

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire
Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Electronique

OPTION : MICRO-ONDE

Par
ABLA BEHLOUL

THEME

Contribution à l'étude des antennes microstrip
Supraconducteur de forme triangulaire

Devant le jury

| | | | |
|---------------------|------------------|-------|---------------|
| <u>Président</u> : | Mme. S. Lassoued | Prof. | U.Constantine |
| <u>Rapporteur</u> : | Mr. A. Benghalia | Prof. | U.Constantine |
| <u>Examineur</u> : | Mr. A. Chaabi | Prof. | U.Constantine |
| | Mme. M. Marir | Prof. | U.Constantine |

Session : AVRIL 2010

REMERCIEMENTS

- ✍ Je voudrai exprimer, par ce modeste travail, ma gratitude et ma parfaite considération à Monsieur **Abdelmadjid BENGHALIA**, Professeur à l'université de Constantine, pour avoir suivi mon travail avec une attention soutenue, pour ses qualités scientifiques et humaines qui m'ont beaucoup aidé et guidé tout au long de mon année de recherche.
- ✍ Je remercie très sincèrement Madame **Saida LASSOUED**, Professeur à l'université de Constantine, pour l'intérêt qu'elle a manifesté pour ce travail et d'avoir accepter de présider le jury de cette thèse.
- ✍ Toute ma gratitude va à Monsieur le professeur **Abdelhafid CHAABI**, de l'université de Constantine, pour avoir accepté d'évaluer ce travail.
- ✍ Que madame **Mimia MARIR**, professeur à l'université de Constantine, trouve ici mes sincères remerciements d'avoir accepter de participer au jury et pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail.
- ✍ Je tiens à remercier particulièrement tous les enseignants du département d'électronique de l'université de Constantine, surtout Mlle **Ouarda BARKAT** et **Chafika AISSAOUI** qui m'ont vraiment aidée.
- ✍ Mes remerciements à tous les enseignants du département d'électronique de l'université de Constantine, qui a veillé à notre formation.
- ✍ Enfin, j'exprime mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

✍ **ABLA BEHLOUL**

DEDICACES

A la mémoire de mon père * Abdel hamid *

A ma cher mère * Yasmina *

A mon mari * Hacene *

A tous mes frères * Redha et seife eddine *

et sœurs * Amel Nawel Hakima Lamia *

A toutes les famille * Behloul et Bechkheznedji *

A toutes mes amis et collègues * Nadjet Halouma Hannen *

A tous, je dédie du font du cœur ce travail

ABLA BEHLOUL

Tables des Matière

| | |
|----------------------------|---|
| Introduction générale..... | 1 |
|----------------------------|---|

Chapitre I : Généralités sur les antennes microbandes

| | |
|--|----|
| I.1 Historique | 4 |
| I.2 Structure d'une antenne microbande | 5 |
| I.3 Avantages et inconvénients des antennes microbandes..... | 6 |
| I.4 Application..... | 7 |
| I.5 Technique d'alimentation..... | 7 |
| I.6 Méthodes d'analyses des antennes microbandes..... | 11 |
| I.7 Conclusion..... | 13 |

Chapitre II : Matériaux supraconducteurs

| | |
|--|----|
| II.1 Introduction..... | 15 |
| II.2 Théories sur les supraconducteurs..... | 15 |
| II.3 Propriétés magnétiques et électriques des supraconducteurs..... | 18 |
| II.4 Différents types de matériaux supraconducteurs..... | 20 |
| II.5 La profondeur de pénétration..... | 24 |
| II.6 Résistance et réactance de surface du patch supraconducteur | 25 |
| II.7 Applications..... | 27 |
| II.8 Conclusion..... | 28 |

Chapitre III : Mise en équation du problème

| | |
|--|----|
| III.1 Introduction | 30 |
| III.2 Equations caractéristiques de l'antenne..... | 31 |
| III.3 Résolution des équations intégrales par la méthode des moments«Galerkin».. | 43 |
| III.4 Calcul de la fréquence de résonance et la bande passante..... | 45 |
| III.5 Choix des fonctions de base..... | 46 |

| | |
|---|-----------|
| III.6 Calcul de la transformée de Fourier des densités de courant..... | 47 |
| III.7 Détermination de la fréquence de résonance..... | 48 |
| III.8 Conclusion..... | 49 |

Chapitre IV : Résolution numérique

| | |
|--|-----------|
| IV.1 Introduction..... | 51 |
| IV.2 Patch est un conducteur normal..... | 51 |
| IV.2.1 Effet des dimensions du patch sur les caractéristiques de l'antenne..... | 51 |
| IV.2.2 Effet de l'épaisseur du substrat sur les caractéristiques de l'antenne | 52 |
| IV.2.3 Effet de l'anisotropie du substrat sur les caractéristiques de l'antenne | 58 |
| IV.2.4 Champ rayonnée d'une antenne triangulaire à patch conducteur normal. | 61 |
| IV.3 Patch est un supraconducteur..... | 61 |
| IV.3.1 Effet de l'épaisseur du patch sur les caractéristiques de l'antenne | 61 |
| IV.3.2 Effet de la température sur les caractéristiques de l'antenne | 64 |
| IV.3.3 Champ rayonnée d'un antenne triangulaire à patch supraconducteur.... | 66 |
| IV.4 Effet de la supraconductivité sur les paramètres de l'antenne..... | 67 |
| IV.5 Conclusion..... | 69 |
| | |
| Conclusion générale..... | 71 |
| Bibliographie..... | 74 |
| Annexes..... | 79 |

Introduction générale

Introduction générale

Les antennes microbandes imprimées ont fait l'objet d'un grand nombre de travaux de recherche durant les dernières décennies [1], [2].

Certains travaux se sont penchés sur le côté matière, concernant les améliorations des performances mécaniques, électriques et thermiques. D'autres travaux se sont penchés sur le côté mathématiques pour le développement des méthodes servant à l'étude des comportements des antennes et à leurs applications.

Par conséquent plusieurs méthodes ont été développées et elles peuvent être classées en deux catégories : méthodes analytiques simples et méthodes rigoureuses.

Les méthodes analytiques simples ont l'avantage d'une très grande simplicité et d'un temps de calcul très court en C.A.O, par contre elles sont limitées à des structures simples. Pour y remédier à ces inconvénients, de nouvelles méthodes dites rigoureuses ont été développées [2]. Elles sont basées sur un problème électromagnétique de valeurs aux frontières conduisant à une équation intégrale [3], [4] où l'inconnu est la distribution du courant sur la surface du conducteur.

Ces méthodes permettent l'étude des antennes les plus complexes à savoir, les différents type d'anisotropie [5], [6], les multicouches multiconducteurs et les antennes à substrat épais, mais ces méthodes font appel à des formulations mathématiques très complexes, un temps de calcul considérable et dépendant étroitement du choix des fonctions de base et de tests utilisés [7], [8].

Un autre aspect des antennes microbandes qui a fait l'objet de plusieurs travaux concernent les méthodes d'excitation. Parmi ces méthodes, les plus utilisées sont l'alimentation par fente, l'alimentation par ligne de transmission ou par câble coaxial [9].

De plus, la découverte de matériaux qui maintiennent leurs propriétés même à des températures élevées, au dessus de la température de liquéfaction de l'hélium, a donné l'intérêt de développer des composants pratiques exploitant les performances prometteuses du phénomène de la supraconductivité.

L'utilisation des matériaux supraconducteurs en hyperfréquences repose sur les avantages suivants [10] :

- ✓ Pertes très faibles : ce qui veut dire réduction de l'atténuation et du niveau de bruit.
- ✓ Dispersion très petite.
- ✓ Miniaturisation des dispositifs micro-ondes; ce qui permet une large échelle d'intégration.
- ✓ Réduction dans le temps de propagation des signaux dans les circuits

Le but de notre travail repose sur une contribution à la caractérisation d'une antenne microbande triangulaire équilatérale à patch supraconducteur sur un substrat anisotrope.

Cette étude s'articule autour de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons jugé utile d'étudier les antennes microbandes en rappelant leurs différentes techniques d'alimentation, leurs méthodes d'analyses et leurs applications.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté un aperçu historique sur les matériaux supraconducteurs, leurs comportements magnétiques et les différentes théories sur les supraconducteurs.

Dans le troisième chapitre, une approche pour déterminer le tenseur spectral de Green, en tenant compte de la forme de l'antenne et de l'effet supraconducteur est proposée. Ce qui nous a permis de calculer la fréquence de résonance, la bande passante et le champ rayonné.

Le quatrième chapitre comporte des résultats numériques concernant les caractéristiques d'une antenne triangulaire à patch supraconducteur. Cette étude a conduit au calcul de la variation de la fréquence de résonance et la bande passante en fonction des différents paramètres de la structure, et la température du supraconducteur.

Chapitre I

Généralités sur les antennes

Microbandes

I. 1 Historique

La conception des microbandes rayonnantes a été proposée premièrement par Deschamps en 1953 aux U.S.A, et en France par Gutton et Baissinot en 1955. [1], [2]. Le phénomène de rayonnement provenant des discontinuités dans les striplines fût observé et étudié par Lewin en 1960 [2]. En 1970 Byron a décrit la structure planaire qui se constitue d'une plaque conductrice gravée sur un substrat diélectrique $\varepsilon_r \leq 10$ qui repose sur un plan de masse [1], [4], un peu plus tard des antennes pratiques ont été développées par Howel et Munson [1]. Les caractéristiques de ces différents types d'antennes sont comparées dans le tableau I. 1.

| Caractéristiques | Antenne microbande | Antenne stripline 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 | Autre forme sont possible | Rectangulaire et triangulaire |
| Radiations parasites | Existant | Existant | N'existent pas | Existant |
| Largeur de bande | 1-5% | 1-2% | 10% | 10% |

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

I. 2 Structure d'une antenne microbande

L'antenne microbande est un dispositif permettant de rayonner ou de capter à distance les ondes électromagnétiques. Elle comporte typiquement un plan de masse, et un élément rayonnant séparé de ce plan de masse par un diélectrique, figure I. 1.

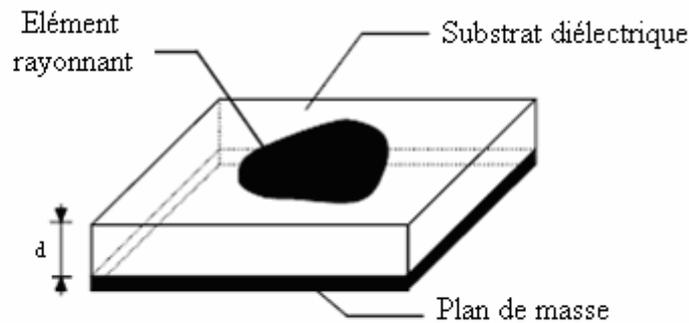


Figure I. 1 Géométrie typique d'une antenne microbande.

L'élément rayonnant est un conducteur mince, et dans la plupart des applications pratiques, il est de forme rectangulaire ou circulaire, mais en général d'autres géométries sont possible à tester et à utiliser, comme la forme triangulaire.

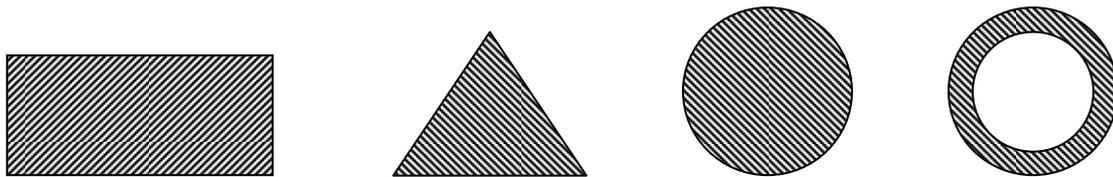


Figure I. 2 Divers types d'éléments rayonnants

Les grandeurs qui caractérisent une antenne imprimée sont :

- L'épaisseur de la couche diélectrique (d).
- Les caractéristiques du substrat diélectrique (permittivité ϵ_r , pertes diélectriques, etc.).
- Les dimensions du conducteur métallique supérieur (longueur et largeur du rectangle, rayon du disque, etc. ...).

I. 3 Avantages et inconvénients des antennes microbandes

Les antennes microbandes ont de nombreux avantages comparés aux antennes micro-ondes 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 :

- ✓ Faible poids, petit volume, configuration planaire, faible épaisseur ;
- ✓ Faible coût de fabrication, production en masse possible;
- ✓ Ces antennes peuvent être placées sur les missiles, les fusées et les satellites sans modifications importantes ;
- ✓ Les antennes ont de petites aires de rayonnement ;
- ✓ La polarisation linéaire comme pour le cas des antennes plaques rectangulaire et circulaire (gauche ou bien droite) est possible avec de légers changements dans la position de l'alimentation.
- ✓ L'utilisation de deux fréquences de travail est possible.
- ✓ Les antennes microbandes sont compatibles avec les constructions modulaires (Composants monolithiques tels que les oscillateurs, les alternateurs variables, les interrupteurs, les modulateurs, les mélangeurs, les déphaseurs et peuvent être adaptées directement sur le substrat) ;
- ✓ Les lignes d'alimentation et les circuits d'adaptation d'impédance sont fabriqués simultanément avec la structure de l'antenne ;

Cependant, les antennes microbandes ont aussi quelques inconvénients comparées aux classiques tels que :

- ✓ Bande passante étroite;
- ✓ Des pertes par conséquent un gain plus faible ;
- ✓ La plupart des antennes microbandes rayonnent par un demi-plan ;
- ✓ Des limitations pratiques sur le gain au maximum à 20dB ;
- ✓ La performance du rayonnement longitudinal est médiocre ;
- ✓ L'isolation entre les éléments rayonnants et l'alimentation est médiocre ;
- ✓ Possibilité d'excitation des ondes de surface ;
- ✓ Capacité de manipulation à faible énergie ;

Néanmoins il existe des moyens substantiels qui peuvent minimiser les effets de certains de ces inconvénients : par exemple l'excitation à onde de surface [11], [12] peut être éliminée, en prenant des précautions lors de la conception et de la fabrication.

De même l'insertion d'un trou métallisé [13] entre la plaque rayonnante et le plan de masse permet d'élargir la bande passante et de remédier aux problèmes des décharges électrostatiques et d'écoulement thermique.

I. 4 Applications

Avec les recherches continues et les développements et l'utilisation des antennes microbandes, il est attendu qu'elles remplacent les antennes classiques pour la plupart des applications [12]. Il existe différentes applications réussies :

- ✓ Télécommunication par satellites.
- ✓ Commande et contrôle.
- ✓ Télémétrie (télémessure) par missile.
- ✓ Equipements portatifs.
- ✓ Des éléments d'alimentation dans les antennes complexes.
- ✓ Antenne d'émission utilisée en médecine.
- ✓ Récepteur satellite de navigation.

I. 5 Technique d'alimentation

Pour alimenter les antennes microbandes, plusieurs techniques d'alimentation sont utilisées :

- ✓ Alimentation par contact.
- ✓ Alimentation par proximité (par couplage électromagnétique).

I. 5. 1 Alimentation par contact

I. 5. 1. 1 Sonde coaxiale

Le câble traverse le plan de masse et le substrat. Le conducteur central est soudé sur l'élément rayonnant [14]. Le conducteur extérieur quant à lui est soudé au plan de masse, figure I. 3. Cette alimentation est très utilisée dans les antennes imprimées qui ont des patches de formes circulaire et annulaire.

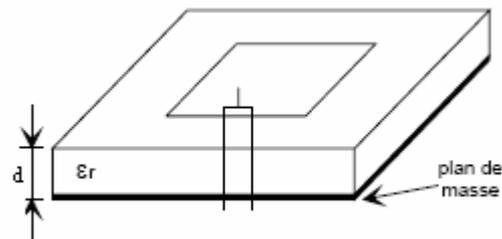


Figure I. 3 Alimentation par sonde coaxiale.

I. 5. 1. 2 Ligne microbande

Faite par une ligne microbande de largeur plus petite par rapport au patch, cette ligne est gravée avec le patch en même temps, figure I. 4. Elle est très utilisée dans les réseaux d'antennes imprimées de différentes formes [14].

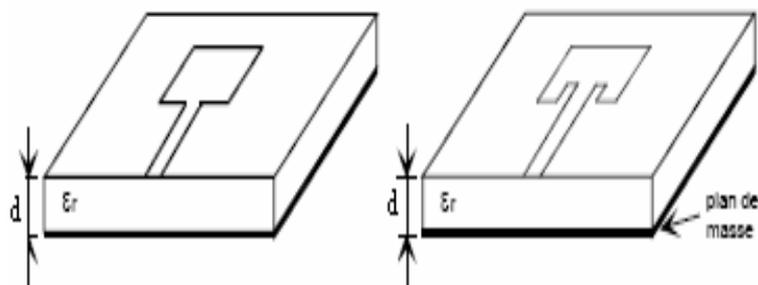


Figure I. 4 Alimentation par ligne microbande

I. 5. 2 Alimentation par proximité

I. 5. 2. 1 Ligne microbande en sandwich

Il y a deux substrats diélectriques de permittivité ϵ_1 , ϵ_2 , de hauteurs respectivement d_1 et d_2 , figure I. 5. La ligne d'alimentation se trouve entre les deux diélectriques, le patch à la façade supérieure du substrat 1 et le plan de masse à la façade inférieure du substrat 2; le couplage électromagnétique assure l'alimentation du patch.

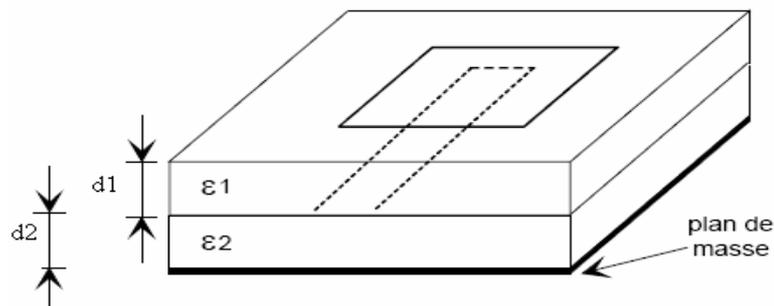


Figure I. 5 Alimentation par ligne microbande en sandwich

I. 5. 2. 2 Ligne microbande en circuit ouvert

Le patch rayonnant et la ligne microbande d'alimentation sont séparés par le plan de masse, figure I. 6. Le couplage entre le patch et la ligne d'alimentation est assuré par une ouverture dans le plan de masse.

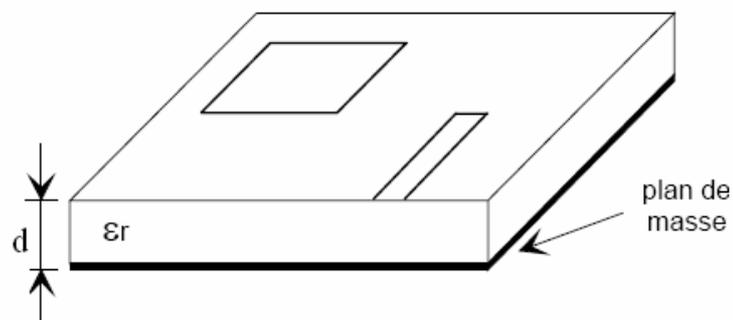


Figure I. 6 Alimentation par ligne microbande en circuit ouvert

I. 5. 2. 3 Guide d'onde coplanaire

L'élément rayonnant se trouve sur la face supérieure du substrat de fente rayonnante. La ligne d'alimentation et le plan de masse se trouvent à la même façade inférieure du substrat, figure I. 7.

