

# Thèse

Pour obtenir le grade de **Docteur de l'université de Lille**

En spécialité **Électronique, Microélectronique, Nanotechnologie et Microondes**

École doctorale ENGSYS-632

Présentée par

**Ali GHADDAR**

Préparée à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN)

## **Guidage d'ondes de surface sur des métamatériaux textiles**

Soutenue le 23 Mars 2022 devant le jury composé de :

<b>Président</b>	Pr. Aziz BENLARBI-DELAI	GEEPS, Sorbonne Université
<b>Rapporteurs</b>	Pr. Bruno SAUVIAC	LHC, Université de Saint-Etienne
	Pr. Florence PODEVIN	TIMA, INP Grenoble
<b>Examineur</b>	Pr. Fabien FERRERO	LEAT, Université Côte d'azur
<b>Invité</b>	Dr. François RAULT	GEMTEX, ENSAIT
<b>Directeur</b>	Pr. Eric LHEURETTE	IEMN, Université de Lille
<b>Co-encadrant</b>	Dr. Ludovic BURGNIES	IEMN, Université du Littoral Côte d'Opale





# **Remerciement**

Tout d'abord, je tiens à remercier vivement les membres du jury d'avoir accepté de rapporter et d'évaluer ce manuscrit de thèse. Parmi eux, **M. Bruno SAUVIAC**, Professeur à l'Université de Saint Etienne, et **Mme Florence PODEVIN**, Professeur à l'INP de Grenoble, en tant que rapporteurs, **M. Aziz BENLARBI-DELAÏ**, Professeur à Sorbonne Université, en tant qu'examineur et Président de jury, et **M. Fabien FERERRO**, Professeur à l'Université Côte d'azur, en tant qu'examineur, **M. François RAULT**, Maître de Conférences à l'ENSAIT, en tant qu'invité le jour de la soutenance. Je suis tellement reconnaissant de les avoir comme membres de jury pour juger mes travaux de cette thèse.

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, dirigé successivement par **M. Lionel BUCHAILLOT** et **Thierry MELIN** que je remercie pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie l'Agence Nationale de la Recherche et la Direction Générale de l'Armement pour le financement de la thèse par l'intermédiaire du projet **CONTEXT ANR-17-CE24-0013**.

Mes chaleureux remerciements s'adressent à mon directeur de thèse **Eric LHEURETTE**, pour m'avoir accueilli dans le groupe **SUBLAMBDA** et pour sa confiance envers moi. J'ai eu beaucoup de chance de préparer ma thèse sous la direction de quelqu'un de sympathique et gentil comme **Eric**.

Un très grand merci à mon encadrant **Ludovic BURNIES** pour m'avoir donné l'opportunité de faire partie du projet **CONTEXT**. Avec lui, j'ai appris énormément de choses que ce soient personnelles ou professionnelles. Sans ses conseils, ses propositions, son soutien et ses encouragements constants pendant les trois années, ce doctorat n'aurait jamais été réalisable. Pour moi, il est un bon exemple de la passion et de l'attitude rigoureuse envers la recherche scientifique. Je ne sais pas vraiment comment je peux le remercier pour tout ce qu'il a fait pour moi sans s'ennuyer ni se fatiguer.

J'adresse des sincères remerciements à **Dominique SZYMIK** du département **EEA** de l'Université de Lille et à **Thierry FLAMENT** de Polytech Lille pour leur aide à la fabrication des structures sur PCB par gravure chimique et gravure sèche. Je remercie également **François DASSONVILLE** et **Baptiste GARNIER** de l'ENSAIT pour la fabrication des structures par la technique de broderie sur textile, je suis reconnaissant à **Baptiste** pour son temps de thèse sacrifié

*pour fabriquer nos structures. Je tiens aussi à adresser mes remerciements à **François RAULT**, **Hubert OSTYN** et **Morane DEBUE** de l'ENSAIT pour leurs précieux efforts pour la fabrication d'une métasurface par la technique de tricot spacer. Je n'oublie pas à remercier infiniment **Cédric COCHRANE** et **Vladan KONCAR** de l'ENSAIT pour leur supervision et pour le temps consacré à partager leurs expériences dans le domaine de textile.*

*Je tiens à remercier la plateforme de caractérisations PCMP de l'IEMN représenté par **Vanessa AVRAMOVIC** et **Etienne OKADA** qui m'ont apporté beaucoup d'aide pour préparer autant de fois le banc de mesure.*

*Ce travail de thèse fait partie du projet CONTEXT dans lequel deux autres partenaires sont impliqués : le GEMTEX (ENSAIT) de Roubaix et le LEAT de Nice. Je tiens donc à remercier tous les membres de ce projet et en particulier **Fabien FERRERO** et **Maria El-BACHA** du LEAT pour leurs discussions, leurs remarques et leurs partages d'information durant les réunions d'avancement de travail organisées dans le cadre du projet. Je remercie aussi **Mme Rose-Marie SAUVAGE** pour avoir suivi mes travaux durant les réunions du projet.*

*Je tiens aussi à adresser mes remerciements à **Nora BENBAHLOULI** et **Hélène DELSARTE** pour leurs renseignements et leurs aides du côté administratif.*

*Je dédicace ce travail modeste à **mes parents**, à **ma sœur** et **mes frères**. Je les remercie de tout cœur pour l'encouragement et pour être toujours à mes côtés dans les moments difficiles depuis le début de mon cursus universitaire.*

*Enfin, je tiens à remercier mes amis : **Mohamed, Ibrahim, Zaki, Hajar, Ali, Rami, Abdelmounaim, Zoheir, Abdelghafour, Fatima, Warda, Faouzi, Roman, Baker, Bilal, Jawad ...** pour les agréables moments passés ensemble pendant les trois dernières années. Je m'excuse autant de fois pour toutes les personnes que j'ai oubliées.*

# Table des matières

## Chapitre 1

1. Introduction générale.....	5
-------------------------------	---

## Chapitre 2

2. Onde électromagnétique de surface : de l'optique aux fréquences microondes.....	9
2.1 Introduction.....	9
2.2 Plasmon polariton de surface (optique).....	11
2.2.1 Diagramme de dispersion.....	11
2.2.2 Confinement du champ électromagnétique.....	16
2.3 Onde de surface aux fréquences microondes et Terahertz.....	18
2.3.1 Métamatériaux.....	20
2.3.2 Plan métallique perforé.....	21
2.3.3 Plan métallique corrugué.....	24
2.3.4 Lignes corruguées.....	27
2.3.5 Métasurface à patches et métasurface mushroom.....	29
2.4 Injection des ondes de surface.....	33
2.4.1 En optique.....	33
2.4.2 Aux microondes.....	35
2.5 Conclusion.....	37
2.6 Références.....	39

## Chapitre 3

3. Techniques de simulations et méthodes expérimentales.....	45
3.1 Introduction.....	45
3.2 Simulations numériques.....	46
3.2.1 Diagramme de dispersion.....	46
3.2.2 Paramètres Scattering.....	49
3.3 Dispositifs expérimentaux.....	50
3.3.1 Mesures des paramètres Scattering.....	50
3.3.2 Détermination du diagramme de dispersion.....	52
3.3.2.1 Méthode directe.....	53
3.3.2.2 Méthode "TRL".....	58
3.4 Matériaux utilisés.....	63
3.4.1 Propriétés des substrats PCB.....	63
3.4.2 Fabrication des structures textiles par broderie.....	65
3.4.3 Fabrication d'une métasurface mushroom par tricot 3D (spacer).....	69
3.5 Conclusion.....	71
3.6 Références.....	73

## Chapitre 4

4. Guidage d'ondes de surface sur des lignes corruguées.....	77
4.1 Introduction.....	77

4.2 Ligne corruguée.....	79
4.2.1 Fabrication envisagée.....	79
4.2.2 Diagramme de dispersion.....	79
4.2.3 Confinement du champ électromagnétique.....	82
4.2.4 Propriétés de transmission.....	83
4.2.5 Résultats expérimentaux.....	87
4.2.5.1 Transmission et réflexion.....	87
4.2.5.2 Diagramme de dispersion.....	90
4.3 Ligne en méandre.....	91
4.3.1 Fabrications envisagées.....	91
4.3.2 Diagramme de dispersion.....	91
4.3.3 Propriétés de transmission.....	94
4.3.4 Résultats expérimentaux.....	96
4.3.4.1 Transmission et réflexion.....	96
4.3.4.2 Diagramme de dispersion.....	100
4.4 Application à la communication autour du corps humain.....	101
4.4.1 Influence de la distance entre les antennes et la ligne.....	101
4.4.2 Influence de l'orientation des antennes.....	102
4.4.3 Comportement sous courbure.....	103
4.4.4 Influence du corps humain.....	104
4.5 Conclusion.....	105
4.6 Références.....	107

## Chapitre 5

5. Guidage d'ondes de surface sur des métasurfaces à 2 dimensions.....	111
5.1 Introduction.....	111
5.2 Métasurface AMC.....	112
5.2.1 Métasurface AMC à patch.....	112
5.2.2 Diagramme de dispersion.....	115
5.2.3 Résultats expérimentaux.....	117
5.2.4 Métasurface AMC textile à patch.....	120
5.2.5 Métasurface AMC textile à mushroom.....	121
5.2.6 Résultats expérimentaux.....	123
5.3 Métasurface à anneaux.....	125
5.3.1 Diagramme de dispersion.....	125
5.3.2 Propriétés de transmission.....	127
5.3.3 Résultats expérimentaux.....	129
5.4 Conclusion.....	135
5.5 Références.....	136

## Chapitre 6

6. Conclusion générale.....	139
-----------------------------	-----

## Annexe

A) Suppression de l'onde stationnaire produite dans la ligne en méandre.....	145
--	-----





*Chapitre 1 :*  
*Introduction générale*

# 1. Introduction générale

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le projet de recherche *CONTEXT ANR-17-CE24-0013* (CONnected TEXTiles for body-centric communication) financé par l'Agence Nationale de la Recherche (*ANR*) et par la Direction Générale de l'Armement (*DGA*) dans lequel deux autres partenaires sont impliqués : le *GEMTEX* de Roubaix et le *LEAT* de Sophia Antipolis. Les tâches confiées à cette thèse sont de réaliser des guides d'ondes de surface sur des textiles en s'inspirant du domaine des métamatériaux pour viser l'amélioration de transmission de données autour du corps humain dans le contexte des vêtements intelligents.

En raison des applications potentielles étendues, tels que les services médicaux, militaires et le divertissement sans fil, la thématique du réseau sans fil autour du corps humain (*WBAN*) a reçu une attention considérable au cours de la dernière décennie. La thématique consiste à développer des capteurs et des appareils intelligents pour les intégrer à proximité ou sur le corps humain pour collecter des signes physiologiques, vitaux ou des données de mouvements. Les avancées récentes de la recherche portant sur la thématique ont montré que les capteurs peuvent être intégrés dans les vêtements en utilisant des fils conducteurs. Cependant, les capteurs intégrés sur le corps nécessitent des interconnexions pour les alimenter ou pour transférer les données vers un appareil de coordination (smartphone par exemple). L'interconnexion directe entre les capteurs en utilisant des câbles est largement utilisée, mais une telle approche n'est pas bien adaptée à une utilisation quotidienne car elle perturbe l'activité physique. Dans ce contexte, des guides d'ondes introduits dans le textile entre les capteurs seraient un moyen prometteur pour guider les ondes autour du corps humain. Un guide d'onde électromagnétique adapté aux applications de communication autour corps humain via des textiles intelligents portables peut être le guide d'ondes de surface. Le guidage par plasmon polariton de surface est très connu dans le domaine de l'optique. Les plasmons polaritons de surface sont des ondes électromagnétiques fortement confinées sur la surface d'un métal lors d'une excitation des plasmons par une onde optique. Ce type de propagation est engendré grâce aux mouvements collectifs des électrons libres localisés à la surface du métal. Pour les plus basses fréquences, telles que les microondes (domaine d'intérêt de cette thèse), les métaux ne peuvent pas supporter ce mode de surface à cause de la forte conductivité du métal, mais l'utilisation du concept des métamatériaux a ouvert la voie du guidage d'onde de surface aux domaines des basses fréquences. Parmi les métasurfaces à guide d'ondes de surface proposées dans la littérature, on trouve notamment le plan métallique perforé, le plan métallique corrugué et les

métasurfaces à patch. En général, l'introduction de motifs métalliques, de taille inférieure à la longueur d'onde, arrangés périodiquement permet de guider des modes de surface de mêmes caractéristiques que les plasmons polaritons de surface excités sur des métaux aux fréquences optiques. Dans cette thèse, notre objectif est focalisé sur l'étude du guidage d'onde de surface en utilisant des structures à une ou à deux dimensions. Puis, nous essayons de les produire en utilisant des méthodes de fabrications classiques utilisées en textile à savoir la broderie ou le tricot dit spacer. Dans ce contexte, les résultats présentés dans ce manuscrit sont organisés suivant quatre grands chapitres à l'exclusion du premier et du sixième chapitre qui concernent l'introduction et la conclusion générale.

Le **chapitre 2** présentera un état de l'art sur le concept d'onde de surface du domaine de l'optique jusqu'aux fréquences microondes. La première partie de ce chapitre sera dédiée à l'étude du diagramme de dispersion de l'onde de surface excitée par une onde optique sur la surface d'un métal grâce aux plasmons de surface. Nous décrirons les propriétés physiques du plasmon polariton de surface en nous basant sur les équations de MAXWELL et sur le modèle de Drude qui permet d'introduire la permittivité des métaux. Par la suite, nous exposerons des études dans le domaine des métamatériaux en montrant que les propriétés de l'onde de surface obtenues naturellement par des plasmons de surface sont également obtenues aux basses fréquences en utilisant des métamatériaux. À la fin du chapitre, nous décrirons différentes techniques d'excitation de l'onde de surface qui apparaît naturellement sur le métal (domaine optique) ou artificiellement sur les métasurfaces (domaine des basses fréquences). Pour s'adapter à l'objectif des communications sans fil autour du corps humain qui concerne principalement l'excitation non connectée des métasurfaces, nous citerons des études montrant la possibilité d'exciter l'onde de surface sur des métasurfaces en utilisant des antennes placées à proximité de la structure.

Le **chapitre 3** abordera les outils numériques et expérimentaux considérés pour étudier le guidage d'ondes de surface sur des métasurfaces. En général, les guides d'ondes de surface présentés dans cette thèse seront étudiés en déterminant d'une part leur diagramme de dispersion et d'autre part leurs coefficients de transmission et de réflexion en les excitant via des antennes dipôles. Les simulations de diagrammes de dispersion et des paramètres scattering seront effectuées à l'aide du logiciel commercial Ansys *HFSS*. Ensuite, nous détaillerons deux méthodes de détermination expérimentale du diagramme de dispersion, la première concerne une méthode directe basée sur la différence de phase du coefficient de transmission mesuré à deux endroits différents sur la métasurface. Pour la seconde, il s'agit d'une méthode issue du calibrage "*TRL*"

(Thru-Reflect-Line) et qui est basée sur un calcul de valeurs propres d'une matrice construite à partir de deux matrices scattering mesurées à deux endroits différents sur la structure. Nous détaillerons à la fin du chapitre les techniques de fabrication mises en œuvre pour réaliser les guides d'ondes de surface sur textile et en particulier celles de la broderie et du tricot spacer.

Le **chapitre 4** reportera les résultats de simulation et expérimentaux sur la propagation d'onde de surface guidée par des lignes plasmoniques corruguées. La première partie sera consacrée à l'excitation des modes pair et impair supportés par la ligne corruguée en utilisant des antennes dipôles placées perpendiculairement et parallèlement à proximité de la ligne, respectivement. La vérification expérimentale a été effectuée en fabriquant dans un premier temps une ligne corruguée en cuivre sur un substrat de *FR4*. Pour des raisons de simplicité de fabrication des structures par la technique de broderie, une ligne plasmonique en méandre brodée sera proposée. Cette ligne permettra de guider également le mode pair et impair via une excitation par couplage magnétique des antennes dipôles placées perpendiculairement ou parallèlement à proximité de la ligne en méandre.

Le **chapitre 5** se focalisera sur le guidage d'onde de surface par des métasurfaces structurées à deux dimensions. Dans ce chapitre, nous étudierons trois métasurfaces supportant des modes de propagations électromagnétiques de surface. La première et la deuxième métasurfaces seront des métasurfaces *AMC* (Artificial Magnetic Conductor) à patch ou à mushroom qui sont formées par des patches métalliques déposées sur le substrat en présence ou en l'absence de connexions (vias) avec le plan de masse. La métasurface *AMC* à mushroom a été fabriquée par la technique de tricot spacer et les résultats expérimentaux seront présentés. Nous terminerons le chapitre avec une métasurface sans plan de masse formée par des anneaux arrangées périodiquement sur le substrat. La métasurface à anneaux a été fabriquée sur textile par broderie et les résultats obtenus seront comparés avec ceux obtenus pour une métasurface fabriquée sur circuit imprimé (*PCB*). Les performances de transmission de cette structure seront évaluées en l'excitant par des antennes dipôles placées en vis à vis parallèlement aux axes de la structure ou en diagonale.

## *Chapitre 2 :*

# *Onde électromagnétique de surface : de l'optique aux fréquences microondes*

## 2. *Onde électromagnétique de surface : de l'optique aux fréquences microondes*

### 2.1 *Introduction*

Le plasmon polariton de surface (*SPP*) est une onde électromagnétique de surface connue depuis le milieu du siècle dernier grâce aux études de R. Ritchie sur des fines feuilles métalliques [1]. Cette onde est caractérisée par des champs localisés à l'interface entre un métal et un diélectrique. Elle se propage parallèlement à l'interface avec un champ électromagnétique qui décroît de façon exponentielle dans la direction perpendiculaire à l'interface [2]. Les équations de MAXWELL montrent l'existence d'un mode se propageant à l'interface entre deux milieux lorsque leurs permittivités sont de signes opposés. En optique, les électrons libres des métaux se comportent comme un plasma produisant une permittivité négative sous la fréquence de plasma. Une onde électromagnétique incidente de fréquence légèrement inférieure à la fréquence de plasma peut se coupler avec les électrons libres du métal et générer un plasmon polariton de surface qui se propage à l'interface métal-air. La courbe de dispersion de l'onde de surface est caractérisée par un vecteur d'onde supérieur à celui de la propagation en espace libre. Cela se traduit physiquement par un fort confinement du champ électromagnétique à la surface et une vitesse de propagation de l'onde plus faible que la vitesse dans le vide. C'est pourquoi, l'excitation d'un plasmon polariton de surface nécessite une condition portant sur la valeur du vecteur d'onde. Il est donc nécessaire d'exciter la surface du métal par une onde électromagnétique ayant un vecteur d'onde de valeur similaire à celle du plasmon de surface. Dans ce but, il existe différentes techniques d'injections permettant de convertir le vecteur d'onde incident en un vecteur d'onde de surface. Parmi ces techniques, on trouve des réseaux de diffraction [2], la configuration de Kretschmann [2] et celle d'Otto [3].

À plus basse fréquence, dans le domaine des Terahertz et des microondes, la réponse électromagnétique des métaux est dominée par une forte conductivité. Les métaux se comportent alors davantage comme des conducteurs électriques parfaits (*PEC*) que comme des plasmas à permittivité négative du domaine de l'optique. En 2004, J. Pendry et *al.* [4] ont montré par un modèle analytique que la surface d'une plaque conductrice perforée peut supporter des modes semblables à ceux du plasmon polariton de surface. Le diagramme de dispersion dépend alors des paramètres géométriques des perforations, et il peut être adapté à n'importe quelle fréquence en ajustant la taille des perforations. Ensuite, F. Garcia-Vidal et *al.* [5] ont proposé un modèle

analytique permettant d'étudier la propagation d'une onde de surface sur un plan métallique corrugué. Les auteurs ont montré également la dépendance de la courbe de dispersion des ondes de surface aux dimensions géométriques de la corrugation. À partir de ces études, l'utilisation d'un plasmon polariton de surface a largement été envisagée pour manipuler les ondes électromagnétiques en Terahertz et en microondes. De manière générale, l'ajout d'une structuration périodique sur la surface d'un métal avec une période inférieure à la longueur d'onde permet d'obtenir des propriétés de l'onde électromagnétique similaires à celles d'un plasmon polariton de surface. Par conséquent, l'utilisation du concept des métamatériaux a ouvert la voie de la plasmonique vers le domaine des Terahertz et microondes. Dans la littérature, une onde de surface se propageant sur un métamatériau est appelée plasmon polariton de surface artificiel (Spoof Surface Plasmon Polariton).

L'objectif de cette thèse porte essentiellement sur le guidage d'ondes de surface en microondes en utilisant des métamatériaux textiles pour des applications dans le domaine des communications autour du corps humain. La thématique des communications sans fil autour du corps humain présente un grand intérêt en raison des nombreuses applications dans les domaines de la santé, de la télémédecine et du sport. Le principe repose sur la collecte de données mesurées par des capteurs placés sur le corps humain et le transfert de ces données vers un smartphone ou un appareil électronique externe. L'inconvénient principal de ces communications est que les ondes électromagnétiques issues des capteurs peuvent être perturbées ou absorbées par le corps humain. Afin de limiter les perturbations, un guide d'onde de surface réalisé par un métamatériau textile peut être une solution pertinente pour transférer et améliorer les performances de la transmission de données.

Dans ce chapitre, nous présentons un aperçu de l'évolution du concept d'onde de surface en partant du domaine de l'optique et en allant jusqu'aux fréquences microondes. La première partie est consacrée à l'étude de la dispersion de l'onde de surface dans le domaine de l'optique en se basant d'une part sur les équations de MAXWELL, et d'autre part sur le modèle de Drude qui décrit la dépendance de la permittivité complexe du métal à la fréquence de l'onde électromagnétique. La deuxième partie porte sur le guidage de l'onde de surface aux basses fréquences grâce à l'utilisation des métamatériaux. Nous abordons également les techniques d'injection de l'onde de surface que ce soit dans le domaine de l'optique ou en microondes. Nous exposons enfin des études montrant la possibilité d'exciter directement la métasurface via des antennes. Ce dernier type d'excitation sera

considéré par la suite dans les travaux de cette thèse pour s'adapter à l'application des communications sans fil autour du corps humain.

