement étroite, ce qui limite ses applications dans plusieurs domaines [7]. Plusieurs techniques utiles ont été proposées pour élargir la bande passante des antennes microbandes. Initialement, les moyens les plus populaires adoptés pour améliorer la bande passante sont l'utilisation d'un substrat électriquement épais, une faible constante diélectrique ou une géométrie empilée multicouche [1], [15], [16]. Cependant, toutes les techniques suscitées augmentent la taille ou le volume de l'antenne. Deuxièmement, couper des fentes à l'intérieur du patch [16], ou l'utilisation d'un réseau d'alimentation par couplage à travers une ouverture sont d'autres moyens permettant l'élargissement de la bande passante des antennes microbandes.

Les substances diélectriques indispensables dans les circuits intégrés microondes présentent une anisotropie diélectrique naturelle ou artificielle en raison de leur processus de fabrication [17]. Les substrats isotropes peuvent également montrer une anisotropie à hautes fréquences [18]. Dans des études antérieures, nous avons démontré que les éléments de la permittivité du substrat anisotrope peuvent être ajustés de façon à obtenir une bande passante très large [15]-[19]. Par conséquent, une description précise de l'effet de l'anisotropie semble être d'une importance capitale.

Plusieurs méthodes, utilisant diverses techniques, ont été rapportées pour investiguer les propriétés de résonance et les diagrammes de rayonnement des antennes microbandes et généralement ces techniques sont classées comme méthodes approximatives ou à ondes pleines (Full-wave) [11]-[16]. Les techniques approximatives sont généralement développées pour des structures de géométrie simple, et de plus, parce qu'elles rendent le problème facile à comprendre en utilisant certaines hypothèses, elles peuvent être relativement fiables et précises sous certaines conditions pertinentes [16]. L'approche du domaine spectral et le reste des méthodes d'analyse dites Full-wave ainsi que les logiciels de simulation disponibles dans le commerce peuvent être utilisés pour l'analyse des caractéristiques des antennes patches dans des substrats multicouches et pour diverses structures et géométries complexes [17]-[19]. Toutes ces techniques fournissent des résultats raisonnablement précis. Néanmoins, ces techniques ne conviennent pas à la conception assistée par ordinateur (CAO) ou à la synthèse directe d'antennes microbandes en raison de leur complexité et de leur temps de calcul trop long [11]-[20].

Dans ce chapitre, une contribution aux méthodes de CAO est apportée en se basant sur le modèle précis de la cavité en conjonction avec des connaissances électromagnétiques. Le modèle développé permet d'analyser les caractéristiques de résonance et de rayonnement d'un patch triangulaire équilatéral supraconducteur imprimé sur un substrat isotrope ou anisotrope. Au meilleur de nos connaissances, le traitement numérique du problème de cavité avec des substrats anisotropes et des patches triangulaires équilatéraux supraconducteurs n'a pas retenu suffisamment d'attention. Tous les résultats obtenus du modèle proposé sont comparés aux résultats mesurés et calculés, pour prouver la validité et la robustesse du modèle proposé. Le chapitre est structuré de la manière suivante. Dans la section II, nous présentons le modèle de cavité de base, c'est-à-dire le modèle appliqué pour un patch considéré parfaitement conducteur et gravé sur un substrat anisotrope. Dans la section III, l'effet des champs de bord

(fringing fields), l'anisotropie du substrat ainsi que la supraconductivité du film mince (patch triangulaire) sont convenablement inclus dans le formalisme mathématique du problème.

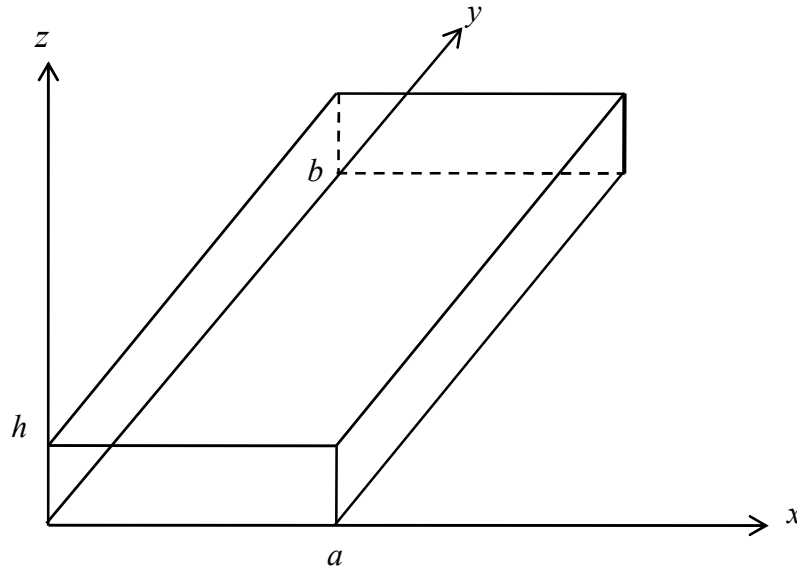


Figure IV.1. Antenne microbande de forme rectangulaire assimilée à une cavité résonante.

Dans la section IV, pour vérifier l'exactitude du modèle proposé, nous comparons nos résultats avec les données théoriques et expérimentales de Biswas et Dam [20]. Dans la section V, nous examinons l'influence des deux paramètres de la permittivité du substrat anisotrope sur la fréquence de résonance de l'antenne. Dans la section VI, nous présentons des résultats relatifs à l'antenne triangulaire ayant un patch supraconducteur à haute température critique. Une étude paramétrique sera menée pour quantifier l'influence des différents paramètres de l'antenne supraconductrice sur les caractéristiques de résonance et de rayonnement.

IV.2 Modèle de cavité de base

L'avantage du modèle de cavité est la simplicité du formalisme mathématique tout en permettant une bonne compréhension des phénomènes physiques. Les résultats obtenus dans cette section sont valables uniquement pour le cas d'un substrat électriquement mince. L'extension du modèle pour des substrats épais sera abordée dans les sections suivantes. La théorie que nous allons exposer ici concerne un patch de forme rectangulaire, mais l'étude peut être élargie pour des patches ayant d'autres formes (triangulaire par exemple).

Le modèle de cavité repose sur le principe d'assimiler l'antenne microbande à une cavité résonante ayant deux murs électriques parfaits (qui correspondent au patch rectangulaire et au plan de masse parfaitement conducteurs) et quatre murs latéraux magnétiques (voir figure IV.1). Donc, nous avons :

- Les plans $z = 0$ et $z = h$ sont des murs électriques.
- Les plans $y = 0$, $y = b$, $x = 0$ et $x = a$ sont des murs magnétiques.

Du fait que le champ électrique tangentiel est nul en $z = 0$ et $z = h$ et l'épaisseur du substrat est électriquement très mince ($h \ll \lambda$), en on conclue que le champ électrique a uniquement une composante selon l'axe z .

D'autre part, l'hypothèse $h \ll \lambda$ nous permet de déduire que le champ électromagnétique est indépendant de la coordonné z (ne varie pas avec z). Donc, On peut écrire :

$$\vec{E} = E_z(x, y) \vec{k}$$

IV.2.1. Direction du champ magnétique

Pour pouvoir déterminer la direction ou l'orientation du champ magnétique \vec{H} , nous allons appliquer les équations de Maxwell en considérant le régime harmonique (sinusoïdal) avec une dépendance temporelle de la forme $e^{j\omega t}$. A partir de l'équation de Maxwell-Faraday, on peut écrire :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Avec \vec{B} est l'induction magnétique, elle est lié au champ magnétique \vec{H} par la relation :

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

μ désigne la perméabilité du milieu diélectrique sous le patch. Donc, on peut réécrire l'équation de Maxwell-Faraday comme suit :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega\mu\vec{H}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \vec{H} &= \frac{1}{-j\omega\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{j}{\omega\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{j}{\omega\mu} \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & E_z \end{vmatrix} \\ &= \frac{j}{\omega\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \vec{j} \right) = H_x \vec{i} + H_y \vec{j} \end{aligned}$$

Donc, les composantes du champ magnétique sont :

$$\begin{cases} H_x = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} & \text{(IV.1)} \\ H_y = -\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} & \text{(IV.2)} \\ H_z = 0 \end{cases}$$

Puisque la composante du champ magnétique selon l'axe des z est nulle, les ondes dans la cavité sont du type TM (Transverse Magnétique).

IV.2.2. Equation d'onde ou équation de Helmholtz

A partir de l'équation de Maxwell-Faraday, on peut écrire :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad \text{(IV.3)}$$

A partir de l'équation de Maxwell- Ampère, on peut écrire :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Avec \vec{D} est l'induction électrique, elle est lié au champ magnétique \vec{E} par la relation :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

ε désigne la permittivité du milieu diélectrique sous le patch. Donc, on peut réécrire l'équation de Maxwell- Ampère comme suit :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega\varepsilon \vec{E} \quad \text{(IV.4)}$$

En prenant le rotationnel de (IV.3) et en utilisant (IV.4), on obtient

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \vec{\nabla} \times (-j\omega\mu\vec{H}) = -j\omega\mu(\vec{\nabla} \times \vec{H}) = -j\omega\mu(j\omega\varepsilon \vec{E}) \\ \Rightarrow \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} \end{aligned} \quad \text{(IV.5)}$$

D'autre part nous avons la propriété :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E} \quad (\text{IV.6})$$

En substituant l'équation (IV.6) dans l'équation (IV.5), on trouve

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E} = \omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} \quad (\text{IV.7})$$

A partir de l'équation de Maxwell-Gauss, nous avons

$\text{div } \vec{D} = 0$ (Le milieu diélectrique sous le patch ne contient pas des charges)

$$\text{div } \vec{D} = \text{div} (\varepsilon \vec{E}) = \varepsilon \text{div } \vec{E} = 0 \Rightarrow \text{div } \vec{E} = 0$$

Tenant compte de cette dernière équation, l'équation (IV.7) se réduit à

$$\Delta \vec{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{IV.8})$$

L'équation (IV.8) est l'équation d'onde ou équation de Helmholtz.