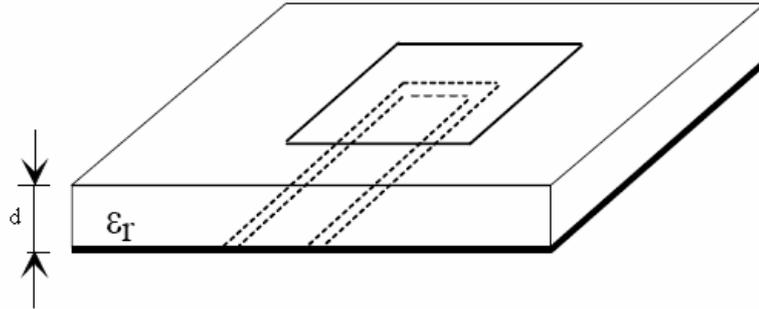


Figure I. 7 Alimentation par guide d'onde coplanaire

I. 5. 2. 4 Couplage par fente

Une ligne est disposée au dessus du plan de masse, qui est entaillé d'une fente sous le patch afin que l'énergie amenée par la ligne soit communiquée à l'antenne, figure I. 8

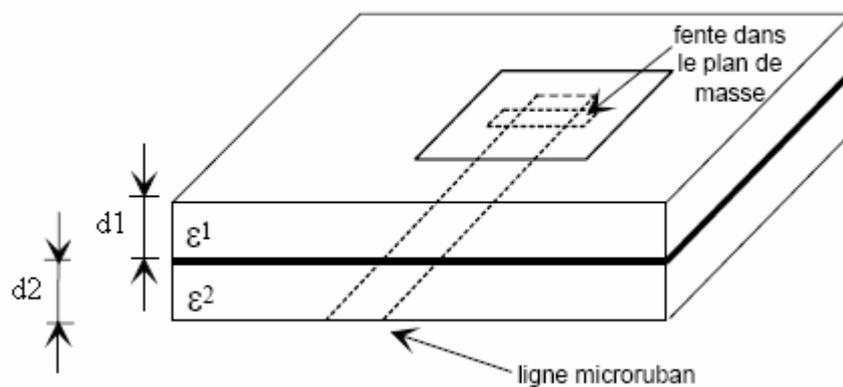


Figure I. 8 Alimentation par couplage par fente.

I. 6 Méthodes d'analyses des antennes microbandes

I. 6. 1 Méthodes analytiques

Les méthodes analytiques prennent en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations, permettant la modélisation du modèle en question. Parmi ces méthodes, on peut citer :

- ✓ Le modèle de la ligne de transmission ;
- ✓ Le modèle de la cavité.

I. 6. 1. 1 Le modèle de la ligne de transmission

Le modèle de la ligne de transmission est considéré comme le plus simple. Ce modèle exploite l'analogie qui existe entre un patch d'une antenne imprimée et un tronçon d'une ligne de transmission ayant deux bords rayonnants. Ce modèle prend en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations, permettant la modélisation du modèle. Dans le modèle de la ligne de transmission, l'inconnu à déterminer est la constante de propagation. Les pertes par rayonnement sont incluses dans le coefficient d'atténuation de la constante de propagation. Cependant, cette technique ne rend pas compte des effets des modes d'ordre supérieur.

I. 6. 1. 2 Le modèle de la cavité

Un autre modèle qui est le modèle de la cavité utilisant le courant d'alimentation uniforme donne de bons résultats seulement pour les épaisseurs du substrat inférieur à $0.001\lambda_0$ [15].

La structure imprimée peut être assimilée à une cavité limitée en haut par une plaque conductrice, en bas par un plan de masse et entourée par une surface latérale. Les deux plans conducteurs représentent des murs électriques et la surface latérale constitue le mur magnétique. Dans ce modèle l'inconnu est le système des modes propagatifs et leurs fréquences de résonance [16].

I. 6. 2 Méthodes rigoureuses

Ces méthodes sont les plus utilisées récemment. Elles sont basées sur la distribution du courant électrique sur le conducteur.

Parmi ces méthodes, on peut citer :

- ✓ La méthode des différences finies;
- ✓ La méthode des éléments finis;
- ✓ Le système d'équations intégrales couplées, discrétisées par la méthode des moments;
- ✓ La méthode spectrale, qui correspond à la transformée de Fourier de la méthode de l'équation d'intégrale.

I. 6. 2. 1 La méthode des moments

Dans les antennes microbande la technique de résolution la plus efficace est l'application de la méthode des moments. Cette méthode opère dans le domaine spectral, et elle est qualifiée comme étant rigoureuse.

Cette procédure de résolution consiste à trouver le zéro du déterminant de la matrice impédance. La caractéristique de cette méthode est son indépendance de la source d'excitation [18].

Mais malgré ses avantages cette méthode souffre de quelque inconvénient :

- ✓ Le temps de calcul qui est important.
- ✓ La précision exigée pour déterminer les éléments de la matrice impédance.
- ✓ L'existence des solutions parasites.

I. 6. 2. 2 Méthode d'analyse spectrale

Ce modèle prend en considération l'équation intégrale du champ électrique (EFIE), [18], [15]- [21], dans le domaine spectral.

Cette méthode permet de résoudre efficacement le système d'équations intégrales dans le domaine spatial. 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 les patches permet de réduire une relation entre les composantes tangentiels 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.

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré le rôle et l'évolution technologique des patches, ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients. Nous avons montré également quelques techniques d'alimentation, ainsi les méthodes d'analyses les plus utilisées à des structures microbandes de forme quelconque. Aucune de ces méthodes numériques citées n'est parfaite, elles présentent toutes des avantages et des inconvénients.

Chapitre III

Matériaux supraconducteurs

II. 1 Introduction

La supraconductivité est un phénomène remarquable dont la principale propriété est de rendre les matériaux parfaitement conducteurs de l'électricité. Découvert en 1911 par K. Onnes, alors préoccupé par les propriétés de l'hélium liquide [22], il a fallu attendre le début des années 1960 pour que ce phénomène soit enfin appliqué. Ce n'est que très récemment, en 1986 que l'on a découvert une nouvelle classe de matériaux, des oxydes de cuivre [23], supraconducteur à des températures relativement élevées.

L'état supraconducteur se distingue de l'état normal par de nombreuses et diverses propriétés.

La supraconductivité est une propriété qui existe non seulement pour des matériaux métalliques, mais aussi pour certains matériaux organiques ou certains oxydes peu conducteurs à l'état normal. Ce phénomène n'est pas rare ; seules les conditions souvent extrêmes (certains matériaux sont supraconducteurs uniquement sous pression), dans lesquelles il se manifeste, ont fait qu'il n'a été mis en évidence que tardivement.

II. 2 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 [26] 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.

II. 2. 1 La 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 (10^6 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 [26].

Une particularité des paires de Cooper est que leur moment magnétique intrinsèque (aussi appelé spin) est nul [26]. 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.

II. 2. 2 La théorie électromagnétique de London

C'est une équation phénoménologique empirique, qui remplace la loi d'ohm dans les supraconducteurs. L'hypothèse d'une résistivité nulle conduit à l'équation fondamentale de la dynamique [25]. La première équation de London transposée aux supraconducteurs est donnée par :

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \left(\frac{n \cdot q^2}{m} \right) E \quad (\text{II. 1})$$

Où

n : le nombre d'électrons par unité de volume.

J : la densité de courant.

En prenant le rotationnel des deux membres de l'équation (II. 1), nous trouvons :

$$\text{rot} \left(\frac{m}{n q^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \right) = -\frac{1}{c} \vec{H} \quad (\text{II. 2})$$

et comme $\text{rot}(\vec{H}) = 4\pi \vec{J}$

L'équation (II. 2) devient :

$$\frac{c^2 m}{n q^2 4\pi} \nabla^2 \vec{H} = \vec{H} \quad (\text{II. 3})$$

En intégrant par rapport au temps, nous obtenons :

$$\frac{c^2 m}{n q^2 4\pi} \nabla^2 (\vec{H} - \vec{H}_0) = (\vec{H} - \vec{H}_0) \quad (\text{II. 4})$$

Où \vec{H}_0 est le champ à t_0 .

Nous avons une solution particulière $\vec{H} = \vec{H}_0$ où \vec{H}_0 est un champ arbitraire existant au temps $t = 0$, mais l'effet Meissner nous impose de refuser les champs fixes. L'équation (II. 4) a des solutions plus générales mais la nature des supraconducteurs ne la permet pas, donc les courants sont considérés comme les seules sources de champ magnétique interne (on n'a introduit aucune aimantation), on peut écrire l'équation (II. 4) sous la forme suivante

$$\frac{c^2 m}{n q^2 4\pi} \nabla^2 \vec{H} = \vec{H} \quad (\text{II. 5})$$

C'est l'équation de London.

II. 3 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 [27].

II. 3. 1 Description du phénomène "Lévitacion"

Une des expériences les plus amusantes de la supraconductivité est le phénomène de lévitation [27].

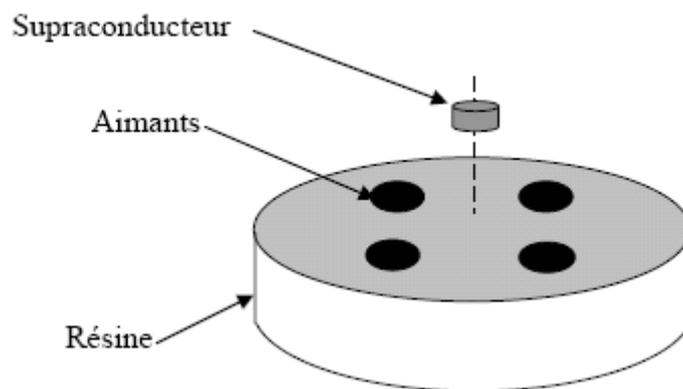


Figure II. 1 Lévitation pastille de supraconducteur YBaCuO sur un groupe d'aimant.

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. Plaçant sur ce dispositif décrit une pastille de supraconducteur YBaCuO refroidi à la température de l'azote liquide.

On observe un phénomène de lévitation [27] : 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.

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.

II. 3. 2 Description de "l'effet Meissner"

Si la chute brutale de la résistivité reste la manifestation la plus spectaculaire de la supraconductivité, le comportement magnétique tout à fait original des supraconducteurs s'avère être la signature la plus profonde du phénomène [27].

En 1933, le centre de supraconductivité se déplace de Leiden à Berlin. C'est là que Walther Meissner et Robert Ochsenfeld découvrent que le champ magnétique B est expulsé des supraconducteurs. Ainsi lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué à un matériau supraconducteur, de telle sorte qu'il reste nul en son sein.

Une autre façon de présenter les choses est de dire qu'une densité d'aimantation I égale à l'opposé de l'excitation magnétique H se développe dans l'échantillon. B est nul puisque ces grandeurs sont reliées par $B = \mu_0(H + I)$. Le matériau se comporte comme un diamagnétique parfait ce qui est à la base du phénomène de lévitation.

Après bien des incertitudes, il est apparu que l'aimantation I était égale à $(-H)$, quelque soit le chemin suivi: après refroidissement en champ nul et application du champ à une température inférieure à T_c , ou après refroidissement de l'échantillon sous champ magnétique. L'état supraconducteur apparaît comme une véritable phase thermodynamique. La transition phase normale-phase supraconductrice en champ nul est accompagnée d'une anomalie de chaleur spécifique mais n'engendre aucune chaleur latente. Elle sera cataloguée comme une transition du second ordre [27].

II. 3. 3 Effets de Cohérence

La supraconductivité allait subir un nouveau rebondissement en 1962 avec une prédiction de Josephson [43].

La théorie de Josephson montre qu'un courant électrique non nul pouvait circuler d'un bloc de supraconducteur à un second bloc séparé du premier d'une mince couche isolante en l'absence même de différence de potentiel entre les deux blocs.

Mieux encore il prédisait qu'en présence d'une différence de potentiel continu, le courant circulant entre les deux blocs devait être alternatif.

Ces prédictions furent vérifiées expérimentalement quelques années plus tard et pour cette découverte Josephson et Giaver reçurent le prix Nobel en 1974 [43].

II. 4 Différents types de matériaux supraconducteurs

II. 4. 1 Supraconducteurs de type I

Les supraconducteur de type I (supraconducteur doux) [28] : la valeur de H_c (le champ magnétique critique) est toujours trop basse pour ce type de supraconducteurs pour qu'ils puissent être utiles dans la construction des aimants supraconducteurs.

La catégorie des supraconducteurs de type I est principalement constituée de métaux et de métalloïdes qui présentent une certaine conductivité à température ambiante. Ils requièrent une très basse température pour ralentir assez les vibrations moléculaires et faciliter ainsi le flux d'électron, sans frottement en accord avec la théorie BCS [28].

| Elément | Carbon C | Lead Pb | Aluminium Al | Titanium Ti | Iridium Ir | Beryllium Be | Tungsten W |
|--------------------------|-------------|------------|-----------------|----------------|---------------|-----------------|---------------|
| Température Critique (K) | 15 | 7.2 | 1.175 | 0.40 | 0.1125 | 0.026 | 0.0154 |

Tableau II. 1 Les températures critique de quelques Supraconducteurs de type I [28].

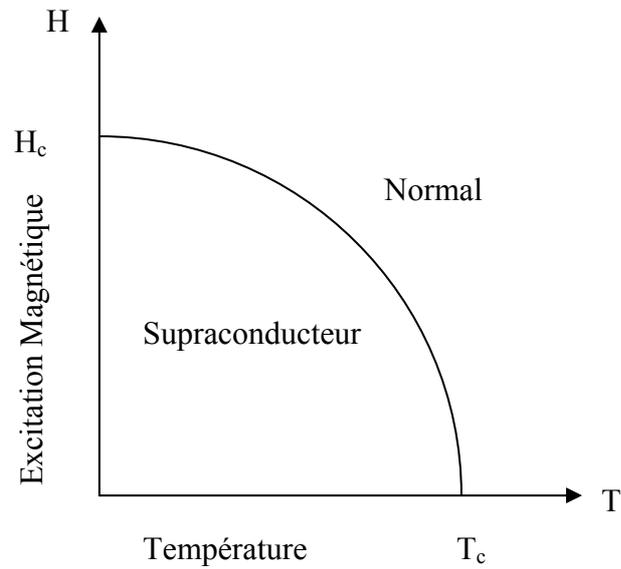


Figure II. 2 Diagramme des phases d'un supraconducteur de type I

II. 4. 2 Supraconducteurs de type II

Les supraconducteurs de type II (supraconducteurs durs) [28] : sont les plus utilisables dans les applications d'hyperfréquence. Ce sont, en général des alliages ou des métaux de transition ayant une très grande résistivité électrique à l'état normal. Les supraconducteurs de type II ont des propriétés électriques supraconductrices jusqu'à un champ H_{c2} , appelé le champ critique supérieur. La valeur de H_{c2} peut être plus de cent fois supérieure à la valeur du champ critique H_c prévue d'après d'autres considérations [28].

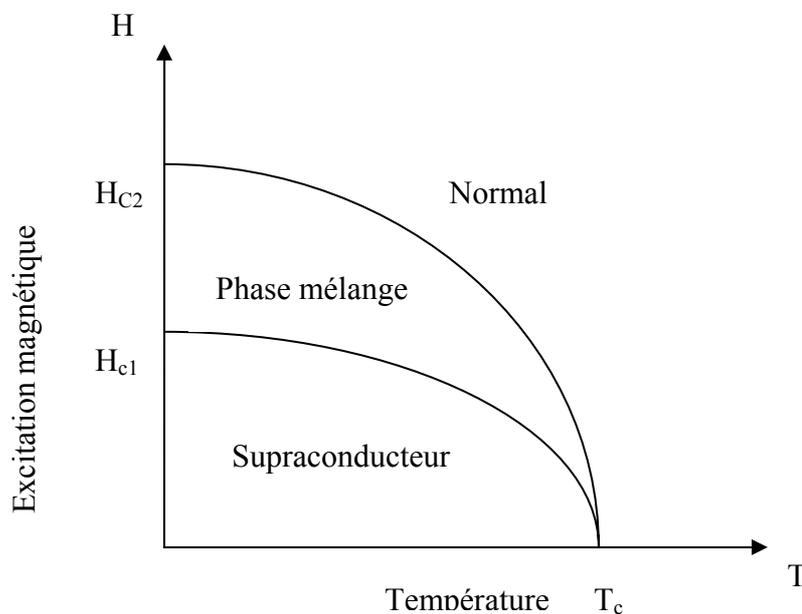


Figure II. 3 Diagramme des phases d'un supraconducteur de type II

| Elément | Température Critique T_c (K) |
|--|--------------------------------|
| $\text{Hg}_{0.8}\text{Tl}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$ | 135 |
| $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ | 133-135 |
| $\text{HgBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{10+}$ | 125-126 |
| $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_2\text{O}_{6+}$ | 123-125 |
| $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+}$ | 94-98 |
| YBaCuO | 88 |
| $\text{Tl}_{1.6}\text{Hg}_{0.4}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+}$ | 126 |
| $\text{TlBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9+}$ | 123 |
| $\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$ | 120 |
| $\text{TlBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{11}$ | 112 |

Tableau II. 2 Les températures critiques de quelques Supraconducteurs de type II [28].

II. 5 Profondeur de pénétration

La longueur caractéristique λ , liée à l'affaiblissement du champ magnétique sur la surface d'un supraconducteur est connue comme profondeur de pénétration, et elle dépend de la densité n_s le nombre des électrons supraconducteur.

$$\lambda = \left[\frac{m}{\mu_0 n_s q^2} \right]^{1/2} \quad (\text{II. 6})$$

La densité de nombre des électrons supraconducteur dépend de la température, ainsi que la profondeur de pénétration. Pour $T = T_c$ tous les électrons libres sont supraconducteurs, mais la densité de nombre diminue de façon constante avec l'augmentation de la température jusqu'à ce qu'elle atteigne zéro à la température critique. Selon le modèle de London λ est proportionnelle à $n^{-1/2}$, donc la profondeur de pénétration augmente pendant que la température approche la température critique; elle devient efficacement infinie correspondant à un champ uniforme dans le matériau et au-dessus de la température critique.

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{1/2}} \quad (\text{II. 7})$$

Où $\lambda(0)$ est la valeur de la profondeur de pénétration à $T = 0 \text{ K}$.