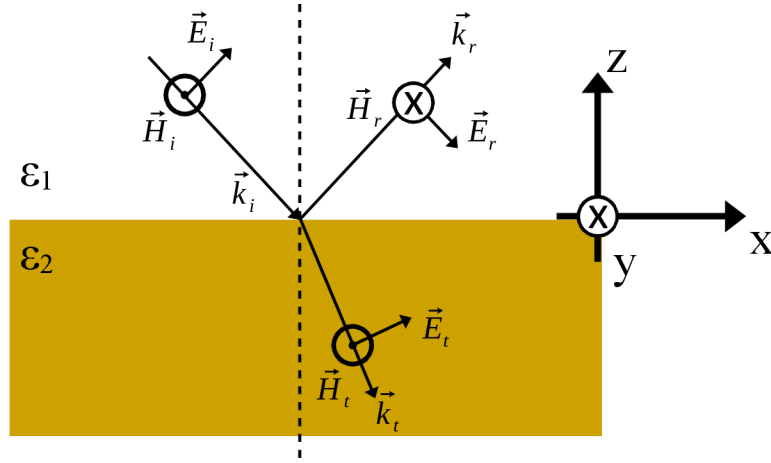
## 2.2 *Plasmon polariton de surface (optique)*

Le terme plasmon de surface (*SP*) a été proposé pour la première fois par R. Ritchie au milieu du 20ème siècle pour étudier la réponse énergétique de fines feuilles métalliques lorsqu'elles sont soumises à un bombardement électronique rapide [1]. Son travail se focalisait sur l'observation d'une perte d'énergie d'un faisceau électronique liée aux oscillations des électrons de conduction sur la surface du métal. Il a donné dans cette étude le nom de plasmon aux oscillations des électrons. Il a ensuite utilisé le terme plasmon de surface pour distinguer les oscillations plasmoniques qui apparaissent à la surface du métal de celles qui apparaissent habituellement dans le volume du métal [6]. Près de dix ans plus tard, A. Otto a publié une étude menée sur une méthode d'excitation de plasmons de surface générés par la réflexion totale à l'aide d'un prisme, mais cette fois-ci en considérant une onde électromagnétique optique plutôt qu'un faisceau de particules chargées [3]. Physiquement, l'origine de l'onde de surface provient des oscillations des électrons à la surface du métal. Elles sont caractérisées par une fréquence de vibration appelée fréquence de plasma  $\omega_p$ . Ces oscillations peuvent être couplées avec un faisceau de charges ou une onde électromagnétique incidente ayant une énergie proche de l'énergie de plasma  $\hbar\omega_p$ . Pour une onde électromagnétique, le couplage avec le plasmon produit une onde localisée se propageant le long de la surface du métal. En résumé, le terme plasmon de surface (*SP*) désigne uniquement les oscillations des électrons à la surface du métal, tandis qu'un plasmon polariton de surface (*SPP*) correspond à une onde de surface provenant du couplage entre les oscillations des électrons dans le métal et l'onde électromagnétique localisée au dessus du métal.

### 2.2.1 *Diagramme de dispersion*

La condition d'existence d'un mode de propagation sur la surface peut être étudiée à partir des équations de MAXWELL en déterminant la relation de dispersion d'une onde se propageant parallèlement à l'interface entre deux milieux. La Figure 2.1 illustre un exemple d'une onde électromagnétique incidente, réfléchiée et transmise à l'interface entre deux milieux de permittivités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ .





**Figure 2.1:** Schéma représentant l'onde incidente, réfléchie et transmise en polarisation Transverse Magnétique (TM) à l'interface entre deux milieux de permittivité relative  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ .

L'onde électromagnétique illustrée sur la Figure 2.1 est en polarisation Transverse Magnétique (TM) et les champs électrique  $E$  et magnétique  $H$  s'expriment sous la forme :

$$\vec{E} = (E_x, 0, E_z) e^{i(k_x x - k_z z - \omega t)} \quad (2.1)$$

$$\vec{H} = (0, H_y, 0) e^{i(k_x x - k_z z - \omega t)} \quad (2.2)$$

avec  $k_x$  et  $k_z$  les composantes du vecteur d'onde dans les directions  $x$  et  $z$ , et  $\omega = 2\pi f$  la pulsation de l'onde. Selon la Figure 2.1, on remarque que la composante  $H_y$  doit être négative pour  $H_i$  et  $H_t$ , et positive pour  $H_r$ . Par la suite, les équations de MAXWELL et les conditions de continuité des champs électromagnétiques seront utilisées en considérant une interface plane entre deux milieux semi-infinis, non magnétiques et isotropes. En introduisant les expressions du champ électrique  $E$  et du champ magnétique  $H$  (équation (2.1) et (2.2)) dans l'équation de MAXWELL (2.3)

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.3)$$

le champ magnétique peut s'exprimer en fonction de  $E_x$  ou  $E_z$ .

$$H_y = \epsilon \omega \frac{E_x}{k_z} = -\epsilon \omega \frac{E_z}{k_x} \quad (2.4)$$

L'équation (2.4) permet d'exprimer les composantes  $E_z$  et  $H_y$  en fonction de  $E_x$ . En introduisant ces expressions dans les équations (2.1) et (2.2), les champs électrique  $E$  et magnétique  $H$  de l'onde incidente, réfléchie et transmise peuvent s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}_i = E_{ix} \left(1, 0, +\frac{k_{x_1}}{k_{z_1}}\right) e^{i(k_{x_1}x - k_{z_1}z - \omega t)} \quad (2.5)$$

$$\vec{E}_r = E_{rx} \left(1, 0, -\frac{k_{x_1}}{k_{z_1}}\right) e^{i(k_{x_1}x + k_{z_1}z - \omega t)} \quad (2.6)$$

$$\vec{E}_t = E_{tx} \left(1, 0, +\frac{k_{x_2}}{k_{z_2}}\right) e^{i(k_{x_1}x - k_{z_2}z - \omega t)} \quad (2.7)$$

$$\vec{H}_i = E_{ix} \left(0, -\frac{\omega \varepsilon_1}{k_{z_1}}, 0\right) e^{i(k_{x_1}x - k_{z_1}z - \omega t)} \quad (2.8)$$

$$\vec{H}_r = E_{rx} \left(0, +\frac{\omega \varepsilon_1}{k_{z_1}}, 0\right) e^{i(k_{x_1}x + k_{z_1}z - \omega t)} \quad (2.9)$$

$$\vec{H}_t = E_{tx} \left(0, -\frac{\omega \varepsilon_2}{k_{z_2}}, 0\right) e^{i(k_{x_1}x - k_{z_2}z - \omega t)} \quad (2.10)$$

Où,  $E_{ix}$ ,  $E_{rx}$  et  $E_{tx}$  représentent respectivement la composante tangentielle du champ électrique de l'onde incidente, réfléchie et transmise à l'interface entre les deux matériaux.

La condition de continuité de la composante tangentielle des champs électrique  $E_x$  et magnétique  $H_y$  à l'interface s'écrit :

$$E_x(\text{milieu 1}) = E_x(\text{milieu 2}) \quad (2.11)$$

$$H_y(\text{milieu 1}) = H_y(\text{milieu 2}) \quad (2.12)$$

et on obtient les égalités suivantes :

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{tx} \quad (2.13)$$

$$-E_{ix} \frac{\omega \varepsilon_1}{k_{z_1}} + E_{rx} \frac{\omega \varepsilon_1}{k_{z_1}} = -E_{tx} \frac{\omega \varepsilon_2}{k_{z_2}} \quad (2.14)$$

Les coefficients de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  sont définis respectivement comme un rapport entre le champ électrique réfléchi (ou transmis) et le champ électrique incident :

$$r = \frac{E_{rx}}{E_{ix}} \quad (2.15)$$

$$t = \frac{E_{tx}}{E_{ix}} \quad (2.16)$$

En introduisant le coefficient de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  dans les équations (2.13) et (2.14), on obtient les expressions des coefficients de réflexion et de transmission pour une onde en polarisation  $TM$  :

$$r(TM) = \frac{\varepsilon_1 k_{z_2} - \varepsilon_2 k_{z_1}}{\varepsilon_1 k_{z_2} + \varepsilon_2 k_{z_1}} \quad (2.17)$$

$$t(TM) = \frac{2 \varepsilon_1 k_{z_2}}{\varepsilon_1 k_{z_2} + \varepsilon_2 k_{z_1}} \quad (2.18)$$

Des résonances dans les spectres de réflexion et de transmission peuvent se produire lorsque le dénominateur commun de ces équations s'annule. Ces résonances correspondant à des ondes de surface sont obtenues lorsque :

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z_1}} = \frac{-\varepsilon_2}{k_{z_2}} \quad (2.19)$$

Nous constatons que l'équation (2.19) impose que les permittivités des deux milieux doivent être de signes opposés (les vecteurs d'onde  $k_{z_1}$  et  $k_{z_2}$  sont des termes positifs).

Une onde de surface se propageant dans la direction  $x$  ne peut avoir qu'un seul vecteur d'onde  $k_x$ . Par conséquent, la composante du vecteur d'onde suivant l'axe  $z$  peut s'écrire dans chaque milieu :

$$k_{z_1} = \sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - k_x^2} \quad (2.20)$$

$$k_{z_2} = \sqrt{\varepsilon_2 k_0^2 - k_x^2} \quad (2.21)$$

Où  $k_0 = \omega/c$  est le vecteur d'onde de propagation dans le vide avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

En introduisant les expressions du vecteur d'onde  $k_{z_1}$  et  $k_{z_2}$  dans l'équation (2.19), on obtient finalement l'équation (2.22) qui traduit la relation de dispersion d'une onde de surface se propageant suivant la direction  $x$  à l'interface entre les deux milieux.

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.22)$$

Cette onde de surface peut être générée en vérifiant deux conditions. La première a été constatée dans l'équation (2.19) : il faut que la permittivité d'un milieu soit de signe opposé à la permittivité du second milieu. La seconde condition concerne la polarisation de l'onde : l'onde doit être en

polarisation Transverse Magnétique. La propagation d'une onde en polarisation Transverse Électrique pourrait aussi être obtenue en remplaçant la condition sur les permittivités par une condition de signes opposés portant sur la perméabilité des deux milieux.

Dans la nature, les matériaux diélectriques ont une permittivité positive. La condition portant sur des permittivités de signes opposés nécessite alors d'avoir un second matériau à permittivité négative. Cette condition sera obtenue en considérant un métal pour le second matériau. La dépendance fréquentielle de la permittivité d'un métal peut être décrite par le modèle de Drude [7] qui considère les électrons libres du métal comme un gaz d'électrons libres. La permittivité relative du métal est exprimée par :

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad \text{avec} \quad \omega_p = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \quad (2.23)$$

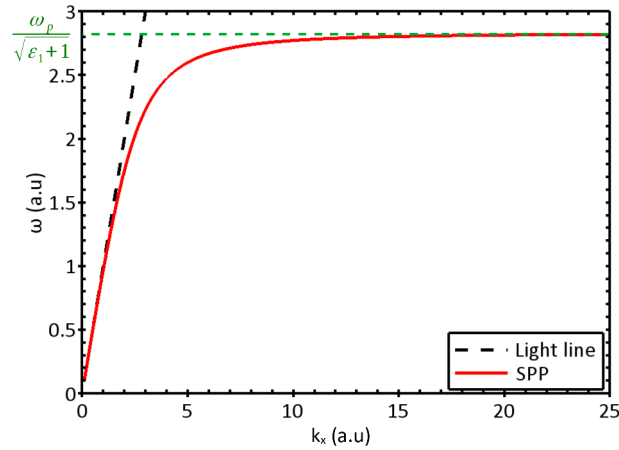
Où  $i$  est le nombre imaginaire pur,  $\omega$  la pulsation,  $\gamma$  le coefficient de collision des électrons libres avec les ions du métal,  $\omega_p$  la pulsation de vibration des électrons à la surface du métal (pulsation de plasma),  $N$  la concentration des électrons,  $e$  la charge élémentaire,  $m$  la masse de l'électron et  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide.

Le coefficient  $\gamma$  traduit les pertes et il peut être considéré nul dans le cas d'un métal idéal. En tenant compte de cette dernière approximation, l'expression de la permittivité  $\varepsilon_2(\omega)$  du métal se simplifie :

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.24)$$

Comme déjà évoqué, le plasmon polariton de surface peut apparaître à l'interface entre deux milieux à condition que la permittivité de l'un des milieux soit négative. À partir de l'équation (2.24), la permittivité du métal  $\varepsilon_2(\omega)$  est négative lorsque la pulsation est inférieure à la pulsation de plasma  $\omega < \omega_p$ .

La Figure 2.2 représente le diagramme de dispersion d'un plasmon polariton de surface généré à l'interface entre un métal et l'air en comparaison avec la dispersion d'une onde en espace libre. Ce diagramme de dispersion est obtenu en utilisant la relation de dispersion (2.22) pour une permittivité du métal  $\varepsilon_2(\omega)$  exprimée par l'équation (2.24).



**Figure 2.2:** Diagramme de dispersion d'un plasmon polariton de surface (SPP) généré à l'interface métal-air, et celui correspondant à une propagation en espace libre ( $k_0$ , Light line).

Comme le montre la Figure 2.2, la dispersion du plasmon polariton de surface à basses fréquences coïncide avec le cône de lumière (Light line). Cela signifie que le mode plasmonique n'existe pas dans cette gamme de fréquence et que le champ électromagnétique n'est pas localisé à l'interface mais s'étend dans l'air. Le plasmon polariton de surface n'existe que lorsque la valeur du vecteur d'onde  $k_x$  est supérieure au vecteur d'onde en espace libre  $k_0$ . De ce fait, la bande fréquentielle d'existence d'un plasmon polariton de surface se situe entre une pulsation pour laquelle le vecteur d'onde  $k_x$  commence à se séparer de la Light line et la pulsation de résonance  $\omega_{résonance}$ . Cette dernière correspond à une vitesse de groupe nulle ( $v_g = d\omega/dk_x = 0$ ) et elle est définie par :

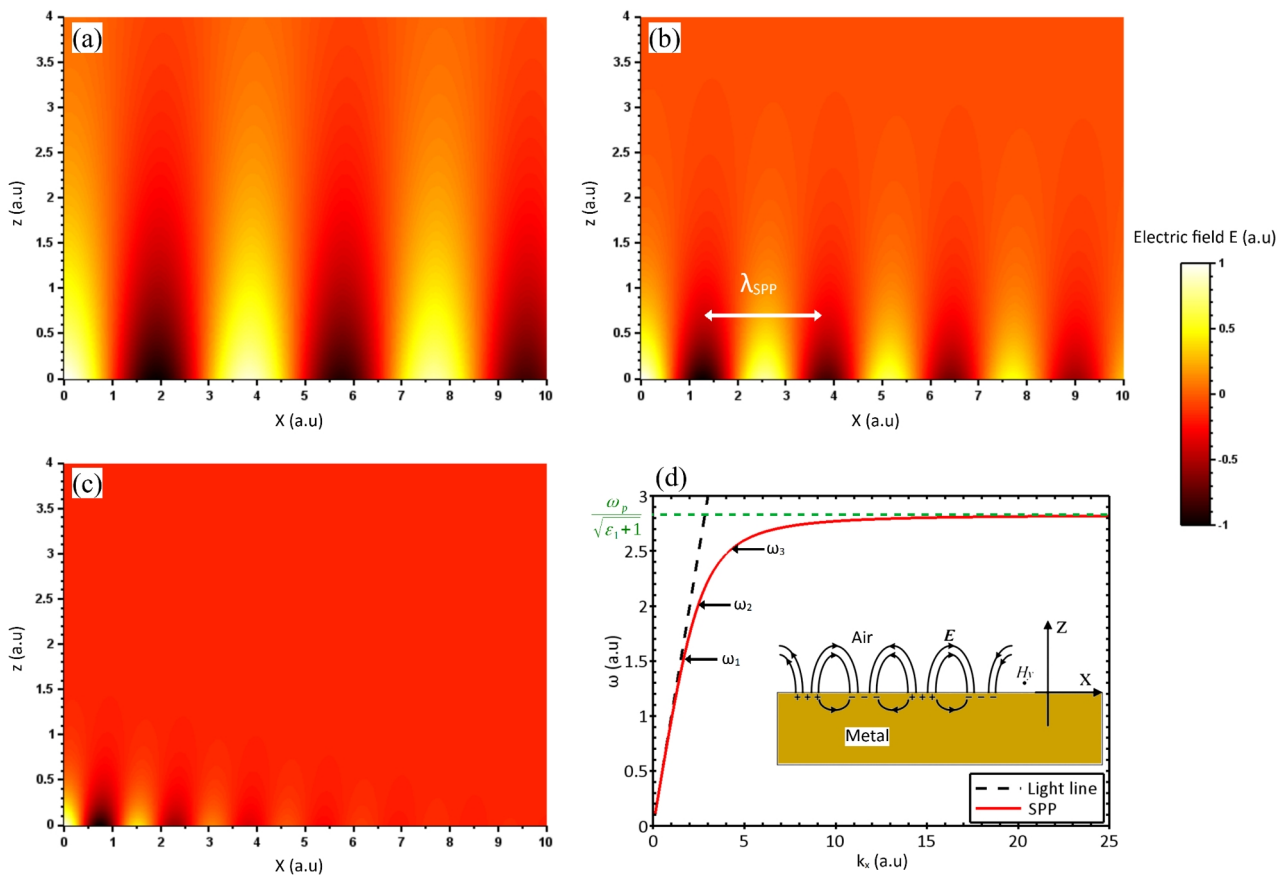
$$\omega_{résonance} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_1 + 1}} \quad (2.25)$$

Où,  $\epsilon_1$  est la permittivité de diélectrique du matériau 1 (ou de l'air).

## 2.2.2 Confinement du champ électromagnétique

Pour étudier le confinement du champ électromagnétique à l'interface entre un métal et un diélectrique, le champ électrique  $E$  est représenté Figure 2.3 en se basant sur la relation de dispersion (équation (2.22)), la permittivité du métal décrite par le modèle de Drude (équation (2.23)), et l'air comme matériau diélectrique ( $\epsilon_1 = 1$ ). Pour se rapprocher de la réalité, l'expression de la permittivité du métal incluant le terme  $\gamma$  associé aux pertes par collision d'électrons est considérée. Les Figures 2.3 (a), (b) et (c) représentent la répartition du champ électrique  $E$  dans le plan  $xz$  respectivement pour trois valeurs de la pulsation  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$  ( $\omega_3 > \omega_2 > \omega_1$ ) indiquées sur le diagramme de dispersion tracé Figure 2.3 (d). Le résultat montre que le champ électrique  $E$  à la pulsation  $\omega_1$  fait apparaître un faible confinement au dessus de la surface. Au contraire pour les

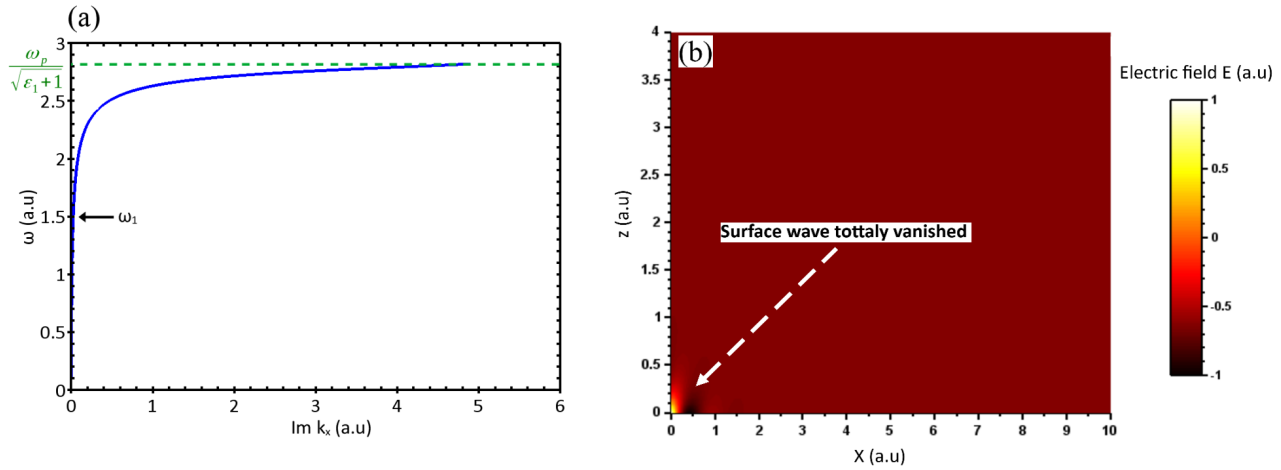
pulsations  $\omega_2$  et  $\omega_3$  un fort confinement du champ électrique est observé. L'augmentation de la valeur du vecteur d'onde  $k_x$  se traduit par un fort confinement du champ à l'interface et par une diminution de la longueur d'onde  $\lambda_{SPP}$  dans la direction  $x$  ( $k_x=2\pi/\lambda_{SPP}$ ). Outre le confinement du champ électrique au dessus de la surface, nous constatons également que l'onde de surface décroît exponentiellement en se propageant le long de l'interface comme observé clairement sur la carte du champ Figure 2.3 (c). Cette décroissance est attribuée aux pertes qui augmentent lorsque la pulsation de l'onde se rapproche de la pulsation de résonance  $\omega_p/\sqrt{2}$  (pour  $\epsilon_l=1$  dans le cas d'une interface métal-air). Pour étudier les pertes, il nous faut déterminer la partie imaginaire du vecteur d'onde  $k_x$ .



**Figure 2.3:** Carte du champ électrique  $E$  à l'interface métal-air à différentes valeurs de pulsations : (a)  $\omega_1$ , (b)  $\omega_2$  et (c)  $\omega_3$ . (d) Diagramme de dispersion du plasmon polariton de surface à l'interface métal-air. Les pulsations considérées pour les cartes du champ tracées sont indiquées en (d). En insert, représentation schématique du champ électrique  $E$  à l'interface métal-air.

La Figure 2.4 (a) représente l'évolution de la pulsation de l'onde de surface en fonction de la partie imaginaire du vecteur d'onde  $Im(k_x)$  dans la direction  $x$ . Le résultat montre qu'à basse fréquence, la partie imaginaire du vecteur d'onde est nulle. Cela signifie qu'il n'y a pas de perte par plasmons de surface car ils ne sont pas excités. À partir de la pulsation approximative  $\omega_1$ , la partie imaginaire du vecteur d'onde augmente de plus en plus pour devenir maximale à la pulsation de résonance. La

carte de champ  $E$  à la fréquence de résonance représentée Figure 2.4 (b), montre que le plasmon polariton de surface ne se propage plus. C'est-à-dire que l'onde électromagnétique incidente à la fréquence de résonance sera complètement absorbée par les plasmons de surface du métal et l'onde de surface ne pourra pas se propager à l'interface air-métal.



**Figure 2.4:** (a) Pulsation en fonction de la partie imaginaire du vecteur d'onde  $k_x$  ( $\text{Im } k_x$ ). (b) Carte du champ électrique  $E$  tracée dans le plan  $xz$  à la fréquence de résonance  $\omega_p/\sqrt{2}$ .

Enfin, un plasmon polariton de surface de vecteur d'onde  $k_x$  ne pourra pas être généré directement par une onde incidente de vecteur d'onde  $k_0 = k_x$ . Pour cette raison, on trouve en optique plusieurs techniques pour générer l'onde de surface. Ces techniques utilisent soit un prisme soit un réseau de diffraction pour convertir le vecteur d'onde en espace libre en un vecteur d'onde du plasmon polariton de surface  $k_x > k_0$ . Ces techniques de conversion du vecteur d'onde seront précisées dans le paragraphe 2.4.

Dans cette partie, nous avons discuté des propriétés de propagation d'une onde de surface dans le domaine de l'optique en montrant que son origine provient de l'excitation des plasmons de surface des métaux. Pour des fréquences plus basses, le métal ne peut plus supporter de plasmon polariton de surface à cause de sa forte conductivité. Pour observer des ondes de surface en Terahertz et en microondes, l'utilisation du concept des métamatériaux est habituellement envisagée.