IV.2.3. Détermination de la composante longitudinale du champ électrique (E_z)

L'équation d'onde est de la forme :

$$\Delta \vec{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} = \vec{0}$$

Avec $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$ est le nombre d'onde. Donc, on peut réécrire l'équation d'onde comme suit :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = \vec{0}$$

Puisque \vec{E} possède une seule composante selon l'axe z , l'équation d'onde se réduit à

$$\Delta E_z + k^2 E_z = 0$$

On sait que le champ électromagnétique dans la cavité ne varie pas avec la coordonnée z

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} = 0\right) \Rightarrow \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Donc, l'équation d'onde devient :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) E_z + k^2 E_z = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k^2 E_z = 0 \quad (\text{IV.9})$$

Pour résoudre l'équation différentielle (IV.9), on va utiliser la méthode de séparation des variables. Cette méthode considère que la solution de l'équation (IV.9) est de la forme :

$$E_z(x, y) = h(x) \cdot t(y) \quad (\text{IV.10})$$

En remplaçant l'équation (IV.10) dans l'équation (IV.9), on aura

$$t \cdot h'' + h \cdot t'' + k^2 h \cdot t = 0$$

La multiplication de cette équation par $\frac{1}{h \cdot t}$, nous donne

$$\frac{h''}{h} + \frac{t''}{t} + k^2 = 0 \quad (\text{IV.11})$$

Afin que l'équation (IV.11) soit valable $\forall x$ et $\forall y$, il est nécessaire que $\frac{h''}{h}$ et $\frac{t''}{t}$ soient des constantes :

$$\frac{h''}{h} = -k_x^2 \text{ et } \frac{t''}{t} = -k_y^2 \quad (\text{IV.12})$$

A partir de l'équation (IV.12), on peut écrire :

$$\frac{d^2 h}{dx^2} + k_x^2 h = 0 \quad (\text{IV.13})$$

$$\frac{d^2 t}{dy^2} + k_y^2 t = 0 \quad (\text{IV.14})$$

A partir des équations (IV.11) et (IV.12), on trouve :

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{IV.15})$$

Il est important de signaler que l'utilisation de la méthode de séparation de variable nous a donné la possibilité de ramener l'équation différentielle à dérivées partielles (IV.9) en deux équations différentielles ordinaires comme indiqué par les équations (IV.13) et (IV.14).

La solution générale des équations (IV.13) et (IV.14) est de la forme :

$$h(x) = A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x) \quad (\text{IV.16})$$

$$t(y) = C \cos(k_y \cdot y) + D \sin(k_y \cdot y) \quad (\text{IV.17})$$

Dans les équations (1 IV.6) et (IV.17), les constantes A , B , C et D peuvent être déterminées via l'application des conditions aux limites.

L'expression de $E_z(x, y)$ peut être obtenue par la substitution des équations (IV.16) et (IV.17) dans l'équation (IV.10), ce qui donne :

$$E_z(x, y) = [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot [C \cos(k_y \cdot y) + D \sin(k_y \cdot y)] \quad (\text{IV.18})$$

IV.2.4. Détermination des composantes H_x et H_y du champ magnétique

La composante H_x du champ magnétique s'obtient par la substitution de l'expression de $E_z(x, y)$ donnée par l'équation (IV.18) dans l'équation (IV.1), ainsi on obtient :

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \\ &= \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial \{ [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot [C \cos(k_y \cdot y) + D \sin(k_y \cdot y)] \}}{\partial y} \\ &= \frac{j}{\omega\mu} [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot [-C k_y \sin(k_y \cdot y) + D k_y \cos(k_y \cdot y)] \\ &= \frac{j}{\omega\mu} k_y [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot [D \cos(k_y \cdot y) - C \sin(k_y \cdot y)] \quad (\text{IV.19}) \end{aligned}$$

La composante H_y du champ magnétique s'obtient par la substitution de l'expression de $E_z(x, y)$ donnée par l'équation (IV.18) dans l'équation (IV.2), ainsi on obtient :

$$\begin{aligned}
 H_y &= -\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \\
 &= -\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial \{ [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot [C \cos(k_y \cdot y) + D \sin(k_y \cdot y)] \}}{\partial x} \\
 &= -\frac{j}{\omega\mu} [-A k_x \sin(k_x \cdot x) + B k_x \cos(k_x \cdot x)] \cdot [C \cos(k_y \cdot y) + D \sin(k_y \cdot y)] \\
 &= \frac{j}{\omega\mu} k_x [A \sin(k_x \cdot x) - B \cos(k_x \cdot x)] \cdot [C \cos(k_y \cdot y) + D \sin(k_y \cdot y)] \quad (IV.20)
 \end{aligned}$$

IV.2.5. Conditions aux limites aux niveaux des parois latérales

Au début de la section II, nous avons défini l'orientation du champ électrique dans la cavité à travers l'utilisation des conditions aux limites au niveau du patch et du plan de masse considérés tous les deux parfaitement conducteurs. Maintenant, on va appliquer les conditions aux limites au niveau de parois latérales. Puisque le modèle de cavité suppose que ces parois sont des murs magnétiques, on peut écrire :

$$H_x = 0 \text{ quand } y = 0 \text{ et } y = b \quad (IV.21)$$

$$H_y = 0 \text{ quand } x = 0 \text{ et } x = a \quad (IV.22)$$

$H_x = 0$ en $y = 0 \Rightarrow$ en utilisant l'équation (IV.19)

$$\frac{j}{\omega\mu} k_y [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot \left[\frac{D \cos(k_y \cdot 0) - C \sin(k_y \cdot 0)}{D} \right] = 0$$

$$\Rightarrow D = 0$$

$H_x = 0$ en $y = b \Rightarrow$ en utilisant l'équation (IV.19)

$$\frac{j}{\omega\mu} k_y [A \cos(k_x \cdot x) + B \sin(k_x \cdot x)] \cdot \left[\frac{0 \cos(k_y \cdot b) - C \sin(k_y \cdot b)}{-C \sin(k_y \cdot b)} \right] = 0$$

$$\Rightarrow \sin(k_y \cdot b) = 0$$

Donc

$$k_y \cdot b = m \pi \Rightarrow k_y = \frac{m \pi}{b} \quad (IV.23) \text{ (} m \text{ étant un entier quelconque).}$$

$H_y = 0$ en $x = 0 \Rightarrow$ en utilisant l'équation (IV.20)

$$\frac{j}{\omega\mu} k_x \left[\underbrace{A \sin(k_x \cdot 0) - B \cos(k_x \cdot 0)}_{-B} \right] \cdot \left[\underbrace{C \cos(k_y \cdot y) + 0 \sin(k_y \cdot y)}_{C \cos(k_y \cdot y)} \right] = 0$$

$$\Rightarrow -C B \cos(k_y \cdot y) = 0$$

Nous avons donc deux possibilités, $C = 0$ ou bien $B = 0$. La solution $C = 0$ est rejetée puisque elle conduit à rendre H_x et H_y nuls.

$$\Rightarrow B = 0$$

$H_y = 0$ en $x = a \Rightarrow$ en utilisant l'équation (IV.20)

$$\frac{j}{\omega\mu} k_x \left[\underbrace{A \sin(k_x \cdot a) - 0 \cos(k_x \cdot a)}_{A \sin(k_x \cdot a)} \right] \cdot \left[\underbrace{C \cos(k_y \cdot y) + 0 \sin(k_y \cdot y)}_{C \cos(k_y \cdot y)} \right] = 0$$

$$\Rightarrow A C \sin(k_x \cdot a) \cos(k_y \cdot y) = 0$$

Puisque les constantes A et C ne peuvent pas être nulles, ceci conduit à

$$\sin(k_x \cdot a) = 0 \Rightarrow k_x \cdot a = n \pi \Rightarrow k_x = \frac{n \pi}{a} \quad (\text{IV.24}) \quad (n \text{ étant un entier quelconque}).$$

Tenant compte des expressions de k_x et k_y indiquées dans les équations (IV.23) et (IV.24) et puisque $B = D = 0$, l'expression de $E_z(x, y)$ devient :

$$E_z(x, y) = A C \cos\left(\frac{n \pi}{a} \cdot x\right) \cos\left(\frac{m \pi}{b} \cdot y\right) = \mathcal{F} \cos\left(\frac{n \pi}{a} \cdot x\right) \cos\left(\frac{m \pi}{b} \cdot y\right) \quad (\text{IV.25})$$

Avec $\mathcal{F} = A C$

Une détermination complète du champ électromagnétique dans la cavité nécessite la détermination du champ magnétique par le biais des équations (IV.19) et (IV.20) :

$$H_x(x, y) = -\frac{j \mathcal{F}}{\omega\mu} \frac{m \pi}{b} \cos\left(\frac{n \pi}{a} \cdot x\right) \sin\left(\frac{m \pi}{b} \cdot y\right) \quad (\text{IV.26})$$

$$H_y(x, y) = \frac{j \mathcal{F}}{\omega\mu} \frac{n \pi}{a} \sin\left(\frac{n \pi}{a} \cdot x\right) \cos\left(\frac{m \pi}{b} \cdot y\right) \quad (\text{IV.27})$$

IV.2.6. Fréquence de résonance

En substituant les expressions de k_y et k_x données respectivement par les équations (IV.23) et (IV.24) dans l'équation (IV.15), on obtient :

$$k^2 = \left(\frac{n \pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m \pi}{b}\right)^2$$

Avec le nombre d'onde $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ et la pulsation $\omega = 2\pi f$. A partir de cette dernière équation, on peut déterminer la fréquence de résonance :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon}\mu} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{IV.28})$$

Dans la pratique, la plupart des milieux diélectriques sont non magnétiques. Cela signifie que $\mu = \mu_0$ (la permittivité relative $\varepsilon_r = 1$). Dans ce cas, la fréquence de résonance de l'équation (IV.28) devient :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}$$

Avec $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c$ est la vitesse de la lumière dans le vide. Et donc, on peut écrire cette dernière équation comme suit :

$$f_r^{nm} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{IV.29})$$

Puisque la fréquence de résonance diffère d'un mode à l'autre, c'est-à-dire qu'elle dépend des entiers n et m , nous avons désigné par f_r^{nm} la fréquence de résonance du mode TM_{nm} . Ainsi pour le mode fondamental TM_{10} , la fréquence de résonance est obtenue à partir de l'équation (IV.29) en posant $n = 1$ et $m = 0$:

$$f_r^{10} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{1\cdot\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{0\cdot\pi}{b}\right)^2} = \frac{c}{2a\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (\text{IV.30})$$

Après avoir déterminé la fréquence de résonance de l'antenne microbande rectangulaire, on peut procéder de la même manière afin d'obtenir la fréquence de résonance d'une antenne microbande de forme triangulaire équilatérale. Notons que la seule différence entre les deux formulations (forme rectangulaire et triangulaire) réside dans les conditions aux limites. On peut aisément montrer que la fréquence de résonance d'une antenne de forme triangulaire équilatérale est donnée par [21] :

$$f_r^{nm} = \frac{2c}{3s\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{n^2 + nm + m^2} \quad (\text{IV.31})$$

Dans l'équation (IV.31), s est la longueur du côté du patch triangulaire équilatéral appelée également longueur latérale.