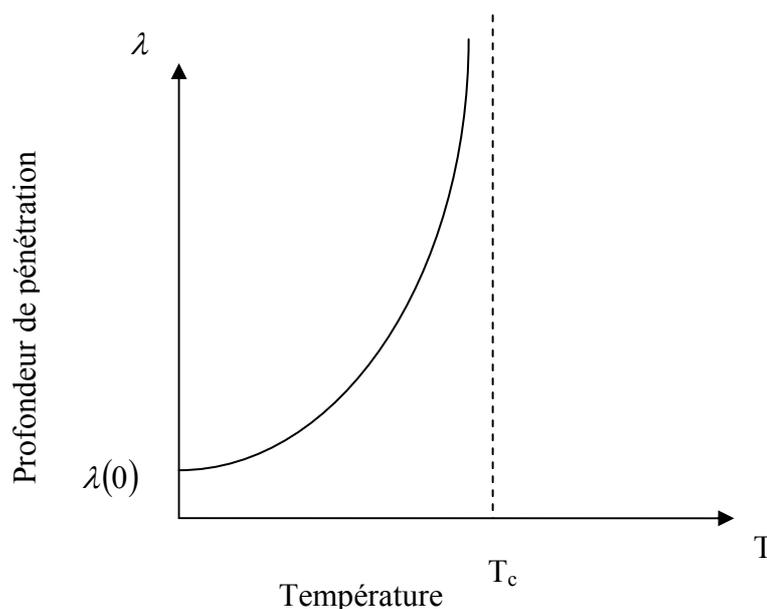


Figure II. 4 Profondeur de pénétration λ en fonction de la température.

II. 6 Résistance et réactance de surface du patch supraconducteur

La conductivité d'un supraconducteur en hyperfréquence n'étant pas infinie, on s'attend à ce qu'il se comporte comme un métal normal bon conducteur. L'impédance de surface est définie comme le rapport des composantes parallèles des champs électrique et magnétique; on montre que pour un métal normal, elle est liée à la conductivité par [10] :

$$Z_s = \frac{E_{\parallel}}{H_{\parallel}} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \quad (\text{II. 8})$$

En insérant dans cette dernière relation l'expression de sigma donnée par l'équations ci-dessous, on trouve une impédance complexe où les parties réelle et imaginaire sont données par :

$$Z_s = R_s + jX_s$$

$$\text{Avec : } R_s = \frac{1}{2}\sigma_n \left(\frac{n_n}{n}\right) (\omega\mu_0)^2 \lambda^3 \quad X_s = \omega\mu_0\lambda \quad (\text{II. 9})$$

σ_n : est la conductivité normale à la température critique T_c .

n_n : le nombre d'électrons d'un conducteur normal.

n : le nombre d'électrons par unité de volume.

Il en découle immédiatement que l'impédance tend vers 0 lorsque oméga tend vers 0, ce qui justifie la distinction entre les hautes fréquences d'une part, pour lesquelles l'impédance de surface joue un rôle (typiquement au-dessus de quelques centaines de mégahertz), et les basses fréquences d'autre part, où elle n'intervient pas (fréquences industrielles) [29].

La résistance de surface conduit à une puissance dissipée par unité de surface qui est donnée par :

$$P = \frac{1}{2}R_s H^2 \quad (\text{II. 10})$$

Afin de diminuer la puissance dissipée ou bien les pertes métalliques dans les dispositifs hyperfréquences, plusieurs auteurs ont proposé d'utiliser des supraconducteurs et particulièrement des céramiques à haute température critique [10].

Dans le domaine des hyperfréquences, seuls les supraconducteurs de type II gardent leur état supraconducteur au-delà des valeurs élevées du champ et du courant. Au Gigahertz, la résistance de surface des supraconducteurs s'est révélée environ cent fois plus faible, que celle du cuivre. D'après l'équation (II. 8), lorsque l'épaisseur du patch (R) est inférieure à trois fois l'épaisseur de peau, cette équation peut être approximée comme suit [10] :

$$Z_s = \frac{1}{R\sigma} \quad (\text{II. 11})$$

Où la conductivité ($\sigma = \sigma_c$) est réelle pour les conducteurs conventionnels. Cette approximation a été vérifiée pour les matériaux pratiques. Pour les supraconducteurs à complexe conductivité est donnée par [10] :

$$\sigma = \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 - \frac{j \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right)^{\frac{1}{2}}}{\omega \mu_0 \lambda_0^2} \quad (\text{II. 12})$$

Où λ_0 est la profondeur effective de pénétration.

Les différences entre les deux types de matériaux, l'un constitué d'un supraconducteur et l'autre d'un métal normal sont présentées dans le tableau (II. 3). Nous observons que le supraconducteur offre alors moins de pertes.

| caractéristiques | Conducteur normal | supraconducteur |
|--|--|---|
| Résistance de surface (R_s) à 77K | 2.2m Ω (Cu) | 0.1m Ω (YBaCuO) |
| Dépendance en fréquence de la résistance de surface | $f^{1/2}$ | f^2 |
| Dépendance en champ de la résistance de surface | Constante | $R_s \propto H^2$ |
| Pénétration du champ à 77K | Epaisseur de peau (δ) ($Au \approx 500nm$) | Longueur de pénétration (λ) $YBaCuO \approx 360nm$ |
| Effet Meissner | non | oui |
| Quantification du flux magnétique | oui | non |

Tableau II. 3 Différences entre les matériaux supraconducteur et normal [25].

II. 7 Applications des supraconducteurs [26]

Applications fondées sur la conductivité parfaite

- Accélération des particules
- Imagerie par résonance magnétique
- Confinement du plasma pour la fusion nucléaire.

Applications fondées sur l'effet Meissner

- Train à suspension magnétique
- Gyroscope
- Paliers magnétiques

Applications fondées sur l'effet Josephson

- Etalon de tension
- Détecteur de rayonnement
- SQUID : Mesure de champ magnétique.

II.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un aperçu historique sur les matériaux supraconducteur, ainsi que leurs comportements magnétique, 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.

Chapitre III

Mise en équations du Problème

III. 1 Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons au calcul de la fréquence d'opération d'une antenne microbande, de forme triangulaire, constituée d'un substrat monocouche avec l'élément rayonnant (patch) réalisé par un matériau supraconducteur. Le problème de la fréquence de résonance complexe est formulé en terme d'une équation intégrale. Cette dernière est calculée à l'aide de plusieurs formules et procédures, les transformées vectorielles de Fourier et la fonction de green. La procédure de Galerkin est utilisée pour résoudre l'équation intégrale.

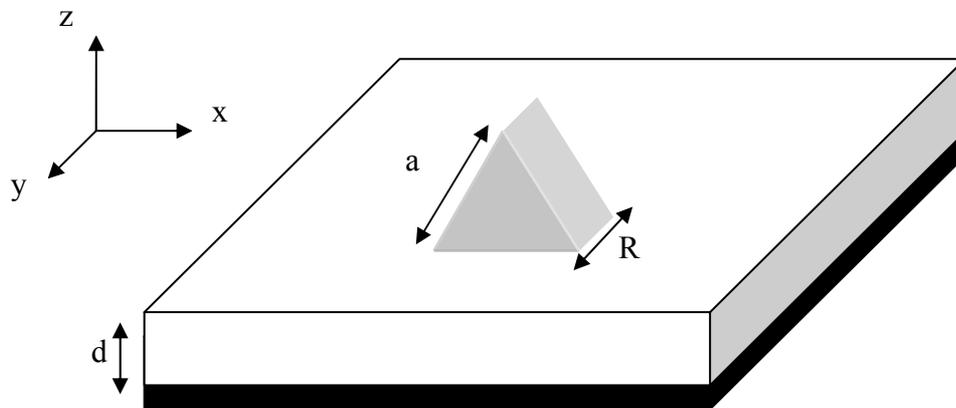


Figure III. 1 Structure d'une antenne microruban triangulaire équilatéral

La figure III.1 montre la géométrie d'un patch triangulaire supraconducteur, d'épaisseur R , et de longueur latérale a . Ce patch est imprimé sur un substrat diélectrique d'épaisseur d , caractérisé par la perméabilité du vide, μ_0 , et une permittivité ϵ_r .

III. 2 Equations caractéristiques de l'antenne

III. 2. 1 Détermination du tenseur spectral de Green

III. 2. 1. 1 Equations de maxwell

Le milieu choisi est un milieu linéaire homogène, isotrope loin de sources ($\rho = 0, J = 0$).

Les équations de Maxwell sont données par:

$$\overset{\rho}{\nabla} \wedge \overset{\rho}{E} = -\frac{\partial \overset{\nu}{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \overset{\nu}{H}}{\partial t} = -j \omega \mu_0 \overset{\rho}{H} \quad (\text{III. 1})$$

$$\overset{\rho}{\nabla} \wedge \overset{\rho}{H} = \frac{\partial \overset{\nu}{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \overset{\nu}{E}}{\partial t} = j \omega \varepsilon \overset{\rho}{E} \quad (\text{III. 2})$$

μ_0 étant la perméabilité magnétique du vide et ε un tenseur défini par :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 \text{diag}[\varepsilon_x, \varepsilon_x, \varepsilon_z] \quad (\text{III. 3})$$

Le substrat d'épaisseur (d) est à anisotropie uniaxiale avec l'axe (z) comme axe optique; (ε_0) est la permittivité de l'espace libre. (ε_z) est la permittivité relative le long de l'axe optique (z) et (ε_x) est la permittivité relative le long des deux axes perpendiculaire à l'axe optique [5].

Soit $\overset{\nu}{A}(x, y, z)$ un vecteur quelconque, la transformée de Fourier bidimensionnelle est définie par [7] :

$$\overset{\rho}{A}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \overset{\rho}{A}(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{II. 4})$$

$\overset{\nu}{A}$: vecteur dans le domaine spatiale.

$\overset{\rho}{A}$: la transformée de Fourier bidimensionnelle.

On a :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{E}_x & \tilde{E}_y & \tilde{E}_z \end{vmatrix} = \hat{i} \left(\frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right) - \hat{j} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_x \right) + \hat{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tilde{E}_y - \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_x \right)$$

Avec

$$\vec{\nabla} = jk_x \hat{i} + jk_y \hat{j} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{k} \tag{III. 5}$$

La transformée vectorielle de Fourier de la dérivée partielle d'une fonction est donnée par les deux propriétés suivantes :

$$\left\{ \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right) = jk_x \tilde{f} \right.$$

$$\left. \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \right) = jk_y \tilde{f} \right.$$

k_x, k_y : sont les nombres d'onde spectraux dans les directions X et Y respectivement.

Les équations (III. 1) et (III. 2) s'écrivent dans le domaine spectral de Fourier par les formes :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = j\omega \mu \vec{H} \tag{III. 6}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega \varepsilon \vec{E} \tag{III. 7}$$

III. 2. 1. 2 Equation de propagation

L'équation de propagation est donnée par :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E} \quad (\text{III. 8})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - j\omega\mu (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) = 0 \quad (\text{III. 9})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} = 0 \quad (\text{III. 10})$$

D'après l'équation (III. 5) nous avons :

$$\vec{\nabla}^2 = -(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

L'équation de propagation s'écrit donc sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + k_z^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{III. 11})$$

Avec

$$k_z^2 = k^2 - (k_x^2 + k_y^2) \quad (\text{III. 12})$$

et

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$$

k : est la constante de propagation.

III. 2. 1. 3 Détermination des composantes transversales

A partir des équations de Maxwell, nous déduisons les composantes transversales E_x, E_y, H_x, H_y en fonction des composantes longitudinales E_z, H_z .

Dans le domaine spectral nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} jk_y \tilde{E}_x - \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} = -j\omega\mu \tilde{H}_x \\ -jk_x \tilde{E}_z + \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial z} = -j\omega\mu \tilde{H}_y \\ jk_x \tilde{E}_y - jK_y \tilde{E}_x = -j\omega\mu \tilde{H}_z \end{array} \right. \quad (\text{III. 13})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} jk_y \tilde{H}_z - \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_x \tilde{E}_x \\ -jk_x \tilde{H}_z + \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial z} = j\omega\varepsilon_x \tilde{E}_y \\ jk_x \tilde{H}_y - jK_y \tilde{H}_x = j\omega\varepsilon_z \tilde{E}_z \end{array} \right. \quad (\text{III. 14})$$

Après calculs et substitutions, nous aboutissons aux équations suivantes :

$$\tilde{E}_x(k_s, z) = \frac{jk_x}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_s(k_s, z)}{\partial z} + \omega\mu \frac{k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z(k_s, z) \quad (\text{III. 15})$$

$$\tilde{E}_y(k_s, z) = \frac{jk_y}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(k_s, z)}{\partial z} - \omega\mu \frac{k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z(k_s, z) \quad (\text{III. 16})$$

$$\tilde{H}_x(k_s, z) = \frac{jk_x}{k_s^2} \frac{\partial \tilde{H}_z(k_s, z)}{\partial z} - \omega\varepsilon_0 \frac{\varepsilon_z k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z(k_s, z) \quad (\text{III. 17})$$

$$\tilde{H}_y(k_s, z) = \frac{jk_y}{k_s^2} \frac{\partial \tilde{H}_z(k_s, z)}{\partial z} + \omega\varepsilon_0 \frac{\varepsilon_z k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z(k_s, z) \quad (\text{III. 18})$$

$k_s = k_x \hat{i} + k_y \hat{j}$ est le vecteur d'onde transverse.

et
$$k_s = \|k_s\| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

III. 2. 1. 4 Nouvelle représentation des champs TM et TE

Après avoir effectué quelques manipulations algébriques simples, nous pouvons mettre les équations (III. 15) et (III. 16) sous la forme :

$$\mathcal{P}\tilde{E}(k_s, z) = \begin{bmatrix} \mathcal{P}\tilde{E}_x \\ \mathcal{P}\tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{K_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{E}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 19})$$

De même, à partir des équations (III. 17) et (III. 18) nous pouvons écrire :

$$\mathcal{P}\tilde{H}(k_s, z) = \begin{bmatrix} \mathcal{P}\tilde{H}_x \\ \mathcal{P}\tilde{H}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{H}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{H}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 20})$$

Les composants E_s et H_s dans (III. 19) et (III. 20) représentent les ondes TM et TE respectivement. E_s^e, E_s^h, H_s^e et H_s^h qui sont définis par :

$$\tilde{E}_s = \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e \\ \tilde{E}_s^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{j\epsilon_z}{k_s \epsilon_x} \frac{\partial E_z(k_s, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \tilde{H}_z(k_s, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{E}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 21})$$

$$\tilde{H}_s = \begin{bmatrix} \tilde{H}_s^e \\ \tilde{H}_s^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\epsilon_0 \epsilon_z}{k_s} \tilde{E}_z(k_s, z) \\ \frac{j}{k_s} \frac{\partial \tilde{H}_z(k_s, z)}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{III. 22})$$

A partir de l'équation de propagation (III. 11), la forme générale de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z est :

$$\tilde{E}_z = A^e(k_s) \exp(jk_z^e z) + B^e(k_s) \exp(-jk_z^e z) \quad (\text{III. 23a})$$

$$\tilde{H}_z = A^h(k_s) \exp(jk_z^h z) + B^h(k_s) \exp(-jk_z^h z) \quad (\text{III. 23b})$$

Où A^e, B^e, A^h , et B^h ce sont des inconnus à déterminer.

$$\text{Avec } k_z^e = \left(\varepsilon_x k^2 - \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} k_s^2 \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad k_z^h = \left(\varepsilon_x k^2 - k_s^2 \right)^{1/2}$$

k_z^e, k_z^h sont les constantes de propagation des ondes TM et TE dans le substrat à anisotropie uniaxiale.

En remplaçant (III. 23a) et (III. 23b) dans (III.. 21) et (III. 22) on trouve:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_s(k_s, z) &= \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{E}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} = A(k_s) \begin{bmatrix} \exp(k_z^e z) \\ \exp(k_z^h z) \end{bmatrix} + B(k_s) \begin{bmatrix} \exp(-k_z^e z) \\ \exp(-k_z^h z) \end{bmatrix} \\ \tilde{E}_s(k_s, z) &= \exp(j\bar{k}_z z) * A(k_s) + \exp(-j\bar{k}_z z) * B(k_s) \end{aligned} \quad (\text{III. 24a})$$

$$\tilde{H}_s(k_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{H}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} = \bar{g}(k_s) \left\{ \begin{bmatrix} \exp(k_z^e z) \\ \exp(k_z^h z) \end{bmatrix} A(k_s) - \begin{bmatrix} \exp(-k_z^e z) \\ \exp(-k_z^h z) \end{bmatrix} B(k_s) \right\}.$$

$$\tilde{H}_s(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \left(\exp(j\bar{k}_z z) * A(k_s) - \exp(-j\bar{k}_z z) * B(k_s) \right) \quad (\text{III. 24b})$$

Par identification on obtient :

$$A(k_s) = \begin{bmatrix} -\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{k_z^e}{k_s} A^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{K_s} A^h(k_s) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad B(k_s) = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{k_z^e}{k_s} B^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} B^h(k_s) \end{bmatrix}$$

Avec :

$$\bar{g}(k_s) = - \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_x}{k_z^e} & 0 \\ 0 & \frac{k_z^h}{\omega\mu} \end{bmatrix} = -diag \left[\frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_x}{k_z^e}, \frac{k_z^h}{\omega\mu} \right]$$

et

$$\bar{k}_z = \begin{bmatrix} k_z^e & 0 \\ 0 & k_z^h \end{bmatrix}$$

Les grandeurs Z_i^- et Z_i^+ sont montrées dans la figure III. 2.

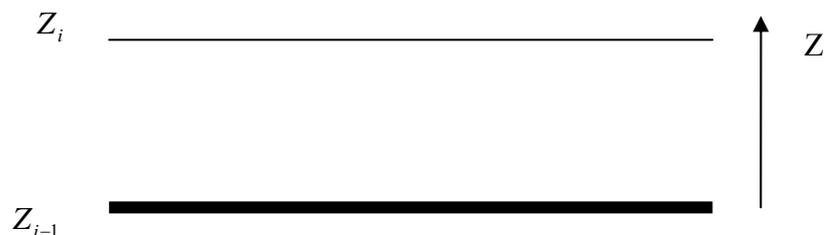


Figure III. 2 Structures d'une couche

Dans le conducteur parfait ou le plan de masse ($Z \ll Z_{i-1}$) nous avons la condition :

$$\tilde{E}_s(k_s, Z_{i-1}^+) = 0 \tag{II. 25}$$

Dans le substrat, la relation entre les champs électriques et magnétiques est donnée par l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, Z_i^-) \\ \tilde{H}_s(k_s, Z_i^-) \end{bmatrix} = \bar{T} \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, Z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, Z_{i-1}^+) \end{bmatrix} \tag{III. 26}$$

Avec

$$\bar{T} = \begin{bmatrix} \bar{T}_{11} & \bar{T}_{12} \\ \bar{T}_{21} & \bar{T}_{22} \end{bmatrix} \tag{III. 27}$$

Les éléments de la matrice T sont donnés par :

$$\bar{T}_{11} = \bar{T}_{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_z^e d) & 0 \\ 0 & \cos(k_z^h d) \end{bmatrix} \tag{III. 28}$$

$$\bar{T}_{12} = \begin{bmatrix} \frac{-jk_z^e}{\omega\epsilon_0\epsilon_x} \sin(k_z^e d) & 0 \\ 0 & \frac{-j\omega\mu}{k_z^h} \sin(k_z^h d) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 29})$$

$$\bar{T}_{21} = \begin{bmatrix} \frac{-j\omega\epsilon_0\epsilon_x}{k_z^e} \sin(k_z^e d) & 0 \\ 0 & \frac{-jk_z^h}{\omega\mu} \sin(k_z^h d) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 30})$$

Nous exprimons également, une condition de continuité dans le domaine spectral sur les deux faces de la couche considérée par les expressions suivantes :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}(k_s, Z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}(k_s, Z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, Z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, Z_{i-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s(k_s) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 31})$$

Dans la couche au dessus de la plaque conductrice ($Z > Z_{i+1}$), nous avons :

$$\tilde{H}_{s+1}(k_s, Z_{i+1}^+) = \bar{g}_{i+1}(k_s) \cdot \tilde{E}_{s+1}(k_s, Z_{i+1}^+) \quad (\text{III. 32})$$

D'après les conditions aux limites précédentes, nous déduisons l'expression qui donne la relation reliant le courant sur le patch $\tilde{J}(k_s)$ au champ électrique tangentielle $\tilde{E}(k_s, Z)$.

$$\tilde{E}_s(k_s, Z) = \bar{G}(k_s) \cdot \tilde{J}(k_s) \quad (\text{III. 33})$$

Où

$$\tilde{\vec{E}}_s = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \tilde{\vec{J}}_s(k_s) = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix}$$

III. 2. 1. 5 Le tenseur spectral de Green

Le tenseur spectral de Green $\bar{G}(k_s)$ relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plan du patch est donnée par :

$$\bar{G}(k_s) = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{Q} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (\text{III. 34})$$

$$\bar{Q} = \begin{bmatrix} Q_{xx} & 0 \\ 0 & Q_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{k_z k_z^e}{D_z^e} \sin(k_z^e d) & 0 \\ 0 & \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{k_z^2}{D_z^h} \sin(k_z^h d) \end{bmatrix} \quad (\text{III. 35})$$

Avec

$$D_z^e = \epsilon_x k_z \cos(k_z^e d) + j k_z^e \sin(k_z^e d) \quad (\text{III. 36})$$

$$D_z^h = k_z^h \cos(k_z^h d) + j k_z \sin(k_z^h d) \quad (\text{III. 37})$$

$$k_z^e = \left(\epsilon_x k_0^2 - \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} k_s^2 \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad k_z^h = \left(\epsilon_x k_0^2 - k_s^2 \right)^{1/2}$$

$$k_z^2 = k_0^2 - k_s^2 \quad k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

On a

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (\text{III. 38})$$

L'impédance complexe reliant le champ électrique avec la densité du courant dans le patch est donné par :

$$E_T^i = Z_s \times J_T^i \quad (\text{III. 39})$$

Où (T) indique l'aspect tangentiel du champ ou du courant.