### 2.3 Onde de surface aux fréquences microondes et Terahertz

Les premières études sur le concept de guidage d'onde sur des surfaces ont débutées pour les radiofréquences lorsque J. Zenneck et A. Sommerfeld ont cherché à répondre à la question « comment une onde radio se propage à la surface de la mer et de la terre ? ». En 1907, J. Zenneck a

montré qu'il existe une solution particulière de l'équation de MAXWELL à l'interface entre l'air et un milieu de forte conductivité comme par exemple l'eau de mer [8]. Cette solution traduit une onde se propageant dans une direction parallèle à la surface avec une décroissance exponentielle du champ électromagnétique dans la direction perpendiculaire à l'interface. En 1909, A. Sommerfeld a publié également des travaux portant sur la propagation d'ondes radiofréquences le long de la surface de la terre [9]. R. Ritchie a mentionné ces deux travaux dans un article de 1973 en précisant que le plasmon polariton de surface se rapporte à des phénomènes de très courte longueur d'onde dans le régime optique, tandis que les ondes de Sommerfeld-Zenneck sont liées à la propagation d'une onde de très grande longueur d'onde [6]. En réalité, les propriétés de propagation d'une onde de Zenneck-Sommerfeld et d'un plasmon polariton de surface ne sont pas similaires [10]. En 2004, dans un article sur les métamatériaux, C. Caloz et *al.* [11] ont montré l'existence en microondes d'un plasmon polariton de surface à l'interface entre deux milieux, l'un dit "main droite" (right-handed) et le second "main gauche" (left-handed). Dans cette étude, ils ont indiqué la relation entre les ondes de Zenneck et les plasmons polaritons de surface comme suit : « La principale différence physique entre les ondes de Zenneck et les plasmons polaritons de surface est que, dans le dernier cas, la partie réelle du vecteur d'onde normal à l'interface dans la région métallique a généralement (mais pas toujours) le même signe (au lieu du signe opposé) que celle dans la région de permittivité positive ». Par la suite, ceci a permis dans la littérature d'associer les ondes de surface observées sur les métamatériaux aux propriétés d'un plasmon polariton de surface et non à une onde de Zenneck-Sommerfeld.

J. Pendry et *al.* [4] ont publié également en 2004 un modèle analytique permettant de calculer la relation de dispersion d'une onde se propageant sur la surface d'un substrat métallique perforé. Le diagramme de dispersion déterminé par ce modèle présente une forte similitude avec celui d'un plasmon polariton de surface dans le domaine optique. De plus, ce diagramme de dispersion dépend des paramètres géométriques des perforations, et il peut donc être ajusté en fréquence en modifiant les dimensions de la structuration. Différentes vérifications expérimentales ont validé le guidage d'onde de surface sur ce type de métamatériau dans les fréquences microondes et Terahertz, respectivement dans les travaux de A. Hibbins et *al.* [12] [13] et C. Williams et *al.* [14]. Un an plus tard, F. Garcia-Vidal et *al.* [5] ont déterminé également par un modèle analytique la relation de dispersion d'un plan métallique corrugué. À nouveau, des études expérimentales sur ce type de métamatériau ont été menées dans le domaine microondes [15] et Terahertz [16] [17]. Enfin, la propagation d'ondes de surface équivalentes aux plasmons polaritons de surface de l'optique a également été démontrée dans des lignes de transmission corruguées [18]. De façon générale, la



structuration périodique d'un conducteur de période inférieure à la longueur d'onde permet de modifier considérablement le comportement électromagnétique équivalent de la surface. Cela permet en particulier de confiner le champ électromagnétique à la surface d'un métamatériau et de propager une onde de surface.

### 2.3.1 Métamatériaux

Un métamatériau est un matériau composite artificiel structuré permettant d'obtenir des réponses électromagnétiques inexistantes dans la nature. Il s'agit d'un matériau dont les propriétés électromagnétiques sont dues à sa conception géométrique et non aux propriétés constitutives de sa composition chimique. En électromagnétisme, la description physique de l'interaction entre l'onde électromagnétique et le matériau peut être décrite par deux paramètres : la permittivité  $\epsilon$  et la perméabilité  $\mu$ . La permittivité  $\epsilon$  traduit la capacité du champ électrique à interagir avec les dipôles électriques réels (atomes) ou artificiels (meta-atomes) du matériau, tandis que la perméabilité  $\mu$  traduit la capacité d'interaction du champ magnétique de l'onde avec les dipôles magnétiques réels ou artificiels du matériau. Selon les signes de la permittivité  $\epsilon$  et de la perméabilité  $\mu$ , les matériaux peuvent être classés dans les trois catégories suivantes : matériaux doublement positifs (*DPS*) avec ( $\epsilon > 0, \mu > 0$ ), matériaux doublement négatifs (*DNG*) avec ( $\epsilon < 0, \mu < 0$ ), et matériaux simplement négatifs (*SNG*) avec ( $\epsilon > 0, \mu < 0$ ) ou ( $\epsilon < 0, \mu > 0$ ) (voir la Figure 2.5).

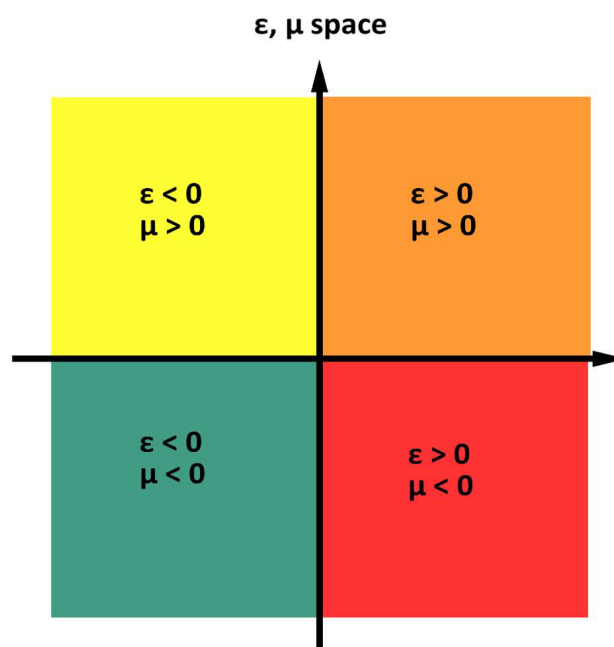
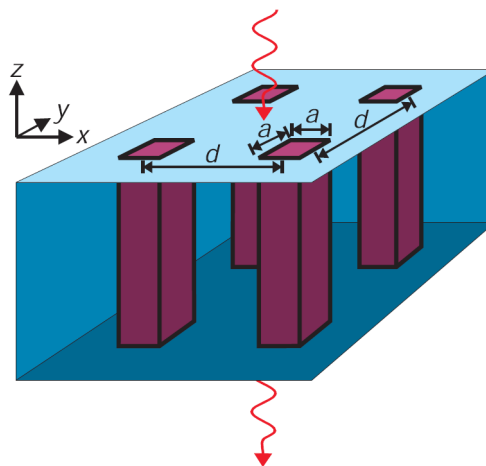


Figure 2.5: Classification des matériaux selon le signe de leur permittivité  $\epsilon$  et perméabilité  $\mu$ .

Dans la nature, la vaste majorité des matériaux sont *DPS* à l'exception du plasma qui est *SNG*. Ainsi, les métamatériaux ont été imaginés dans le but d'obtenir des matériaux *DNG*, et plus généralement des matériaux n'existant pas dans la nature. L'intérêt de concevoir de nouveaux matériaux a commencé par l'étude théorique de V. Veselago en 1967 qui d'une part a considéré un matériau *DNG* pour obtenir un matériau à indice de réfraction négatif, et d'autre part a démontré qu'une plaque de ce matériau permettait de focaliser la lumière en un point [19]. Il a ensuite fallu attendre les années 2000 pour voir la première démonstration expérimentale de son concept dans différents travaux de J. Pendry [20], D. Smith et *al.* [21], et R. Shelby et *al.* [22]. D'abord, J. Pendry a étudié un milieu artificiel structuré présentant une permittivité négative [23]. Ensuite, plusieurs structures donnant une perméabilité négative ont été étudiées et notamment la structure "split-ring resonator" qui a été fabriquée en 1999 [24]. Finalement en 2000, D. Smith et *al.* ont réussi à combiner un métamatériau à permittivité négative et un métamatériau à perméabilité négative pour produire un métamatériau *DNG* [21] [25].

Le domaine des métamatériaux ne se limite pas à produire des matériaux *DNG*, mais toutes les valeurs des paramètres  $\epsilon$  et  $\mu$  qui n'existent pas dans la nature sont recherchées. En particulier, on s'intéresse dans cette thèse à la propagation d'ondes de surface dans la bande *ISM 2.4 GHz*. Il s'agira donc de concevoir des matériaux *SNG* et plus particulièrement des matériaux à permittivité équivalente négative pour le guidage d'ondes de surface en polarisation *TM*.

### 2.3.2 Plan métallique perforé



**Figure 2.6:** Schéma d'un plan métallique perforé par des trous carrés de largeur  $a$  et de période  $d$  avec  $a < d < \lambda_0$ . [4]

Comme discuté précédemment, un métal peut supporter une onde de surface en optique grâce au plasmons de surface qui produisent une permittivité négative. Aux fréquences microondes, la permittivité négative pourra être obtenue par des structurations périodiques du métal. Nous

rappelons ici le modèle analytique proposé par J. Pendry et *al.* démontrant l'apparition d'une relation de dispersion de type plasmonique par une structuration du métal.

J. Pendry et *al.* [4] ont proposé un modèle simple permettant d'analyser le comportement d'une onde de surface se propageant sur une surface conductrice perforée par des trous carrés comme illustrée à la Figure 2.6. Dans cette étude, la largeur  $a$  des trous et leur espacement (défini par la période  $d$  du réseau) sont considérés plus petits que la longueur d'onde incidente  $a < d \ll \lambda_0$ . Une onde incidente illuminant la structure (dans la direction  $z$ ) est insensible aux détails de la surface et l'onde ne verra qu'une réponse moyenne caractérisée par une permittivité et une perméabilité équivalentes (effectives). L'objectif principal de ce modèle consiste donc à déterminer la permittivité et la perméabilité effectives du métal perforé. Par analogie avec la Figure 2.1, nous considérons que le métal perforé correspond à un matériau 2 illuminé par une onde incidente en polarisation  $TM$ , et que le matériau 1 est de l'air. J. Pendry et *al.* ont montré que le métal perforé se comporte comme un matériau équivalent caractérisé par [4] :

$$\mu_{x2} = \mu_{y2} = \frac{8a^2}{\pi^2 d^2} \quad (2.26)$$

et

$$\varepsilon_{x2} = \varepsilon_{y2} = \frac{1}{\mu_{y2}} \left( 1 - \frac{\pi^2}{a^2 k_0^2} \right) = \frac{\pi^2 d^2}{8a^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad \text{avec} \quad \omega_p = \frac{\pi c}{a} \quad (2.27)$$

Nous avons aussi considéré ici des trous remplis d'air. Notons que l'expression de la pulsation plasma  $\omega_p$  du matériau équivalent correspond exactement à la fréquence de coupure  $f_c = c/2a$  d'un guide d'onde de section droite de forme carrée de largeur  $a$ . Cette relation montre clairement que la pulsation plasma du milieu équivalent pourra être ajustée en modifiant la largeur des trous.

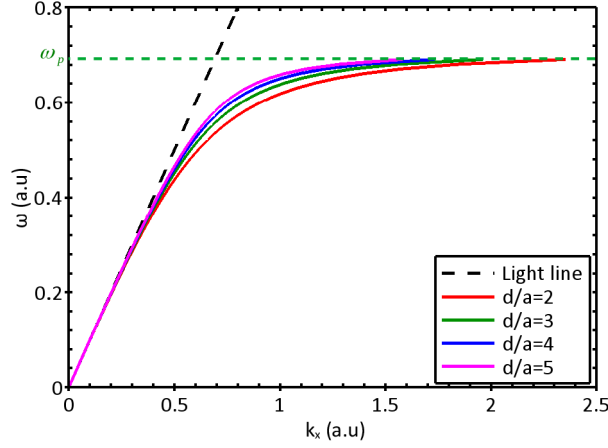
En considérant une onde incidente en polarisation  $TM$  ( $H = H_y$ ), le vecteur d'onde de l'onde se propageant dans la direction  $z$  dans le milieu équivalent au matériau 2 peut être exprimé par :

$$k_{z2} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{x2} \mu_{y2}} \quad (2.28)$$

Comme pour le métal en optique, le coefficient de réflexion  $r(TM)$  de l'onde incidente en polarisation  $TM$  est exprimé par la relation (2.17) avec  $\varepsilon_1 = 1$  et  $\varepsilon_2 = \varepsilon_{x2}$  et des ondes de surfaces sont obtenus lorsque le dénominateur de  $r(TM)$  s'annule. En suivant la même démarche que pour les plasmons polaritons de surface, on obtient finalement la relation de dispersion caractérisant les ondes de surface se propageant sur le métal perforé dans la direction  $x$  :

$$k_x^2 c^2 = \omega^2 + \frac{\omega^4}{\omega_p^2 - \omega^2} \frac{64 a^4}{\pi^4 d^4} \quad (2.29)$$

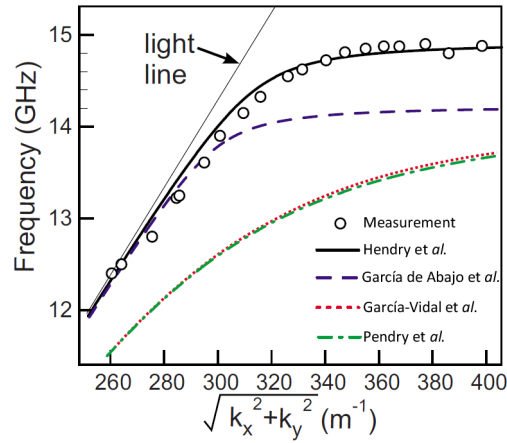
La courbe de dispersion obtenue par ce modèle est présentée sur Figure 2.7 dans laquelle la dépendance à la géométrie est observée en fonction de la valeur  $d/a$ .



**Figure 2.7:** Diagramme de dispersion d'un plan métallique perforé par des trous de forme carrée déterminé par le modèle de J. Pendry et al. et paramétré par le rapport géométrique  $d/a$ .

La courbe de dispersion du métal perforé a une forme similaire à celle d'un plasmon polariton de surface avec une valeur du vecteur d'onde  $k_x$  supérieure au vecteur d'onde en espace libre  $k_0$ . On notera à nouveau que la valeur de la pulsation de plasma peut aussi être ajustée par la largeur  $a$  des trous (relation 2.27).

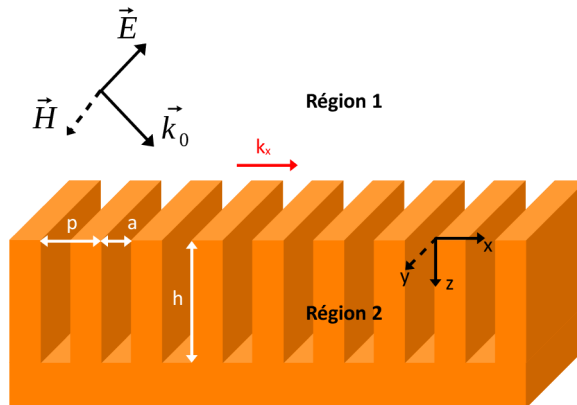
Le modèle de J. Pendry et al. détaillé ci-dessus et aussi ceux développés par la suite par les coauteurs [5], [26] permettent d'aboutir à une relation de dispersion de type plasmon polariton de surface. Mais leur comparaison avec l'expérience est insatisfaisante car dans les modèles proposés les auteurs ont négligé les effets de diffraction et les modes supérieurs dans les trous. E. Hendry et al. [27] ont proposé une amélioration de ces modèles avec une comparaison satisfaisante avec les résultats expérimentaux, comme le montre la comparaison entre les différents modèles et l'expérience représentée Figure 2.8.



**Figure 2.8:** Diagramme de dispersion dans la direction diagonale du réseau de trous obtenu par le modèle de J. Pendry et al., de F. Garcia-Vidal et al., F. Garcia de Abajo et al. et celui de E. Hendry et al. en comparaison avec l'expérience (Measurement) et la dispersion en espace libre (light line). [27]

La Figure 2.8 qui rassemble les diagrammes de dispersion obtenus par plusieurs modèles analytiques à savoir le modèle de J. Pendry et al. [4], de F. Garcia-Vidal et al. [5], F. Garcia de Abajo et al. [26] et celui de E. Hendry et al. [27] indique la supériorité du modèle de E. Hendry et al. pour déterminer correctement la relation de dispersion du métal perforé. Enfin, la Figure 2.8 illustre parfaitement la possibilité d'obtenir une onde de surface dans le domaine microonde et de diminuer la fréquence plasma (ici 14.8 GHz) du milieu équivalent par l'introduction d'une structuration du métal.

### 2.3.3 Plan métallique corrugué



**Figure 2.9:** Schéma d'un plan métallique corrugué. Les dimensions géométriques indiquées par  $a$ ,  $p$  et  $h$  représentent respectivement la largeur, la période et la hauteur de corrugation.

F. Garcia-Vidal et al. [5] ont développé également un modèle analytique pour la structure présentée sur la Figure 2.9. La structure est un plan métallique corrugué avec les dimensions géométriques  $a$ ,  $d$  et  $h$  représentant respectivement la largeur, la période et la hauteur de corrugation. À partir de leur modèle analytique, ils ont montré qu'il était possible de déterminer la

relation de dispersion de l'onde de surface en remplaçant le plan métallique corrugué par une couche d'un matériau homogène anisotrope d'épaisseur  $h$  déposée sur un plan métallique (voir la voir Figure 2.10). Pour obtenir l'équivalence, il faut vérifier la condition  $k_x a \ll 1$  et considérer une couche homogène de permittivités :

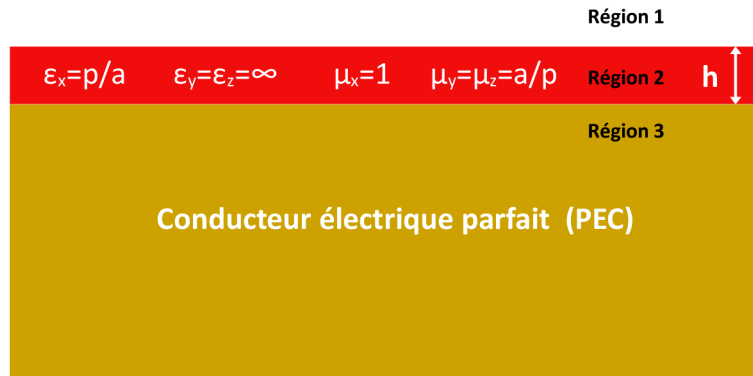
$$\varepsilon_x = \frac{\rho}{a} ; \quad \varepsilon_y = \varepsilon_z = \infty \quad (2.30)$$

L'onde électromagnétique est libre de se propager à l'intérieur des dents remplis d'air du métal corrugué dans la direction  $y$  et  $z$ . Cette propagation se fait à la vitesse de la lumière dans le vide, ce qui permet d'écrire la relation :

$$\sqrt{\varepsilon_x \mu_z} = \sqrt{\varepsilon_x \mu_y} = 1 \quad (2.31)$$

et donc

$$\mu_y = \mu_z = \frac{1}{\varepsilon_x} \quad \text{et} \quad \mu_x = 1 \quad (2.32)$$



**Figure 2.10:** Dans l'approximation du milieu équivalent, la structure d'un plan métallique corrugué se comporte comme une couche homogène anisotrope d'épaisseur  $h$  sur un conducteur électrique parfait.

Dans l'approximation du milieu équivalent (Figure 2.10), la structure se comporte comme un empilement de matériaux et le coefficient de réflexion peut être calculé à partir des coefficients de Fresnel exprimant les coefficients de réflexion à chaque interface de matériaux [28] :

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} e^{i2k_0 h}}{1 + r_{12} r_{23} e^{i2k_0 h}} \quad (2.33)$$

Où  $r_{12}$  et  $r_{23}$  sont respectivement les coefficients de réflexion à l'interface entre les régions 1-2 et entre les régions 2-3. Pour une onde incidente en polarisation  $TM$ , ils sont exprimés par :

$$r_{12} = \frac{k_0 - \varepsilon_x k_z}{k_0 + \varepsilon_x k_z} \quad (2.34)$$

$$r_{23} = -1 \quad (2.35)$$

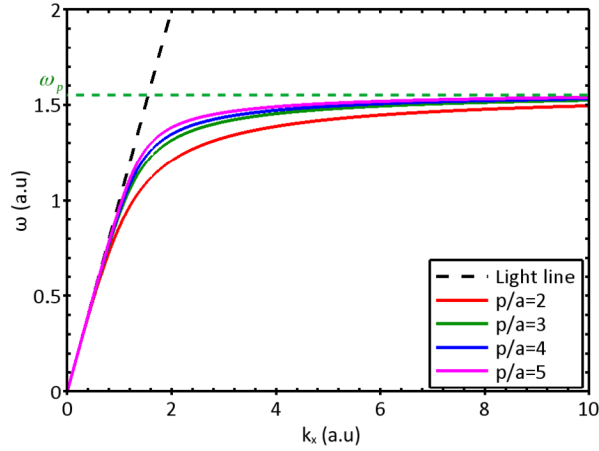
En remplaçant l'expression des coefficients  $r_{12}$  et  $r_{23}$  dans l'équation (2.33), on en déduit :

$$r(TM) = \frac{(k_0 - \varepsilon_x k_z) - (k_0 + \varepsilon_x k_z) e^{i2k_0 h}}{(k_0 + \varepsilon_x k_z) - (k_0 - \varepsilon_x k_z) e^{i2k_0 h}} \quad (2.36)$$

Comme précédemment, en annulant le dénominateur du coefficient de réflexion, on obtient la relation de dispersion du milieu équivalent :

$$\frac{\sqrt{k_x^2 - k_0^2}}{k_0} = \frac{a}{p} \tan(k_0 h) \quad (2.37)$$

La courbe de dispersion représentée sur la Figure 2.11 a été calculée par l'équation (2.37) pour différentes valeurs de la constante géométrique  $p/a$ . Cette courbe de dispersion est similaire à la courbe de dispersion des plasmons polaritons de surface en optique (Figure 2.2) et de l'onde de surface sur le métal perforé (Figure 2.7).



**Figure 2.11:** Diagramme de dispersion d'un plan métallique corrugué déterminé par le modèle de F. Garcia-Vidal pour plusieurs valeurs de la constante géométrique  $p/a$ .