IV.3 Modèle de cavité pour un substrat épais

La géométrie de l'antenne étudiée est montrée dans la figure IV.2. Le patch supraconducteur de forme triangulaire équilatérale a une longueur latérale notée par s . Le patch rayonnant est imprimé sur un substrat diélectrique considéré au début de cette section isotrope (l'effet de

l'anisotropie sera inclus ultérieurement). Le substrat diélectrique est caractérisé par une permittivité $= \epsilon_0 \epsilon_r$, une perméabilité μ_0 et une épaisseur h .

Nous avons montré dans la section II que la fréquence de résonance d'une antenne triangulaire équilatérale peut être calculée par l'équation (IV.31). Pour des épaisseurs électriquement très minces ($h \ll \lambda$), l'équation (IV.31) donne des résultats très proches de ceux de la mesure. Le modèle de cavité repose sur l'hypothèse que les murs latéraux sont des murs magnétiques. Cette hypothèse s'éloigne de la réalité au fur et à mesure que l'épaisseur du substrat augmente. Pour cette raison, le modèle de base doit être corrigé. Le but de ces corrections est de tenir compte des champs de bords (fringing fields). La correction consiste à remplacer la longueur latérale dans l'équation (IV.31) par une longueur effective [22] :

$$f_r^{nm} = \frac{2c}{3 s_{eff} \sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{n^2 + nm + m^2}, \text{ Avec } s_{eff} = s + \frac{h}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{IV.32})$$

A partir de l'équation (IV.32), il est clair que la longueur latérale effective est indépendante du mode en question (ne diffère pas d'un mode à un autre). Cependant, puisque chaque mode a sa propre distribution de champ, il est anticipé que les différents modes peuvent avoir différentes longueurs latérales effectives. Nous pouvons confirmer cette constatation à partir des mesures de la fréquence de résonance mentionnées dans [22, Tableau 2] et montrées ici dans le Tableau 1. A partir des fréquences mesurées, nous avons obtenu les longueurs latérales effectives pour les cinq premiers modes, à savoir, TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} et TM_{30} . Les longueurs obtenues sont dites valeurs exactes ou valeurs désirées dans le Tableau 2. Notons que les valeurs désirées ont été obtenues par le biais de l'équation (IV.31) en remplaçant la longueur latérale physique s par une longueur effective s_{eff} . Les résultats du Tableau 2 indiquent clairement que la longueur latérale effective s_{eff} diffère d'un mode à l'autre.

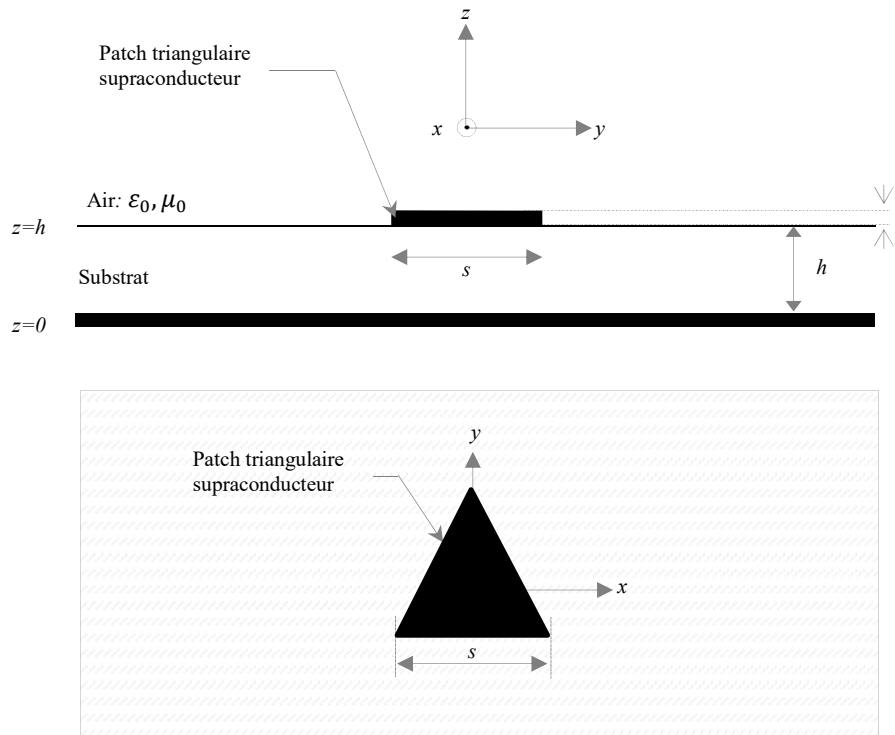


Figure IV.2. Vues de côté et de dessus de l'antenne microbande supraconductrice de forme triangulaire équilatérale.

Tableau IV.1. Fréquences de résonance mesurées pour les modes TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} , TM_{30} . Les paramètres de l'antenne triangulaire mesurée sont : $s = 8.7$ cm, $\epsilon_r = 2.32$, $h = 0.078$ cm.

Mode	Fréquence mesurée (GHz)
TM_{10}	1.489
TM_{11}	2.596
TM_{20}	2.969
TM_{21}	3.968
TM_{30}	4.443

Tableau IV.2. Valeurs exactes ou valeurs désirées des longueurs latérales effectives pour les modes TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} , TM_{30} .

Mode	Valeur exacte ou valeur désirée
TM_{10}	8.818
TM_{11}	8.761
TM_{20}	8.845
TM_{21}	8.755
TM_{30}	8.866

En utilisant la méthode d'ajustement de courbes (curve fitting), les indices n et m du mode ont été inclus dans l'évaluation de la longueur latérale effective à travers l'équation suivante [22] :

$$s_{eff} = s + 2\sqrt{n} \frac{h}{\sqrt{\epsilon_r}} - 2\sqrt{nm} \frac{h}{\sqrt{\epsilon_r}} + 197.1 \frac{mh^2}{s \epsilon_r} \quad (IV.33)$$

A présent, nous allons vérifier que l'équation (IV.33) donne des résultats meilleurs que ceux obtenus via l'équation (IV.32). Nous rappelons que dans l'équation (IV.32), la longueur latérale effective reste la même pour tous les modes. Le Tableau 3 présente une comparaison entre les longueurs latérales effectives déterminées à partir de l'expression (IV.33) et les valeurs exactes (valeurs désirées). On constate que l'erreur relative entre les deux résultats est inférieure à 0.2% pour les cinq modes considérés. L'erreur relative maximale de 0.181% étant enregistrée pour le cas du mode TM_{10} . Nous notons également que pour le cas du mode TM_{20} , une parfaite concordance est obtenue entre les deux résultats.

Dans le Tableau 4 nous présentons une autre comparaison entre les longueurs latérales effectives déterminées à partir de l'expression (IV.32) et les valeurs exactes (valeurs désirées). Pour les modes TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} et TM_{30} l'erreur relative obtenue est importante comparativement à celle indiquée dans le Tableau 3. Elle dépasse 1% pour le cas des modes TM_{20} et TM_{30} . L'exception apparaît uniquement pour le mode TM_{21} , où les expressions (IV.32) et (IV.33) donnent la même erreur relative (0.046%). Vu que l'expression (IV.33) donne une meilleure estimation de la longueur latérale effective pour pratiquement tous les modes, nous utilisons cette expression dans le calcul de la fréquence de résonance du patch triangulaire supraconducteur imprimé sur une substance anisotrope.

Tableau IV.3. Comparaison entre les longueurs latérales effectives calculées en utilisant l'équation (IV.33) avec les valeurs exactes (valeurs désirées).

Mode	a_{eff} (cm)		Erreur relative (%)
	Valeur exacte ou valeur désirée	Valeur calculée utilisant l'équation (33)	
TM ₁₀	8.818	8.802	0.181
TM ₁₁	8.761	8.759	0.023
TM ₂₀	8.845	8.845	0
TM ₂₁	8.755	8.759	0.046
TM ₃₀	8.866	8.877	0.124

Tableau IV.4. Comparaison entre les longueurs latérales effectives calculées en utilisant l'équation (IV.32) avec les valeurs exactes (valeurs désirées).

Mode	a_{eff} (cm)		Erreur relative (%)
	Valeur exacte ou valeur désirée	Valeur calculée utilisant l'équation (32)	
TM ₁₀	8.818	8.751	0.760
TM ₁₁	8.761	8.751	0.114
TM ₂₀	8.845	8.751	1.063
TM ₂₁	8.755	8.751	0.046
TM ₃₀	8.866	8.751	1.297

IV.3.1. Modèle de cavité pour le cas d'une substance anisotrope

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies à partir de deux paramètres constitutifs : la permittivité, qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique (champ électrique de l'onde électromagnétique) et la perméabilité, qui décrit le comportement du matériau vis à vis d'une excitation magnétique (champ magnétique de l'onde électromagnétique). La permittivité et la perméabilité peuvent être représentées par des valeurs complexes dans le cas où le milieu à étudier est dissipatif (milieu avec perte).

Un substrat diélectrique non-magnétique isotrope est caractérisé par une perméabilité μ_0 et une permittivité de la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (\text{IV.34})$$

Dans un matériau isotrope, le champ électrique \vec{E} est lié à l'induction électrique \vec{D} par la relation suivante :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{IV.35})$$

A partir de l'équation (IV.35), on peut écrire

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{IV.36})$$

On peut réécrire l'équation (IV.36) de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_r & E_x \\ \varepsilon_r & E_y \\ \varepsilon_r & E_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{IV.37})$$

Il est clair à partir de l'équation (IV.37) que pour un substrat isotrope, nous avons :

$$\frac{D_x}{E_x} = \frac{D_y}{E_y} = \frac{D_z}{E_z} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (\text{IV.38})$$

L'équation (IV.38) n'est pas valable pour le cas d'un substrat à anisotropie uniaxiale, cette dernière devient [23]-[26] :

$$\frac{D_x}{E_x} = \frac{D_y}{E_y} \neq \frac{D_z}{E_z} \quad (\text{IV.39})$$

Il est clair à partir de l'équation (IV.39) qu'un substrat à anisotropie uniaxiale est caractérisé par deux permittivités relatives ε_x et ε_z :

$$\begin{cases} \frac{D_x}{E_x} = \frac{D_y}{E_y} = \varepsilon_0 \varepsilon_x \\ \frac{D_z}{E_z} = \varepsilon_0 \varepsilon_z \end{cases} \quad (\text{IV.40})$$

Et donc l'équation (IV.37) pour le cas d'un substrat à anisotropie uniaxiale devient :

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{IV.41})$$

Notons que dans l'équation (IV.41), l'axe optique est normal au patch [23]-[26]. Afin de pouvoir utiliser l'équation (IV.31) dans le calcul de la fréquence de résonance d'un patch triangulaire équilatéral imprimé sur un substrat anisotrope, il est nécessaire de remplacer ce dernier par un substrat isotrope équivalent. Ainsi, l'épaisseur h et les permittivités relatives ε_x et ε_z du substrat anisotrope sont remplacées par des paramètres équivalents via les expressions suivantes [6] :

$$\varepsilon_{req} = \varepsilon_z \quad (\text{IV.42})$$

$$h_{eq} = h \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \quad (\text{IV.43})$$

IV.3.2. Modèle de cavité pour le cas d'un patch supraconducteur

Le modèle de cavité développé ci-dessus est valable pour le cas d'un patch supposé parfaitement conducteur. Pour inclure l'effet de la supraconductivité dans le modèle de cavité, il est nécessaire de remplacer la permittivité relative physique dans l'équation (IV.31) par une permittivité relative effective [9] :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{req}} \left[1 + \frac{\lambda}{h_{\text{eq}}} \coth \left(\frac{t}{\lambda} \right) \right] \quad (\text{IV.44})$$

Dans l'équation (IV.44) t est l'épaisseur du film supraconducteur et λ est la profondeur de pénétration magnétique. La dépendance de cette dernière en fonction de la température est modélisée par le modèle des deux fluides de Gorter et Casimir [27]-[30] :

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (45)$$

où T est la température de fonctionnement, T_c est la température critique et λ_0 est la profondeur de pénétration magnétique à une température nulle.