Le champ électrique et la densité du courant (E_T, J_T) à la hauteur (d) sont la somme du champ et densité du courant dans le patch (E_{Ti}, J_{Ti}) et le champ et le courant en dehors du patch (E_{To}, J_{To}) [39].

$$\begin{cases} \tilde{E}_T = \tilde{E}_T^i + \tilde{E}_T^o \\ \tilde{J}_T = \tilde{J}_T^i + \tilde{J}_T^o = \tilde{J}_T^i \end{cases} \quad (\text{II. 40})$$

$$\tilde{E}_T^o = \tilde{E}_T - \tilde{E}_T^i \Rightarrow \begin{cases} \tilde{E}_x^o = \tilde{E}_x - \tilde{E}_x^i \\ \tilde{E}_y^o = \tilde{E}_y - \tilde{E}_y^i \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tilde{E}_x = (G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y) - \tilde{E}_x^i \\ \tilde{E}_y = (G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y) - \tilde{E}_y^i \end{cases} \quad (\text{II. 41})$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \tilde{E}_x = (G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y \\ \tilde{E}_y = G_{yx} \tilde{J}_x + (G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_y \end{cases} \quad (\text{II. 42})$$

Ce qui donne les équations qui définissant le champ électrique tangentiel en fonction du courant sur la surface du patch supraconducteur :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} - Z_s & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} - Z_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II. 43})$$

III. 2. 2 L'équation intégrale du champ électrique

Après avoir calculé la fonction tensorielle spectrale de Green, nous allons à présent s'intéresser à formuler l'équation du champ électrique.

$$\tilde{E}_s = \bar{G} * \tilde{J} \quad (\text{III. 44})$$

On sait que :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} - Z_s & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} - Z_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix}$$

$$\tilde{E}_x = (G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{III. 45})$$

$$\tilde{E}_y = G_{yx} \tilde{J}_x + (G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_y \quad (\text{III. 46})$$

Le champ électrique rayonné dans l'espace est obtenu à partir de la transformée de Fourier inverse aux équations (III. 45) et (III. 46) :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [(G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_x] e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_y e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (\text{III. 47})$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_x e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [(G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_y] e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (\text{III. 48})$$

Dans les coordonnées sphériques nous avons :

$$x = r \sin \theta \cos \varphi \quad y = r \sin \theta \sin \varphi \quad z = r \cos \theta$$

$$F = -k_x x - k_y y + k_{z0} z = r(-k_x \sin \theta \cos \varphi - k_y \sin \theta \sin \varphi + k_{z0} \cos \theta) \quad (\text{III. 49})$$

Où θ et φ sont les variations angulaires usuelles des coordonnées sphériques. Les points de la phase stationnaire sont déterminés par :

$$\frac{\partial \bar{F}}{\partial k_x} = \frac{\partial \bar{F}}{\partial k_y} = 0 \quad (\text{III. 50})$$

$$r \left[-\sin \theta \cos \varphi - \frac{k_x}{k_{z0}} \cos \theta \right] = r \left[-\sin \theta \sin \varphi - \frac{k_y}{k_{z0}} \cos \theta \right] = 0 \quad (\text{III. 51})$$

On trouve :

$$k_{z0} = k_z \cos \theta \quad (\text{III. 52})$$

Donc les points de la phase stationnaire sont :

$$k_x = -k_0 \sin \theta \cos \varphi \quad (\text{III. 53})$$

$$k_y = -k_0 \sin \theta \sin \varphi \quad (\text{III. 54})$$

$$k_s = k_0 \sin \theta \quad (\text{III. 55})$$

$$\begin{bmatrix} E_\theta(r) \\ E_\varphi(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos \theta & -\sin \theta \\ \cos \theta \sin \varphi & -\cos \theta \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (\text{III. 56})$$

$$E_\theta(r) = -\cos \theta E_x - \sin \varphi E_y \quad (\text{III. 57})$$

$$E_\varphi(r) = \cos \theta \sin \varphi E_x - \cos \theta \cos \varphi E_y \quad (\text{III. 58})$$

$$E_\theta(r) = jk_0 \frac{e^{-jk_0 r} e^{jk_0 \cos \theta d}}{2\pi r} \left[-(\cos \varphi (G_{xx} - Z_s)) J_x + (\sin \varphi (G_{yy})) J_y \right] \quad (\text{III. 59})$$

$$E_\varphi(r) = jk_0 \frac{e^{-jk_0 r} e^{jk_0 \cos \theta d}}{2\pi r} \left[\cos \theta \sin \varphi (G_{xy}) J_x - \cos \theta \cos \varphi ((G_{yy}) - Z_s) J_y \right] \quad (\text{III. 60})$$

III. 3 Résolution de l'équation intégrale par la procédure de Galerkin

La première étape dans la résolution de l'équation intégrale permet de convertir l'équation intégrale en un système d'équations homogène linéaires. La technique numérique la plus utilisée dans le domaine électromagnétique est la méthode des moments (Galerkin).

Nous savons que E_x, E_y des équations (III. 47) et (III. 48) sont nulles sur le patch métallique :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_x e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_y e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{III. 61})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_x e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_y e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{III. 62})$$

Pour résoudre les équations (III. 61) et (III. 62) nous utilisons la méthode des moments. La procédure de Galerkin consiste à développer la distribution du courant sur le patch en série de fonction de base :

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \quad (\text{III. 63})$$

$$J_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \quad (\text{III. 64})$$

Les transformées de Fourier des équations (III. 63) et (III. 64) sont :

$$\tilde{J}_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \quad (\text{III. 65})$$

$$\tilde{J}_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \quad (\text{III. 66})$$

En remplaçant dans (III. 61) et (III. 62) pour trouver les équations suivantes :

$$\sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} (G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{III. 67})$$

$$\sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} (G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{III. 68})$$

En multipliant (III. 67) par $J_{xk}(x, y)$ pour $k = 1, \dots, N$ et en intégrant sur le domaine du patch [(x,y) patch] nous obtenons :

$$\sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} (G_{xx} - Z_s) \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = 0 \quad (\text{III. 69})$$

En multipliant (III. 68) par $J_{yl}(x, y)$ pour $l = 1, \dots, M$ et en intégrant sur le domaine du patch [(x,y) patch] nous obtenons :

$$\sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} (G_{yy} - Z_s) \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = 0 \quad (\text{III. 70})$$

Les équations (III. 69) et (III. 70) peuvent être écrites sous une forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{km}^2)_{N \times M} \\ (Z_{lm}^3)_{M \times N} & (Z_{ln}^4)_{M \times N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III. 71})$$

Donc, nous aboutissons à un système d'équations homogènes, et pour écrire sa solution terminale, il faut que le déterminant de la matrice Z devienne nul.

$$Z_{kn}^1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{xx} - Z_s] \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III. 72})$$

$$Z_{lm}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III. 73})$$

$$Z_{lm}^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) \tilde{J}_{xm}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III. 74})$$

$$Z_{ln}^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{yy} - Z_s] \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) \tilde{J}_{yn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (\text{III. 75})$$

Avec $k, n = 1, 2, \dots, N$ et $l, m = 1, 2, \dots, M$

III. 4 Calcul de la fréquence de résonance et de la bande passante

L'équation (III. 71) possède une solution non triviale uniquement dans le cas où:

$$\det(\bar{Z}(\omega)) = 0 \quad (\text{III. 76})$$

Physiquement, cela signifie qu'en absence d'excitation, il y a des courants électriques, dues à l'entretien mutuel entre champ et courant. Cette situation résume les conditions de résonance au niveau du patch, ce qui est intéressant, car l'antenne est conçue pour opérer au voisinage de sa résonance. Toutes ces caractéristiques sont estimées à cette fréquence.

$\det(\bar{Z}(\omega)) = 0$ est appelée équation caractéristique.

La solution de cette équation est une fréquence complexe : $f = f_r + jf_i$

Avec f_r : est la fréquence de résonance de l'antenne.

f_i : est une fréquence caractérisant les pertes par rayonnement de l'antenne.

La bande passante et le facteur de qualité sont définis par [3], [6] :

$$BP = \frac{2f_i}{f_r} \quad \text{et} \quad Q = \frac{1}{BP}$$

III. 5 Choix des fonctions de base

La procédure de Galerkin consiste à développer la distribution des courants surfaciques en série de fonctions. Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonction mais dans la pratique, nous n'utilisons qu'un nombre limité.

Le choix de ces fonctions influe sur la vitesse de la convergence des résultats numériques. D'autre part le mauvais choix de ces fonctions peut donner des résultats erronés.

Le système que nous avons choisi, a été proposé par W. Chen, K. F. Lee et J.S.Dahele [30]. Les expressions des densités de courants circulant sur l'élément rayonnant dans les directions (x, y) sont données par :

$$J_x(m, n) = \sqrt{3} \left[l \sin\left(\frac{2\pi l x}{\sqrt{3}a}\right) \cos\left(\frac{2\pi(m-n)y}{3a}\right) + m \sin\left(\frac{2\pi m x}{\sqrt{3}a}\right) \cos\left(\frac{2\pi(n-l)y}{3a}\right) + n \sin\left(\frac{2\pi n x}{\sqrt{3}a}\right) \cos\left(\frac{2\pi(l-m)y}{3a}\right) \right] \quad (\text{III. 77})$$

$$J_y(m, n) = (m-n) \cos\left(\frac{2\pi l x}{\sqrt{3}a}\right) \sin\left(\frac{2\pi(m-n)y}{3a}\right) + (n-l) \cos\left(\frac{2\pi m x}{\sqrt{3}a}\right) \sin\left(\frac{2\pi(n-l)y}{3a}\right) + (l-m) \cos\left(\frac{2\pi n x}{\sqrt{3}a}\right) \sin\left(\frac{2\pi(l-m)y}{3a}\right) \quad (\text{III. 78})$$

l, m, n : sont des entiers désignant les modes, avec $l + m + n = 0$.

a : est la longueur latérale du triangle.

III. 6 Calcul de la transformée de Fourier des densités de courant

Pour calculer la transformée de Fourier des densités de courant qui circulent sur le patch, nous avons choisi une méthode qui consiste à changer les variables et à utiliser un élément de référence pour limiter et calculer les intégrales (Annexe A), et nous avons obtenu les résultats suivants :

$$J_x = I_{1x} + I_{2x} + I_{3x} \quad (\text{III. 79})$$

$$J_y = I_{1y} + I_{2y} + I_{3y} \quad (\text{III. 80})$$

Avec

$$I_{1x} = \frac{\sqrt{3}l}{4j} (I_{11x} + I_{12x} - I_{13x} - I_{14x}) \quad (\text{III. 81})$$

$$I_{2x} = \frac{\sqrt{3}m}{4j} (I_{21x} + I_{22x} - I_{23x} - I_{24x}) \quad (\text{III. 82})$$

$$I_{3x} = \frac{\sqrt{3}n}{4j} (I_{31x} + I_{32x} - I_{33x} - I_{34x}) \quad (\text{III. 83})$$

Et

$$I_{vwx} = I_{vwy} = U_{vw} \left[\sin c(aK_y + Y_{vw}) - \frac{j \cos(aK_y + Y_{vw})}{aK_y + Y_{vw}} + \frac{j}{aK_y + Y_{vw}} \right]^* \\ \left[\sin c \left(\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw} \right) - \frac{j \cos \left(\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw} \right)}{\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw}} + \frac{j}{\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw}} \right] \quad (\text{III. 84})$$

Avec

$$U_{vw} = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2 e^{-j\left(\frac{\sqrt{3}}{2} a k_x + \frac{a}{2} k_y\right)} e^{-jX_{vw}} \quad (\text{III. 85})$$

Les paramètres X_{vw} , Y_{vw} sont donnés dans l'annexe A.

a : est la longueur latérale du triangle.

l, m, n : sont les entiers qui désignent les modes.

k_x, k_y : sont les vecteurs d'ondes.

Nous obtenons les mêmes résultats et formules pour la densité de courant dans la direction y avec un changement des paramètres X_{vw} , Y_{vw} (se référer à l'annexe A).

III. 7 Détermination de la fréquence de résonance

La résolution de l'équation non linéaire $\det(\bar{Z}(\omega))=0$ qui a pour solution la fréquence de résonance de l'antenne, est abordée par la méthode de Muller (se référer à l'annexe B). Cette méthode a l'avantage d'une convergence quadratique et un algorithme facile à programmer.

Elle présente l'inconvénient de dépendre d'un choix convenable de trois valeurs initiales. Ce problème est résolu par l'utilisation de la formule donnant la fréquence de résonance d'un mur magnétique pour le calcul de la première valeur initiale, les autres sont déduites directement de la première.

Cette formule est donnée par [30], [31] :

$$f_{mnl} = \frac{2c}{3a\sqrt{\epsilon}} \sqrt{m^2 + n^2 + mn} \quad (\text{III. 86})$$

Cette expression est la fréquence de résonance issue du modèle de la cavité d'une antenne triangulaire avec mur magnétique parfait.

III. 8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons calculé la fonction tensorielle spectrale de Green en tenant compte de l'effet d'un substrat anisotrope.

L'équation intégrale du champ électrique est obtenue, en tenant compte de l'effet supraconducteur dans le patch, et ceci en utilisant la méthode des moments, (procédure de Galerkin) qui est un outil mathématique rigoureux pour résoudre cette équation.

Ceci a conduit à un système d'équations homogènes, dont la solution non triviale donne la fréquence de résonance.

Chapitre IV

Résolution Numérique

IV. 1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons formulé la fréquence de résonance par une méthode intégrale. La résolution de l'équation intégrale est faite par la méthode des moments pour obtenir la fréquence d'opération et la distribution du courant sur le patch.

Dans ce présent chapitre nous aurons à étudier l'influence de l'épaisseur du substrat, de sa permittivité, et des dimensions de patch sur la fréquence de résonance complexe, et sur la bande passante, ainsi que, l'effet de la température et de l'épaisseur du patch supraconducteur sur les paramètres cités précédemment.

Des comparaisons de nos résultats avec ceux fournies par la littérature sont également effectuées.

Notre structure est caractériser par :

Le patch est de dimension $a = 10\text{cm}$, réalisé par un film supraconducteur Y-Ba-Cu-O caractérisé par une conductivité $\sigma = 210.10^3 \text{ s/m}$ une température de coupure $T_c = 89\text{K}$, une profondeur de pénétration de $\lambda(0) = 1500 \text{ \AA}$ pour une température de 0K et une épaisseur $R = 5\mu\text{m}$. Le substrat diélectrique a une épaisseur $d = 0.159\text{cm}$.

IV. 2 Patch est un conducteur normal

IV. 2. 1 Effet des dimensions du patch sur les caractéristiques de l'antenne

Les figures IV. 1 illustrent la variation de la fréquence de résonance en fonction de la longueur latérale a , pour le mode TM_{10} et pour différentes valeurs de $\varepsilon_r = \varepsilon_x = \varepsilon_z$. Elles montrent que la fréquence de résonance augmente avec la diminution de a , d'autre part nous remarquons que l'augmentation de la permittivité diminue considérablement les valeurs de la fréquence de résonance pour différentes valeur de a .

Ceci donc indique l'importance du choix de la géométrie et des dimensions du patch. Nous remarquons aussi que les résultats obtenus, coïncident avec une antenne à patch conducteur normal à ceux de la référence [32].

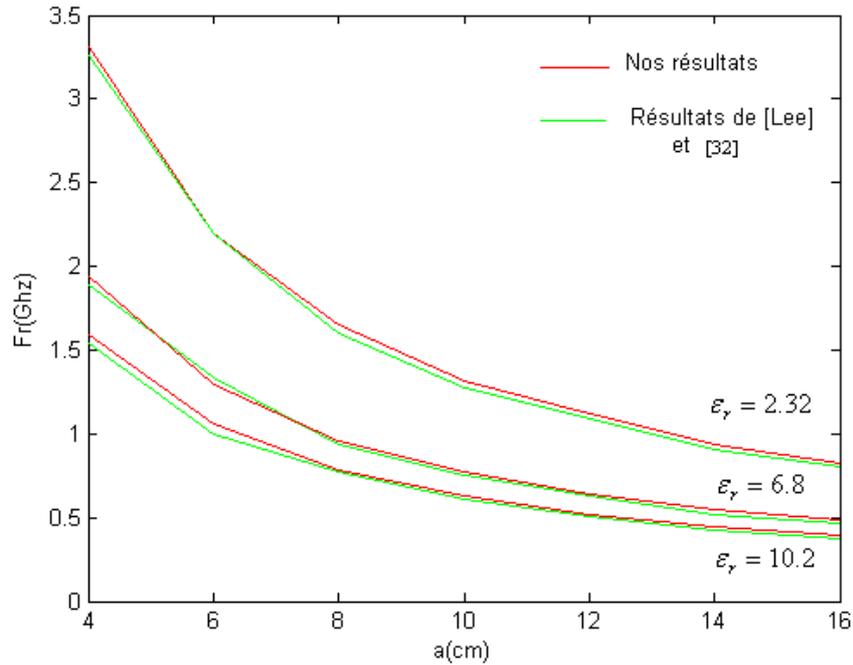


Figure IV. 1 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de la longueur latérale du triangle (a) pour le mode TM_{10} , $d = 0.159\text{cm}$, le patch est un conducteur normal.