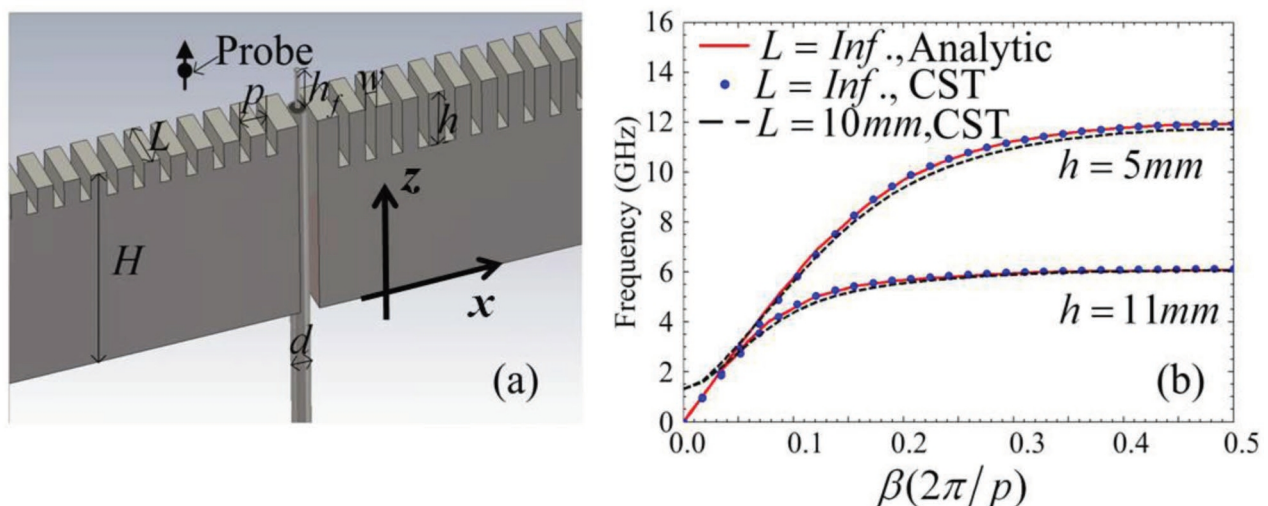
On peut remarquer que la pulsation de plasma  $\omega_p$  correspond à la condition  $k_0 h = \pi/2$ , et son expression est donnée par :

$$\omega_p = \frac{\pi c}{2h} \quad (2.38)$$

Où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

### 2.3.4 Lignes corruguées

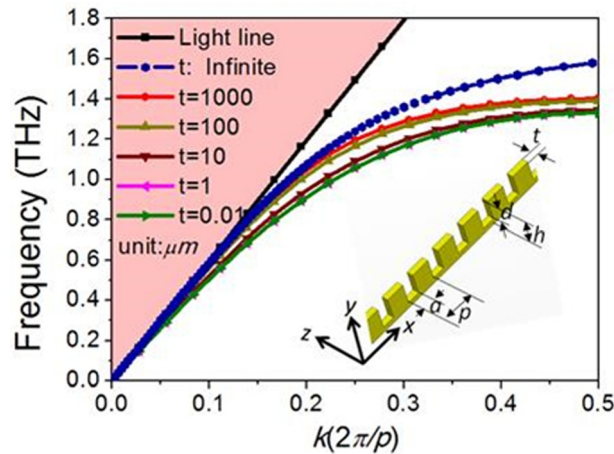
Le modèle analytique détaillé dans le paragraphe précédent est associé à un plan métallique corrugué avec une épaisseur dans la direction  $y$  importante qui peut être considérée infinie par rapport aux dimensions de la corrugation et à la longueur d'onde incidente. Pour les applications, il est nécessaire de réduire l'épaisseur de la structure suivant la direction  $y$ , et plusieurs articles de la littérature ont étudié l'influence de l'épaisseur du plan métallique corrugué sur le mode de surface. En réduisant l'épaisseur à l'extrême (épaisseur infiniment mince), on aboutit à des structures de guidage plaquées qui s'apparentent à des lignes de propagation corruguées et qui peuvent être fabriquées par les technologies de circuits imprimés (*PCB*). À notre connaissance, il n'existe actuellement aucun modèle analytique spécifique permettant d'étudier précisément la dépendance du diagramme de dispersion à l'épaisseur de la structure. Généralement, les études qui portent sur l'influence de l'épaisseur sont basées sur des simulations numériques, comme par exemple les résultats présentés sur la Figure 2.12 (b). La figure représente le diagramme de dispersion simulé (à l'aide du logiciel *CST*) pour une épaisseur  $L=10\text{ mm}$  en comparaison avec le diagramme de dispersion d'une structure d'épaisseur infinie (calculé par le modèle analytique). Cette comparaison est donnée pour deux valeurs de la hauteur de corrugation  $h=5\text{ mm}$  et  $h=11\text{ mm}$ . Les résultats de cette étude montrent clairement qu'une épaisseur de  $10\text{ mm}$  présente un bon accord avec le modèle analytique. Il n'est donc pas nécessaire d'épaissir la structure pour obtenir le guidage d'une onde de surface par la corrugation.



**Figure 2.12:** (a) Structure d'un plan métallique corrugué d'épaisseur  $L$ . (b) Diagramme de dispersion simulé (*CST*) pour une épaisseur  $L=10\text{ mm}$  en comparaison avec la dispersion calculée analytiquement (*Analytic*) pour une structure d'épaisseur infinie. La comparaison est donnée pour deux valeurs de la hauteur de corrugation  $h=5\text{ mm}$  et  $h=11\text{ mm}$ . [29]



Une autre étude dans le domaine des Terahertz a été publiée en 2013 par T. Cui et X. Shen [30]. Ils ont considéré un film métallique corrugué mince avec une épaisseur  $t$  presque nulle (voir l'insert de la Figure 2.13). Comme illustré Figure 2.13, ils ont montré que la forme générale de la courbe de dispersion est peu dépendante de l'épaisseur avec seulement une légère diminution fréquentielle observée lorsque l'épaisseur  $t$  diminue jusqu'à une valeur inférieure à la longueur d'onde.



**Figure 2.13:** Diagramme de dispersion déterminé pour plusieurs valeurs de l'épaisseur  $t$ . [30]

Une structure corruguée fortement amincie s'apparente donc à un ruban métallique corrugué qui se comporte comme une ligne de transmission. Cependant, la ligne corruguée présente différentes propriétés en termes de propagation et de comportement électromagnétique qui la distingue d'une ligne de transmission conventionnelle (ruban sans structuration). Ces propriétés seront plus précisément développées dans le chapitre 4, mais nous pouvons les résumer : un plus fort confinement du champ électromagnétique autour de la ligne, un comportement passe bas avec la présence d'une fréquence de coupure, et une vitesse de propagation fortement dépendante de la fréquence. En outre, la ligne corruguée ne nécessite pas obligatoirement de second conducteur pour guider l'onde, le guidage étant assuré par la périodicité de la corrugation. Enfin, les propriétés électromagnétiques et fréquentielles peuvent être manipulées plus ou moins facilement en ajustant les paramètres géométriques de la corrugation. Ces propriétés ont ouvert la voie vers diverses applications en guidage [31], filtrage [32], démultiplexage de signaux [33], et détection [34] avec des dispositifs flexibles [30] et en permettant de réduire les pertes de radiation apparaissant aux changements de direction des lignes [35].

### 2.3.5 Métasurface à patches et métasurface mushroom

Une onde de surface peut se propager également sur des métasurfaces contenant des motifs métalliques résonnants de type patches ou mushrooms comme montrés sur la Figure 2.14. La métasurface mushroom a été proposée pour la première fois en 1999 [36] et ses propriétés ont depuis été largement utilisées dans des applications d'antennes et d'électromagnétisme.

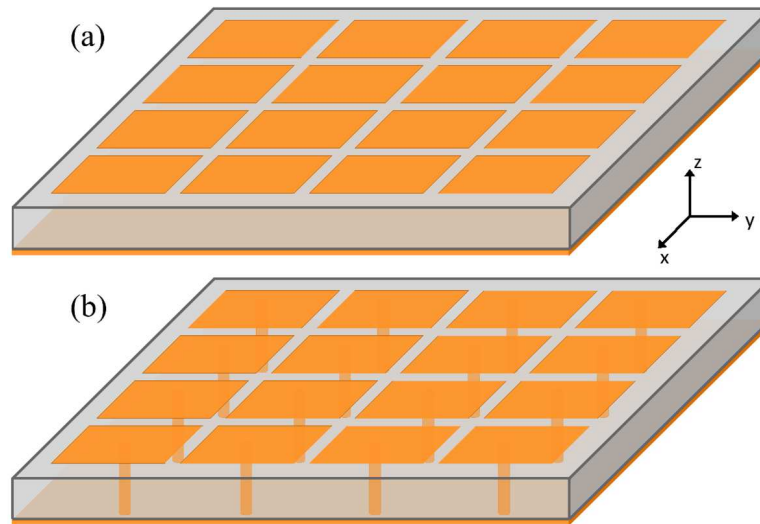


Figure 2.14: (a) Métasurface à patches. (b) Métasurface mushroom.

Les Figure 2.14 (a) et (b) représente un schéma de la métasurface à patches et de la métasurface mushroom, respectivement. La première structure (Figure 2.14 (a)) se compose d'un réseau périodique de patches métalliques déposés au dessus d'un substrat diélectrique avec un plan de masse en face arrière. La structure mushroom (Figure 2.14 (b)) correspond à un réseau de patches connectés au plan de masse par l'intermédiaire de vias conducteurs traversant verticalement le substrat diélectrique. Ces deux métasurfaces sont connues pour se comporter comme des conducteurs magnétiques artificiels (*AMC*) car elles présentent une impédance de valeur très élevée dans le plan des motifs patch à la fréquence de résonance. Pour cette raison, elles sont aussi appelées surface à haute impédance (*HIS*) [36], [37].

Par un modèle d'impédance de surface équivalente, D. Sievenpiper et *al.* [36] ont montré que la métasurface mushroom peut supporter des ondes de surface en polarisation *TM* et *TE*, les modes de propagation qui sont séparés par un gap fréquentiel. Dans un premier temps, le modèle considère que la métasurface est équivalente à une surface d'impédance complexe [38]:

$$Z = R + iX \quad (2.39)$$

Où  $R$  et  $X$  représente la résistance et la réactance de la métasurface, respectivement.

L'impédance de la surface est définie comme un rapport entre les composantes tangentielles du champ électrique et magnétique sur la surface. Selon la polarisation de l'onde (direction de  $E$  selon  $x$  ou  $y$ ), l'impédance peut prendre l'une des formes suivantes :

$$Z = \frac{E_x}{H_y} \quad \text{ou} \quad Z = \frac{E_y}{H_x} \quad (2.40)$$

L'impédance peut avoir deux expressions différentes suivant la polarisation de l'onde incidente. En considérant une surface sans perte ( $R = 0$ ) placée dans l'air :

$$\begin{aligned} Z = iX &= \frac{i\alpha}{\varepsilon_0 \omega} = \frac{-k_z}{\varepsilon_0 \omega} \quad \text{pour une polarisation } TM \\ Z = iX &= \frac{-i\mu_0 \omega}{\alpha} = \frac{-\mu_0 \omega}{k_z} \quad \text{pour une polarisation } TE \end{aligned} \quad (2.41)$$

avec  $\alpha$  traduisant la décroissance des champs en s'éloignant de la surface ( $e^{-\alpha z}$ ).

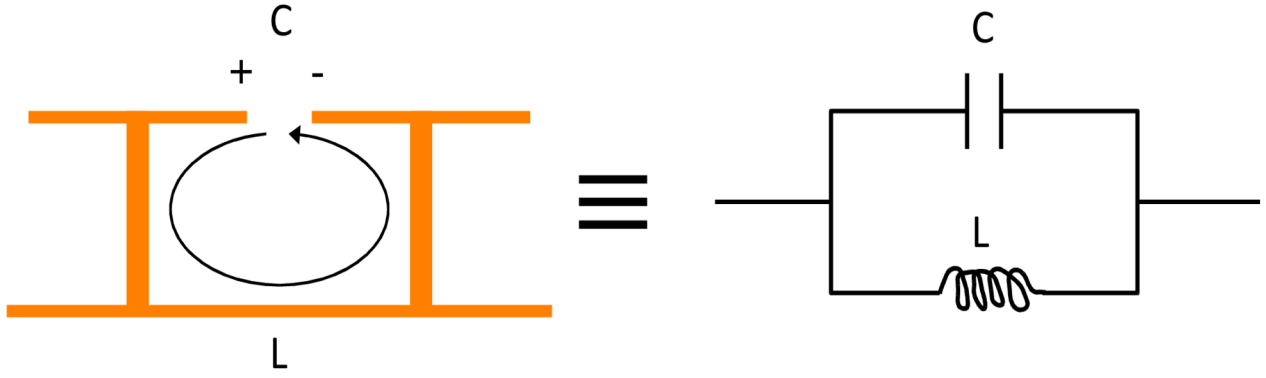
On en déduit qu'une onde en polarisation  $TM$  peut se propager sur une surface à impédance inductive ( $X > 0$ ) et une onde en polarisation  $TE$  sur une surface à impédance capacitive ( $X < 0$ ).

À partir des équations de MAXWELL, le vecteur d'onde de l'onde de surface se propageant dans la direction  $x$  peut être exprimé en fonction de l'impédance :

$$\begin{aligned} k_{TM} = k_x &= \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{X^2}{Z_0^2}} \quad \text{pour une polarisation } TM \\ k_{TE} = k_x &= \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{Z_0^2}{X^2}} \quad \text{pour une polarisation } TE \end{aligned} \quad (2.42)$$

Avec  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 377 \Omega$  l'impédance d'onde en espace libre.

Pour une structure mushroom, l'impédance de surface peut être modélisée par un circuit résonnant  $LC$  parallèle équivalent [36]. La Figure 2.15 illustre en considérant une cellule unitaire l'origine de la capacité  $C$  et de l'inductance  $L$  du circuit équivalent. Le courant induit sur la surface par une onde électromagnétique incidente produit des accumulations de charges sur les extrémités des patches qui peuvent être décrites comme une capacité. Les charges traversent les vias pour rejoindre le plan de masse en induisant un champ magnétique dans le substrat perpendiculaire à la circulation des charges. Cette circulation de charges peut être modélisé électriquement par une inductance, et on obtient un circuit  $LC$  parallèle équivalent.



**Figure 2.15:** Modélisation électrique de la structure mushroom par un circuit équivalent de type LC parallèle.

En considérant la métasurface mushroom comme un circuit électrique  $LC$  parallèle, alors l'expression de l'impédance  $Z$  est :

$$Z = iX = \frac{i\omega L}{1 - \omega^2 LC} \quad (2.43)$$

Selon l'expression (2.43), la surface est inductive à basse fréquence (en dessous de la fréquence de résonance), et capacitive à haute fréquence (au dessus de la fréquence de résonance). L'impédance présente une valeur infinie à la résonance lorsque  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ . Ce modèle permet aussi de révéler la présence d'un gap entre le mode  $TM$  et le mode  $TE$  entre deux fréquences pour lesquelles l'impédance de la structure mushroom est égal à l'impédance d'onde de l'air. Cette condition s'écrit :

$$\left| \frac{i\omega L}{1 - \omega^2 LC} \right| = Z_0 \quad (2.44)$$

L'onde de surface en polarisation  $TM$  n'existe qu'en dessous de la première solution ( $\omega_1$ ) de l'équation (2.45) et l'onde de surface en polarisation  $TE$  qu'au dessus de la seconde solution ( $\omega_2$ ). Les pulsations, solutions de l'équation (2.44), s'expriment :

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{LC} + \frac{1}{2Z_0^2 C^2} \pm \frac{1}{Z_0 C} \sqrt{\frac{1}{LC} + \frac{1}{4Z_0^2 C^2}} \quad (2.45)$$

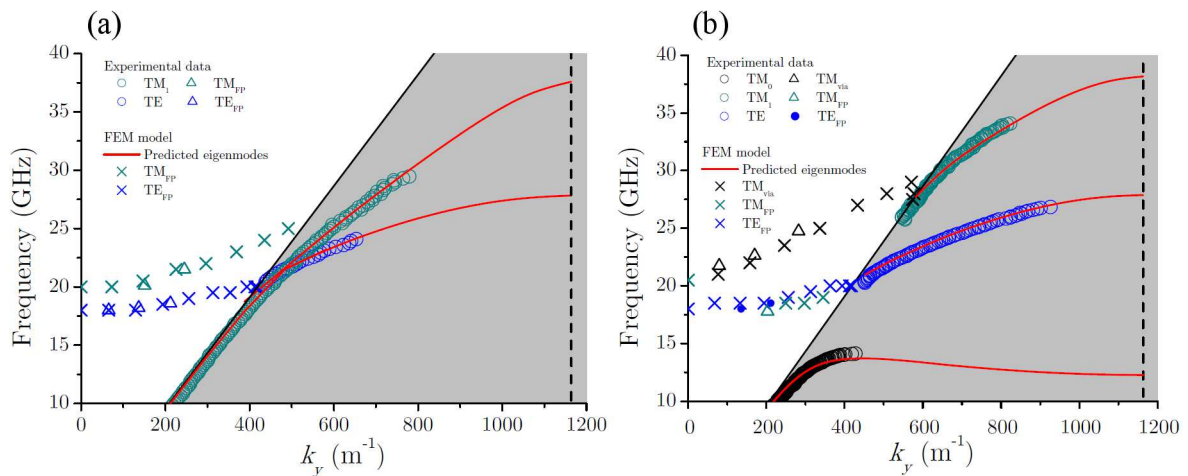
Et elles peuvent en général être approximée par :

$$\omega_{1,2} \approx \omega_0 \left( 1 \pm \frac{1}{2Z_0} \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \quad (2.46)$$

Le signe "-" correspond à la fréquence maximale en dessous de laquelle un mode  $TM$  peut se propager, et le signe "+" à la fréquence minimale pour le mode  $TE$ . Le gap fréquentiel est compris entre ces deux fréquences et sa largeur relative est obtenue par :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.47)$$

Les structures à patches et mushroom de la Figure 2.14 ont été étudiées expérimentalement dans la thèse de H. Rance de l'Université d'Exeter [39]. La Figure 2.16 (a) et (b) issue de cette référence représente le diagramme de dispersion de la structure à patches et mushroom, respectivement. Ces résultats ont été obtenus par simulation avec une vérification expérimentale. La Figure 2.16 (b) montre la présence d'un gap pour la structure mushroom au dessus du premier mode de propagation ( $TM$ ) et en dessous du second mode ( $TE$ ) entre approximativement 13 et 20 GHz. Par contre, le diagramme de dispersion de la métasurface à patches ne présente aucun gap et les modes  $TM$  et  $TE$  se croisent à pour  $k_y \approx 500 \text{ m}^{-1}$ . Comme pour la structure mushroom, la métasurface à patches présente une impédance équivalente inductive sous la fréquence de résonance et capacitive au dessus, et elle peut donc guider une onde de surface  $TM$  et  $TE$ , respectivement. On notera qu'à la résonance, le champ magnétique dans le substrat se concentre sous les patches et il est produit par une boucle de courant impliquant un courant de déplacement dans le substrat. Par contre pour la structure mushroom, le champ magnétique dans le substrat est produit par une boucle de courant de conduction obtenue par les vias verticaux et il se concentre sous la fente entre les patches. La présence de vias dans la structure mushroom modifie le comportement des champs à la résonance et modifie la courbure du diagramme de dispersion du mode  $TM$  qui s'éloigne plus rapidement de la light line pour la structure mushroom et produit le gap fréquentiel.



**Figure 2.16:** Diagramme de dispersion simulé (FEM model) et mesuré (Experimental data) de la métasurface à patches (a) et de la métasurface mushroom (b). [39]

## 2.4 Injection des ondes de surface

### 2.4.1 En optique

Les plasmons de surface ne peuvent pas être excités directement par une onde électromagnétique se propageant en espace libre car la condition sur le vecteur d'onde ( $k_x > k_0$ ) ne peut pas être respectée (paragraphe 2.2.2). Un dispositif permettant de convertir le vecteur d'onde  $k_0$  de l'onde incidente en un vecteur d'onde  $k_x > k_0$  du plasmon polariton de surface est nécessaire. Parmi les techniques utilisées, on trouve les réseaux de diffraction [2] et l'utilisation d'un prisme dans la configuration d'Otto [3] et celle de Krestschmann-Raether [2].

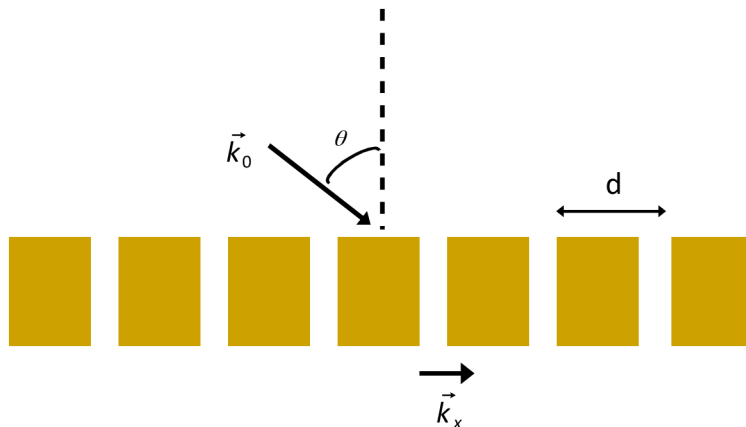
#### ➤ Réseau de diffraction

La Figure 2.17 illustre par exemple un réseau de diffraction constitué par un plan métallique contenant périodiquement des fentes de période  $d$ . La composante parallèle du vecteur d'onde des ondes diffractées par le réseau périodique peut s'exprimer :

$$k_x = k_0 \sin(\theta) \pm \frac{2\pi}{d} m \quad (2.48)$$

Où  $\theta$  est l'angle d'incidence de l'onde incidente,  $d$  la période du réseau,  $m$  l'ordre de diffraction.

L'onde électromagnétique diffractée par ce réseau peut donc avoir un vecteur d'onde parallèle  $k_x > k_0$  pour  $m > 0$  et sous certaines conditions sur la valeur de  $d$ .



**Figure 2.17:** Réseau de diffraction constitué par un plan métallique contenant périodiquement des fentes de période  $d$ .

La valeur du vecteur d'onde  $k_x$  dépend de deux paramètres qui sont l'angle d'incidence et la période  $d$  du réseau. Le vecteur d'onde  $k_x$  peut être ajusté en agissant sur ces deux paramètres pour qu'il

devienne égal au vecteur d'onde du plasmon polariton de surface à exciter. Cela consiste à vérifier l'équation suivante :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin(\theta) \pm \frac{2\pi}{d} m = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.49)$$

Avec  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  les permittivités des matériaux définis sur la Figure 2.1.

Lorsque l'équation (2.49) est vérifiée, alors le vecteur d'onde de l'onde diffractée permettra d'exciter le plasmon polariton de surface.

### ➤ Configuration d'Otto et de Krestschmann-Raether

Il existe deux autres méthodes permettant d'exciter des plasmons polaritons de surface. Elles sont basées sur une réflexion totale de l'onde sur la surface d'un prisme d'indice de réfraction  $n > 1$ . La Figure 2.18 (a) et (b) illustre schématiquement la configuration d'Otto et celle de Krestschmann-Raether, respectivement.

Dans la configuration d'Otto, le prisme est placé au dessus de la surface du métal en conservant un gap d'air entre le prisme et le métal. Par conservation des composantes parallèles du champ électromagnétique lors de la réflexion totale à l'interface inférieure du prisme, une onde évanescente va être générée entre le prisme et le métal. L'onde possédant une composante parallèle du vecteur d'onde supérieur à  $k_0$  pourra se coupler avec le plasmon polariton de surface du métal si l'équation suivante est vérifiée :

$$k_x = \frac{\omega}{c} n \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.50)$$

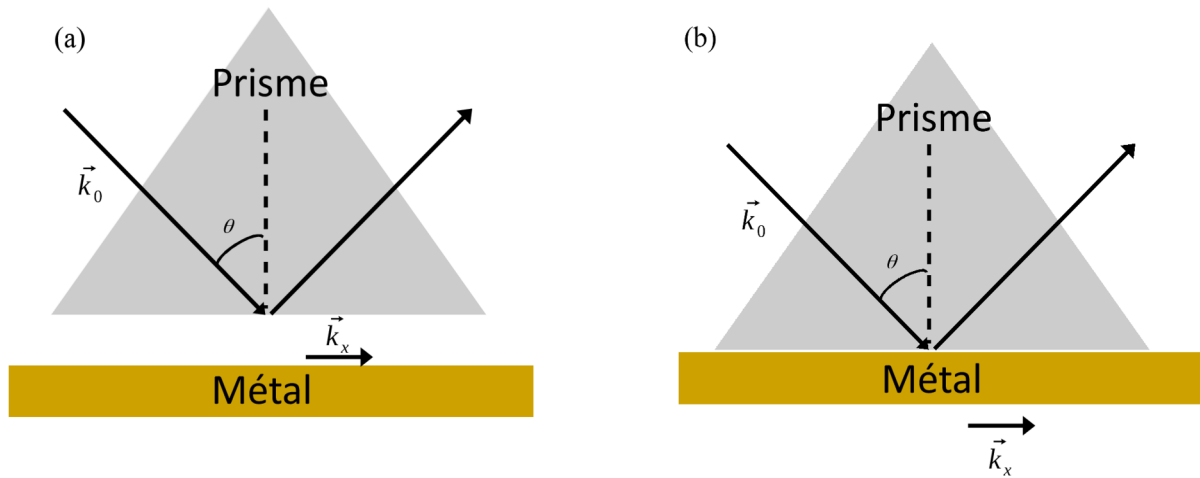
Avec  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  les permittivités des matériaux définis sur la Figure 2.1.