IV.4 Résultats numériques et discussion

IV.4.1. Validation du modèle proposé

Pour s'assurer de la précision de notre modèle, nous comparons nos résultats numériques avec les mesures expérimentales rapportées dans la référence [22]. Cette comparaison est indiquée dans les Tableaux 5, 6 et 7. Dans le cas du Tableau 5, les paramètres de l'antenne sont : $s = 10$ cm, $\varepsilon_r = 2.32$ et $h = 0.159$ cm. Dans le cas du Tableau 6, les paramètres de l'antenne sont : $s = 8.7$ cm, $\varepsilon_r = 2.32$ et $h = 0.078$ cm. Et finalement, dans le cas du Tableau 7, les paramètres de l'antenne sont : $s = 4.1$ cm, $\varepsilon_r = 10.5$ et $h = 0.07$ cm. Notons que la comparaison est faite pour le mode fondamental TM_{10} aussi bien que pour les modes d'ordre supérieur TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} et TM_{30} . Il est clair à partir des Tableaux 5, 6 et 7 que nos résultats sont en très bon accord avec les mesures expérimentales.

Dans le Tableau 8, nous comparons les fréquences de résonance du mode TM_{10} calculées par notre modèle avec les valeurs théoriques et expérimentales de Biswas et Dam [20]. Dans ce Tableau, la comparaison est faite pour différentes tailles du patch triangulaire et pour différentes valeurs de la permittivité et de l'épaisseur du substrat diélectrique.

Dans le Tableau 9 nous avons calculé l'erreur absolue en prenant comme référence les résultats mesurés récemment par Biswas et Dam [20]. Il est clair à partir de ce Tableau que nos résultats sont plus précis que ceux calculés par Biswas et Dam [20]. En effet, l'erreur absolue totale enregistrée pour le cas du modèle de Biswas et Dam [20] est de 145 MHz, alors que pour le cas du présent travail, elle est uniquement de 91 MHz.

Tableau IV.5. Comparaison entre nos fréquences de résonance calculées avec celles de la mesure pour les modes TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} , TM_{30} . Les paramètres de l'antenne triangulaire mesurée sont : $s = 10$ cm, $\epsilon_r = 2.32$, $h = 0.159$ cm.

Mode	Fréquence mesurée (GHz)	Fréquence calculée (GHz)
TM_{10}	1.280	1.286
TM_{11}	2.242	2.226
TM_{20}	2.550	2.551
TM_{21}	3.400	3.400
TM_{30}	3.824	3.802

Tableau IV.6. Comparaison entre nos fréquences de résonance calculées avec celles de la mesure pour les modes TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} , TM_{30} . Les paramètres de l'antenne triangulaire mesurée sont : $s = 8.7$ cm, $\epsilon_r = 2.32$, $h = 0.078$ cm.

Mode	Fréquence mesurée (GHz)	Fréquence calculée (GHz)
TM_{10}	1.489	1.492
TM_{11}	2.596	2.596
TM_{20}	2.969	2.969
TM_{21}	3.968	3.967
TM_{30}	4.443	4.437

Tableau IV.7. Comparaison entre nos fréquences de résonance calculées avec celles de la mesure pour les modes TM_{10} , TM_{11} , TM_{20} , TM_{21} , TM_{30} . Les paramètres de l'antenne triangulaire mesurée sont : $s = 4.1$ cm, $\epsilon_r = 10.5$, $h = 0.07$ cm.

Mode	Fréquence mesurée (GHz)	Fréquence calculée (GHz)
TM_{10}	1.519	1.490
TM_{11}	2.637	2.593
TM_{20}	2.995	2.967
TM_{21}	3.973	3.961
TM_{30}	4.439	4.435

Tableau IV.8. Comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les données théoriques et expérimentales de Biswas et Dam [20].

s (mm)	ϵ_r	h(mm)	Fréquence de résonance (GHz)		
			Mesurée [20]	Calculée [20]	Nos résultats
42	2.4	0.8265	2.955	2.981	2.998
22	2.4	0.8265	5.587	5.513	5.597
42	4.4	1.63	2.208	2.19	2.189
42	10	1.63	1.489	1.462	1.47

Tableau IV.9. Erreur absolue en prenant comme référence les résultats mesurés par Biswas et Dam [20].

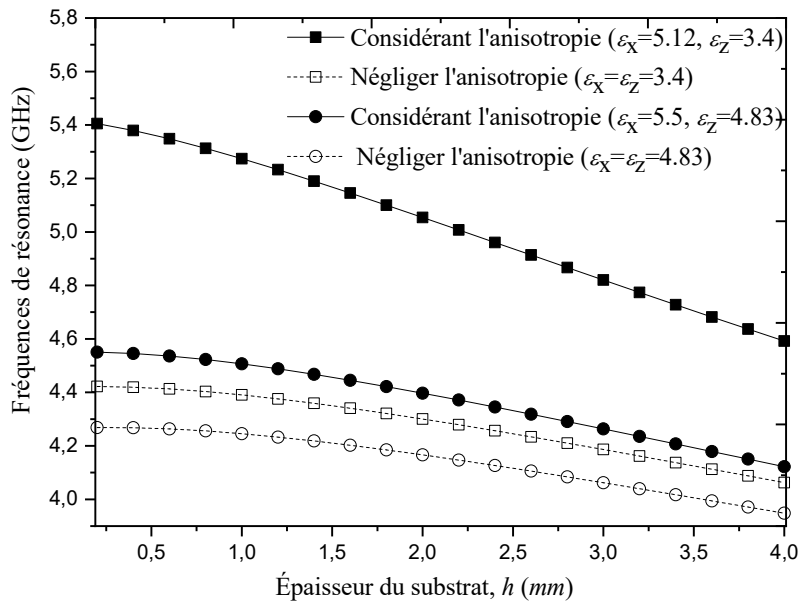
s (mm)	ϵ_r	h(mm)	Erreur absolue (MHz)	
			Résultats de Biswas et Dam [20]	Nos résultats
42	2.4	0.8265	26	43
22	2.4	0.8265	74	10
42	4.4	1.63	18	19
42	10	1.63	27	19
Erreur absolue totale (MHz)			145	91

IV.4.2. Effet de ϵ_x et ϵ_z sur la fréquence de résonance du patch triangulaire

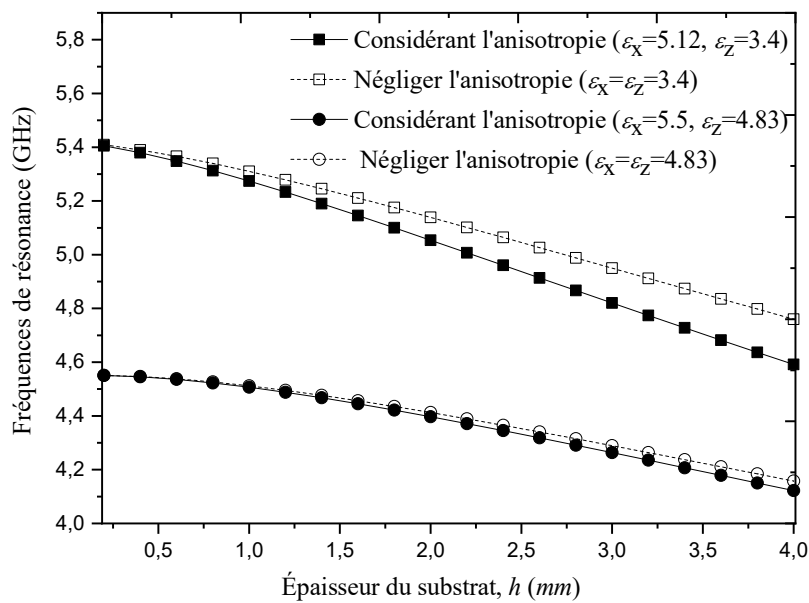
Dans l'étape suivante, l'influence de l'anisotropie sur la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale est montrée dans la figure IV.3. Les résultats du modèle proposé montrés dans la figure IV.3 sont obtenus via le modèle de cavité conjointement avec l'approche des connaissances électromagnétiques. La figure IV.3 montre les fréquences de résonance du patch triangulaire équilatéral imprimé sur deux différents substrats iso/anisotropes.

Dans la figure IV.3(a), les résultats obtenus pour la fréquence de résonance du mode fondamental des patches triangulaires imprimés sur différents substrats diélectriques anisotropes sont comparés avec les résultats qui seraient obtenus si l'anisotropie diélectrique des couches est négligée et les couches sont supposées être isotropes $\epsilon_x = \epsilon_z$. Notons que dans la figure IV.3(a), l'anisotropie est obtenue en changeant ϵ_z alors que ϵ_x demeure constante. Dans ce cas, il est observé que la fréquence de résonance décroît monotonement avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat. Les différences entre les résultats obtenus en

considérant l'anisotropie diélectrique et les résultats obtenus en négligeant l'anisotropie diélectrique atteignent 4.5% lorsque le diélectrique anisotrope est la Nitrure de Bore ($\epsilon_x = 5.12, \epsilon_z = 3.4$) et 10% lorsque le diélectrique est le Fluorure de Magnésium ($\epsilon_x = 5.5, \epsilon_z = 4.83$).