IV. 2. 2 Effet de l'épaisseur du substrat sur les caractéristiques de l'antenne

La variation de la fréquence de résonance complexe, et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour une plaque supraconductrice, sont illustrées par les figures IV. 2, IV. 3 et IV. 4.

Les fréquences (partie réelle et imaginaire) sont normalisées par rapport à la fréquence de résonance du mur magnétique.

On constate que lorsque l'épaisseur du substrat augmente :

1. La partie réelle de la fréquence de résonance, appelée la fréquence de résonance, diminue.
2. La partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe, qui englobe les pertes, augmente. Cette augmentation traduit les pertes.
3. La bande passante calculée par la formule : $BP = \frac{2\text{Im}(f_r)}{\text{Re}(f_r)}$, croit considérablement.

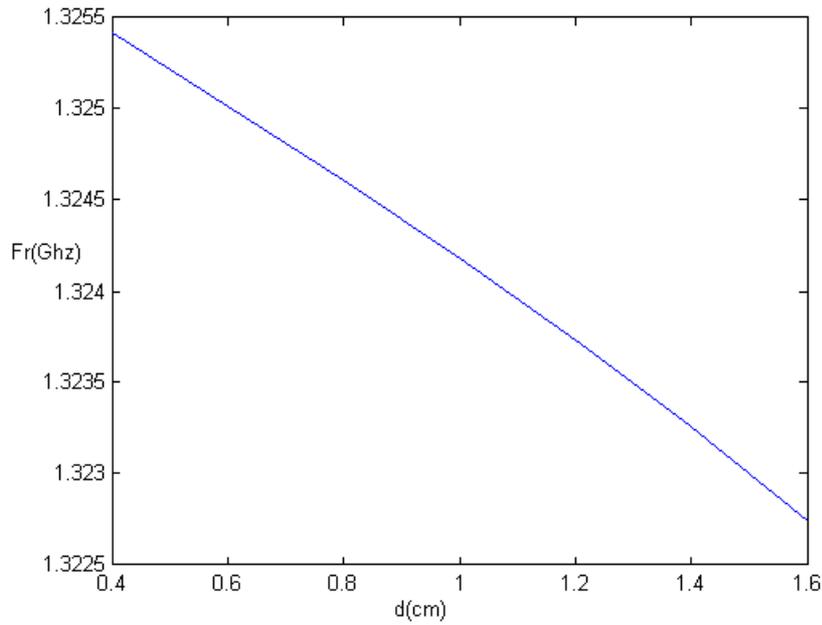


Figure IV. 2 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le mode TM_{10} , $a = 10\text{cm}$, $\varepsilon_r = \varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.32$.

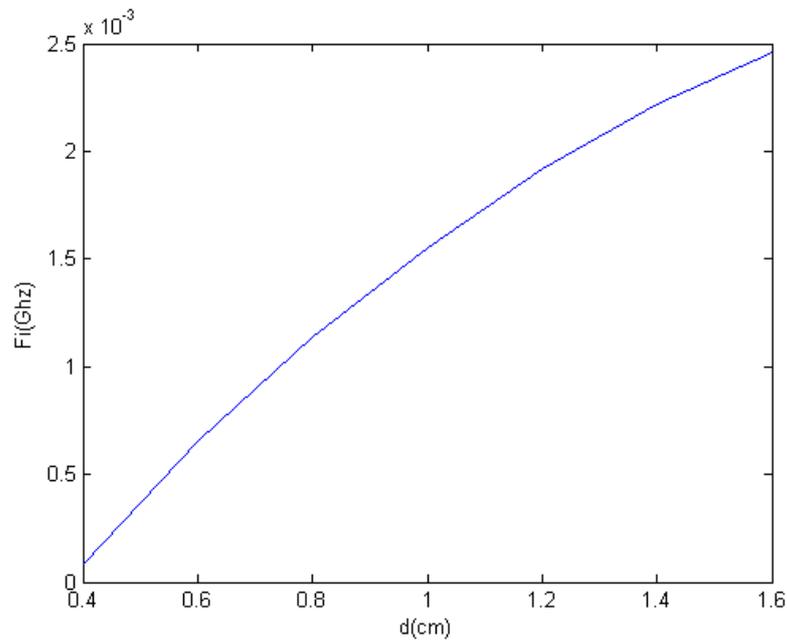


Figure IV. 3 Variation de la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe en fonction de l'épaisseur du substrat pour le mode TM_{10} , $a = 10\text{cm}$, $\varepsilon_r = \varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.32$.

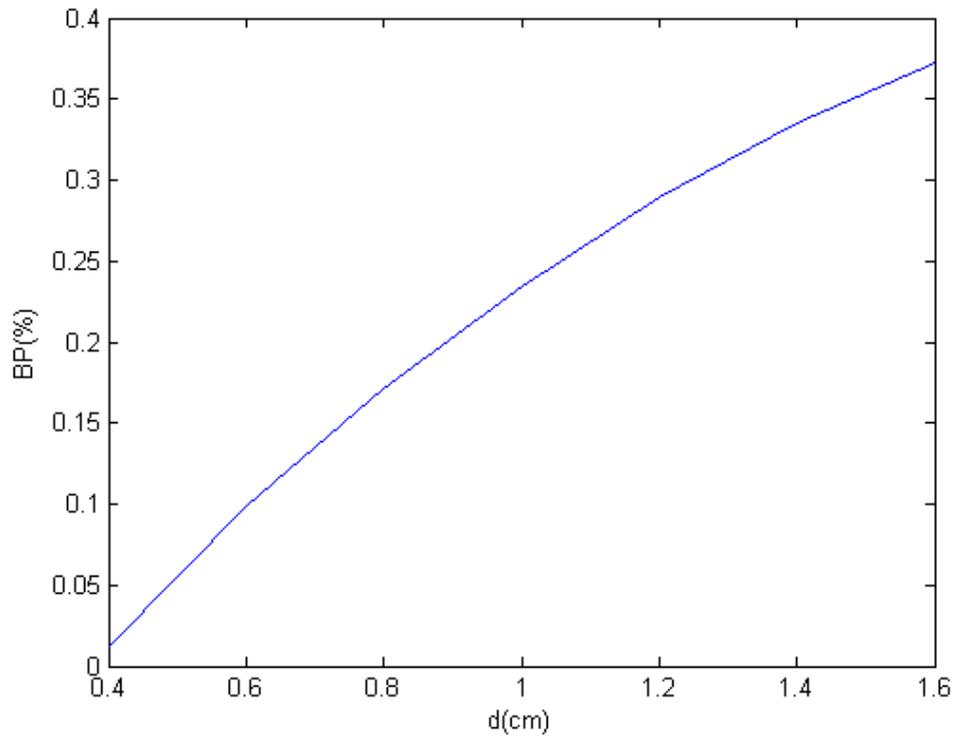


Figure IV. 4 Variation de la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour le mode TM_{10} , $a = 10\text{cm}$, $\varepsilon_r = \varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.32$.

| $d(m)$ | Méthode des moments f_{10} (GHz) | f / f_0 | Nos résultats | La référence [33] f / f_0 | La référence [34] f / f_0 | La référence [35] f / f_0 |
|---------------------|------------------------------------|-----------|---------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $0,5 \cdot 10^{-4}$ | 1.299 | 1.007 | 1.012 | 1.008 | 0.999 | 1.022 |
| $1 \cdot 10^{-3}$ | 1.294 | 1.007 | 1.012 | 1.008 | 0.994 | 1.031 |
| $2 \cdot 10^{-3}$ | 1.284 | 1.006 | 1.005 | 1.009 | 0.986 | 1.045 |
| $4 \cdot 10^{-3}$ | 1.267 | 1.003 | 1.003 | 1.010 | 0.975 | 1.063 |
| $8 \cdot 10^{-3}$ | 1.233 | 0.999 | 1.019 | 1.012 | 0.963 | 1.085 |
| $16 \cdot 10^{-2}$ | 1.172 | 0.993 | 1.017 | 1.014 | 0.960 | 1.109 |
| $32 \cdot 10^{-2}$ | 1.053 | 1.002 | 1.015 | 1.030 | 0.998 | 1.148 |

Tableau IV. 1 Comparaison de la fréquence de résonance du mode TM_{10} pour un ruban triangulaire équilatérale de coté $a = 10\text{cm}$, $\varepsilon_r = 2.32$, et différentes épaisseurs du substrat.

| d(m) | Méthode des moments f_{10} (GHz) | Nos résultats | | La référence | La référence | La référence |
|---------------|---------------------------------------|---------------|-----------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | | f (GHz) | f / f_0 | [36] f / f_0 | [37] f / f_0 | [35] f / f_0 |
| 4.10^{-3} | 0.639 | 0.634 | 0.992 | 0.977 | 0.975 | 1.062 |
| 8.10^{-3} | 0.631 | 0.631 | 0.998 | 0.978 | 0.977 | 1.098 |
| $1,2.10^{-2}$ | 0.619 | 0.621 | 1.003 | 0.985 | 0.989 | 1.129 |
| $1,6.10^{-2}$ | 0.608 | 0.606 | 0.996 | 0.991 | 1.000 | 1.152 |

Tableau IV. 2 Comparaison de la fréquence de résonance du mode TM_{10} pour un ruban triangulaire équilatéral de côté $a = 10\text{cm}$, $\epsilon_r = 10.0$, et différentes épaisseurs du substrat

IV. 2. 2. 1 Effet du constant diélectrique du substrat sur les caractéristiques de l'antenne

La figure IV.5 montre la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour différentes valeurs de la permittivité relative ϵ_r .

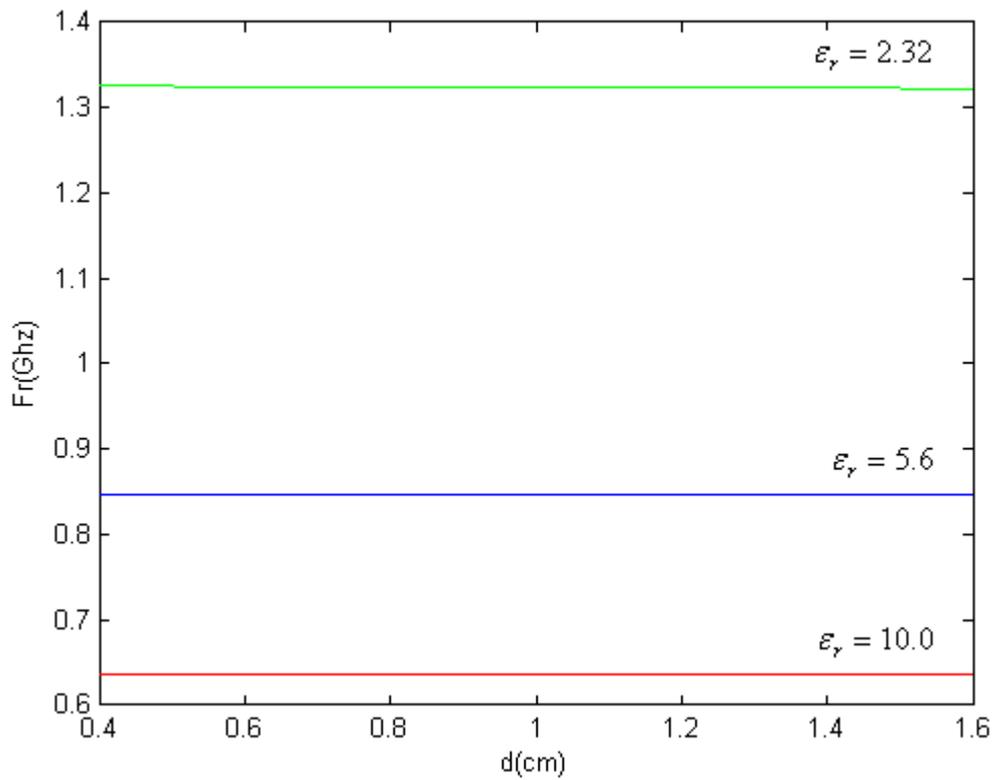


Figure IV. 5 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur et de la permittivité du substrat pour le mode TM_{20} , $a = 10\text{cm}$.

On observe que la partie réelle diminue avec l'augmentation de la permittivité du substrat.

La figure IV. 6 montre la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour différentes valeurs de mode TM_{10} , TM_{20} et TM_{12} .

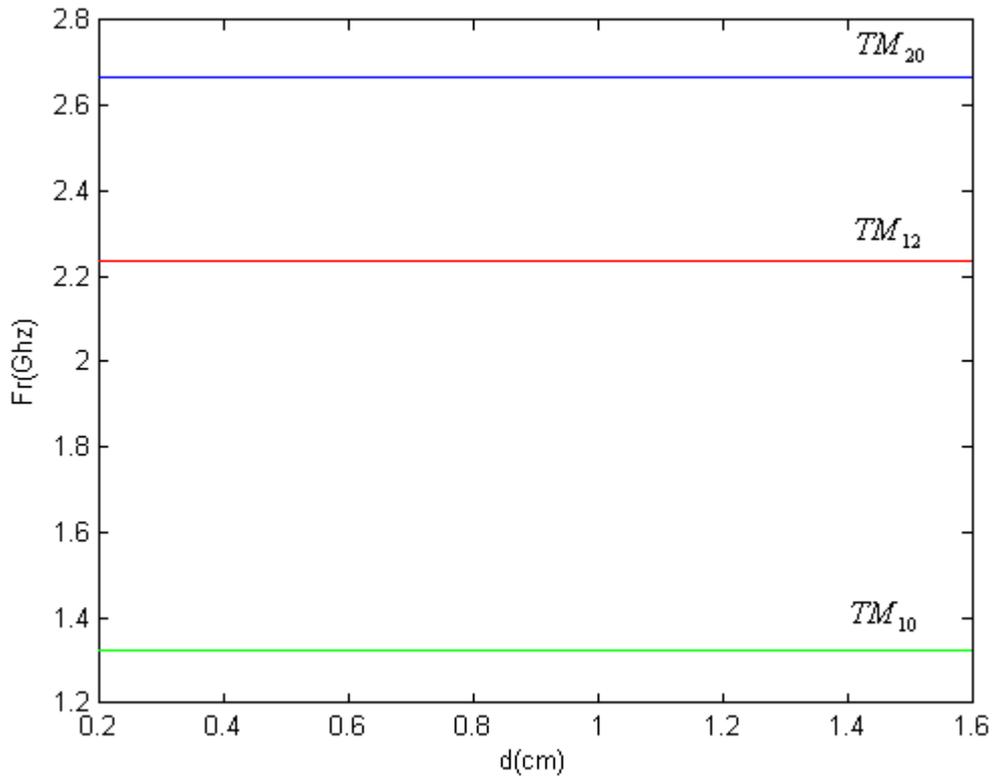


Figure IV. 6 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour les mode TM_{10} , TM_{20} et TM_{12} avec $a = 10cm$ et

$$\epsilon_r = \epsilon_x = \epsilon_z = 2.32.$$

| Modes | Nos résultats f_r (GHz) | | Nos résultats f_r (GHz) | |
|-----------|---------------------------|---------------|---------------------------|--------------|
| | $a = 10cm$ | $d = 0.159cm$ | $a = 8.7cm$ | $d = 0.78mm$ |
| TM_{10} | | 1.3301 | | 7.5823 |
| TM_{20} | | 2.6647 | | 3.0612 |
| TM_{21} | | 2.2343 | | 2.5668 |
| TM_{30} | | 3.9850 | | 1.4841 |

Tableau IV. 3 Comparaison de la fréquence de résonance avec celle de la référence [30] pour $\epsilon_r = \epsilon_x = \epsilon_z = 2.32$, et différentes épaisseurs du substrat et longueur latérale.

IV. 2. 3 Effet de l'anisotropie du substrat sur les caractéristiques de l'antenne

L'anisotropie uniaxiale du substrat peut être définie par une différence de la valeur du constante diélectrique selon un axe par rapport aux deux autres ($\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$), cet axe est appelé l'axe optique.

Cette variation de ε_r est causée par l'introduction d'un autre matériau diélectrique pour améliorer les performances mécanique et physique [38]. Le tableau IV.4 présente des différentes valeurs de ε_r pour quelques matériaux selon les trois axes, la permittivité donnée par le fournisseur est défini comme le rapport de l'anisotropie. On constate d'après ce tableau que les permittivités données par le fournisseur sont celles de l'axe optique, elles sont correctes lorsque le champ électrique est perpendiculaire à la surface du patch.

L'étude de l'influence de ces permittivités sur la fréquence de résonance et sur la bande passante, a fait sur un patch triangulaire équilatéral de dimension $a = 10cm$ en fonction de l'épaisseur du substrat. Nous considérons trois cas :

$$\varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.32 \text{ cas de l'isotrope}$$

$$(\varepsilon_x = 1.16, \varepsilon_z = 2.32) \text{ cas de l'anisotropie positive.}$$

$$(\varepsilon_x = 4.64, \varepsilon_z = 2.32) \text{ cas de l'anisotropie négative.}$$

| Matériau | Direction x | Direction y | Direction z | Valeur fournisse | $\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial \varepsilon_r} (\%)$ |
|-------------------|-------------|-------------|-------------|------------------|--|
| Random fiber PTFE | 2.454 | 2.432 | 2.347 | 2.35 ± 0.04 | 1.7 |
| Ceramic PTFE | 10.68 | 10.70 | 10.40 | 10.5 ± 0.25 | 2.4 |
| Glass cloth PTFE | 2.88 | 2.88 | 2.43 | 2.45 ± 0.04 | 1.6 |

Tableau IV. 4 Les véritables constants diélectriques de quelques matériaux anisotropes utilisés comme substrats en hyperfréquences [38].

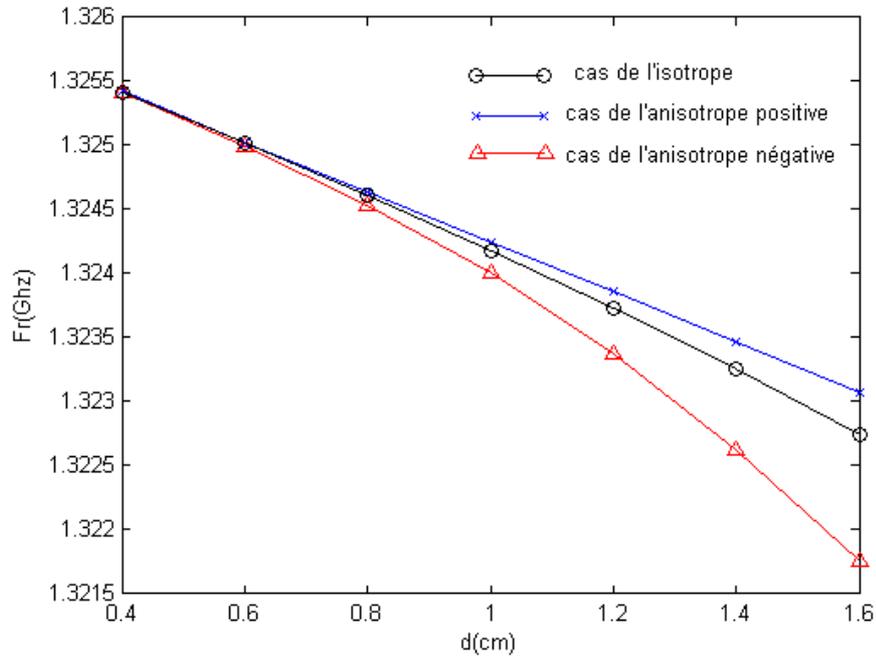


Figure IV. 7 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas de l'isotrope ($\epsilon_x = \epsilon_z = 2.32$), l'anisotropie uniaxiale positive ($\epsilon_x = 1.16, \epsilon_z = 2.32$), et l'anisotropie uniaxiale négative ($\epsilon_x = 4.64, \epsilon_z = 2.32$).