Pour exciter les plasmons de surface par un prisme, il faudra satisfaire la condition portant sur l'angle d'incidence  $\theta$  de l'onde incidente suivante :

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}\right) \quad (2.51)$$

La même condition s'applique pour la configuration de Krestschmann-Raether pour laquelle le prisme est déposé sur la surface supérieure du métal sans laisser de gap d'air. Dans ce cas, les champs évanescents créés à l'interface sont transmis à travers le métal et ils se couplent avec le

plasmon polariton de surface sur la face inférieure du métal. On notera que l'épaisseur de métal sera généralement plus faible dans la configuration de Krestschmann-Raether que dans la configuration d'Otto.

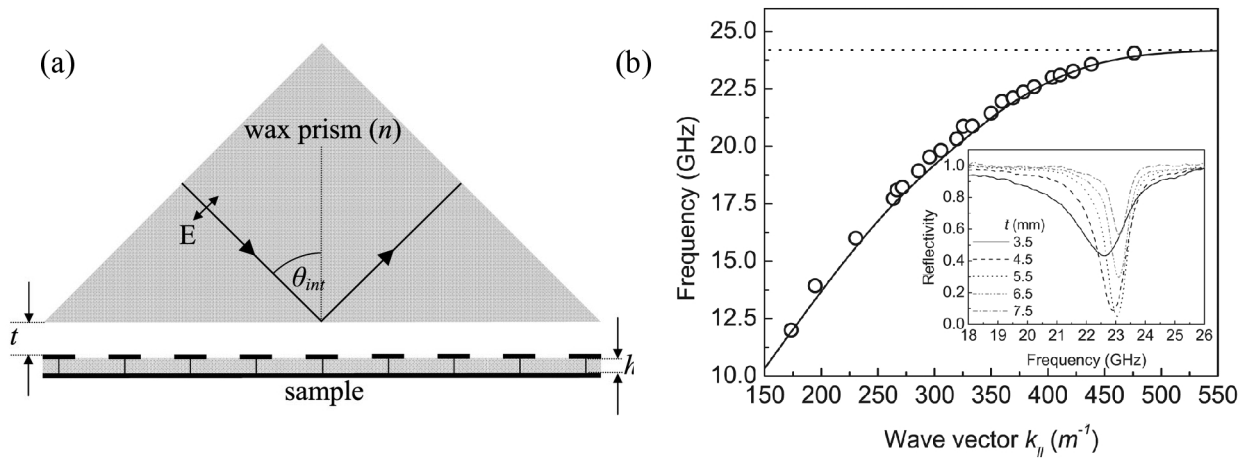


**Figure 2.18:** Excitation d'un plasmon polariton de surface par l'intermédiaire d'un prisme selon la configuration d'Otto (a) et de Krestschmann-Raether (b).

## 2.4.2 Aux microondes

La condition d'excitation d'une onde de surface en microondes ne diffère pas de celle d'un plasmon polariton de surface en optique. À ces fréquences, on trouve également plusieurs études portant sur l'excitation de métasurfaces par l'intermédiaire de réseaux de diffraction [40], [41] ou par un prisme selon la configuration d'Otto [12], [13], [42], [43]. En particulier, la Figure 2.19 (a) représente un dispositif expérimental reposant sur la configuration d'Otto en vue d'exciter une métasurface mushroom fonctionnant à quelques dizaines de *GHz* [42]. La Figure 2.19 (b) montre le diagramme de dispersion obtenu par ce dispositif. Le diagramme a été construit en modifiant l'angle d'incidence de l'onde illuminant le prisme en haut à gauche afin de faire varier  $\theta_{int}$  et de balayer les valeurs de  $k_{//}$ . En insert de la Figure 2.19 (b), la réponse fréquentielle du coefficient de réflexion de l'onde incidente mesurée pour un angle d'incidence particulier est représentée pour différentes valeurs du gap d'air  $t$  entre le prisme et la métasurface. Un fort couplage par onde évanescente est obtenu pour une valeur optimale du gap  $t_{opt}=5.5 \text{ mm}$  correspondant à une réflexion minimale à *23 GHz*. Cette fréquence est obtenue pour un angle d'incidence particulier qui correspond à une valeur  $k_{//}$  particulière. Chaque couple de valeurs (fréquence -  $k_{//}$ ) obtenu pour différents angles d'incidence permet de représenter le diagramme de dispersion expérimental. Enfin, la méthode expérimentale a été validée par une comparaison satisfaisante du diagramme mesuré avec la simulation.



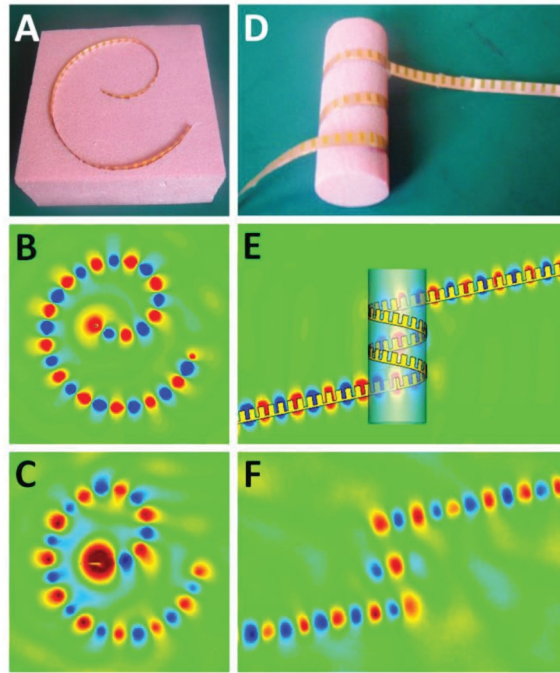


**Figure 2.19:** (a) Excitation d'une onde de surface sur une métasurface mushroom en microondes en utilisant la configuration d'Otto. (b) Diagramme de dispersion déterminé par cette configuration. [42]

Récemment, l'excitation d'ondes de surface sur des métasurfaces a largement été développée. On trouve par exemple le concept de métacoupleur basé sur une métasurface à gradient de phase [44]. Celle-ci permet de convertir l'onde incidente en un vecteur d'onde  $k_x$  sur une large gamme de valeurs et pas seulement pour une valeur unique de  $k_x$  (comme pour les dispositifs classiques présentés ci-dessus).

Par ailleurs, de manière simple, les antennes peuvent également exciter les ondes de surface en champ proche [29], [30], [45]. L'origine de l'onde de surface provient de la circulation d'un courant dans la structure guidante. Par conséquent, une antenne placée au plus proche d'une métasurface permet de créer le courant dans la structure par un couplage magnétique comme le montre par exemple la Figure 2.20. Cette figure représente les cartes de champ d'une ligne corruguée pour différentes déformations. Dans cette étude, l'onde de surface a été excitée en utilisant une antenne monopole placée à l'extrémité de la ligne corruguée. Cette illustration montre clairement que l'antenne peut se coupler avec les modes de surface d'une métasurface. Un dispositif intermédiaire pour injecter l'onde de surface n'est donc pas une condition indispensable pour exciter les ondes de surfaces sur ce type de métamatériaux.

Dans le cadre de cette thèse, l'excitation des métamatériaux sera effectuée directement par des antennes. D'un point de vue pratique, cette excitation est avantageuse et s'adapte bien à notre objectif visant les applications de communication autour du corps humain.



**Figure 2.20:** Excitation d'un mode de surface supporté par une ligne corruguée en utilisant une antenne monopole. (A), (D) Ligne corruguée déformée. (B), (E) Cartes du champ simulées. (C), (F) Cartes du champ mesurées. [46]

## 2.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un état de l'art traitant de la progression du concept d'onde de surface allant de l'optique vers les fréquences microondes. Dans un premier temps, les propriétés de l'onde de surface ont été mises en évidence à partir des équations de MAXWELL. La condition d'existence d'un mode se propageant parallèlement à l'interface exige d'avoir un matériau ayant une permittivité négative. Le matériau à permittivité négative en optique est le métal selon le modèle de Drude. Cependant, il ne présente une permittivité négative exploitable que dans une fenêtre limitée du spectre fréquentiel. Pour obtenir un matériau à permittivité négative dans le domaine des Terahertz et microondes, l'utilisation des concepts de métamatériaux et métasurfaces ont été envisagés dans la littérature.

Dans un deuxième temps, des modèles analytiques ont été détaillés. Ils ont montré que des structurations périodiques de l'ordre de la longueur d'onde peuvent reproduire les conditions de guidage d'ondes de surface. Différents types de métasurfaces ont été évoqués à savoir le plan métallique perforé, le plan métallique corrugué, la ligne corruguée, les métasurfaces à patch et à mushrooms.

Enfin, nous avons détaillé trois techniques pour exciter les ondes de surfaces en optique : le réseau de diffraction, le prisme avec la configuration d'Otto et le prisme avec la configuration de

Krestschmann-Raether. Les deux premières techniques sont utilisées également dans le domaine des Terahertz et microondes. Toutefois, des études ont montré qu'un couplage direct en champ proche des métasurfaces par une antenne peut être envisagé. Ce dernier type d'excitation sera considéré dans les travaux de cette thèse pour exciter les métasurfaces dans le but des applications visées en communication autour du corps humain.

## 2.6 Références

- [1] R. H. Ritchie, « Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films », *Phys. Rev.*, vol. 106, n° 5, p. 874-881, juin 1957, doi: 10.1103/PhysRev.106.874.
- [2] H. Raether, « Surface plasmons on smooth surfaces », in *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1988, p. 4-39. doi: 10.1007/BFb0048319.
- [3] A. Otto, « Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection », *Z. Physik*, vol. 216, n° 4, p. 398-410, août 1968, doi: 10.1007/BF01391532.
- [4] J. B. Pendry, « Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces », *Science*, vol. 305, n° 5685, p. 847-848, août 2004, doi: 10.1126/science.1098999.
- [5] F. J. Garcia-Vidal, L. Martín-Moreno, et J. B. Pendry, « Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 7, n° 2, p. S97-S101, févr. 2005, doi: 10.1088/1464-4258/7/2/013.
- [6] R. H. Ritchie, « Surface plasmons in solids », *Surface Science*, vol. 34, n° 1, p. 1-19, janv. 1973, doi: 10.1016/0039-6028(73)90183-0.
- [7] P. Drude, « On the electron theory of metals », *Ann. Phys.*, vol. 306, n° 3, p. 566-613, 1900, doi: 10.1002/andp.19003060312.
- [8] J. Zenneck, « On the propagation of planar electromagnetic waves along a planar conductor surface and their relationship to wireless telegraphy », *Ann. Phys.*, vol. 328, n° 10, p. 846-866, 1907, doi: 10.1002/andp.19073281003.
- [9] A. Sommerfeld, « On the propagation of waves in wireless telegraphy », *Ann. Phys.*, vol. 333, n° 4, p. 665-736, 1909, doi: 10.1002/andp.19093330402.
- [10] T. K. Sarkar, M. N. Abdallah, M. Salazar-Palma, et W. M. Dyab, « Surface Plasmons-Polaritons, Surface Waves, and Zenneck Waves: Clarification of the terms and a description of the concepts and their evolution. », *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 59, n° 3, p. 77-93, 2017, doi: 10.1109/MAP.2017.2686079.
- [11] C. Caloz, Cheng-Jung Lee, D. R. Smith, J. B. Pendry, et T. Itoh, « Existence and properties of microwave surface plasmons at the interface between a right-handed and a left-handed media », in *IEEE Antennas and Propagation Society Symposium, 2004.*, Monterey, CA, USA, 2004, p. 3151-3154 Vol.3. doi: 10.1109/APS.2004.1332047.
- [12] A. P. Hibbins, E. Hendry, M. J. Lockyear, et J. R. Sambles, « Prism coupling to “designer” surface plasmons », *Opt. Express*, vol. 16, n° 25, p. 20441, déc. 2008, doi: 10.1364/OE.16.020441.
- [13] A. P. Hibbins, « Experimental Verification of Designer Surface Plasmons », *Science*, vol. 308, n° 5722, p. 670-672, avr. 2005, doi: 10.1126/science.1109043.

- [14] C. R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Fernández-Domínguez, L. Martín-Moreno, et F. J. García-Vidal, « Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces », *Nature Photon*, vol. 2, n° 3, p. 175-179, mars 2008, doi: 10.1038/nphoton.2007.301.
- [15] E. M. G. Brock, E. Hendry, et A. P. Hibbins, « Subwavelength lateral confinement of microwave surface waves », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n° 5, p. 051108, août 2011, doi: 10.1063/1.3622646.
- [16] S. A. Maier, S. R. Andrews, L. Martín-Moreno, et F. J. García-Vidal, « Terahertz Surface Plasmon-Polariton Propagation and Focusing on Periodically Corrugated Metal Wires », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, n° 17, p. 176805, oct. 2006, doi: 10.1103/PhysRevLett.97.176805.
- [17] A. I. Fernandez-Dominguez, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, S. R. Andrews, et S. A. Maier, « Spoof Surface Plasmon Polariton Modes Propagating Along Periodically Corrugated Wires », *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 14, n° 6, p. 1515-1521, 2008, doi: 10.1109/JSTQE.2008.918107.
- [18] W. X. Tang, H. C. Zhang, H. F. Ma, W. X. Jiang, et T. J. Cui, « Concept, Theory, Design, and Applications of Spoof Surface Plasmon Polaritons at Microwave Frequencies », *Advanced Optical Materials*, vol. 7, n° 1, Art. n° 1, 2019, doi: 10.1002/adom.201800421.
- [19] Veselago, Viktor G, « Electrodynamics of substances with simultaneously negative  $\epsilon$  and  $\mu$  », *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 92, p. 517, 1967.
- [20] J. B. Pendry, « Negative Refraction Makes a Perfect Lens », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, n° 18, p. 3966-3969, oct. 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
- [21] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, et S. Schultz, « Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, n° 18, p. 4184-4187, mai 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184.
- [22] R. A. Shelby, « Experimental Verification of a Negative Index of Refraction », *Science*, vol. 292, n° 5514, p. 77-79, avr. 2001, doi: 10.1126/science.1058847.
- [23] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, et I. Youngs, « Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, n° 25, p. 4773-4776, juin 1996, doi: 10.1103/PhysRevLett.76.4773.
- [24] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, et W. J. Stewart, « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena », *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, vol. 47, n° 11, p. 2075-2084, nov. 1999, doi: 10.1109/22.798002.
- [25] D. R. Smith et N. Kroll, « Negative Refractive Index in Left-Handed Materials », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, n° 14, p. 2933-2936, oct. 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.85.2933.
- [26] F. J. García de Abajo et J. J. Sáenz, « Electromagnetic Surface Modes in Structured Perfect-Conductor Surfaces », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, n° 23, p. 233901, nov. 2005, doi: 10.1103/PhysRevLett.95.233901.

- [27] E. Hendry, A. P. Hibbins, et J. R. Sambles, « Importance of diffraction in determining the dispersion of designer surface plasmons », *Phys. Rev. B*, vol. 78, n° 23, p. 235426, déc. 2008, doi: 10.1103/PhysRevB.78.235426.
- [28] E. H. El Boudouti, *Cristaux photoniques unidimensionnels Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux stratifiés*. 2016. Consulté le: août 16, 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:101:1-201612192288>
- [29] Y. J. Zhou, Q. Jiang, et T. J. Cui, « Bidirectional surface wave splitters excited by a cylindrical wire », *Opt. Express*, vol. 19, n° 6, p. 5260, mars 2011, doi: 10.1364/OE.19.005260.
- [30] X. Shen et T. Jun Cui, « Planar plasmonic metamaterial on a thin film with nearly zero thickness », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, n° 21, p. 211909, mai 2013, doi: 10.1063/1.4808350.
- [31] Y. Zhang *et al.*, « Terahertz spoof surface-plasmon-polariton subwavelength waveguide », *Photon. Res.*, vol. 6, n° 1, p. 18, janv. 2018, doi: 10.1364/PRJ.6.000018.
- [32] D.-F. Guan, P. You, Q. Zhang, K. Xiao, et S.-W. Yong, « Hybrid Spoof Surface Plasmon Polariton and Substrate Integrated Waveguide Transmission Line and Its Application in Filter », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 65, n° 12, p. 4925-4932, 2017, doi: 10.1109/TMTT.2017.2727486.
- [33] J. Wang, L. Zhao, Z.-C. Hao, X. Shen, et T. J. Cui, « Splitting spoof surface plasmon polaritons to different directions with high efficiency in ultra-wideband frequencies », *Opt. Lett.*, vol. 44, n° 13, p. 3374, juill. 2019, doi: 10.1364/OL.44.003374.
- [34] I. Podunavac, V. Radonic, V. Bengin, et N. Jankovic, « Microwave Spoof Surface Plasmon Polariton-Based Sensor for Ultrasensitive Detection of Liquid Analyte Dielectric Constant », *Sensors*, vol. 21, n° 16, p. 5477, août 2021, doi: 10.3390/s21165477.
- [35] W. X. Tang, H. C. Zhang, J. F. Liu, J. Xu, et T. J. Cui, « Reduction of radiation loss at small-radius bend using spoof surface plasmon polariton transmission line », *Sci Rep*, vol. 7, n° 1, p. 41077, févr. 2017, doi: 10.1038/srep41077.
- [36] D. Sievenpiper, Lijun Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, et E. Yablonovitch, « High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band », *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, vol. 47, n° 11, p. 2059-2074, nov. 1999, doi: 10.1109/22.798001.
- [37] R. Quarfoth et D. Sievenpiper, « Broadband Unit-Cell Design for Highly Anisotropic Impedance Surfaces », *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 62, n° 8, p. 4143-4152, août 2014, doi: 10.1109/TAP.2014.2323416.
- [38] Collin, Robert E, *Field theory of guided waves*, John Wiley & Sons., vol. 5. 1990.
- [39] H. J. Rance, « Surface Waves on Periodic Structures at Microwave Frequencies », Université d'Exeter, Thèse, juillet 2013.
- [40] T.-J. Huang, L.-Z. Yin, J.-Y. Liu, F.-Y. Han, Y. Tan, et P.-K. Liu, « High-efficiency directional excitation of spoof surface plasmons by periodic scattering cylinders », *Opt. Lett.*, vol. 44, n° 16, p. 3972, août 2019, doi: 10.1364/OL.44.003972.

- [41] H.-H. Tang, Y. Tan, et P.-K. Liu, « Near-Field and Far-Field Directional Conversion of Spoof Surface Plasmon Polaritons », *Sci Rep*, vol. 6, n° 1, p. 33496, déc. 2016, doi: 10.1038/srep33496.
- [42] M. J. Lockyear, A. P. Hibbins, et J. R. Sambles, « Microwave Surface-Plasmon-Like Modes on Thin Metamaterials », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, n° 7, p. 073901, févr. 2009, doi: 10.1103/PhysRevLett.102.073901.
- [43] A. P. Hibbins, M. J. Lockyear, et J. R. Sambles, « Otto coupling to a transverse-electric-polarized mode on a metamaterial surface », *Phys. Rev. B*, vol. 84, n° 11, p. 115130, sept. 2011, doi: 10.1103/PhysRevB.84.115130.
- [44] W. Sun, Q. He, S. Sun, et L. Zhou, « High-efficiency surface plasmon meta-couplers: concept and microwave-regime realizations », *Light Sci Appl*, vol. 5, n° 1, p. e16003-e16003, janv. 2016, doi: 10.1038/lsa.2016.3.
- [45] Y. Jin Zhou, Q. Jiang, et T. Jun Cui, « Bidirectional bending splitter of designer surface plasmons », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n° 11, p. 111904, sept. 2011, doi: 10.1063/1.3639277.
- [46] X. Shen, T. J. Cui, D. Martin-Cano, et F. J. Garcia-Vidal, « Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films », *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110, n° 1, p. 40-45, janv. 2013, doi: 10.1073/pnas.1210417110.





***Chapitre 3 :***  
***Techniques de simulations et méthodes  
expérimentales***

# 3. *Techniques de simulations et méthodes expérimentales*

## 3.1 *Introduction*

Dans ce chapitre nous présentons les outils numériques et expérimentaux utilisés pour étudier le guidage d'ondes de surface par des structures métamatériaux et des lignes plasmoniques. Tous les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus en respectant les conditions de simulation et de caractérisation abordées dans ce chapitre. Ces conditions sont exposées en se basant sur les résultats d'une ligne en méandre qui seront discutés plus en détail dans le chapitre suivant. Les guides d'ondes de surface sont étudiés en déterminant d'une part leur diagramme de dispersion et d'autre part leurs paramètres Scattering (coefficients de réflexion et de transmission). En visant les applications de communication entre objets électroniques placés autour du corps humain, le guidage d'ondes de surface est étudié dans la bande de fréquence *ISM-2.4 GHz* (Industrial Scientific Medical) [1], [2].

Dans un premier temps, nous introduisons le logiciel *Ansys HFSS* qui permet de réaliser des simulations électromagnétiques en se basant sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel offre la possibilité de réaliser plusieurs types de simulations et notamment : (i) un calcul de modes propres pour déterminer le diagramme de dispersion et (ii) un calcul fréquentiel pour déterminer les paramètres Scattering d'une structure donnée. Ensuite, nous expliquons les conditions de simulation utilisées pour déterminer le diagramme de dispersion d'un guide d'ondes de surface. Généralement, l'étude du diagramme de dispersion montre que différents modes peuvent être guidés en surface. Ces modes sont analysés en termes de confinement du champ électromagnétique et de propriétés de propagation. Pour étendre l'étude de la propagation, nous présentons également les conditions de simulation permettant d'obtenir les paramètres Scattering  $S_{ij}$  en considérant deux antennes dipôles placées sur la structure étudiée. L'utilisation des antennes dipôles permet de générer et capter les ondes de surface par couplage magnétique.

De plus, les différents diagrammes de dispersion simulés seront validés expérimentalement en utilisant deux méthodes permettant de déterminer le vecteur d'onde de l'onde guidée. La première est une méthode directe qui est basée sur la différence de phase du coefficient de transmission  $S_{21}$  mesuré lorsque les antennes sont positionnées à deux endroits différents sur la structure. Pour la seconde, il s'agit d'une méthode issue du calibrage '*TRL*' (Thru-Reflect-Line) qui

est basée sur un calcul de la valeur propre d'une matrice formée à partir de deux matrices Scattering  $S_{ij}$  mesurées pour deux positions des antennes. Pour valider les résultats de simulation, des lignes et des métasurfaces ont été fabriquées dans un premier temps par technologie *PCB* (Printed Circuit Board) sur des substrats *FR4 Epoxy* et *Kapton flexible*. Ensuite, des métasurfaces et lignes plasmoniques supportant des ondes de surface ont été fabriquées sur un substrat textile par broderie de fils métalliques, et des métasurfaces *Musrooms* par tricot *3D*. Les différents paramètres des matériaux utilisés sont précisés dans ce chapitre et la fabrication par broderie est résumée.