(a)



(b)

Figure IV.3. Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat. (a) Lorsque ϵ_z change. (b) Lorsque ϵ_x change ; $s = 20$ mm.

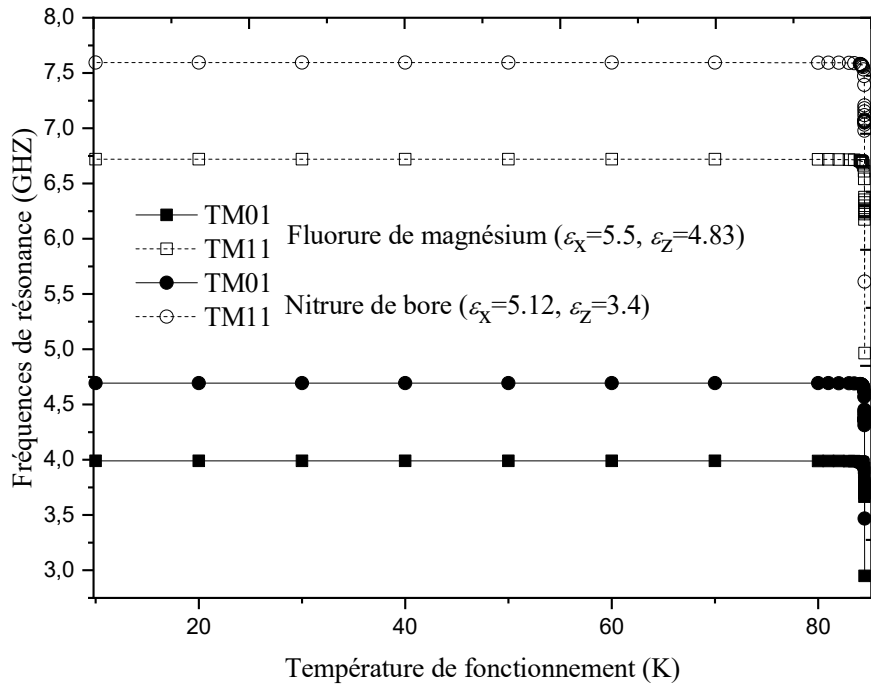
Lorsque ϵ_x varie, et ϵ_z reste constante, la fréquence de résonance diminue avec l'augmentation dans l'épaisseur du substrat comme indiqué dans la figure IV.3(b). Notons que les différences entre les résultats obtenus en considérant l'anisotropie diélectrique et les résultats obtenus en négligeant l'anisotropie diélectrique sont maintenant très faibles comparativement au cas de la figure IV.3(a). Il est clair également de la figure IV.3(b) que la dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale en fonction de ϵ_x augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique. A partir des figures IV.3(a) et IV.3(b), on peut conclure que la permittivité ϵ_z le long de l'axe optique est le facteur le plus prépondérant dans la détermination de la fréquence de résonance de l'antenne.

IV.4.3. Effets de la supraconductivité sur les caractéristiques de résonance et de rayonnement

Dans le but de rechercher les effets des matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques sur les caractéristiques de résonance des antennes microbandes, les fréquences de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale pour deux modes différents en fonction de la température d'opération et l'épaisseur du film supraconducteur sont illustrées dans les figures IV.4(a) et IV.4(b), respectivement.

Dans la figure IV.4(a), nous montrons la relation entre la température d'opération (T) et la fréquence de résonance des deux modes TM_{10} et TM_{11} de l'antenne triangulaire équilatérale pour deux différents matériaux anisotropes. Le premier matériau anisotrope est le fluorure du magnésium qui a la paire de permittivités relatives ($\epsilon_x = 5.5$, $\epsilon_z = 4.83$) alors que le deuxième matériau anisotrope est la niture de bore ($\epsilon_x = 5.12$, $\epsilon_z = 3.4$). Chaque substrat diélectrique a une épaisseur $h = 0.826$ mm. Le patch a une longueur latérale $s = 22$ mm, il est fabriqué à base d'un film mince supraconducteur en YBCO ($YBa_2Cu_3O_7$) ayant une épaisseur $t = 330$ nm, une profondeur de pénétration à une température nulle $\lambda_0 = 140$ nm et une température critique $T_c = 84.5$ K.

A partir des résultats de la figure IV.4(a), il est observé que l'augmentation de la température diminue les fréquences de résonance des deux modes (TM_{10} et TM_{11}). Cette diminution apparaît clairement pour des températures au voisinage de la température critique. Ces comportements sont semblables à ceux rapportés dans la littérature pour des patches de formes rectangulaires et circulaires [9]-[17]. Notons que le changement brutal de la fréquence de résonance pour des températures proches de la température critique (T_c) peut être attribué au changement de la profondeur de pénétration magnétique de l'YBCO.



(a)

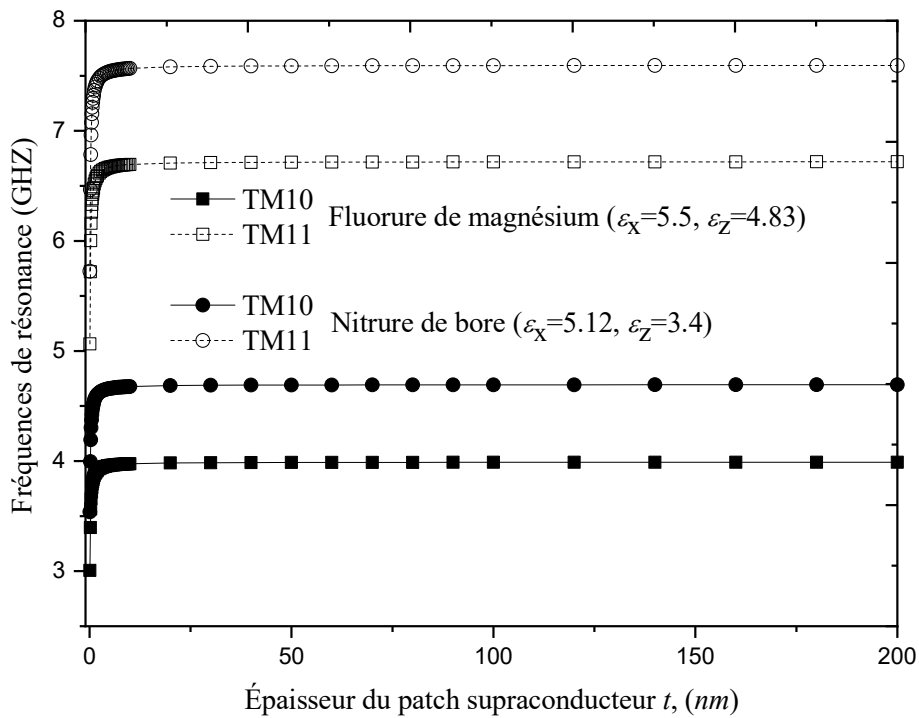


Figure IV.4. (a) Fréquence de résonance en fonction de la température d'opération and (b) fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du patch supraconducteur. Le patch supraconducteur est imprimé sur deux différents matériaux anisotropes ; $s = 22$ mm, $\lambda_0 = 140$ nm, $T_c = 84.5$ K, $h = 0.826$ mm, $t = 330$ nm.

On note également que les fréquences de résonance obtenues lorsque le patch supraconducteur est imprimé sur le fluorure du magnésium sont petites comparativement à celles obtenues lorsque le patch supraconducteur est imprimé sur la nitrure de bore puisque la permittivité relative effective du premier matériau est supérieure à celle du second matériau.

La variation de la fréquence de résonance avec l'épaisseur du patch supraconducteur est montrée dans la figure IV.4(b). Les paramètres de l'antenne sont identiques à ceux utilisés dans la figure IV.4(a). La température ambiante est $T = 77$ K. On note qu'au fur et à mesure que l'épaisseur du patch supraconducteur augmente, la fréquence de résonance augmente rapidement jusqu'à ce que l'épaisseur du patch t atteigne λ_0 . Au-delà de cette valeur, l'augmentation de l'épaisseur du film supraconducteur augmentera légèrement la fréquence de résonance des antennes. En outre, les fréquences de résonance des antennes lorsque le patch supraconducteur est imprimé sur la nitrure de bore sont supérieures à celles lorsque le patch supraconducteur est imprimé sur le fluorure du magnésium parce que la permittivité effective du substrat est plus faible dans le premier cas comparativement au dernier cas. En conclusion les effets de l'anisotropie du substrat sur la fréquence de résonance des antennes triangulaires supraconductrices sont très importants et doivent être considérés dans la procédure de conception.

Nous traçons, dans la figure IV.5, l'influence de la température d'opération sur la permittivité relative effective ϵ_{eff} des substrats anisotropes. Notons que dans cette figure, les résultats de la permittivité relative effective en fonction de la température d'opération sont montrés pour deux matériaux anisotropes en utilisant l'expression de la permittivité relative effective (équation (IV.44)). Le patch triangulaire équilatéral d'épaisseur $t = 320$ nm avec une température critique $T_c = 84.5$ K, une profondeur de pénétration à une température nulle $\lambda_0 = 140$ nm, et imprimé sur deux substrats anisotropes d'épaisseur $h = 0.826$ mm.

Pour des températures inférieures à la température critique, la permittivité effective est relativement plate et apparaît autour de la valeur de la permittivité relative le long de l'axe optique. Au voisinage de la température critique, l'augmentation de la température cause une augmentation importante au niveau de la permittivité relative effective. Nous citons à titre d'exemple, lorsque la température d'opération varie de $T = 80$ K à $T = 84.5$ K, la permittivité relative effective augmente de 3 à 4 lorsque le patch triangulaire équilatérale est imprimé sur la nitrure de bore et de 4.84 à 5.60 lorsque le patch est gravé sur le fluorure du magnésium.