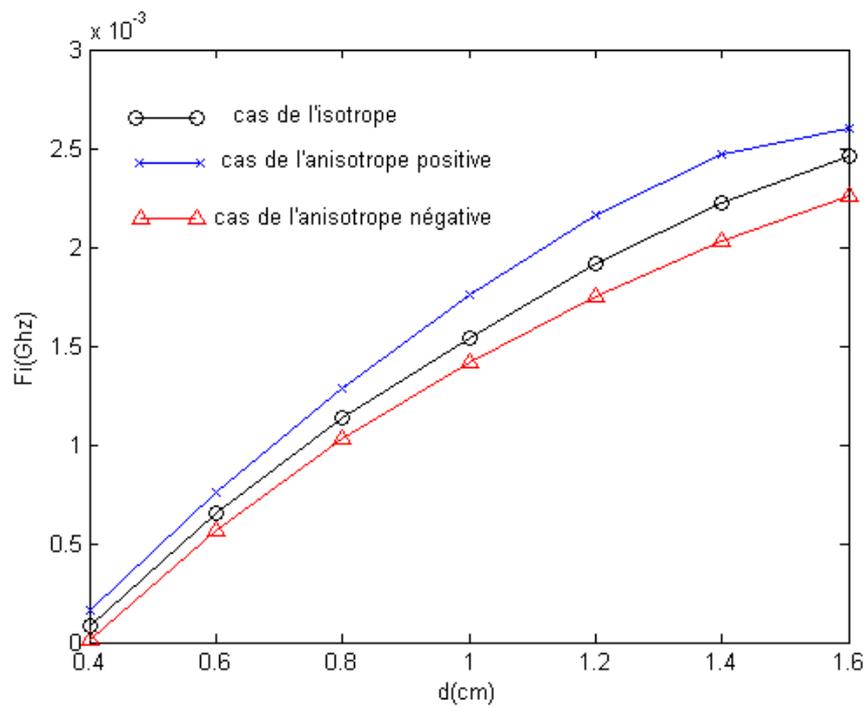


Figure IV. 8 Variation de la partie imaginaire de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas de l'isotrope ($\epsilon_x = \epsilon_z = 2.32$), l'anisotropie uniaxiale positive ($\epsilon_x = 1.16, \epsilon_z = 2.32$), et l'anisotropie uniaxiale négative ($\epsilon_x = 4.64, \epsilon_z = 2.32$).

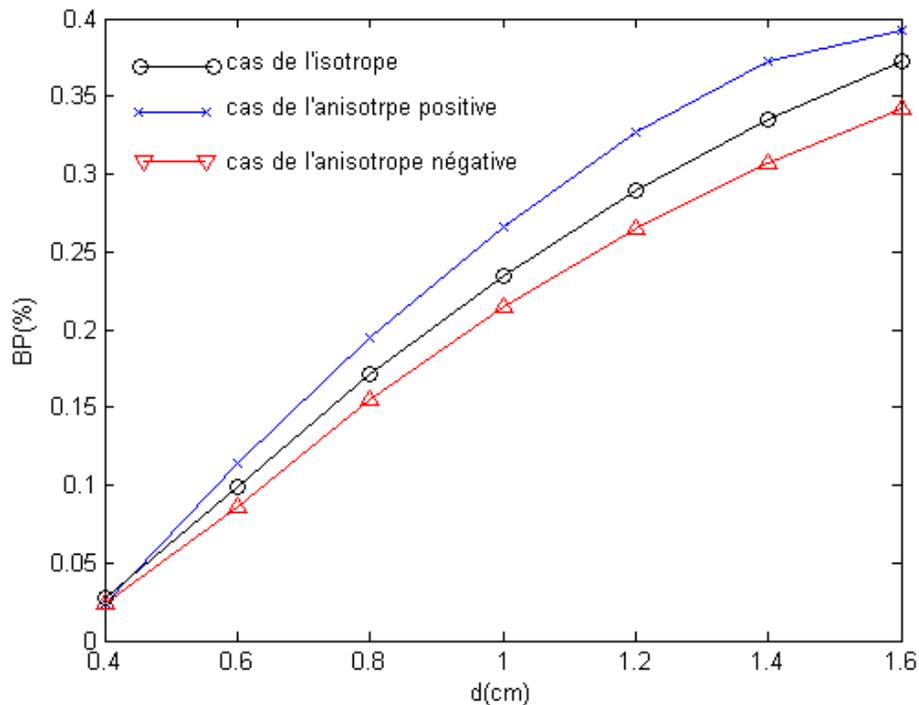


Figure IV. 9 Variation de la bande passante de la fréquence complexe en fonction de l'épaisseur du substrat pour le cas de l'isotrope ($\varepsilon_x = \varepsilon_z = 2.32$), l'anisotropie uniaxiale positive ($\varepsilon_x = 1.16, \varepsilon_z = 2.32$), et l'anisotropie uniaxiale négative ($\varepsilon_x = 4.64, \varepsilon_z = 2.32$).

On constate que la fréquence de résonance (partie réelle et imaginaire) augmente dans le cas de l'anisotropie positive ($\varepsilon_z > \varepsilon_x$) par rapport au cas isotrope ($\varepsilon_x = \varepsilon_z$) et diminue dans le cas de l'anisotropie négative ($\varepsilon_z < \varepsilon_x$). Cet écart est peu significatif pour de faibles épaisseurs du substrat mais il augmente lorsque celle-ci augmente, figure IV. 7 et figure IV. 8.

La même constatation est faite pour la bande passante, elle est légèrement supérieure au cas isotrope dans le cas de l'anisotropie positive et légèrement inférieure dans le cas de l'anisotropie négative. L'écart croît avec l'épaisseur du substrat, figure. IV. 9.

IV. 2. 4 Champ rayonnée d'une antenne triangulaire à patch conducteur normal

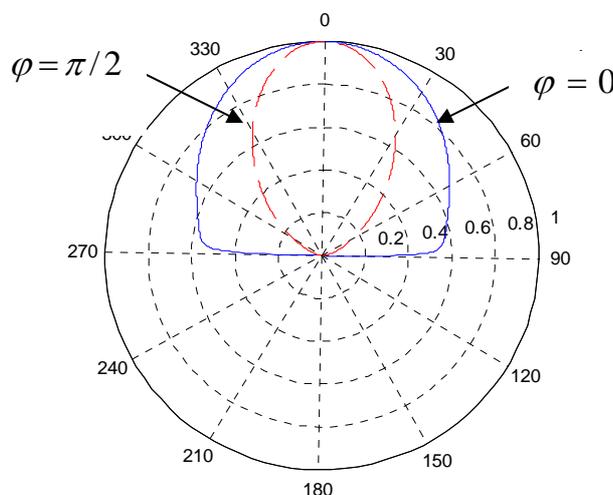


Figure IV. 10 Diagramme de rayonnement d'une antenne triangulaire à patch conducteur normal en fonction de l'angle θ pour $f_r = 1.31\text{GHz}$, $a = 1\text{cm}$ et $\varepsilon_r = 2.32$ pour le mode TM_{10} .

Nous avons tracé les courbes du champ rayonné pour les différents angles $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi/2$, où les dimensions du patch sont, $a = 10\text{cm}$ et $R = 5\mu\text{m}$ et l'épaisseur du substrat est $d = 0.159\text{cm}$. Nous constatons à partir de la figure IV. 10 que l'ouverture à 3dB dans le plan $\varphi = \pi/2$ est plus petite que l'ouverture à 3dB dans le plan $\varphi = 0$. Ainsi le champ rayonné est maximal pour $\theta = 0$ dans les deux plans, le rayonnement dans le plan $H(\varphi = \pi/2)$ pour des angles proches de l'horizontal est faible, alors qu'il reste important dans le plan $E(\varphi = 0)$.

IV. 3 Patch est un supraconducteur

IV. 3. 1 Effet de l'épaisseur du patch sur les caractéristiques de l'antenne

Les effets de l'épaisseur du patch sur la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne microbande triangulaire sont recherchés. La plaque triangulaire de longueur $a = 10\text{cm}$ est à base d'un matériau supraconducteur caractérisé par $\sigma = 210 \cdot 10^3 \text{ s/m}$, $T/T_c = 0.5$, $\lambda(0) = 1500\text{Å}$ et $T_c = 89^\circ\text{K}$ et imprimé sur un substrat diélectrique d'épaisseur $d = 0.159\text{cm}$ et de permittivité $\varepsilon_r = 2.32$. Les résultats concernant la fréquence de résonance

en fonction de l'épaisseur du patch R du patch sont illustrés dans la figure IV.11. On observe que lorsque l'épaisseur R du patch croît, la fréquence de résonance augmente rapidement jusqu'à ce que l'épaisseur du patch R atteigne la valeur de la profondeur de pénétration $\lambda(0)$ après cette valeur, l'augmentation de la fréquence de résonance devient moins importante. Il faut noter ici que dans le chapitre précédent nous avons approximé l'impédance complexe de la surface du patch $Z_s = \left(\frac{i\omega\mu_0}{\sigma}\right)^{1/2}$ par l'équation $Z_s = (R \times \sigma)^{-1}$ cette approximation n'est valable que lorsque l'épaisseur R du patch est inférieure à trois fois la profondeur de pénétration à $T = 0^\circ K$ [25].

La variation de la partie imaginaire de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du patch R est montrée dans la figure IV. 12. On observe que les pertes par rayonnement diminuent rapidement lorsque l'épaisseur R croît. Cette diminution devient insignifiante et moins importante lorsque R devient supérieur à $\lambda(0)$. Cet affaiblissement des pertes est due à l'augmentation de la densité des électrons supraconducteurs.

Les résultats concernant la bande passante sont présentés par la figure IV. 13. On note que la bande passante diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du patch R .

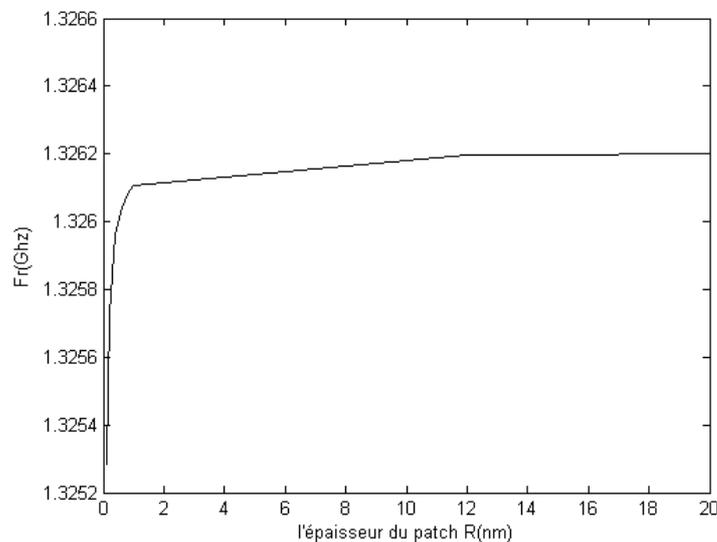


Figure IV. 11 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance d'une antenne microbande à patch supraconducteur triangulaire en fonction de l'épaisseur du patch R

$$a = 10\text{cm}, d = 0.159\text{cm}, \sigma = 210.10^3 \text{ s/m}, T/T_c = 0.5, \lambda(0) = 1500\text{\AA}.$$

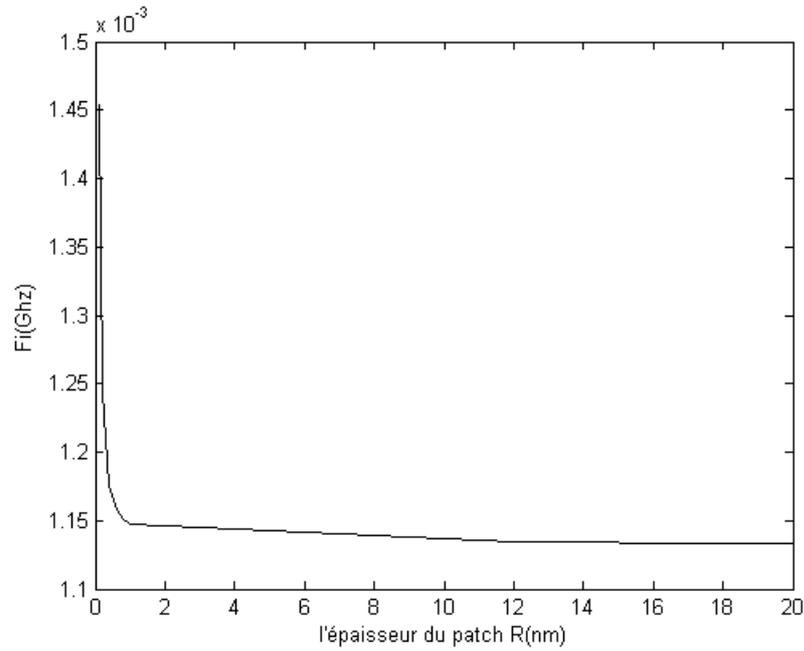


Figure IV. 12 Variation de la partie imaginaire de la fréquence de résonance d'une antenne microbande à patch supraconducteur triangulaire en fonction de l'épaisseur du patch R .

$$a = 10\text{cm}, d = 0.159\text{cm}, \sigma = 210.10^3 \text{ s/m}, T/T_c = 0.5, \lambda(0) = 1500\text{\AA}.$$

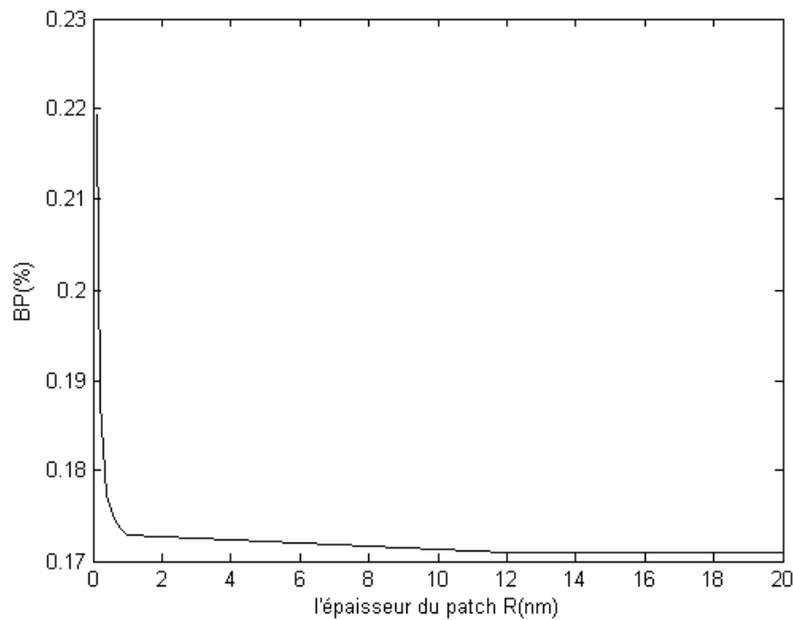


Figure IV. 13 Variation de la bande passante de la fréquence de résonance d'une antenne microbande à patch supraconducteur triangulaire en fonction de l'épaisseur du patch R

$$a = 10\text{cm}, d = 0.159\text{cm}, \sigma = 210.10^3 \text{ s/m}, T/T_c = 0.5, \lambda(0) = 1500\text{\AA}.$$

IV. 3. 2 Effet de la température sur les caractéristiques de l'antenne

A présent nous étudions l'effet de la température T sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante d'une antenne triangulaire ayant un patch supraconducteur. Nous avons considérée la même structure étudiée dans les figures IV. 11, IV. 12 et IV. 13. Les résultats obtenus sont résumés dans les figures IV. 14, IV. 15 et IV. 16. A partir des résultats des courbes présentées, on observe que la fréquence de résonance diminue progressivement avec l'augmentation de la température. Cette diminution devient plus importante pour les valeurs de température proche de la température critique.

La variation de la partie imaginaire de la fréquence de résonance est très insignifiante pour les valeurs de température qui sont éloignées de la température critique, par contre pour celles qui sont proches de cette dernière, la variation devient plus importante.

La bande passante reste presque inchangée pour $T \ll T_c$, mais une grande augmentation est obtenue pour des température proches de la température critique.