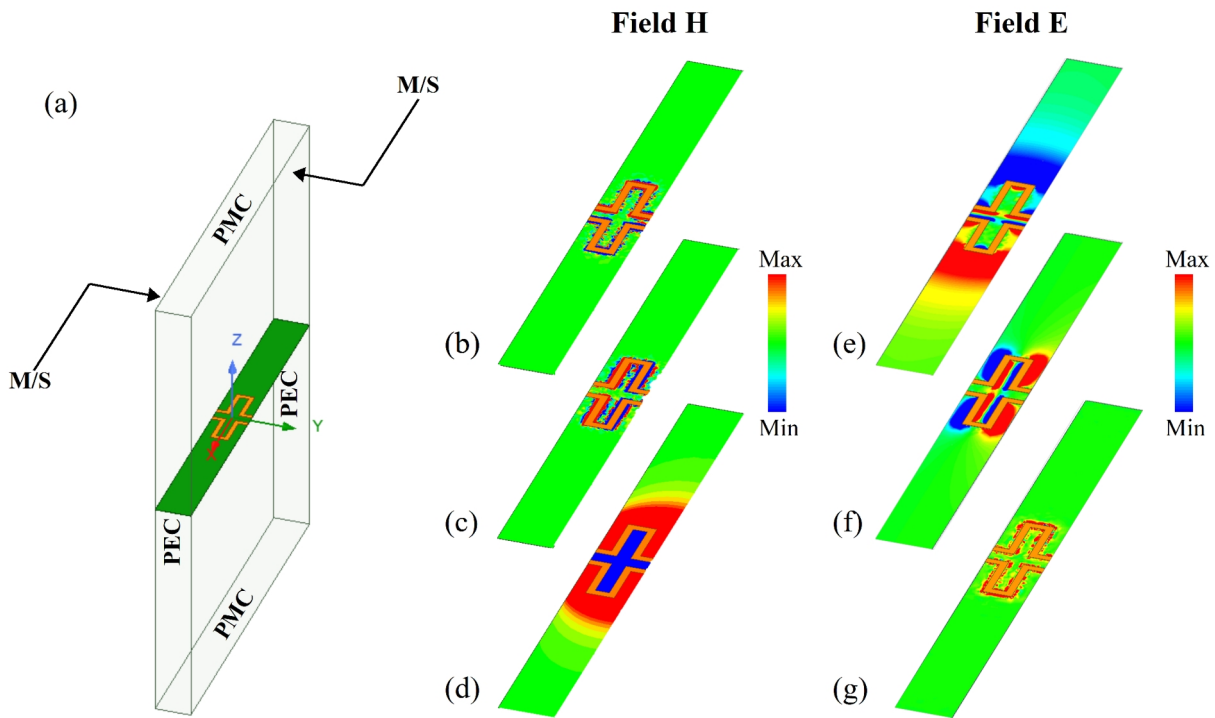
## 3.2 Simulations numériques

Les résultats de simulation présentés dans cette thèse ont été obtenus à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique *HFSS* (High Frequency Structure Simulation) de *Ansys*. Ce logiciel résout numériquement les équations de MAXWELL en se basant sur la méthode des éléments finis (Finite Element Method). La méthode consiste à subdiviser le domaine de simulation en plusieurs petits éléments volumiques de forme tétraédrique pour former un maillage dans lesquels les équations à dérivée partielle du champ électromagnétique peuvent se réécrire sous forme d'un système d'équations linéaires. La solution du champ électromagnétique obtenue dans chaque élément fini est ensuite interconnectée en respectant les conditions de continuité du champ électromagnétique aux interfaces entre éléments. Ce qui aboutit à une solution globale du champ électromagnétique dans l'ensemble du domaine de simulation considéré. Lorsque le champ électromagnétique a été calculé, *HFSS* peut sous certaines conditions d'excitation, notamment selon le choix des ports d'excitation, déterminer la matrice Scattering ( $S$ ) pour l'ensemble de la structure [3]. Les coefficients de réflexion et de transmission sont alors déterminés par les coefficients  $S_{11}$  (ou  $S_{22}$ ) et  $S_{21}$ , respectivement. Le logiciel *HFSS* permet aussi de calculer les modes propres d'une structure en utilisant le type de solution 'Eigenmode'. Ce type de solution sera utilisé pour déterminer les diagrammes de dispersion des différentes structures considérées.

### 3.2.1 Diagramme de dispersion

Pour calculer le diagramme de dispersion d'une structure périodique, on considère la géométrie d'une cellule élémentaire délimitée par des conditions aux limites périodiques de type *Master/Slave* [4]. Cette dernière condition permet de reproduire périodiquement dans l'espace la cellule élémentaire et ainsi de modéliser une structure périodique de taille infinie. Par exemple, la Figure 3.1 représente les conditions de simulation appliquées sur une cellule élémentaire correspondant à une ligne en méandre. La condition de périodicité *Master/Slave* est appliquée sur

les faces externes du domaine de simulation parallèles au plan  $xz$  afin de modéliser une ligne infiniment longue selon l'axe  $y$ . Par ailleurs, une condition de conducteur électrique parfait ( $PEC$ ) et de conducteur magnétique parfait ( $PMC$ ) a respectivement été ajoutée sur les faces parallèles aux plans  $yz$  et  $xy$  afin de respecter la configuration du champ électromagnétique autour de la ligne. Une condition aux limites de type  $PEC$  ou  $PMC$  permet de rendre la composante tangentielle de champ électrique  $E$  ou magnétique  $H$  respectivement nulle sur la surface où elle est appliquée. Ces conditions doivent être sélectionnées de façon à ne pas perturber le champ électromagnétique qui serait généré autour de la structure si un domaine de simulation infini était considéré.

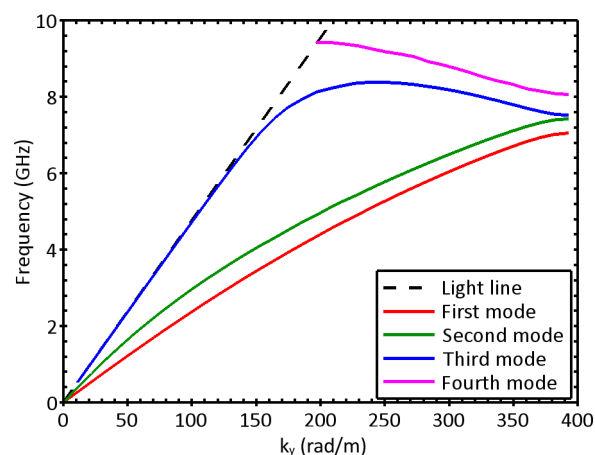


**Figure 3.1:** (a) Conditions de simulation du diagramme de dispersion appliquées sur une cellule élémentaire de la ligne en méandre. (b), (c) et (d) représentent respectivement les composantes  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$  du champ magnétique tracées dans le plan  $xy$ . (e), (f) et (g) représentent respectivement les composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  du champ électrique tracées dans le plan  $xy$ .

Dans le cas présent, cela signifie que le champ magnétique serait principalement orienté dans la direction  $z$  en s'éloignant de la ligne, et le champ électrique  $E$  serait principalement orienté dans la direction  $x$ . Dans ce cas, la condition  $PMC$  permet de respecter un champ magnétique perpendiculaire aux faces supérieure et inférieure du domaine de simulation et la condition  $PEC$  permet de respecter un champ électrique perpendiculaire sur les faces externes parallèles au plan  $yz$ . Ces conditions peuvent être choisies au préalable à partir d'une analyse du comportement physique de la structure ou a posteriori après une analyse du champ électromagnétique obtenu après une pré-simulation. À titre d'illustration, les Figures 3.1 (b), (c) et (d) représentent respectivement les composantes  $H_x$ ,  $H_y$ , et  $H_z$  du champ magnétique dans le plan  $xy$  de la ligne en méandre. Ces cartes

de champ sont tracées avec la même échelle de couleur. Il apparaît clairement que les composantes  $H_x$  et  $H_y$  sont très faibles comparées à la composante  $H_z$ . Ainsi, l'onde guidée par la ligne produit un champ magnétique principalement orienté selon la direction  $z$ . On note aussi que le champ magnétique décroît en s'éloignant de la ligne, ce qui traduit un guidage de l'onde par la ligne en méandre. Par conséquent, la condition *PMC* sur les faces supérieure et inférieure est cohérente avec la configuration du champ magnétique autour de la ligne. Le même type d'analyse sur le champ électrique permet de définir la condition *PEC* sur les faces parallèles au plan  $yz$  (le champ électrique  $E$  est orienté principalement dans la direction  $x$ , voir les cartes du champ tracées sur les Figures 3.1 (e), (f) et (g)).

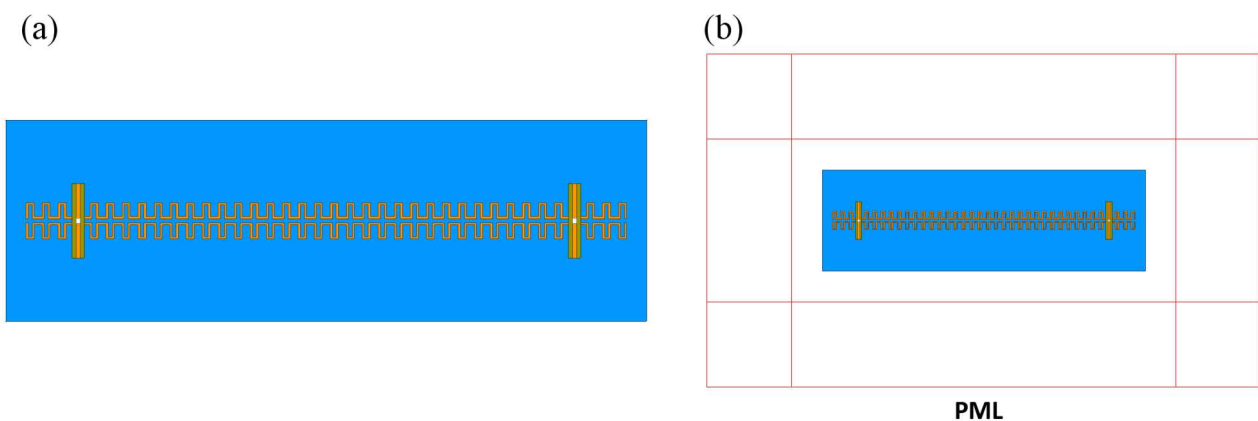
Le diagramme de dispersion est obtenu en calculant les fréquences propres pour différentes valeurs de phase  $k_y p$  ( $p$  est la période de la ligne) variant de  $0$  à  $180^\circ$  dans la première zone de Brillouin. La phase est modifiée dans les paramètres des conditions *Master/Slave*. Durant cette thèse, les courbes de dispersion seront exprimées en fonction du vecteur d'onde  $k_y$ . Cela nécessite une simple conversion en devisant la phase  $k_y p$  par la période  $p$  de la structure. La Figure 3.2 représente le diagramme de dispersion de la ligne en méandre dont l'axe des abscisses correspond au vecteur d'onde  $k_y$  exprimé en  $rad/m$ . Outre les courbes de dispersion de la structure étudiée, la courbe de dispersion traduisant une propagation en espace libre (light line) est habituellement ajoutée comme référence ( $k_0 = 2\pi f/c$ ). Le diagramme de dispersion indique bien la propagation de différentes ondes de surface avec un vecteur d'onde  $k_y$  supérieur à  $k_0$  à fréquence fixe. Les deux premières courbes de dispersion permettant de guider l'onde à 2.45 GHz seront plus précisément analysées dans le chapitre 4.



**Figure 3.2:** Diagramme de dispersion de la ligne en méandre représenté en fonction du vecteur d'onde  $k_y$ .

### 3.2.2 Paramètres Scattering

Les paramètres Scattering (coefficients de réflexion et de transmission) des métasurfaces et guides d'ondes de surface présentés dans les chapitres suivants seront calculés en choisissant le type de solution *Driven modal* de *HFSS*. Les modes de propagation surfacique mis en évidence précédemment dans le diagramme de dispersion seront ensuite étudiés en termes de transmission en générant les ondes de surface par des antennes dipôles. La génération des ondes de surface se fait par un couplage en champ proche entre l'antenne et la structure étudiée. Par exemple, la Figure 3.3 (a) représente la structure étudiée sur *HFSS* contenant deux antennes dipôles positionnées au dessus de la ligne en méandre. Pour se rapprocher des conditions expérimentales, les rubans de cuivre constituant les antennes dipôles sont déposés sur un substrat *FR4* d'épaisseur  $1.6\text{ mm}$ . Le substrat permet d'isoler les parties métalliques de l'antenne et de la ligne. Les antennes sont alimentées par un port d'excitation au milieu du dipôle de type *Lumped port*. Ce type de port d'excitation est équivalent à une source de courant appliquée entre les deux rubans conducteurs de l'antenne. Enfin, il est nécessaire de définir des conditions aux limites permettant de modéliser un espace ouvert laissant les ondes se propager librement et sortir du domaine de simulation. Pour cela, des conditions *PML* (Perfectly Matched Layer) ont été utilisées sur les côtés (voir Figure 3.3 (b)) mais aussi sur les faces supérieure et inférieure. Ces conditions reviennent à entourer le domaine de simulation de matériaux fictifs ayant des paramètres matériaux (permittivité et perméabilité) anisotropes permettant d'absorber les ondes électromagnétiques [5]. La réflexion des ondes arrivant sur le matériau anisotrope est alors fortement diminuée et la taille du domaine de simulation peut être réduite.

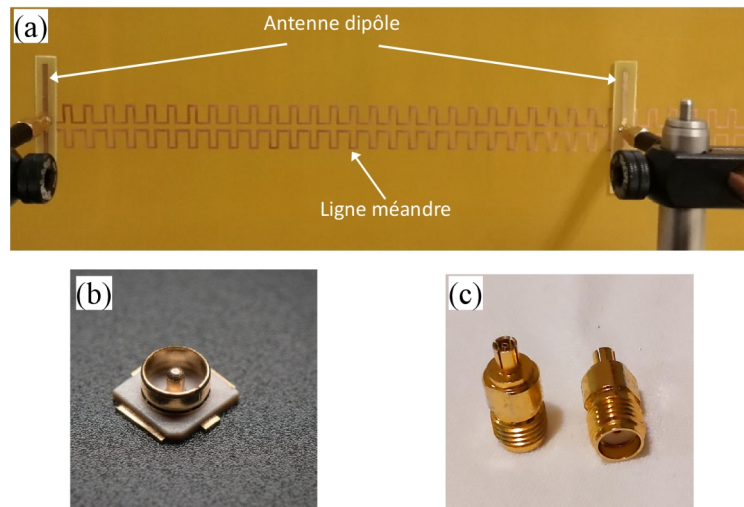


**Figure 3.3:** (a) Excitation de la ligne en méandre par des antennes dipôles. (b) Utilisation des conditions PML pour créer un modèle ouvert autour de la structure.

### 3.3 Dispositifs expérimentaux

#### 3.3.1 Mesures des paramètres Scattering

Après fabrication, les performances des différentes structures étudiées en termes de diagramme de dispersion et de propriétés de transmission seront mesurées à l'aide d'un analyseur du réseau vectoriel (*VNA*) et de deux antennes dipôles. Comme déjà évoqué dans la partie précédente, l'excitation des ondes de surface dans les travaux de cette thèse se fait par des antennes dipôles fabriquées sur un substrat Epoxy *FR4*.

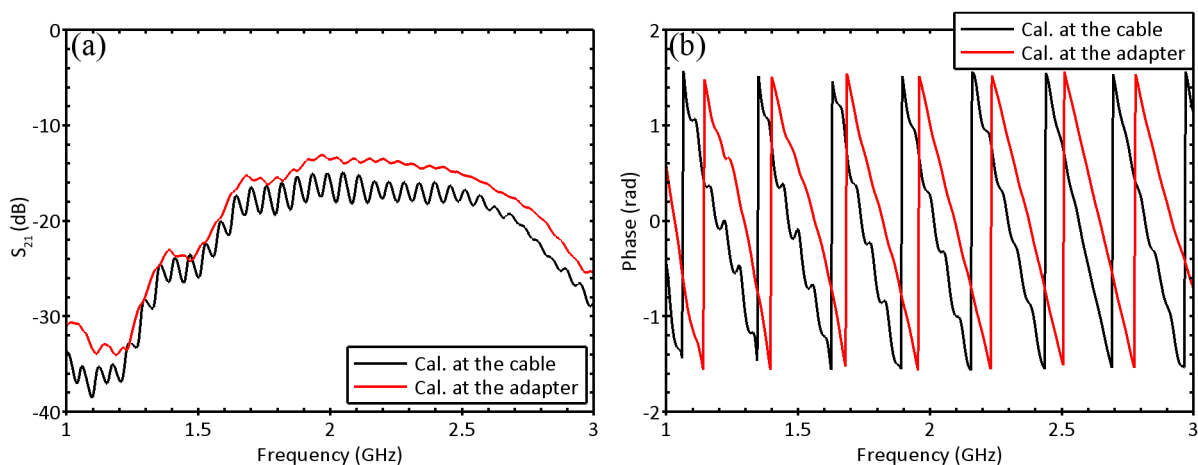


**Figure 3.4:** (a) Photo du banc de caractérisation pour mesurer les paramètres Scattering sur la ligne en méandre. (b) Photo du connecteur UFL de l'antenne dipôle. (c) Photo de l'adaptateur UFL-SMA utilisé pour connecter les antennes aux câbles coaxiaux reliés au *VNA*.

La Figure 3.4 (a) montre le dispositif expérimental permettant de générer une onde de surface sur une ligne en méandre fabriquée sur un substrat Kapton flexible. Les antennes dipôles sont déposées sur la ligne en méandre avec la face arrière du substrat *FR4* placée du côté de la ligne. Les antennes sont alimentées par l'intermédiaire d'un connecteur *UFL* (voir Figure 3.4 (b)). Un adaptateur *UFL-SMA* (voir Figure 3.4 (c)) permet ensuite de relier chaque antenne à un câble coaxial relié au *VNA*. Une étape de calibrage doit être effectuée au préalable. Pour permettre en particulier la détermination expérimentale du diagramme de dispersion, un calibrage *SOLT* (Short-Open-Load-Thru) a été réalisé dans le plan d'entrée des antennes au niveau du connecteur *UFL*, c'est à dire à la sortie de l'adaptateur *UFL-SMA*, et non en sortie des câbles coaxiaux. Pour le calibrage, un court-circuit, un circuit ouvert, une charge  $50 \Omega$ , et une connexion directe (*Thru*) sur connecteurs *UFL* ont été utilisés avec des paramètres de calibrage précédemment définie dans le groupe de recherche (capacité  $C_0 = -70 \text{ fF}$  pour le circuit ouvert et inductance  $L_0 = -240 \text{ pH}$  pour le court-circuit). Le

calibrage dans le plan des connecteurs *UFL* permet d'obtenir des mesures correctes de la phase du coefficient de réflexion et du coefficient de transmission dans le plan d'entrée de chaque antenne.

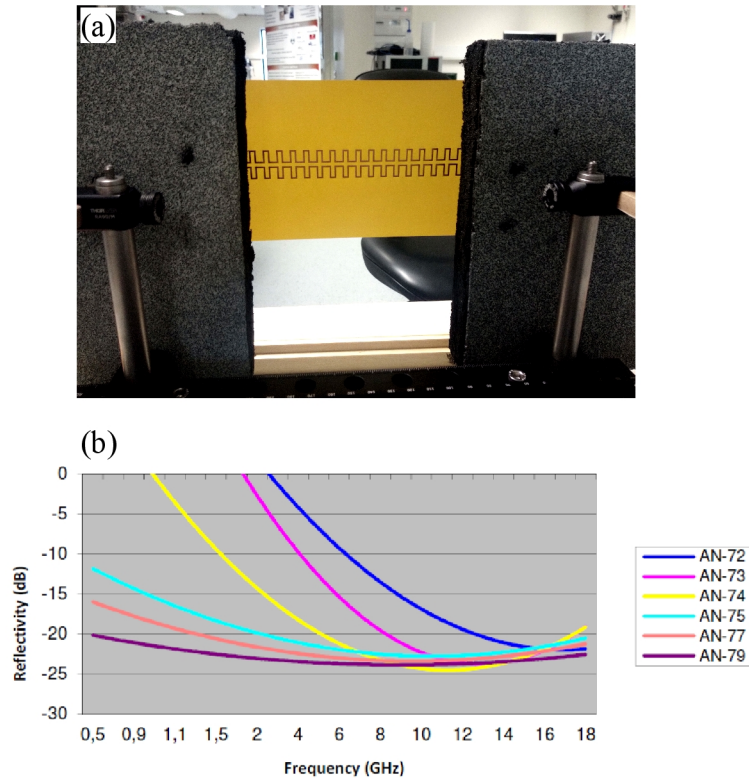
Afin d'illustrer la nécessité de calibrer le *VNA* à la sortie de l'adaptateur *UFL-SMA*, la transmission sur la ligne a été mesurée après un calibrage du *VNA* dans le plan des connecteurs *UFL*, puis mesurée après un calibrage en bout de câble coaxial. Le module et la phase du coefficient de transmission mesuré dans ces conditions de calibrage sont comparés sur les Figures 3.5 (a) et (b), respectivement. La transmission  $S_{21}$  mesurée après un calibrage à la sortie de l'adaptateur présente très peu d'ondulations. Par contre, la transmission  $S_{21}$  mesurée après un calibrage au bout de câble coaxial fait apparaître des ondulations importantes qui sont attribuées à un phénomène d'onde stationnaire causé par les adaptateurs *UFL-SMA*. Ces ondulations vont générer également des perturbations sur la phase lors de la détermination expérimentale du diagramme de dispersion, en particulier pour la méthode dite *TRL*. Le calibrage dans le plan des connecteurs *UFL* permettra de déterminer expérimentalement les diagrammes de dispersion.



**Figure 3.5:** (a) et (b) représentent respectivement le module et la phase du coefficient de transmission mesuré sur une ligne en méandre en utilisant des antennes dipôles après un calibrage à la sortie de l'adaptateur (Cal. at the adapter) et à la sortie du câble coaxial (Cal at the cable).

Lors des mesures, d'autres perturbations sont apparues liées à l'environnement de la mesure. Pour limiter ces perturbations, nous avons placé de l'absorbant microonde entre les antennes et le support de maintien métallique (Figure 3.6 (a)).





**Figure 3.6:** (a) Banc de mesure représentant l'utilisation des absorbants microondes pour couvrir les supports métalliques. (b) Réflectivité de l'absorbant microonde (données issues de la fiche commerciale).