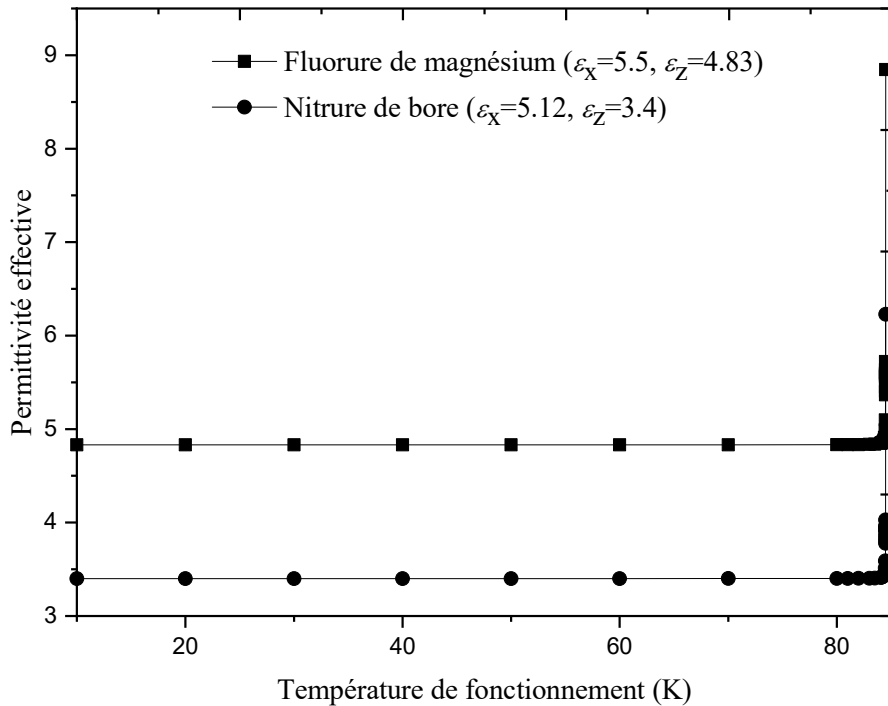
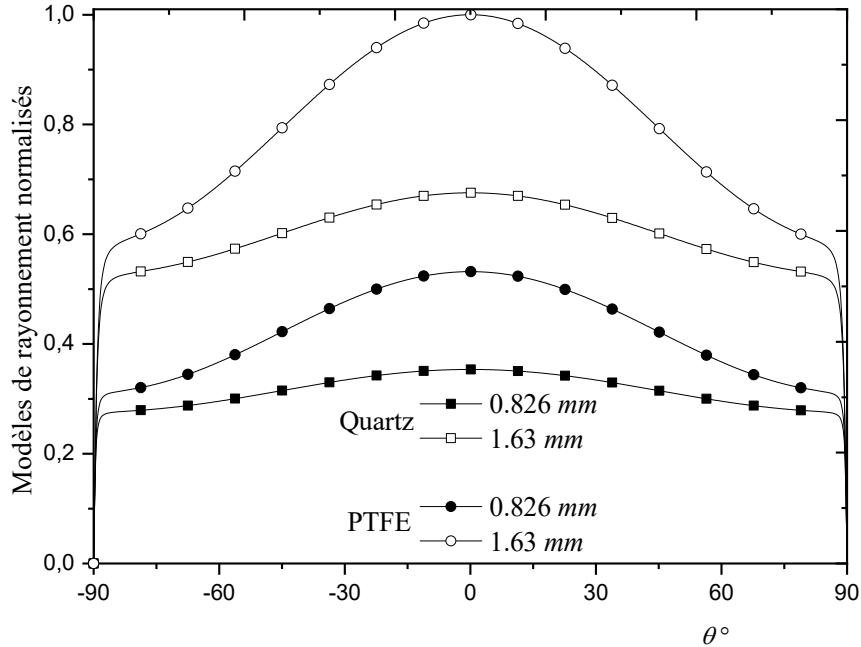


Figure IV.5. Permittivité relative effective en fonction de la température d'opération du patch triangulaire supraconducteur gravé sur deux substrats diélectriques anisotropes ; $T_c = 84.5$ K, $\lambda_0 = 140$ nm, $h = 0.826$ mm.

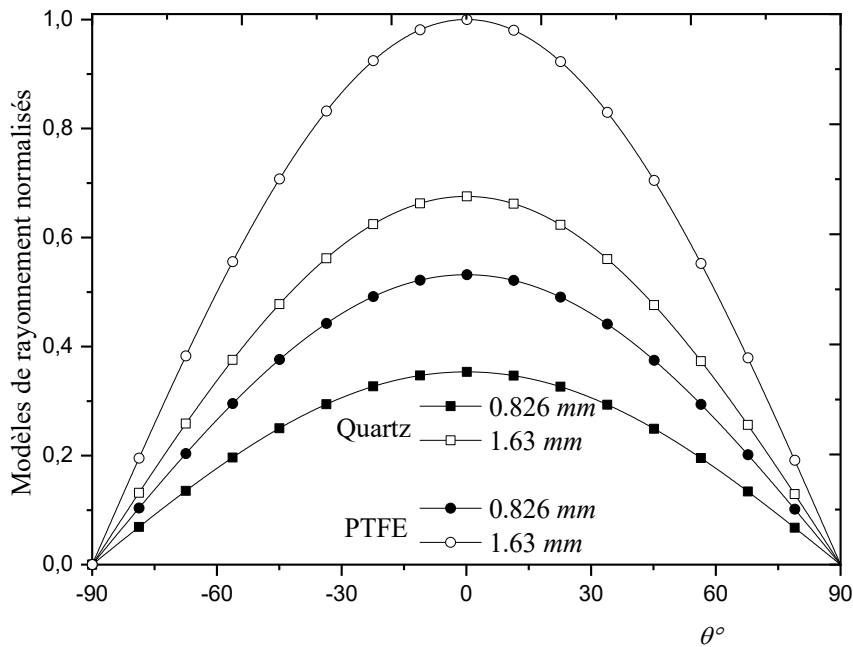
Les diagrammes de rayonnement du patch triangulaire équilatéral imprimé sur différents substrats diélectriques pour deux différentes épaisseurs pour le mode fondamental TM_{10} sont montrés dans figure IV.6. Dans les figures IV.6(a) et IV.6(b), les diagrammes de rayonnement dans les deux plans $\phi = 0$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$ sont obtenus lorsque le patch triangulaire équilatéral supraconducteur d'épaisseur $t = 330$ nm est fabriqué à base d'un film supraconducteur mince en YBCO (YBa2Cu3O7). La profondeur de pénétration à une température nulle est $\lambda_0 = 140$ nm et la température critique $T_c = 84.5$ K. La température ambiante est $T = 77$ K. Le patch supraconducteur de longueur latérale $s = 22$ mm est imprimé sur deux substrats anisotropes, à savoir, le Quartz ($\epsilon_x = 4.4, \epsilon_z = 4.6$) et le PTFE ($\epsilon_x = 2.88, \epsilon_z = 2.43$). Pour chaque matériau, nous avons pris deux épaisseurs bien distinctes (0.826 mm et 1.63 mm).

En comparant le diagramme de rayonnement pour le cas où le substrat est PTFE avec celui pour le cas où le substrat est le Quartz, on peut conclure que le rayonnement est plus faible pour le cas de la constante diélectrique le long de l'axe optique la plus élevée

(ε_z la plus élevée), ce qui est en bon accord avec le comportement montré dans les figures précédentes.



(a)



(b)

Figure IV.6. Diagrammes de rayonnement pour un patch triangulaire supraconducteur imprimé sur deux substrats diélectriques anisotropes pour le mode TM_{10} dans (a) le plan $\phi = 0$ et (b) le plan $\phi = \frac{\pi}{2}$; $s = 22$ mm, $T_c = 84.5$ K, $\lambda_0 = 140$ nm, $t = 320$ nm, $T = 77$ K.

(Quartz, $h = 0.827$ mm, $f_r = 4.10$ GHz), (Quartz, $h = 1.63$ mm, $f_r = 3.97$ GHz), (PTFE, $h = 0.827$ mm, $f_r = 5.54$ GHz), (PTFE, $h = 1.63$ mm, $f_r = 5.26$ GHz).

A partir de la figure IV.6, on constate également que lorsque l'épaisseur h du substrat varie de 0.827 mm à 1.63 mm, le diagramme de rayonnement change significativement. Il est important de noter ici que le diagramme de rayonnement augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique.

Donc, une manière très simple pour améliorer le rayonnement de l'antenne consiste à utiliser une antenne triangulaire épaisse. Cependant, cette approche présente deux inconvénients majeurs. Le premier est la perte de l'aspect faible taille et profile fortement souhaitable dans les applications microondes. Alors que le deuxième inconvénient provient de l'excitation intensive des ondes de surface qui perturbe le rayonnement de l'antenne triangulaire supraconducteur.

IV.5 Conclusion

Dans ce travail, nous avons présenté un nouveau modèle de CAO pour des antennes microbandes de forme triangulaire équilatérale. Le modèle garantit à la fois une meilleure concordance entre la théorie et l'expérimentale et une réduction énorme du temps CPU. Il permet également d'analyser des patchs triangulaires équilatérales imprimés sur des substrats iso/anisotropes. Nous avons assimilé l'antenne triangulaire à une cavité ayant des murs latéraux magnétiques. L'hypothèse des murs latéraux magnétiques s'éloigne de la réalité au fur et à mesure que l'épaisseur du substrat augmente. Pour cette raison, le modèle de cavité doit être corrigé. Cette correction consiste à remplacer la longueur latérale du patch triangulaire équilatérale par une longueur effective. Etant donné que chaque mode a sa propre distribution de champ et les différents modes peuvent avoir des longueurs effectives bien distinctes, nous avons inclus les indices n et m dans le calcul de la longueur effective. Puisque la fabrication des antennes microbandes par des matériaux supraconducteurs offre des performances meilleures que celles des antennes microbandes réalisées par des conducteurs normaux tels que l'Or, Argent et le Cuivre, nous avons considéré que le patch rayonnant est constitué d'un film mince supraconducteur à haute température critique. Afin d'inclure l'effet de cette supraconductivité dans l'évaluation de la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale, nous avons fait recours au modèle des deux fluides de Gorter et Casimir. Pour s'assurer de la précision de notre modèle, nous avons comparé nos résultats numériques avec une série de mesures expérimentales rapportées dans les références

[20], [22]. La comparaison a été faite pour le mode fondamental TM10 aussi bien que pour les modes TM11, TM20, TM21 et TM30. Les variétés de comparaisons que nous avons effectuées montrent clairement la puissance de notre modèle en matière de précision pour le mode fondamental aussi bien que pour les modes d'ordre supérieur. Afin d'étudier l'influence de l'anisotropie sur la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale, nous avons pris deux matériaux. Le premier est la Nitrure de Bore ($\epsilon_x = 5.12, \epsilon_z = 3.4$) alors que le deuxième matériau est le Fluorure de Magnésium ($\epsilon_x = 5.5, \epsilon_z = 4.83$). Nous avons conclu que la permittivité ϵ_z le long de l'axe optique est le facteur le plus prépondérant dans la détermination de la fréquence de résonance de l'antenne. Nous avons montré également que la dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale en fonction de ϵ_x augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique anisotrope. Dans le but de rechercher les effets des matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques sur les caractéristiques de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale, les fréquences de résonance de l'antenne pour deux modes différents (TM10 et TM11) en fonction de la température d'opération et l'épaisseur du film supraconducteur ont été présentées. Les résultats ont montré que l'influence de la température de fonctionnement sur la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire supraconductrice est significative uniquement pour des températures voisines de la température critique. Ces comportements sont semblables à ceux rapportés dans la littérature pour des patches de formes rectangulaires et circulaires [9], [15], [17]. Notons que le changement brutal de la fréquence de résonance pour des températures proches de la température critique (T_c) peut être attribué au changement de la profondeur de pénétration magnétique de l'YBCO. Concernant la variation de la fréquence de résonance avec l'épaisseur du patch supraconducteur, nous avons trouvé qu'au fur et à mesure que l'épaisseur du patch supraconducteur augmente, la fréquence de résonance augmente rapidement jusqu'à ce que l'épaisseur du patch t atteigne λ_0 (profondeur de pénétration magnétique). Au-delà de cette valeur, l'augmentation de l'épaisseur du film supraconducteur augmentera légèrement la fréquence de résonance de l'antenne. Finalement en ce qui concerne le rayonnement de l'antenne, nous avons comparé le diagramme de rayonnement pour le cas où le substrat est PTFE avec celui pour le cas où le substrat est le Quartz. Nous avons conclu de cette comparaison que le rayonnement est plus faible pour le cas de la constante diélectrique le long de l'axe optique la plus élevée (ϵ_z la plus élevée). Il est important de signaler également que le diagramme de rayonnement augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique.