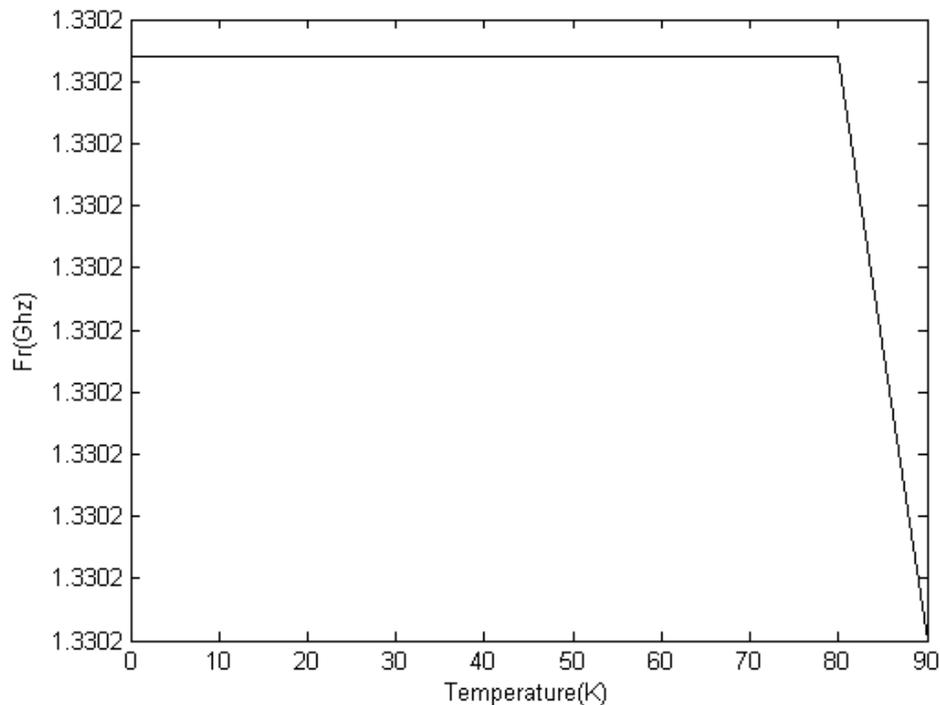


Figure IV. 14 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance d'une antenne microbande à patch supraconducteur triangulaire en fonction de la température

$$a = 10\text{cm}, d = 0.159\text{cm}, \sigma = 210.10^3 \text{ s/m}, R = 5\mu\text{m}, \lambda(0) = 1500\text{\AA}.$$

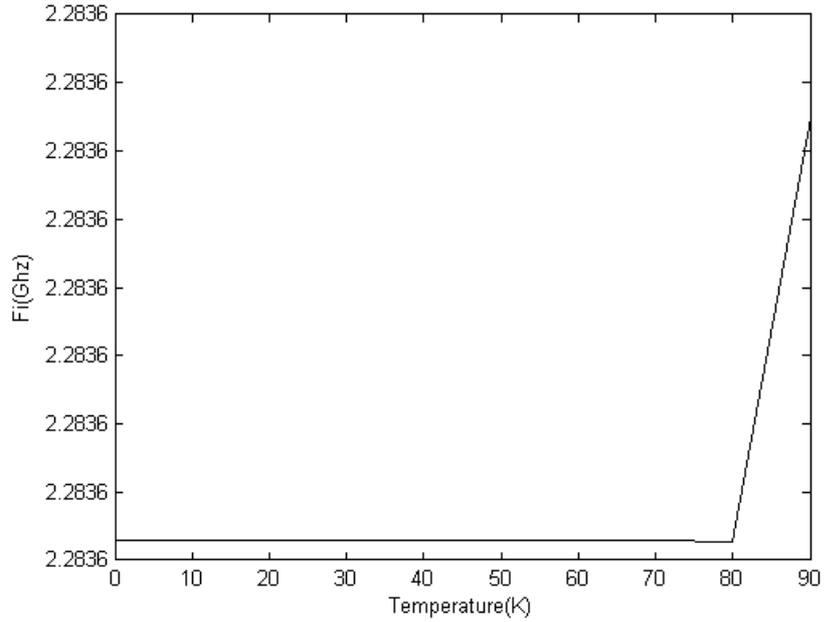


Figure IV. 15 Variation de la partie imaginaire de la fréquence de résonance d’une antenne microbande à patch supraconducteur triangulaire en fonction de la température.

$$a = 10\text{cm} , d = 0.159\text{cm} , \sigma = 210.10^3 \text{ s/m} , R = 5\mu\text{m} , \lambda(0) = 1500\text{Å} .$$

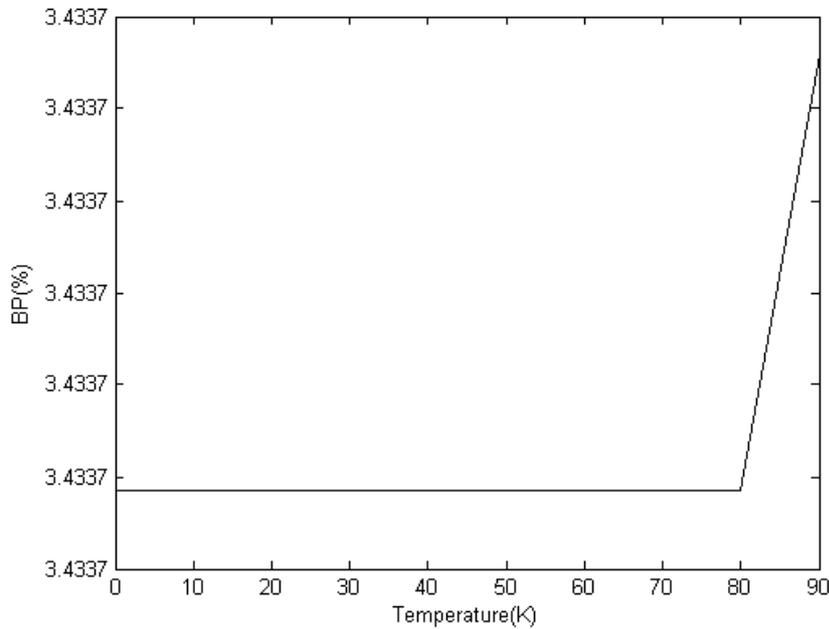


Figure IV. 16 Variation de la bande passante de la fréquence de résonance d’une antenne microbande à patch supraconducteur triangulaire en fonction de la température.

$$a = 10\text{cm} , d = 0.159\text{cm} , \sigma = 210.10^3 \text{ s/m} , R = 5\mu\text{m} , \lambda(0) = 1500\text{Å} .$$

IV. 3. 3 Champ rayonnée d'une antenne triangulaire à patch supraconducteur

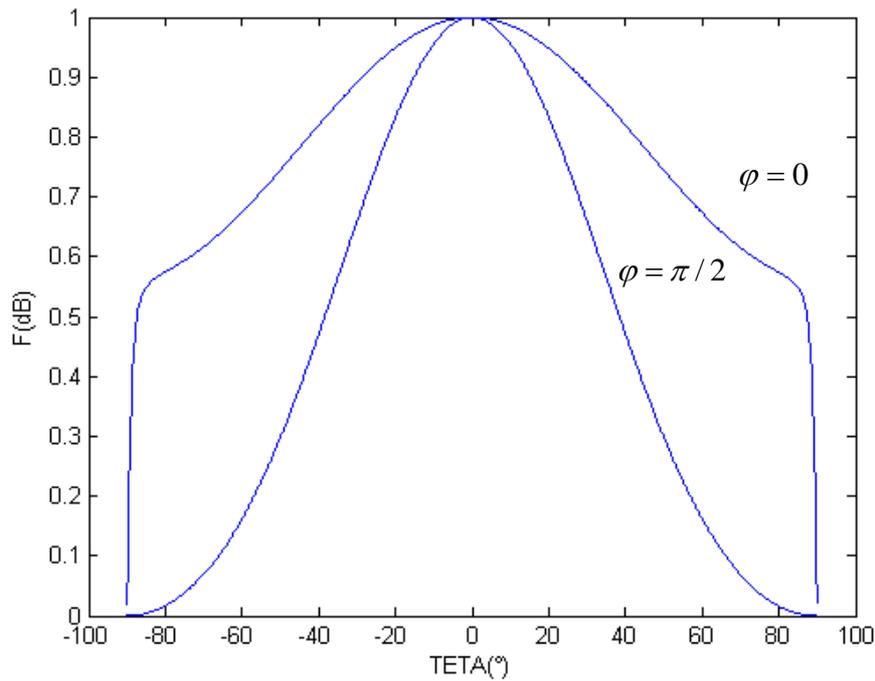


Figure IV. 17 Diagramme de rayonnement d'une antenne triangulaire à patch supraconducteur pour $f_r = 1.31\text{Ghz}$, $a = 1\text{cm}$ et $\epsilon_r = 2.32$ pour le mode TM_{10} .

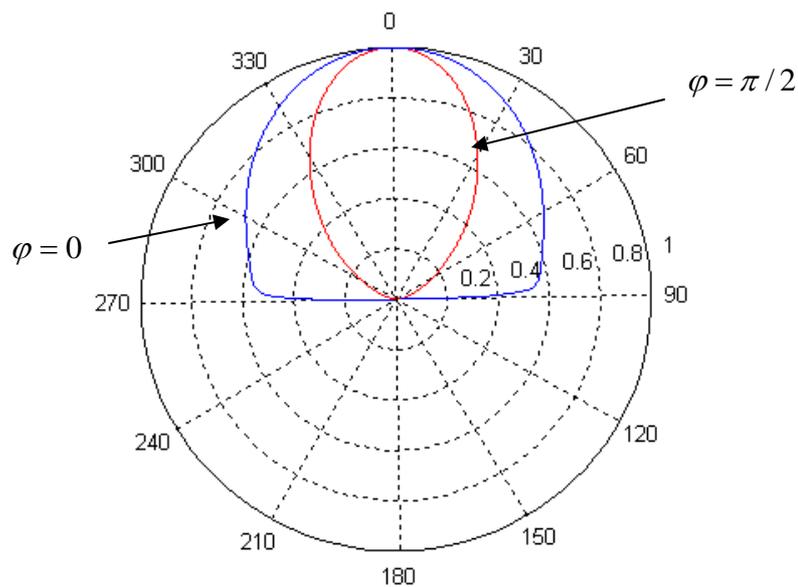


Figure IV. 18 Diagramme de rayonnement d'une antenne triangulaire à patch supraconducteur en fonction de l'angle θ pour $f_r = 1.31\text{Ghz}$, $a = 1\text{cm}$ et $\epsilon_r = 2.32$ pour le mode TM_{10} .

Nous avons tracé les courbes du champ rayonné pour les différents angles $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi/2$, où les dimensions de patch sont, $a = 10\text{cm}$ et $R = 5\mu\text{m}$ et l'épaisseur du substrat est $d = 0.159\text{cm}$. Nous constatons à partir des figures IV. 16 et IV. 17 que l'ouverture à 3dB dans le plan $\varphi = \pi/2$ est plus petite que l'ouverture à 3dB dans le plan $\varphi = 0$. Ainsi le champ rayonné est maximal pour $\theta = 0$ dans les deux plans, le rayonnement dans le plan $H(\varphi = \pi/2)$ pour des angles proches de l'horizontal est faible, alors qu'il reste important dans le plan $E(\varphi = 0)$.

IV. 4 Effet de la supraconductivité sur les paramètres de l'antenne

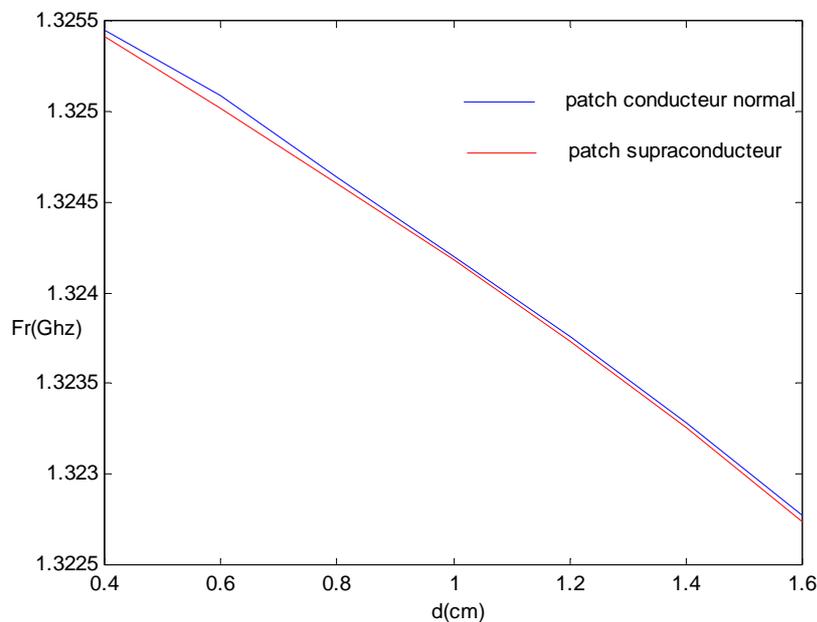


Figure IV. 19 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat (d) pour le mode TM_{10} , $\varepsilon_r = 2.32$, $d = 0.159\text{cm}$ avec un patch conducteur normal et supraconducteur.

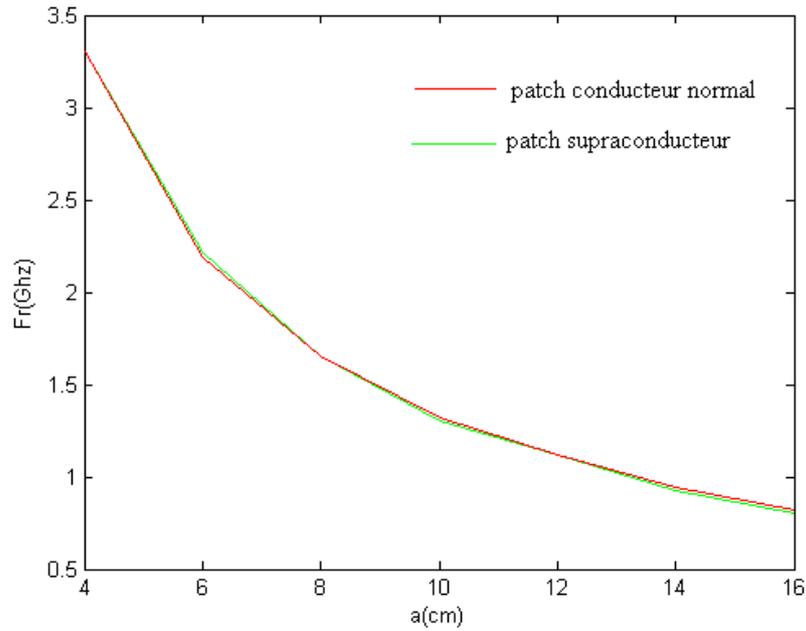


Figure IV. 20 Variation de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de la longueur latérale du triangle (a) pour le mode TM_{10} , $\epsilon_r = 2.32, d = 0.159\text{cm}$ avec un patch conducteur normal et supraconducteur.

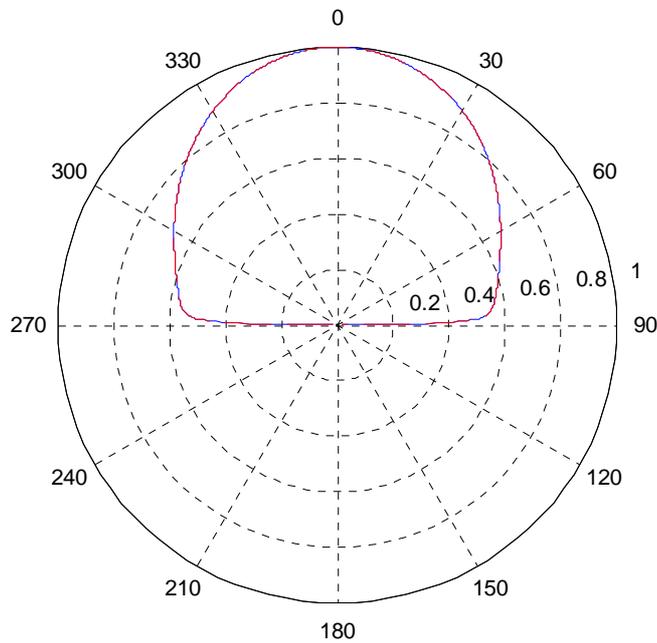


Figure IV. 21 Diagramme de rayonnement d’une antenne triangulaire avec patch conducteur normal et patch un supraconducteur en fonction de l’angle θ pour $\varphi = 0$, $f_r = 1.31\text{GHz}$, $a = 1\text{cm}$ et $\epsilon_r = 2.32$ pour le mode TM_{10} .

D'après les figures IV.19, IV.20 et IV.21 il n'y a aucune différence entre un patch conducteur normal et un patch supraconducteur mais ce situe dans l'efficacité de ces antennes.

IV. 5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons fait une étude détaillée d'une antenne microbande triangulaire à patch supraconducteur. Nous avons donné les effets des différents paramètres d'une antenne triangulaire telle que les dimensions du patch (longueur latérale du patch a , la permittivité (ϵ_r) et de l'épaisseur du substrat (d)) sur la fréquence de résonance et la bande passante. L'influence de l'anisotropie uniaxiale du substrat sur les caractéristiques de l'antenne a été prise en considération ainsi que l'effet de la température. Les résultats obtenus comparés à ceux de la littérature sont en bon accord.

Conclusion générale

Conclusion générale

La conception assistée par ordinateur ou C.A.O s'est révélée une technique incontournable dans la réalisation de divers composants, circuits et autres systèmes automatisés, cela dans plusieurs disciplines (Télécommunications, contrôle, automatique, robotique, mécanique, physique expérimentale...etc). Elle dispose entre autres, d'algorithmes et de technique numérique souple, fiable, précise, très rapide et suffisamment maniable pour garantir la réalisation du système désiré avec la caractéristique voulue. Le véritable challenge dans la C.A.O se situe au niveau des méthodes numériques fiables qui offrent à la fois des caractéristiques exactes et un temps de calcul réduit.

L'objectif principal de ce travail était de caractériser l'antenne microbande triangulaire équilatéral à patch supraconducteur en tenant compte d'un substrat anisotrope afin d'étudier les caractéristiques essentielles de rayonnement.

En premier lieu nous avons commencé par la formulation de l'équation intégrale du champ rayonné d'une antenne microbande en utilisant la méthode des moments, « procédure de Galerkin » pour déterminer le tenseur spectral de Green, ce dernier prend en considération toutes les informations concernant la géométrie de la structure et la nature du matériau du patch de l'antenne étudiée.

Pour choisir les fonctions de base nous avons rencontré un problème dans la méthode de calcul de la transformée de Fourier, car il est difficile de désigner les bornes d'intégrations dans le cas d'une plaque triangulaire. Pour cela, nous avons choisi une méthode de changement de variables appelée « méthode de l'élément de référence ».

Les résultats numériques obtenus ont montré :

- i. Que la fréquence de résonance et la bande passante sont liées directement avec les paramètres physiques de l'antenne (épaisseur du substrat, longueur latérale du patch, constante diélectrique).

- ii. Que la fréquence de résonance et la bande passante augmentent (diminuent) dans le cas d'anisotropie négative (positive) par rapport au cas isotrope.
- iii. Que la fréquence de résonance diminue progressivement avec l'augmentation de la température, cette diminution devient plus importante pour des valeurs de température proches de la température critique, par contre la bande passante reste presque inchangée pour des températures proches de la température critique, la seule explication physique pour ce comportement est que l'effet supraconducteur tend à disparaître lorsque la température augmente, par conséquent le nombre des phonons diminue.
- iv. Les résultats concernant la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du patch supraconducteur montre que la fréquence de résonance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur mais la bande passante est inversement proportionnelle à ce dernier.

N'ayant pas à notre disposition des travaux de recherche concernant ce genre de structure, nos résultats ont été comparés à ceux de l'antenne rectangulaire à patch supraconducteur et sont jugés très satisfaisants, les mêmes comportements ont été observés.

Comme perspectives, il serait souhaitable :

- D'étudier une antenne triangulaire avec excitation, et calculer l'impédance d'entrée.
- D'étudier aussi la même structure avec d'autre forme de patch ou avec substrats bi anisotropie et ferrite.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- [1] I. J. Bahl and P. E. Bhartia, "Microstrip antenna " Dedham, MA : Artech House, 1980.
- [2] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip antenna technology" IEEE transactions. Antennas Propagation. Vol. AP-29, pp. 2-24, January 1981.
- [3] A. Khellaf, "Contribution à l'étude du rayonnement de structures filaires ou microrubans " Thèse de docteur ES-Science, Institut d'électronique, université de Constantine, 1990.
- [4] F. Bouttout, "Analyse rigoureuse de l'antenne microbande circulaire multicouche. Application à la structure annulaire" Thèse de doctorat d'état, Département d'électronique, Université de Sétif, 2001.
- [5] T. Fortaki, "Caractérisation d'une antenne microbande rectangulaire, Effets de l'anisotropie uniaxiale du substrat" Thèse de Magister, Institut d'électronique, Université de Constantine, 1999.
- [6] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fourtaki and D. Khedrouche, "Resonant frequency and bandwidth of superstrat-loaded rectangular patch on uniaxial anisotropic substrate " Communication in Numerical Methods in Engineering (John Wiley & Sons). Vol 16 issue : 7, pp 459-473, 2000.
- [7] T. Itoh, "Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures " John Wiley & Sons, New York , 1989.
- [8] W. C. Chew and T. M. Habashy, "Resonance frequency of a rectangular microstrip patch " IEEE transactions antennas Propagation. Vol 36, pp. 1045-1056, Aout 1988.
- [9] D. H.Schaubert, F. G. Farrar, A. Sindoris and S. T. Hayes, "Microstrip antenna with frequency agility and polarization diversity " IEEE transactions antennas Propagation. Vol AP-29, pp. 118-123, January 1981.
- [10] M. A. Richard, K. B. Bhashin and P. C. Clapsy, "Superconducting microstrip antenna: an experimental comparison of two feeding methods " IEEE transactions antennas Propagation. Vol. AP-41, N° 7, pp.967-974, 1993.
- [11] I. J. Bahl and P. E. Bharton, "Microstrip antennas " Dedham, MA : Artech House, 1980.
- [12] Juan R. Mosing, Fred E. Gardiol, "Rayonnement d'une antenne microruban de forme arbitraire " Ann. Télécommum. 40, N° 3-4, 1985.
- [13] Hervé Legay, Raphael Gillard, Jacques citerne, Gerard "Effet d'un trou métallisé sur les caractéristiques de rayonnement d'une antenne plaque microruban alimentée par une ligne coaxiale à travers le plan de masse " Ann. Télécommum. 46 N°7-8, 1991.