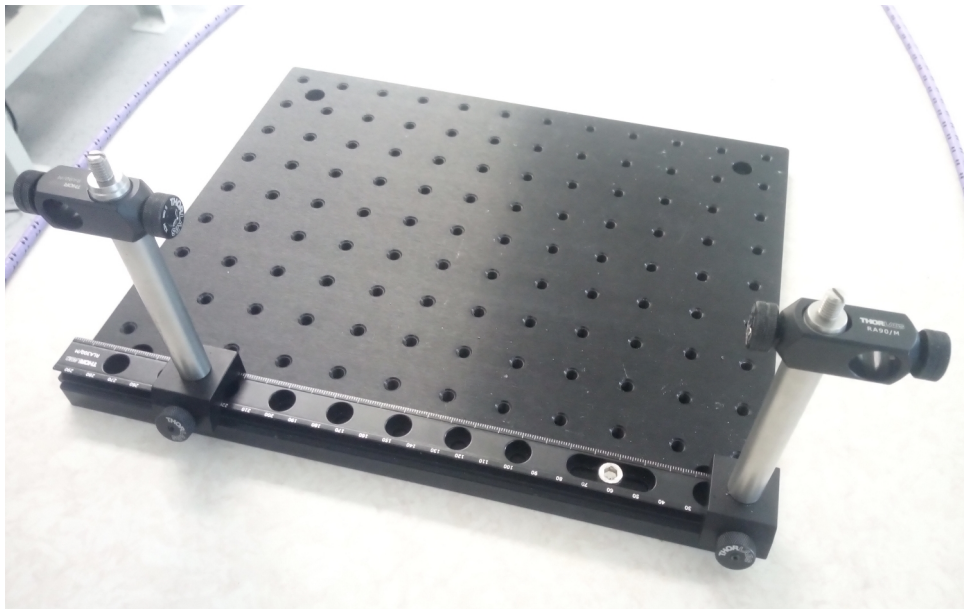
Le but était de limiter les interférences produites par un retour vers le dispositif sous test des ondes réfléchies par les supports métalliques. D'une manière plus générale, de l'absorbant microonde a été placé autour du dispositif à différents endroits permettant de diminuer des perturbations observées. L'absorbant *Eccosorb An-75* a été utilisé dans toutes les mesures. Selon les données du constructeur présentées sur la Figure 3.6 (b), pour l'absorbant *Eccosorb AN-75* une réflectivité inférieure à  $-16$  dB est obtenue dans la bande fréquentielle  $[1, 6$  GHz] considérée dans cette thèse, et inférieure à  $-20$  dB à 2.45 GHz.

### 3.3.2 Détermination du diagramme de dispersion

La détermination expérimentale du vecteur d'onde  $k_y$ , est essentielle pour caractériser la propagation des ondes de surface. Comme déjà indiqué précédemment, les ondes de surface sont caractérisées par un vecteur d'onde  $k_y$  supérieur à celui de la propagation en espace libre  $k_0$ . Cela se traduit par un confinement spatial du champ électromagnétique autour de la structure ainsi que par une vitesse de phase plus lente que la vitesse de la lumière dans le vide [6], [7]. Pour déterminer expérimentalement le diagramme de dispersion, nous avons utilisé dans un premier temps une méthode directe qui est basée sur la différence de phase de la transmission ( $S_{21}$ ) mesurée à deux distances différentes entre les antennes dipôles déposées sur la structure [8], [9]. Puis, nous avons

utilisé également une deuxième méthode qui est basée sur le calcul de valeurs propres d'une matrice construite à partir des paramètres Scattering  $S_{ij}$  mesurés eux aussi pour deux positions des antennes sur la structure [10]. Nous rappelons que toutes les mesures de la dispersion présentées dans cette thèse ont été faites à l'aide des antennes dipôles selon le dispositif illustré Figure 3.6 (a). Concrètement, les paramètres  $S$  ont été mesurés en fixant la position d'une des antennes, et en déplaçant la seconde antenne le long de la structure. Les supports des antennes étaient guidés sur un rail gradué (voir Figure 3.7) permettant une mesure précise de la distance entre les antennes.

On note que les antennes dipôles doivent être parfaitement couplées avec la structure. Sinon, deux types de propagation auront lieu entre les antennes : la propagation d'une onde en espace libre et la propagation d'une onde guidée par la structure. Ces deux propagations provoqueront d'une part des interférences entre elles, et d'autre part la phase totale mesurée ne correspondra pas à la phase de l'onde guidée sur la structure.



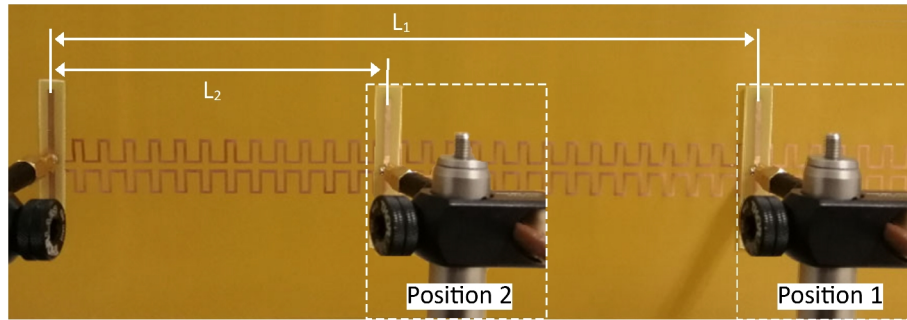
*Figure 3.7: Plateau utilisé pour la caractérisation contenant des supports mobiles fixés sur un rail gradué.*

Au cours de l'analyse des résultats, le diagramme de dispersion déterminé expérimentalement à l'aide de ces méthodes sera vérifié en utilisant plusieurs mesures effectuées sur des distances différentes entre antennes.

### **3.3.2.1 Méthode directe**

Le principe de la mesure est illustré Figure 3.8. Durant les mesures, la position de l'antenne à gauche sur la Figure 3.8 (reliée au port  $I$  du  $VNA$ ) est fixe. Cela permet de conserver des conditions de couplage entre la structure et l'antenne reliée au port  $I$  identiques pour les deux

mesures. En particulier, le coefficient  $S_{11}$  est inchangé lors des deux mesures. La seconde antenne à droite (reliée au port 2) peut se déplacer le long de la ligne.



**Figure 3.8:** Illustration d'un banc expérimental pour mesurer les paramètres Scattering  $S_{ij}$  sur la ligne en méandre en plaçant l'antenne dipôle 2 à deux positions séparées successivement par une distance  $L_1$  et  $L_2$  de l'antenne dipôle 1.

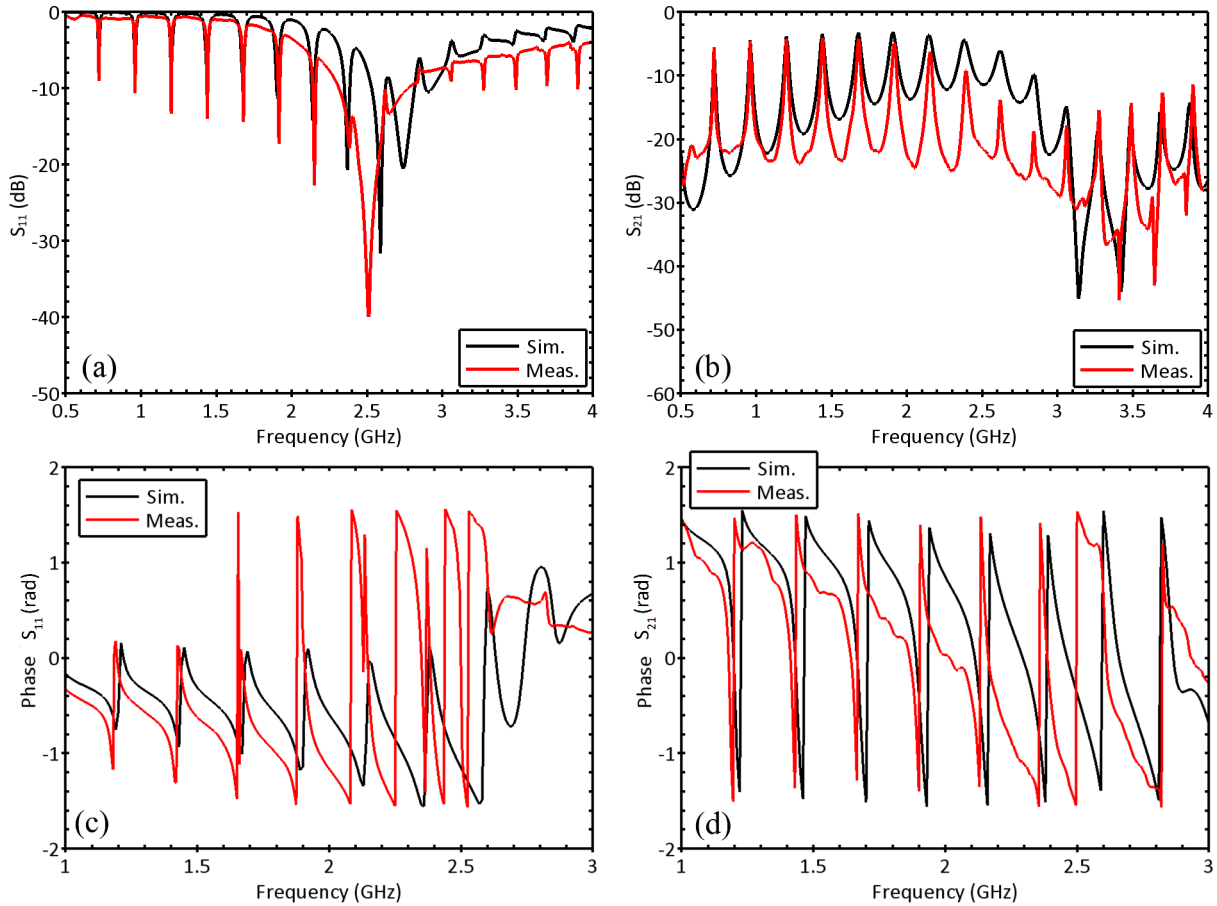
Deux mesures sont effectuées pour deux distances différentes entre les antennes  $L_1$  et  $L_2$ . Pour ces deux mesures, on essaiera également de retrouver le même coefficient de réflexion  $S_{22}$  de l'antenne reliée au port 2 de manière à conserver des conditions de couplage identiques de l'antenne avec la structure. La phase du coefficient de transmission  $\Phi_1$  ( $\Phi_2$ ) est mesurée lorsque les antennes sont séparées d'une distance  $L_1$  ( $L_2$ ). Le vecteur d'onde  $k_y$  peut alors être déterminé approximativement à partir de la constante de phase de l'onde guidée par la ligne en utilisant la relation suivante :

$$\Delta \Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = k_y \Delta L \quad ; \text{ dans laquelle } \Delta L = L_1 - L_2 \quad (3.1)$$

Normalement, l'équation (3.1) est strictement valable si les coefficients de réflexions au port 1 et 2 sont nuls. Dans la réalité, l'antenne dipôle utilisée ne résonne pas dans une large bande et ne peut pas donc capter entièrement le signal transmis par la structure. En fait, les réflexions de l'onde guidée arrivant au niveau de l'antenne peuvent perturber la détermination de la phase de l'onde. Néanmoins, les phases mesurées ont montré des évolutions similaires que l'on soit dans la bande passante de l'antenne ou en dehors. En dehors des conditions strictes, cette relation peut être utilisée dans le cas de l'antenne dipôle et permet de déterminer approximativement la valeur du vecteur d'onde à large bande.

Les Figures 3.9 (a) et (b) représentent respectivement les coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{21}$ ) mesurés et simulés pour des antennes dipôles placées perpendiculairement (voir la Figure 3.8) aux extrémités de la ligne en méandre. Un bon accord est obtenu entre la simulation et l'expérience. Les ondulations observées sur la réflexion et la transmission sont attribuées à la présence d'une onde stationnaire sur la ligne. Les Figures 3.9 (c) et (d) représentent la phase des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence. Comme observé sur les

Figures 3.9 (a) et (b), la présence d'une onde stationnaire sur la ligne produit des sauts de phase supplémentaires qui ne permettront pas de déterminer correctement le diagramme de dispersion expérimental. Par conséquent, on cherchera lors des mesures à réduire l'onde stationnaire présente sur la ligne.

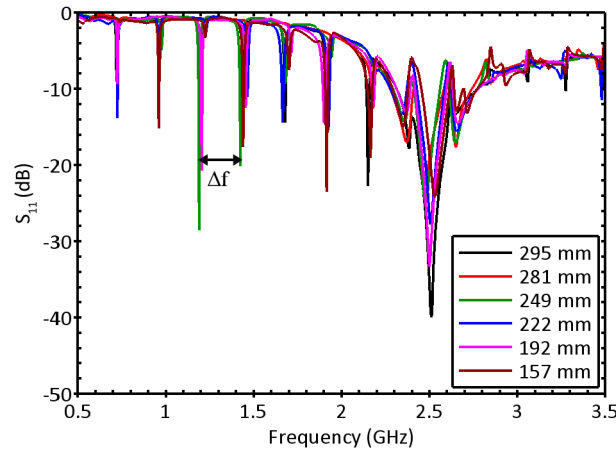


**Figure 3.9:** Simulation et mesure des paramètres Scattering  $S_{11}$  (a) et  $S_{21}$  (b) en utilisant des antennes dipôles placées perpendiculairement sur la ligne en méandre. (c) et (d) représentent la phase des coefficients de réflexion et de transmission, respectivement.

En effet, les antennes ne sont pas parfaitement couplées à la ligne en méandre et une partie de l'onde guidée est réfléchiée à chaque extrémité de la ligne qui n'est pas chargée par son impédance caractéristique (dans le cas présent les extrémités de la ligne sont ouvertes). De plus, l'antenne dipôle (face arrière du substrat) posée directement sur la ligne en méandre se comporte comme une discontinuité pour l'onde de surface et provoque également des réflexions. Les différents allers et retours de l'onde guidée sur la ligne peuvent donc provenir soit de la réflexion de l'onde guidée au niveau de l'antenne soit de l'extrémité de la ligne. Ces allers et retours produisent une onde stationnaire mise en évidence par les oscillations observées Figure 3.9. Ce phénomène est similaire au comportement des ondes dans une cavité Fabry-Perot, et il est confirmé par la périodicité des oscillations sur  $S_{11}$  et  $S_{21}$  qui peut être exprimée par la relation suivante :

$$\Delta f = \frac{v_\phi}{2L} = \frac{\pi f}{kL} \quad (3.2)$$

Pour vérifier l'origine de l'onde stationnaire, des mesures ont été effectuées pour plusieurs distances entre les antennes. La Figure 3.10 représente le coefficient  $S_{11}$  mesuré pour différentes distances entre les antennes. Selon la Figure 3.10, la périodicité des oscillations est presque identique quelle que soit la distance entre les antennes. L'origine de l'onde stationnaire peut alors être attribuée aux réflexions produites aux extrémités de la ligne. Par conséquent, la distance  $L$  à considérer dans l'équation (3.2) est la longueur de la ligne et non la distance entre les antennes.

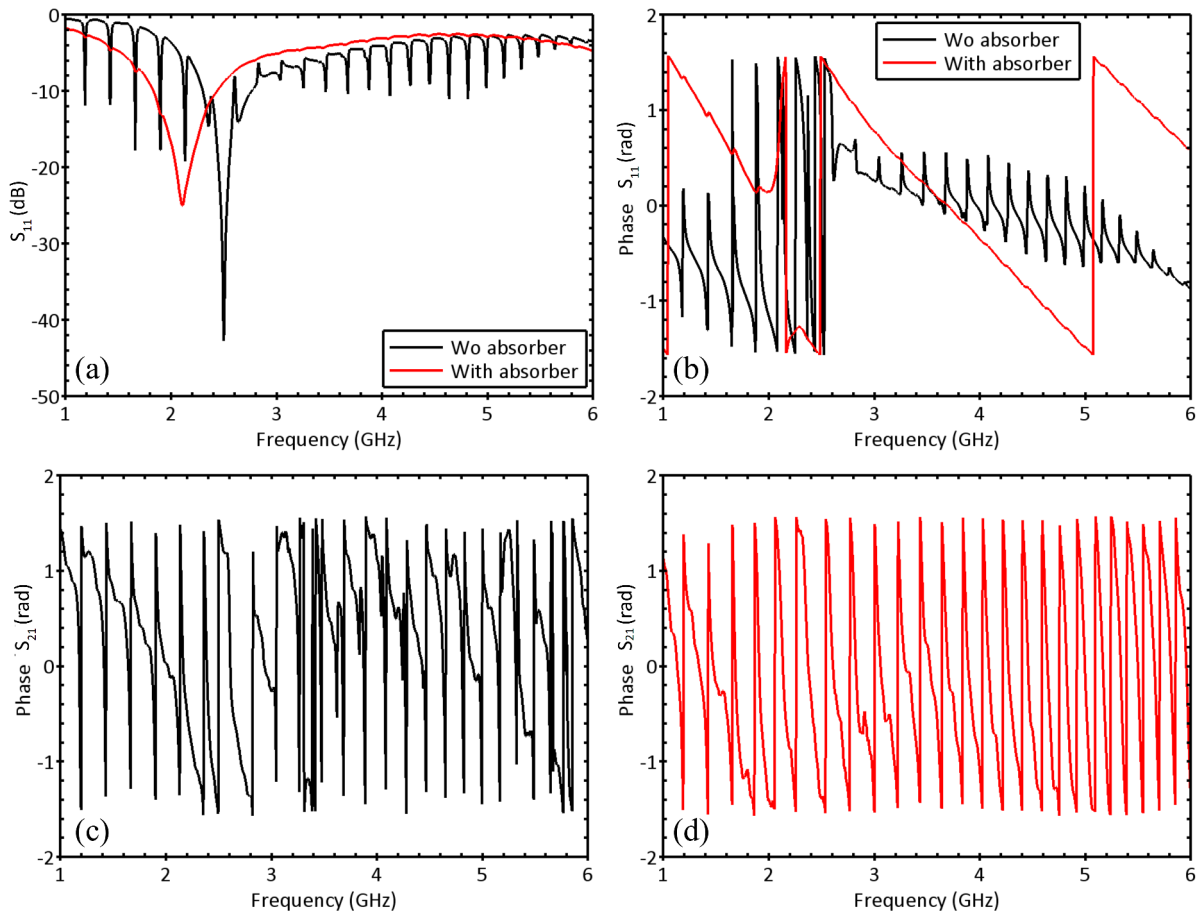


**Figure 3.10:** Coefficient de réflexion  $S_{11}$  mesuré pour différentes distances entre antennes.

À titre d'exemple, pour  $L=300 \text{ mm}$ ,  $k=60 \text{ rad/m}$  à  $f=1.5 \text{ GHz}$  (valeur  $k$  déterminée sur le diagramme de dispersion), on obtient une périodicité  $\Delta f_{theo}=0.26 \text{ GHz}$  très proche de la valeur  $\Delta f_{meas}=0.23 \text{ GHz}$  mesurée sur la Figure 3.10.

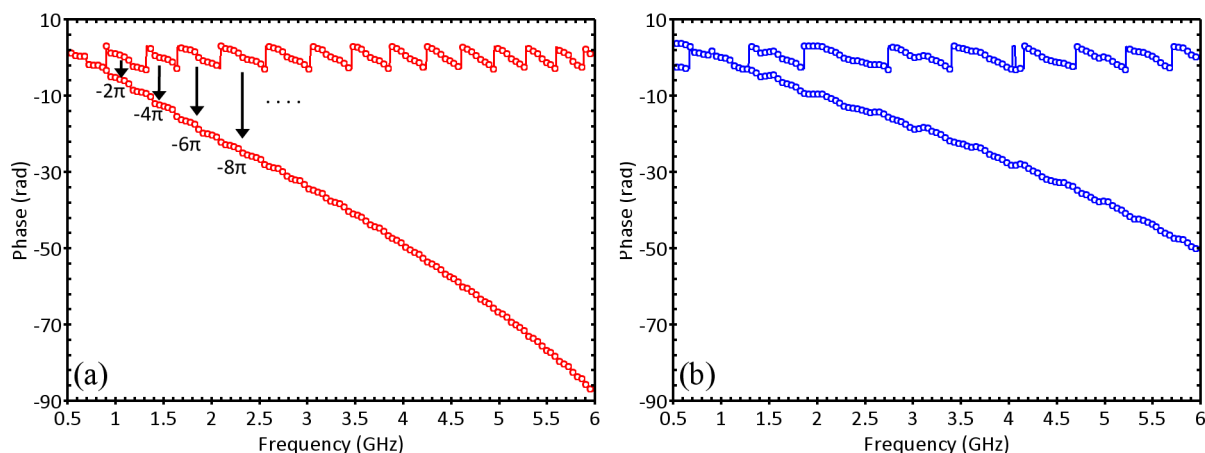
Au cours des mesures, on a remarqué que l'augmentation des pertes dans la ligne permettait de réduire les ondulations qui proviennent de l'onde stationnaire. L'augmentation des pertes produit une plus forte atténuation mais ne modifie pas la constante de phase de l'onde guidée. L'absorbant *Eccosorb AN-75* placé entre chaque antenne et son support métallique à proximité de la ligne permet d'augmenter artificiellement les pertes de propagation (voir Figure 3.6 (a)) et de réduire les ondulations. Les paramètres  $S_{ij}$  mesurés avec et sans absorbant sont comparés Figure 3.11. En présence de l'absorbant, les oscillations sur  $S_{11}$  sont supprimées (voir les Figure 3.11 (a) et (b)). Ce qui permet par conséquent à l'antenne de capter proprement le signal reçu. La phase du coefficient de transmission mesurée sans et en présence d'absorbant est représentée Figure 3.11 (c) et (d), respectivement. En l'absence d'absorbant, on peut observer des sauts de phase à  $f = 3.3, 3.4$ , et au dessus de  $3.5 \text{ GHz}$ . Ces sauts sont supprimés également en présence de l'absorbant. De plus, la

phase entre deux sauts successifs présente une évolution propre en présence de l'absorbant et accidentée sans l'absorbant.



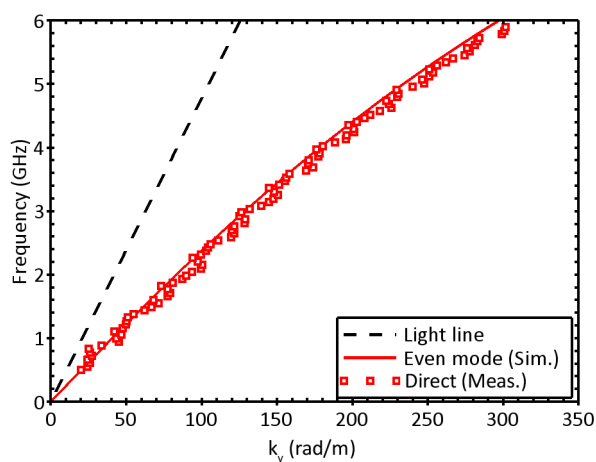
**Figure 3.11:** (a) Paramètre  $S_{11}$  mesuré sans et avec absorbant à proximité de la ligne. (b) Phase de la réflexion mesurée sans et avec absorbant à proximité de la ligne. (c) et (d) Phase de la transmission mesurée sans et avec absorbant, respectivement.

Dans ces conditions expérimentales, le diagramme de dispersion peut être déterminé à partir de la phase du coefficient de transmission mesuré pour deux distances  $L_1$  et  $L_2$  à l'aide de l'équation (3.1). Les Figures 3.12 (a) et (b) présentent deux mesures de la phase effectuées sur la ligne en plaçant l'antenne reliée au port 2 sur deux positions séparées d'une distance  $\Delta L$ . La position de l'antenne reliée au port 1 est inchangée pour les deux mesures. Afin de déterminer le diagramme de dispersion du mode guidé par la ligne, il faut d'abord dérouler la phase des deux transmissions mesurées. Cela permet de convertir les variations de phase comprises entre  $+\pi$  et  $-\pi$  en une variation de phase monotone décroissante comme montrée sur la Figure 3.12.