Références

- [1] S. F. Liu, X. W. Shi, and S. D. Liu, "Study on the impedance-matching technique for high-temperature superconducting microstrip antennas," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 77, pp. 281-284, 2007.
- [2] J. D. Morrow, J. T. Williams, M. F. Davis, D. L. Licon, H. Rampersad, D. R. Jazdyk, X. Zhang, S. A. Long, and J. C. Wolfe, "Circularly polarized 20-GHz high-temperature superconducting microstrip antenna array," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 9, pp. 4725-4732, 1999.
- [3] M. J. Lancaster, H. Y. Wang, and J.-S. Hong, "Thin-film HTS planar antennas," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 8, pp. 168-177, 1998.
- [4] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Superstrate loading effects on the resonant characteristics of high Tc superconducting circular patch printed on anisotropic materials," *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 543, pp. 1-7, 2017.
- [5] M. Biswas and A. Mandal, "Design and development of an equilateral patch sensor for determination of permittivity of homogeneous dielectric medium," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 56, pp. 1097-1104, 2014.
- [6] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Efficient CAD model to analysis of high Tc superconducting circular microstrip antenna on anisotropic substrates," *Advanced Electromagnetics*, vol. 6, pp. 40-45, 2017.
- [7] J. Liu, S. Zheng, Y. Li, and Y. Long, "Broadband monopolar microstrip patch antenna with shorting vias and coupled ring," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 13, pp. 39-42, 2013.
- [8] C. Sun, "A Design of Compact Ultrawideband Circularly Polarized Microstrip Patch Antenna," *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 67, pp. 6170-6175, 2019.
- [9] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Analysis of HTS circular patch antennas including radome effects," *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 10, pp. 843-850, 2018.
- [10] S. Gnanamurugan and P. Sivakumar, "Performance analysis of rectangular microstrip patch antenna for wireless application using FPGA," *Microprocessors and Microsystems*, vol. 68, pp. 11-16, 2019.

-
- [11] M. Dam and M. Biswas, "Investigation of a right-angled isosceles triangular patch antenna on composite and suspended substrates based on a CAD-oriented cavity model," *IETE Journal of Research*, vol. 63, pp. 248-259, 2017.
- [12] M. Biswas and M. Sen, "Design and development of rectangular patch antenna with superstrates for the application in portable wireless equipments and aircraft radome," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 56, pp. 883-893, 2014.
- [13] M. Biswas and A. Mandal, "Experimental and theoretical investigation of resonance and radiation characteristics of superstrate loaded rectangular patch antenna," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 57, pp. 791-799, 2015.
- [14] M. M. Olaimat and N. I. Dib, "A study of 15° - 75° - 90° angles triangular patch antenna," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 21, pp. 1-9, 2011.
- [15] S. Benkouda, M. Amir, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Dual-frequency behavior of stacked high T_c superconducting microstrip patches," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, pp. 1350-1366, 2011.
- [16] J. J. Joković, T. Z. Dimitrijević, and N. S. Dončov, "Computational Analysis and Validation of the Cylindrical TLM Approach on IMCP Antennas," *Wireless personal communications*, vol. 106, pp. 1573-1589, 2019.
- [17] S. Bedra, T. Fortaki, A. Messai, and R. Bedra, "Spectral Domain Analysis of Resonant Characteristics of High T_c Superconducting Rectangular Microstrip Patch Printed on Isotropic or Uniaxial Anisotropic Substrates," *Wireless personal communications*, vol. 86, pp. 495-511, 2016.
- [18] C. S. Gurel and E. Yazgan, "Analysis of annular ring microstrip patch on uniaxial medium via Hankel transform domain immittance approach," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 11, pp. 37-52, 2010.
- [19] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Efficient full-wave analysis of inverted circular microstrip antenna," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 56, pp. 2422-2425, 2014.
- [20] M. Biswas and M. Dam, "Closed-form model to determine the co-axial probe reactance of an equilateral triangular patch antenna," *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 10, pp. 801-813, 2018.
- [21] D. C. Chung, "HTS microstrip bipin antenna array for broadband satellite communication," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, pp. 297-300, 2003.

- [22] M. M. Olaimat and N. I. Dib, "Improved formulae for the resonant frequencies of triangular microstrip patch antennas," *International Journal of Electronics*, vol. 98, pp. 407-424, 2011.
- [23] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th Edition. New York: John Wiley & Sons, 2011.
- [24] S. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Analysis of a circular microstrip antenna on isotropic or uniaxially anisotropic substrate using neurospectral approach," *The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 33, pp. 567-580, 2014.
- [25] S. Benkouda, A. Messai, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki, "Characteristics of a high Tc superconducting rectangular microstrip patch on uniaxially anisotropic substrate," *Physica C*, vol. 502, pp. 70-75, 2014.
- [26] Y. Bentrchia, S. Bouttout, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Spectral domain analysis of rectangular stacked patches printed on a substrate characterized by dielectric and magnetic anisotropy," *Journal of Computational Electronics*, vol. 17, pp. 399-405, 2018.
- [27] M. A. Richard, K. B. Bhasin, and P. C. Claspay, "Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding methods," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41, pp. 967-974, 1993.
- [28] A. Mahamdi, S. Bedra, R. Bedra, and S. Benkouda, "CAD cavity model analysis of high Tc superconducting rectangular patch printed on anisotropic substrates," *The 5th International Conference on Electrical Engineering (ICEE 2017)*, Boumerdes, Algeria, October 29-31, 2017, pp. 29-31.
- [29] A. Mahamdi, S. Benkouda, S. Aris, and T. A. Denidni, "Resonant frequency and bandwidth of superconducting microstrip antenna fed through a slot cut into the ground plane," *Electronics*, vol. 10, pp. 1-8, 2021.
- [30] A. Gadda, S. Bedra, C. Agaba, S. Benkouda, R. Bedra, and T. Fortaki, "Computer-aided design of superconducting equilateral triangular patch on anisotropic substrates," *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 86, pp. 203-211, 2019.

Conclusion générale

Conclusion générale

Les premières antennes sont apparues à la fin du XIXe siècle, à une époque où les travaux sur l'électromagnétisme ont connu un développement considérable. Depuis, leur réalisation n'a cessé d'évoluer, d'abord, grâce aux progrès scientifiques de l'électromagnétisme, plus tard, sous la pression de nombreuses demandes technologiques dans des domaines d'application variés [1]. L'essor actuel des communications impose des innovations importantes au niveau de la conception des systèmes et des antennes associées, dont les formes aujourd'hui très diverses varient beaucoup selon les utilisations : télécommunications mobiles, satellites, télévision, radio, identification, objets communicants...

Les types d'antennes ont beaucoup évolué dans chaque domaine d'applications. L'exemple le plus frappant est celui des antennes de terminaux mobiles qui sont passées, en très peu de temps, d'antennes filaires rectilignes aux antennes hélicoïdales, puis aux antennes patch, ceci en satisfaisant des contraintes correspondant à une diminution de la taille et à une esthétique imposée par le marché grand public [1].

Depuis l'avènement des antennes microbandes, une variété de méthodes a été proposée pour l'analyse de ces antennes. Parmi ces méthodes, l'approche spectrale s'avère être la plus prometteuse. Pour déterminer les caractéristiques de résonance de l'antenne via cette approche, trois étapes sont requises [2]-[6]. Le calcul des éléments de la matrice impédance constitue la première étape. Cette opération étant pénible puisque le calcul de chaque élément nécessite l'évaluation d'une intégrale double. La deuxième étape est consacrée à l'évaluation du déterminant de la matrice impédance. Et en dernier lieu, la résolution de l'équation caractéristique par une méthode itérative. Le choix de cette dernière doit être fait avec soins puisque cette équation, fortement non-linéaire, possède des racines complexes. Généralement, on utilise la méthode de Muller ou de Brent comme outil de résolution. Bien que l'approche spectrale fournisse des résultats précis, l'inconvénient inhérent à cette approche est la complexité de la formulation mathématique ainsi que la nature itérative de la solution nécessitant ainsi un temps de calcul énorme.

En raison des problèmes susmentionnés, nous avons introduit dans le premier volet de cette thèse les réseaux de neurones artificiels conjointement avec l'approche spectrale dans l'analyse d'une antenne microbande supraconductrice de forme rectangulaire. Les réseaux de neurones sont exploités pour établir la relation entre les paramètres de l'antenne supraconductrice et la fréquence de résonance et la bande passante issues de l'approche spectrale. Le modèle ainsi

développé présente de nombreux avantages par rapport à l'approche spectrale conventionnelle, nous citons en particulier :

- Simplicité du modèle comparativement au formalisme complexe de la méthode spectrale.
- un temps de calcul réduit relativement à celui de la méthode spectrale.
- Une qualité de précision semblable à celle de l'approche spectrale.
- Possibilité de l'extension du modèle pour l'analyse d'autres structures d'antennes.

La conception assistée par ordinateur (CAO) est devenue une étape incontournable du processus de mise sur le marché de nouveaux produits avec l'objectif de produire le plus rapidement possible des dispositifs de plus en plus performants avec des rapports qualité/prix toujours plus compétitifs. Cependant, si tout logiciel de CAO doit reposer avant tout sur des modèles rapides et fiables, les modèles existants dans les simulateurs commerciaux ne répondent que partiellement à toutes les attentes des concepteurs. De ce fait, le besoin en modèles plus performants, notamment du point de vue rapidité de réponse, fiabilité et fonctionnalité, est une réalité incontournable particulièrement en haute fréquence avec l'engouement sans cesse croissant du public pour des innovations technologiques toujours plus élaborées.