- [14] L. I. Basilio, M. A. Khayat, J. Williams, S. A. Long, "The dependence of the input impedance on feed position of probe and microstrip line fed patch antennas" IEEE transactions Antennas Propagat, Vol. 49, pp. 45-47, Janvier 2001.
- [15] J. P. Damino & A. Papiernik, "Survey of analytical & numerical models for probed microstrip antenna " IEEE prose microwave antenna propagation. Vol 141, N°1, 15-22, Février 1994.
- [16] Y. T. Lo, D. Solomar & W. F. Richard, "Theory and experiment on microstrip antenna " IEEE transactions antennas Propagation. Vol.AP-27 , pp.137-145, Mars 1979.
- [17] F. Boutout, "Etude de problème d'excitation et caractérisation des antennes à structure plane de forme régulière" Thèse de magister, institut d'électronique, université de Constantine, 1997.
- [18] R. C. Boutout, JR, "Computational methods for electromagnetic and microwaves " Awiley-Interscience publication, New York, Wiley 1990.
- [19] W. F. Richard, Y. T. Lo & D. D. Harrison, "An improved theory for microstrip antenna & application " IEEE transactions antennas Propagation. Vol AP-29, pp. 38-46, Juin 1981.
- [20] D. Khedrouche, "Etude d'une structure piégée d'une antenne microbande rectangulaire " Thèse de magister, Institut d'électronique, université de Constantine, 1999.
- [21] W. C. Chew , Z. Nie, Q. H. Lui & Y. T. Lo " Analysis of prode-fied microstrip disk antenna " IEEE transactions antennas Propagation.Vol 43, pp. 1331, Novembre 1995.
- [22] Bertrand Dutoit, "Les supraconducteurs en hyperfréquence" cours, Ecole Polytechnique Fédérale d e Lausanne, Juin 2007.
- [23] Marie Poirier-Quinot, "Microscopie locale par résonance magnétique chez l'homme et le petit animal à l'aide d'antennes miniatures en cuivre ou en céramique supraconductrice " Thèse de Doctorat, Université de paris xi orsay, Décembre 2004.
- [24] S. Courreges, "Les matériaux ferroélectriques et supraconducteurs appliqués à la conception de dispositifs microondes" Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2007.
- [25] Stéphane Savard, " Fabrication et étude de composants micro-ondes planaires supraconducteurs " mémoire présenté au Département de physique en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M. Sc), université de Sherbrooke, Québec Canada, Janvier 2004.
- [26] F. Gervais "les nouveaux supraconducteurs " Décembre 1990.
- [27] PH Mangin "Supraconductivité Ecole des Mincés de Nancy /Séminaire IFR matériaux " 23-24 Juin 2003.

- [28] N. Weist-Million, J. Lemoine, E. Solt, "Les matériaux supraconducteur, rapport d'épistémologie" Juillet 2002.
- [29] S. M. El-Ghazaly, R. B. Hammond and T. Itoh, "Analysis of superconducting microwave structure: application to microstrip lines " IEEE Transaction Microwave theory and Tec. Vol 40.N° 3. Mars 1992.
- [30] Wei Chen, Kai Fong Lee, and S. Dahele, "Theoretical and experimental studies of the resonant frequencies of the equilateral triangular microstrip antenna " IEEE transactions antennas Propagation. Vol 40, N°10 , pp 1253 – 1256, Octobre 1992 .
- [31] Cigdem Sekin Guel, Erdem Yazgan "New computation of the resonant frequency of a tunable equilateral triangular microstrip patch " IEEE Transaction on microstrip theory and techniques. Vol 48, N° 3, Mars 2000.
- [32] Azziz Nachit, Jouad Foshi, "Spectral domain integral equation approach of an equilateral triangular microstrip antenna using the moment method " Journal of microwaves and optoelectronics. Vol 2, N° 1, Juin 2000.
- [33] J. S. Dahil and K. F. Lee, "On the resonant frequencies of the triangular patch antenna " IEEE transactions antennas Propagation. AP-35, pp. 100-101, 1987.
- [34] K. Garg and S. A. Long, "An improved formula for the resonant frequency of the triangular patch antenna " IEEE transactions antennas Propagation. AP-36, pp.570, 1988.
- [35] X. Garg, "On the resonant frequencies of microstrip antenna " IEEE transactions antennas Propagation. Vol.37, pp. 245-247, 1989.
- [36] J. Helszan and D. S. James, "Planar triangular resonators with magnetics walls " IEEE Transactions microwaves theory tech., MTT. 26, pp. 95-100, 1978.
- [37] R. Singh, and R. S. Yadava, R. Garg and S. A. Long, "Comment on an Improved formula for the resonant frequency of the triangular microstrip patch antenna " IEEE transactions antennas Propagation. Vol.39, pp. 1443-1445, 1991.
- [38] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates" IEEE transactions antennas Propagation. Vol.51, pp.1136-1139, Mai 2003.
- [39] M. A. Richard, K. B. Bhashin and P. C. Clapsy, "Superconducting microstrip antenna : An experimental comparaison of two feeding methods " IEEE transactions antennas Propagation. Vol. AP-41, N° 7, pp.967-974, 1993.
- [40] Jacque Douchet et Bruno Zwhalen, "Calcul différentiel et intégral, fonctions réelles de plusieurs variables réelles " (2^{ème} édition) pp. 140-142.
- [41] J. Lelong-Ferrant "Cours de mathématique " (tome 4) pp. 426-219.

[42] A. Hupé, "Analyse pour la formation continue, intégrales, Différentielles " (tome 2), pp. 88.

Webgraphie

[43] Ecole Polytechnique Fédérale De Lausanne
<http://lanoswww.epfl.ch/studinfo/courses/Cours Supra>.

ANNEXES

ANNEXE A

La transformée de fourier des densités de courant J_x, J_y est données par :

$$\begin{aligned} \tilde{J}_x = & \left[\frac{1}{2\pi} \sqrt{3}l \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(\frac{2\pi lx}{\sqrt{3}a}\right) * \cos\left(\frac{2\pi(m-n)y}{3a}\right) * \exp^{-j(\mu K_x x + K_y y)} dx dy \right] + \\ & \left[\frac{1}{2\pi} \sqrt{3}m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(\frac{2\pi mx}{\sqrt{3}a}\right) * \cos\left(\frac{2\pi(n-l)y}{3a}\right) * \exp^{-j(\mu K_x x + K_y y)} dx dy \right] + \\ & \left[\frac{1}{2\pi} \sqrt{3}n \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(\frac{2\pi nx}{\sqrt{3}a}\right) * \cos\left(\frac{2\pi(l-m)y}{3a}\right) * \exp^{-j(\mu K_x x + K_y y)} dx dy \right] \end{aligned} \quad (A. 1)$$

$$\begin{aligned} \tilde{J}_y = & \left[\frac{(m-n)}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2\pi lx}{\sqrt{3}a}\right) * \sin\left(\frac{2\pi(m-n)y}{3a}\right) * \exp^{-j(\mu K_x x + K_y y)} dx dy \right] + \\ & \left[\frac{(n-l)}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2\pi mx}{\sqrt{3}a}\right) * \sin\left(\frac{2\pi(n-l)y}{3a}\right) * \exp^{-j(\mu K_x x + K_y y)} dx dy \right] + \\ & \left[\frac{(l-m)}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2\pi nx}{\sqrt{3}a}\right) * \sin\left(\frac{2\pi(l-m)y}{3a}\right) * \exp^{-j(\mu K_x x + K_y y)} dx dy \right] \end{aligned} \quad (A. 2)$$

Dans notre cas le courant existe sur le patch triangulaire seulement. Vu la complexité de la géométrie du patch et pour facilité l'intégration, nous avons choisi une méthode de calcul mathématique analytique appelé « méthode de l'élément de référence ».

L'utilisation d'un élément de référence permet la simplification :

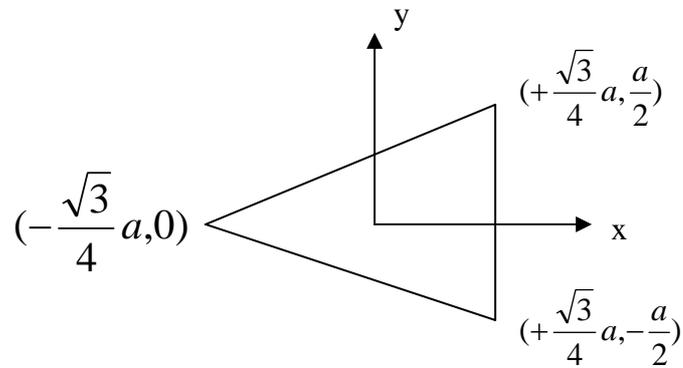
- de la définition analytique d'élément de forme complexe.
- Du calcul des formes matricielles élémentaires résultant d'une intégration.

L'élément de référence est alors choisi pour sa topologie simple sur laquelle les fonctions d'approximation peuvent être simplifiées.

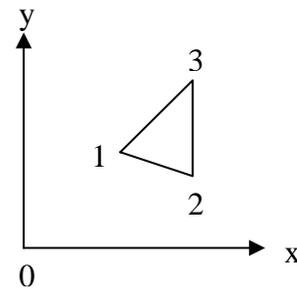
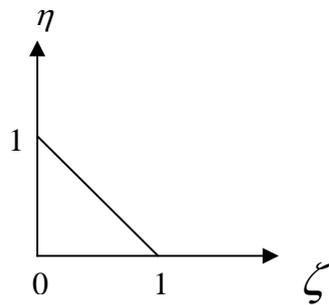
La formules exprimant cette méthode est donné par [40], [41], [42] :

$$\int_{(\Delta)} f(x, y) dx dy = \int_{(\Delta')} f(x(\zeta, \eta), y(\zeta, \eta)) |\det(f)| d\zeta d\eta \quad (A. 3)$$

Dans notre cas le domaine (Δ) est le triangle équilatéral défini dans un repère cartésien comme le montre la figure ci dessous :



Le domaine de référence (Δ') est représenté par la figure ci-dessous :



Après calcul est évaluation des intégrales nous trouvons :

$$\det f = -\frac{\sqrt{3}}{2}a^2 \tag{A. 4}$$

a est la longueur latérale du patch.

$$J_x = I_{1x} + I_{2x} + I_{3x} \tag{A. 5}$$

$$J_y = I_{1y} + I_{2y} + I_{3y} \quad (\text{A. 6})$$

Avec

$$I_{1x} = \frac{\sqrt{3}l}{4j} (I_{11x} + I_{12x} - I_{13x} - I_{14x}) \quad (\text{A. 7})$$

$$I_{2x} = \frac{\sqrt{3}m}{4j} (I_{21x} + I_{22x} - I_{23x} - I_{24x}) \quad (\text{A. 8})$$

$$I_{3x} = \frac{\sqrt{3}n}{4j} (I_{31x} + I_{32x} - I_{33x} - I_{34x}) \quad (\text{A. 9})$$

Et

$$I_{1y} = \frac{m-n}{4j} (I_{11y} + I_{12y} - I_{13y} - I_{14y}) \quad (\text{A. 10})$$

$$I_{2y} = \frac{n-l}{4j} (I_{21y} + I_{22y} - I_{23y} - I_{24y}) \quad (\text{A. 11})$$

$$I_{3y} = \frac{l-m}{4j} (I_{31y} + I_{32y} - I_{33y} - I_{34y}) \quad (\text{A. 12})$$

Après calcul nous avons trouvé les expressions suivantes :

$$I_{vwx} = I_{vwy} = U_{vw} \left[\sin c(aK_y + Y_{vw}) - \frac{j \cos(aK_y + Y_{vw})}{aK_y + Y_{vw}} + \frac{j}{aK_y + Y_{vw}} \right]^* \quad (\text{A.13})$$

$$\left[\operatorname{sinc} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw} \right) - \frac{j \cos \left(\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw} \right)}{\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw}} + \frac{j}{\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y + X_{vw}} \right]$$

Avec

$$U_{vw} = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2 e^{-j \left(\frac{\sqrt{3}}{2} aK_x + \frac{a}{2} K_y \right)} e^{-jX_{vw}} \quad (\text{A.14})$$

Les paramètres X_{vw} , Y_{vw} sont exprimés par :

$$X_{vw} = \begin{bmatrix} -\frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha - \frac{a}{2} \beta & -\frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha + \frac{a}{2} \beta & \frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha - \frac{a}{2} \beta & \frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha + \frac{a}{2} \beta \\ -\frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha' - \frac{a}{2} \beta' & -\frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha' + \frac{a}{2} \beta' & \frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha' - \frac{a}{2} \beta' & \frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha' + \frac{a}{2} \beta' \\ -\frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha'' - \frac{a}{2} \beta'' & -\frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha'' + \frac{a}{2} \beta'' & \frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha'' - \frac{a}{2} \beta'' & \frac{\sqrt{3}}{4} a\alpha'' + \frac{a}{2} \beta'' \end{bmatrix}$$

$$Y_{vw} = \begin{bmatrix} -a\beta & a\beta & -a\beta & a\beta \\ -a\beta' & a\beta' & -a\beta' & a\beta' \\ -a\beta'' & a\beta'' & -a\beta'' & a\beta'' \end{bmatrix}$$

Et les paramètres $\alpha, \beta, \alpha', \beta', \alpha'', \beta''$ sont donnés les expressions suivantes :

$$\alpha = \frac{2\pi l}{\sqrt{3}a}, \quad \beta = \frac{2\pi(m-n)}{3a}$$

$$\alpha' = \frac{2\pi m}{\sqrt{3}a}, \quad \beta' = \frac{2\pi(n-l)}{3a}$$

$$\alpha'' = \frac{2\pi n}{\sqrt{3}a}, \quad \beta'' = \frac{2\pi(l-m)}{3a}$$

ANNEXE B

La méthode de Muller

Cette méthode est semblable à la méthode de sécantes mais avec trois point, on commence par construire une parabole passant par trois points de la courbe $M^{(0)}(x^{(0)}, f(x^{(0)}))$, $M^{(1)}(x^{(1)}, f(x^{(1)}))$, et $M^{(2)}(x^{(2)}, f(x^{(2)}))$ préalablement choisis et l'on cherche l'intersection de la parabole avec l'axe horizontal. Ceci donne un nouveau point $M^{(3)}(x^{(3)}, f(x^{(3)}))$. On recommence le processus avec $M^{(1)}$, $M^{(2)}$ et $M^{(3)}$ jusqu'à convergence. Le schéma faisant passer du triplet $(M^{(n-2)}, M^{(n-1)}, M^{(n)})$ au triplet suivant $(M^{(n-1)}, M^{(n)}, M^{(n+1)})$ est :

$$x^{(n+1)} = x^{(n)} - \frac{2f(x^{(n)})}{\beta^2 \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha f(x^{(n)})}} \quad (\text{B. 1})$$

Où

$$\alpha = \frac{f(x^{(n-2)}) - f(x^{(n)})}{(x^{(n-2)} - x^{(n)})(x^{(n-2)} - x^{(n-1)})} - \frac{f(x^{(n-1)}) - f(x^{(n)})}{(x^{(n-1)} - x^{(n)})(x^{(n-2)} - x^{(n-1)})} \quad (\text{B. 2})$$

et

$$\beta = \frac{[f(x^{(n-1)}) - f(x^{(n)})](x^{(n)} - x^{(n-2)})^2}{(x^{(n-1)} - x^{(n)})(x^{(n-2)} - x^{(n)})(x^{(n-2)} - x^{(n-1)})} - \frac{[f(x^{(n-2)}) - f(x^{(n)})](x^{(n-1)} - x^{(n-2)})^2}{(x^{(n-1)} - x^{(n)})(x^{(n-2)} - x^{(n)})(x^{(n-2)} - x^{(n-1)})} \quad (\text{B. 3})$$

Où il conviendra de choisir le signe correspondant à la solution la plus proche de la racine cherchée.

RESUME

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la caractérisation d'une antenne triangulaire équilatérale à patch supraconducteur. La méthode intégrale « méthode des moments », a permis d'exploiter le tenseur spectral de Green. Comme il est difficile de désigner les bornes d'intégrations dans le cas d'une plaque triangulaire, pour choisir les fonctions de base reposant sur la méthode de calcul de la transformée de Fourier nous avons appliqué une méthode de changement de variables appelée « méthode de l'élément de référence ». Ceci nous a conduit à la résolution des équations intégrales du champ électrique obtenu par la procédure de Galerkin permettant d'aboutir à un système d'équations homogènes. La fréquence de résonance, la bande passante, le facteur de qualité sont calculés tenant compte de l'influence des paramètres physiques et de l'anisotropie uniaxiale du substrat.

Des résultats numériques concernant l'effet d'un patch supraconducteur et la température sur les caractéristiques de l'antenne sont également obtenus.

ABSTRACT

In this work, we are interested in the characterization of an equilateral triangular microstrip antenna a superconductor patch. Initially we use an integral method of moment which enabled us to exploit the spectral tensor of Green .

As it is difficult to designate the bounds of integrations in the case of a triangular patch, to choose the basis function based on the arithmetic technique of Fourier transform us applied a method of change the variables named " the reference element method " .

It drove us to the resolution of the electric field integral equations obtained by the Galerkin procedure to succeed of permitting a system of equations homogeneous.

The resonant frequency, the bandwidth and the factor of quality are calculated, and the radiated field, while taking accounts the influence of the physics parameters and the uniaxial anisotropy in the substrate.

The numerical results obtained, concerning the effect of a superconductor patch and temperature on the characteristics of the antenna are presented.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة هوائي دقيق عنصره المشع مثلث متساوي الأضلاع مصنوع من مواد فانقة التوصيل على طبقة عازلة غير متجانسة.

لقد استعملنا طريقة الحل بالمعادلة التكاملية طريقة Moment مما يسمح باستعمال وسيط Green. إن حل المعادلة التكاملية بواسطة إجراء Galerkin تسمح بالحصول على جملة معادلات متجانسة تسمح بحساب توتر الرنين وكذلك عامل الجودة وعرض النطاق.

ثم قمنا بدراسة تأثير بعض العناصر الفيزيائية وأيضا عدم التجانس في محور واحد على تواتر الرنين وعرض النطاق.

إن النتائج التي توصلنا إليها في هذا البحث تؤكد أن هناك تأثير بين العنصر المشع المصنوع من مواد فانقة التوصيل ودرجة الحرارة على تواتر الرنين وعرض النطاق.