C'est dans ce contexte que nous avons tracé l'objectif principal du deuxième volet de la présente thèse. Dans ce volet, nous avons présenté un nouveau modèle de CAO pour des antennes microbandes de forme triangulaire équilatérale [7]. Le modèle garantit à la fois une meilleure concordance entre la théorie et l'expérimentale et une réduction énorme du temps CPU. Il permet également d'analyser des patchs triangulaires équilatérales imprimés sur des substrats iso/anisotropes. Nous avons assimilé l'antenne triangulaire à une cavité ayant des murs latéraux magnétiques. L'hypothèse des murs latéraux magnétiques s'éloigne de la réalité au fur et à mesure que l'épaisseur du substrat augmente. Pour cette raison, le modèle de cavité doit être corrigé. Cette correction consiste à remplacer la longueur latérale du patch triangulaire équilatérale par une longueur effective. Etant donné que chaque mode a sa propre distribution de champ et les différents modes peuvent avoir des longueurs effectives bien distinctes, nous avons inclus les indices n et m dans le calcul de la longueur effective. Puisque la fabrication des antennes microbandes par des matériaux supraconducteurs offre des performances meilleures que celles des antennes microbandes réalisées par des conducteurs normaux tels que l'Or, Argent et le Cuivre, nous avons considéré que le patch rayonnant est constitué d'un film mince supraconducteur à haute température critique. Afin d'inclure l'effet de cette supraconductivité dans l'évaluation de la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale, nous avons fait recours au modèle des deux fluides de Gorter et Casimir. Pour

s'assurer de la précision de notre modèle, nous avons comparé nos résultats numériques avec une série de mesures expérimentales rapportées dans la littérature. La comparaison a été faite pour le mode fondamental TM₁₀ aussi bien que pour les modes TM₁₁, TM₂₀, TM₂₁ et TM₃₀. Les variétés de comparaisons que nous avons effectuées montrent clairement la puissance de notre modèle en matière de précision pour le mode fondamental aussi bien que pour les modes d'ordre supérieur. Afin d'étudier l'influence de l'anisotropie sur la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale, nous avons pris deux matériaux. Le premier est la Nitrure de Bore ($\epsilon_x = 5.12, \epsilon_z = 3.4$) alors que le deuxième matériau est le Fluorure de Magnésium ($\epsilon_x = 5.5, \epsilon_z = 4.83$). Nous avons conclu que la permittivité ϵ_z le long de l'axe optique est le facteur le plus prépondérant dans la détermination de la fréquence de résonance de l'antenne. Nous avons montré également que la dépendance de la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale en fonction de ϵ_x augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique anisotrope. Dans le but de rechercher les effets des matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques sur les caractéristiques de résonance de l'antenne triangulaire équilatérale, les fréquences de résonance de l'antenne pour deux modes différents (TM₁₀ et TM₁₁) en fonction de la température d'opération et l'épaisseur du film supraconducteur ont été présentées. Les résultats ont montré que l'influence de la température de fonctionnement sur la fréquence de résonance de l'antenne triangulaire supraconductrice est significative uniquement pour des températures voisines de la température critique. Ces comportements sont semblables à ceux rapportés dans la littérature pour des patches de formes rectangulaires et circulaires [8]-[11]. Notons que le changement brutal de la fréquence de résonance pour des températures proches de la température critique (T_c) peut être attribué au changement de la profondeur de pénétration magnétique de l'YBCO. Concernant la variation de la fréquence de résonance avec l'épaisseur du patch supraconducteur, nous avons trouvé qu'au fur et à mesure que l'épaisseur du patch supraconducteur augmente, la fréquence de résonance augmente rapidement jusqu'à ce que l'épaisseur du patch t atteigne λ_0 (profondeur de pénétration magnétique). Au-delà de cette valeur, l'augmentation de l'épaisseur du film supraconducteur augmentera légèrement la fréquence de résonance de l'antenne. Finalement en ce qui concerne le rayonnement de l'antenne, nous avons comparé le diagramme de rayonnement pour le cas où le substrat est PTFE avec celui pour le cas où le substrat est le Quartz. Nous avons conclu de cette comparaison que le rayonnement est plus faible pour le cas de la constante diélectrique le long de l'axe optique la plus élevée (ϵ_z la plus élevée). Il est important de signaler également que le diagramme de rayonnement augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique. Donc, l'utilisation d'un substrat épais

est recommandée, mais il est faut faire un compromis entre l'amélioration du rayonnement de l'antenne et l'excitation des ondes de surface.

Références

- [1] O. Picon, *Les antennes. Théorie, Conception et Application*. Paris: Dunod, 2009.
- [2] A. Mahamdi, S. Benkouda, S. Aris, and T. A. Denidni, "Resonant frequency and bandwidth of superconducting microstrip antenna fed through a slot cut into the ground plane," *Electronics*, vol. 10, pp. 1-8, 2021.
- [3] Y. Bentrchia, S. Bouttout, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Spectral domain analysis of rectangular stacked patches printed on a substrate characterized by dielectric and magnetic anisotropy," *Journal of Computational Electronics*, vol. 17, pp. 399-405, 2018.
- [4] A. Gadda, A. Mahamdi, S. Benkouda, and S. Bedra, "Resonant characteristics of a superconducting thin film resonator using the two-fluid method and artificial neural networks," *2nd International Conference on Automatic Control, Telecommunication & Signals (ICATS'17)*, December 11-12, 2017, Annaba, Algeria.
- [5] S. Benkouda, A. Messai, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki, "Characteristics of a high Tc superconducting rectangular microstrip patch on uniaxially anisotropic substrate," *Physica C*, vol. 502, pp. 70-75, 2014.
- [6] C. S. Gurel and E. Yazgan, "Analysis of annular ring microstrip patch on uniaxial medium via Hankel transform domain immittance approach," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 11, pp. 37-52, 2010.
- [7] A. Gadda, S. Bedra, C. Agaba, S. Benkouda, R. Bedra, and T. Fortaki, "Computer-aided design of superconducting equilateral triangular patch on anisotropic substrates," *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 86, pp. 203-211, 2019.
- [8] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Analysis of HTS circular patch antennas including radome effects," *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 10, pp. 843-850, 2018.
- [9] S. Benkouda, M. Amir, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Dual-frequency behavior of stacked high Tc superconducting microstrip patches," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, pp. 1350-1366, 2011.
- [10] S. Bedra, T. Fortaki, A. Messai, and R. Bedra, "Spectral Domain Analysis of Resonant Characteristics of High Tc Superconducting Rectangular Microstrip Patch Printed on

Isotropic or Uniaxial Anisotropic Substrates," *Wireless personal communications*, vol. 86, pp. 495-511, 2016.

- [11] M. A. Richard, K. B. Bhasin, and P. C. Claspay, "Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding methods," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41, pp. 967-974, 1993.

Résumé

Depuis l'avènement des antennes microbandes, une variété de méthodes a été proposée pour l'analyse de ces antennes. Parmi ces méthodes, l'approche spectrale s'avère être la plus prometteuse. Bien que l'approche spectrale fournisse des résultats précis, l'inconvénient inhérent à cette approche est la complexité de la formulation mathématique ainsi que la nature itérative de la solution nécessitant ainsi un temps de calcul énorme. Pour surmonter ce problème, nous avons introduit les réseaux de neurones artificiels conjointement avec l'approche spectrale pour une détermination rapide et précise de la fréquence de résonance et de la bande passante d'une antenne microbande supraconductrice de forme rectangulaire. Notons que, la résistance de surface extrêmement faible des films minces supraconducteurs facilite le développement d'antennes avec des performances meilleures que celles des antennes conventionnelles. Dans cette thèse, nous avons également présenté un nouveau modèle de CAO pour des antennes microbandes de forme triangulaire équilatérale. Le modèle garantit à la fois une meilleure concordance entre la théorie et l'expérimentale et une réduction énorme du temps CPU. Il permet également d'analyser des patches triangulaires équilatéraux imprimés sur des substrats iso/anisotropes.

Abstract

Since the advent of microstrip antennas, a variety of methods has been proposed for the analysis of these antennas. Among these methods, the spectral approach seems to be the most promising. Although the spectral approach provides precise results, the inherent drawback of this approach is the complexity of the mathematical formulation as well as the iterative nature of the solution thus requiring enormous computing time. To overcome this problem, we have introduced artificial neural networks in conjunction with the spectral approach for fast and accurate determination of the resonant frequency and bandwidth of a rectangular-shaped superconducting microstrip antenna. Note that, the extremely low surface resistance of thin superconducting films facilitates the development of microstrip antennas with better performances than conventional antennas. In this thesis, we have also presented a new CAD model for microstrip antennas of equilateral triangular shape. The model ensures both a better match between theory and experiment and a huge reduction in CPU time. It also allows the analysis of equilateral triangular patches printed on iso/anisotropic substrates.

ملخص

منذ ظهور الهوائيات الشريطية الدقيقة ، تم اقتراح مجموعة متنوعة من الطرق لتحليل هذه الهوائيات. من بين هذه الأساليب النهج الطيفي ، الذي يبدو واعداً. على الرغم من أن النهج الطيفي يوفر نتائج دقيقة ، إلا أن العيب المتأصل في هذا النهج هو تعقيد الصيغة الرياضية بالإضافة إلى الطبيعة التكرارية للحل ، مما يتطلب وقتاً هائلاً في الحوسبة. للتغلب على هذه المشكلة ، أدخلنا شبكات عصبية اصطناعية بالاقتران مع النهج الطيفي لتحديد سريع ودقيق لتردد الرنين وعرض النطاق الترددي لهوائي ذي شريط مدقق فائق التوصيل على شكل مستطيل. كما نلاحظ أن المقاومة السطحية المنخفضة للغاية للشرائط الرقيقة فائقة التوصيل تسهل تطوير هوائيات الهوائيات الشريطية الدقيقة ذات أداء أفضل من الهوائيات التقليدية. في هذه الأطروحة ، قدمنا أيضاً نموذج CAD جديداً لهوائيات الشريطية الدقيقة على شكل مثلث متساوي الأضلاع. يتضمن النموذج تطابقاً أفضل بين النظرية والتجربة وتقليلاً كبيراً في وقت وحدة المعالجة المركزية. كما يسمح بتحليل الرقع المثلثية متساوية الأضلاع المطبوعة على ركائز متساوية أو متباينة الخواص.