**Figure 3.12:** Phase de la transmission mesurée pour une distance  $L_1$  (a) et  $L_2$  (b) avant et après déroulement.

En appliquant la relation (3.1) sur les deux phases déroulées de la Figure 3.12, on obtient le diagramme de dispersion expérimental représenté Figure 3.13 qui présente un bon accord avec le résultat de simulation. Nous verrons dans le chapitre suivant que ce diagramme de dispersion correspond à un mode de propagation pair excité par l'antenne dipôle orientée perpendiculairement à la ligne en méandre.



**Figure 3.13:** Diagramme de dispersion déterminé expérimentalement par la méthode directe (Meas.) comparé avec le résultat de simulation (Sim.) et la dispersion en espace libre (light line).

### 3.3.2.2 Méthode "TRL"

La méthode directe décrite ci-dessus considère que les coefficients de transmission mesurés pour deux distances  $L_1$  et  $L_2$  ne diffèrent que par un terme de déphasage. Cette méthode revient à considérer que le coefficient de transmission mesuré traduit uniquement la propagation de l'onde guidée sur la ligne ( $e^{-k_y y}$ ). Dans la réalité, le coefficient de transmission inclut aussi le couplage entre les antennes et la ligne. De plus les coefficients de réflexion aux ports 1 et 2 qui sont non nuls doivent aussi être pris en compte en toute rigueur dans la méthode de détermination du diagramme

de dispersion. D'une manière générale, les transitions entre les ports d'accès et la ligne introduisent des termes d'erreur qu'il est nécessaire de supprimer pour déterminer la valeur du vecteur d'onde  $k_y$ .

La même problématique est traitée pour déterminer la constante de propagation complexe de lignes de transmission [10]–[12]. La méthode utilisée est aussi couramment appelée méthode des deux lignes [13] car elle se base uniquement sur les mesures sur deux lignes de longueurs différentes (Thru et Line) du calibrage TRL sans considérer de mesure "Reflect" supplémentaire. Il ne s'agit donc pas d'un calibrage TRL complet. Néanmoins, nous avons appelé la méthode "TRL" par culture au sein du groupe [12],[14], mais aussi car cela permet d'implémenter la méthode par les améliorations du calibrage TRL de la littérature, par exemple l'utilisation de multiples lignes pour réduire les erreurs à certaines fréquences [15]. La méthode repose sur un calcul de valeurs propres d'une matrice construite à partir des paramètres  $S_{ij}$  mesurés sur deux lignes de transmission identiques mais de longueurs différentes. Dans les travaux de cette thèse, nous avons appliqué cette méthode sur une ligne de transmission excitée par les antennes dipôles [14]. Comme pour la méthode directe, les deux mesures de paramètres  $S_{ij}$  sont effectuées sur la même ligne (ligne unique) en déplaçant l'antenne reliée au port 2 le long de la ligne alors que la position de l'antenne au port 1 est fixe. Pour deux positions de l'antenne au port 2, la matrice Scattering est mesurée. On obtient une matrice  $S_1$  pour une distance entre les antennes  $L_1$  et une matrice  $S_2$  pour une distance  $L_2$ . À partir de ces matrices  $S_1$  et  $S_2$ , la méthode pour déterminer  $k_y$  est la suivante :

(a) Tout d'abord, la matrice de transfert  $M$  est calculée à partir de chaque matrice  $S_i$  mesurée ( $i = 1$  ou  $2$ )

$$M_i = \frac{1}{S_{21i}} \begin{bmatrix} (S_{12i}S_{21i} - S_{11i}S_{22i}) & S_{11i} \\ -S_{22i} & 1 \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

Une matrice  $M_1$  est calculée en considérant la matrice  $S_1$  mesurée pour une distance  $L_1$  entre les antennes, et une matrice  $M_2$  est calculée à partir de la matrice  $S_2$  mesurée pour une distance  $L_2$ .

(b) Chaque matrice  $M_i$  peut s'écrire sous la forme d'un produit de trois matrices comme exprimé par les équations (3.4) et (3.5) pour deux mesures effectuées pour deux distance  $L_1$  et  $L_2$ .

$$M_1 = X T_1 Y \quad (3.4)$$

$$M_2 = X T_2 Y \quad (3.5)$$



Où  $X$  et  $Y$  sont des matrices qui correspondent à des termes d'erreurs introduits par les transitions entre le câble et la ligne de transmission. Ces termes d'erreurs incluent entre autres les désadaptations d'impédances des antennes (coefficients de réflexion non nuls) et le couplage imparfait entre les antennes et la ligne.  $T$  est une matrice qui traduit la propagation de l'onde guidée par la ligne. Pour une ligne de transmission de longueur  $L_i$  (avec  $i = 1$  ou  $2$ ) la matrice  $T_i$  s'exprime par :

$$T_i = \begin{bmatrix} e^{-\gamma L_i} & 0 \\ 0 & e^{\gamma L_i} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

avec  $\gamma$  la constante de propagation complexe de la ligne de transmission.

(c) En multipliant la matrice  $M_1$  par la matrice inverse de  $M_2$ , nous obtenons une équation aux valeurs propres exprimée par l'équation (3.7) :

$$M_1 M_2^{-1} X = X T_1 T_2^{-1} = T_1 T_2^{-1} X \quad (3.7)$$

La matrice  $T_1 T_2^{-1}$  est une matrice diagonale dont les éléments diagonaux correspondent aux valeurs propres de la matrice  $M_1 M_2^{-1}$ . Les deux valeurs propres  $\lambda_{1,2}$  de la matrice  $M_1 M_2^{-1}$  peuvent être exprimées par :

$$\lambda_{1,2} = \frac{(M_{11} + M_{22}) \pm \sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4 M_{12} M_{21}}}{2} \quad (3.8)$$

Où  $M_{ij}$  sont les éléments de la matrice  $M = M_1 M_2^{-1}$ .

Les valeurs propres peuvent également être définies à partir des éléments diagonaux de la matrice  $T_1 T_2^{-1}$  selon l'équation (3.9) suivante :

$$\lambda_{1,2} = e^{\pm \gamma (L_1 - L_2)} \quad (3.9)$$

(d) En combinant les équations (3.8) et (3.9), nous obtenons l'équation (3.10) suivante :

$$\gamma = \frac{\ln(\lambda)}{L_1 - L_2} \quad (3.10)$$

$$\text{avec } \lambda = \frac{1}{2} \left[ \lambda_1 + \frac{1}{\lambda_2} \right] \quad (3.11)$$

$\lambda$  représente une valeur moyenne des termes de propagation  $e^{\pm\gamma(L_1-L_2)}$  issus des valeurs propres déterminées à partir de la matrice  $M_1M_2^{-1}$ . Nous pouvons constater selon l'équation (3.9) que la valeur propre  $\lambda_1$  devrait correspondre à l'inverse de la valeur propre  $\lambda_2$ . Néanmoins, les valeurs de la matrice  $M_1M_2^{-1}$  calculées à partir des mesures peuvent donner une valeur propre  $\lambda_1$  légèrement différente de  $\lambda_2^{-1}$ . C'est pourquoi la valeur moyenne  $\lambda$  calculée par l'équation (3.11) à partir des valeurs propres  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  est utilisée afin de réduire l'incertitude sur la détermination de la valeur de la constante de propagation complexe  $\gamma$ .

Finalement, la constante de propagation  $\gamma$  obtenue est complexe et s'exprime sous la forme :

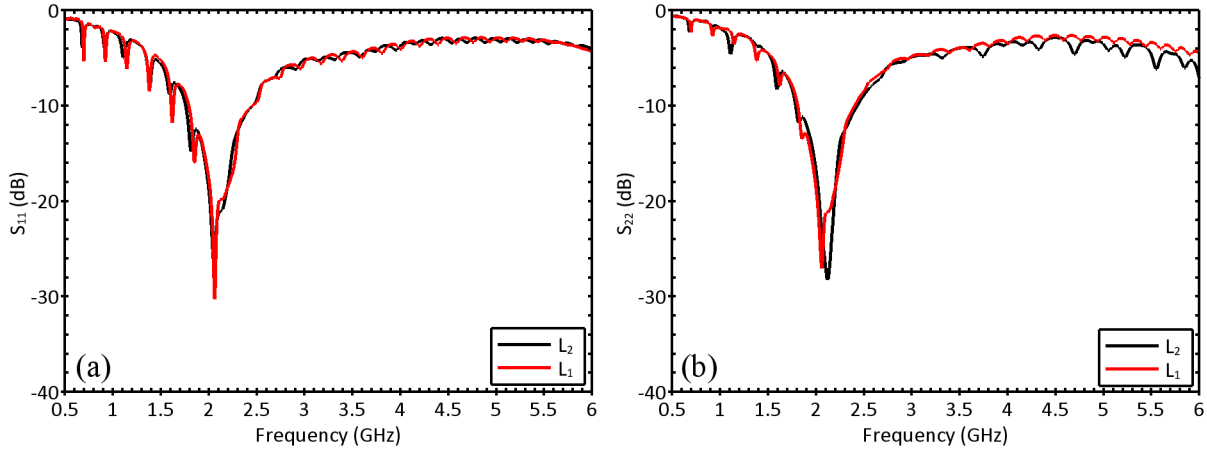
$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) - j k(\omega) \quad (3.12)$$

Les termes  $\alpha$  et  $k$  représentent respectivement le coefficient d'atténuation et le vecteur d'onde de l'onde guidée.

Comme pour la méthode directe, un matériau absorbant sera positionné à proximité de la ligne pour réduire les oscillations reliées à une onde stationnaire sur la ligne et observées sur les paramètres  $S$  mesurés. En conséquence, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  déterminé par l'équation (3.12) sera très élevé et ne correspondra pas au coefficient d'atténuation de la ligne. Bien que la méthode *TRL* permet généralement de déterminer le coefficient d'atténuation  $\alpha$  de la ligne, les conditions expérimentales ne permettront pas dans le cas présent d'accéder aux pertes d'atténuation de la ligne à cause de la présence de l'absorbant. Les pertes d'atténuation de la ligne ne seront donc pas évaluées par l'intermédiaire du diagramme de dispersion.

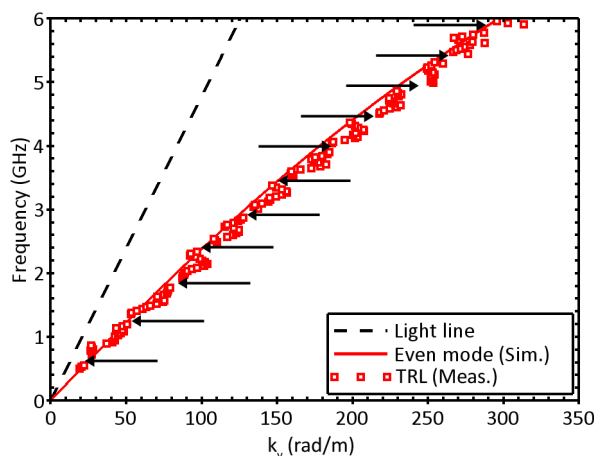
Pour pouvoir appliquer la méthode *TRL*, il faut que les matrices  $X$  et  $Y$  (équations (3.4) et (3.5)) soient identiques pour les deux mesures considérées. Pour cette raison, nous essayons de retrouver les mêmes paramètres de réflexion  $S_{11}$  et  $S_{22}$  mesurés successivement pour les deux positions des antennes. Cette condition n'est pas strictement suffisante pour vérifier complètement la conservation des matrices  $X$  et  $Y$ , mais elle permet de déterminer correctement le diagramme de dispersion comme il sera constaté par la suite. Comme pour la méthode directe, l'antenne dipôle reliée au port 1 reste dans une position fixe à l'extrémité de la ligne lors des deux mesures. Cela permet de conserver expérimentalement le même paramètre  $S_{11}$ . Ensuite, l'antenne reliée au port 2 est déplacée vers la deuxième position à une distance  $L_2$  de la première antenne. La position de l'antenne est alors ajustée afin de mesurer un paramètre  $S_{22}$  identique à celui obtenu dans la

première position (distance  $L_1$ ). La Figure 3.14 représente les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  mesurés sur la ligne en méandre pour deux distances entre les antennes  $L_1$  et  $L_2$  ( $L_1 > L_2$ ). Les mesures montrent bien la similitude des paramètres de réflexion  $S_{11}$  et  $S_{22}$  pour les deux distances. Ce qui nous permet ensuite d'utiliser la méthode *TRL* pour déterminer le diagramme de dispersion.



**Figure 3.14:** Mesures de la réflexion  $S_{11}$  (a) et  $S_{22}$  (b) des antennes dipôles en position verticale sur la ligne en méandre séparées successivement par une distance  $L_1$  et  $L_2$ .

Finalement, les paramètres  $S_{ij}$  mesurés sur la ligne en méandre permettent de déterminer le diagramme de dispersion représenté sur la Figure 3.15. Le diagramme de dispersion obtenu expérimentalement par la méthode *TRL* présente un bon accord avec le résultat de simulation. Cependant, la méthode ne permet pas de déterminer le vecteur d'onde  $k$  lorsque  $k \cdot \Delta L$  est un multiple de  $180^\circ$ . Il a été montré qu'un terme d'erreur sur la détermination de la valeur de  $k$  est proportionnel à l'inverse de  $\sin(k \cdot \Delta L)$  [15]. L'erreur sur la détermination de  $k$  tend donc vers l'infini lorsque  $k \cdot \Delta L$  est un multiple de  $180^\circ$ . Il est d'usage d'exclure les valeurs de  $k$  lorsque  $k \cdot \Delta L$  est compris entre  $\pm 20^\circ$  autour de la condition modulo  $180^\circ$ , ce qui fait apparaître les zones de valeurs de  $k$  indéterminées indiquées par les flèches sur la Figure 3.15. Cette méthode sera appliquée dans les chapitres suivants en utilisant un code numérique développé sur Scilab permettant aussi d'extraire de la courbe de dispersion les zones à valeurs de  $k$  erronées. Pour les chapitres suivants, l'application de la méthode "TRL" a été privilégiée et appliquée pour l'ensemble des structures à l'exception de la ligne corruguée. Pour cette dernière, le diagramme de dispersion issu de la méthode "TRL" présentait des sauts de phases non réalistes pour le mode impair qui proviennent d'une forte réflexion de l'antenne. La méthode directe a donc été appliquée pour cette ligne.



**Figure 3.15:** Diagramme de dispersion du mode pair déterminé expérimentalement par la méthode TRL en comparaison avec la simulation. Le trait pointillé représente la diagramme de dispersion pour une propagation en espace libre. Les flèches indiquent les zones de valeurs de  $k$  indéterminées.

### 3.4 Matériaux utilisés

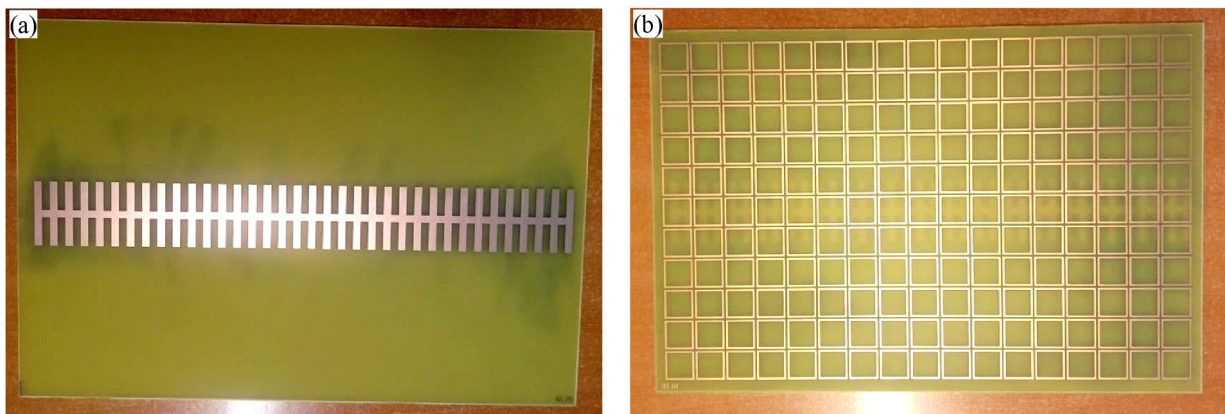
Les guides d'ondes de surface étudiés expérimentalement dans cette thèse ont été fabriqués par plusieurs voies technologiques. Dans un premier temps, des metasurfaces et des lignes plasmoniques ont été fabriquées en utilisant un substrat *PCB* (*FR4* et *Kapton*) pour valider les résultats de simulation. Ensuite, pour viser les applications des communications autour du corps humain, des guides ont été intégrés sur un substrat de textile en brodant des fils métalliques. Les résultats expérimentaux des différentes structures et notamment la performance des lignes et guides d'ondes de surface réalisés sur le textile seront exposés dans le chapitre 4 et 5. Les propriétés des différents matériaux utilisés en simulation et expérimentalement sont listées ci-dessous.

#### 3.4.1 Propriétés des substrats *PCB*

Certaines structures étudiées dans cette thèse ont été réalisées à partir des substrats rigides en *Epoxy FR4* d'épaisseur  $1.6 \text{ mm}$  caractérisés par une permittivité  $\epsilon_r = 4.4(1-0.02)$  et une épaisseur de cuivre de  $35 \mu\text{m}$ . Ces structures ont été fabriquées par gravure chimique d'un substrat pré-sensibilisé. Cette méthode de fabrication consiste à réaliser dans un premier temps un masque sur un film transparent contenant les motifs de la structure que l'on veut fabriquer. Ce masque est réalisé par une flasheuse argentique qui illumine un film transparent recouvert de cristaux d'halogénures d'argent (*AgBr*) dans la zone où nous souhaitons avoir le motif métallique. Après une étape de révélation du film transparent, les motifs apparaissent en couleur noire intense sur fond transparent. On obtient finalement le masque en passant le film dans une solution de fixateur qui supprime l'halogénure d'argent et rend le film insensible à la lumière. L'objectif du masque est de

protéger la résine sur la zone où nous voulons garder la métallisation lors de l'exposition aux rayons *UV*.

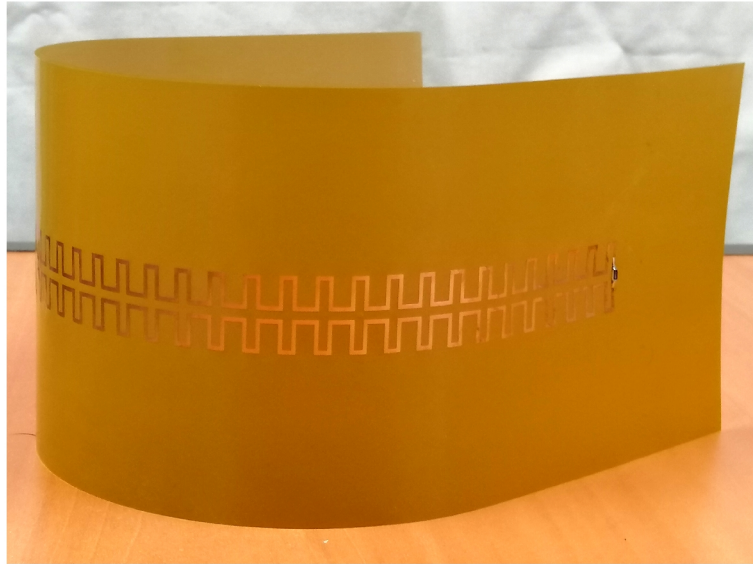
L'étape suivante est l'exposition de la résine photosensible aux rayons *UV* à travers le masque. La résine qui n'est pas protégée par les motifs en couleur noire du masque est enlevée par un révélateur. Finalement, le substrat est passé dans une machine à perchlore de fer qui attaque le cuivre non protégé par la résine restant sur les motifs. La fabrication du masque et la gravure des substrats *FR4* ont été réalisées avec l'aide d'un technicien du support technique de l'enseignement Electronique du département *EEA* situé au Bâtiment *P3* de l'Université de Lille. La Figure 3.16 illustre la fabrication d'une ligne corruguée et d'une métasurface à anneaux sur substrat *FR4* en utilisant ce procédé.



**Figure 3.16:** Ligne corruguée (a) et métasurface à anneaux (b) fabriquées sur un substrat *FR4*.

Le substrat *FR4* est rigide, il n'est donc pas adapté à l'application visée de communication autour du corps humain. Avant d'envisager une fabrication par broderie, une étape intermédiaire a été envisagée. Une ligne plasmonique sur *PCB* a été fabriquée en utilisant un substrat de Kapton flexible d'épaisseur  $50\mu\text{m}$  et de permittivité  $\epsilon_r = 3.2(1-0.003)$ . L'épaisseur du cuivre est de  $35\mu\text{m}$ . La fabrication de cette ligne a été sous-traitée dans une entreprise extérieure (Circuits Imprimés de Bellême - CIBEL).

La structure est une ligne en méandre flexible comme présentée sur la figure ci-dessous.



*Figure 3.17: Ligne en méandre fabriquée sur un substrat de Kapton flexible.*

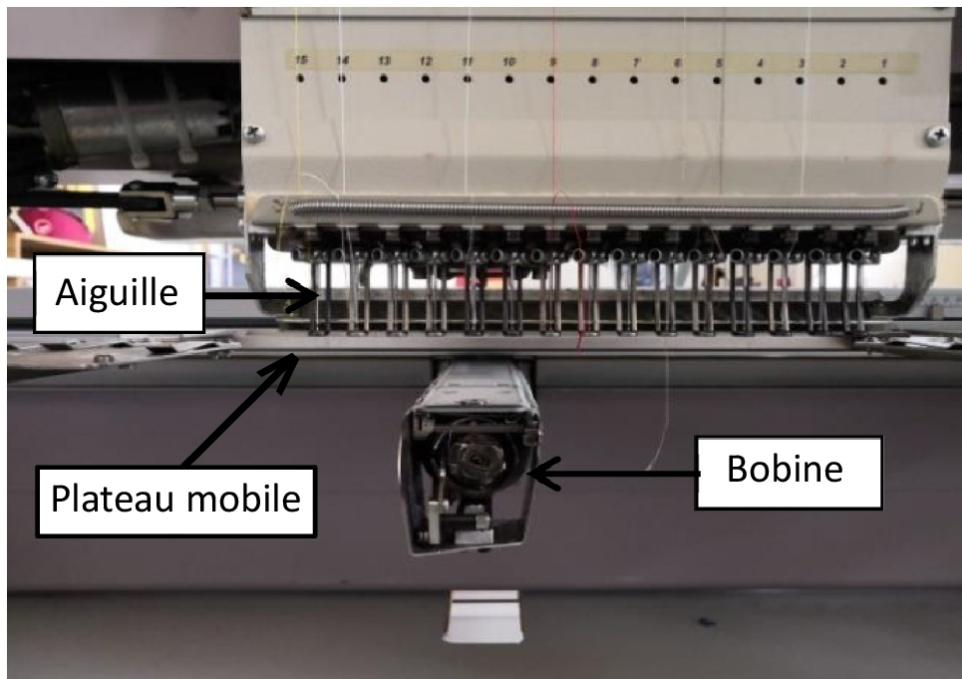
### **3.4.2 Fabrication des structures textiles par broderie**

L'objectif final de ce travail est d'étudier la propagation d'ondes de surface sur des matériaux textiles. Il existe différentes techniques de fabrication de structures électromagnétiques en textile telles que le tissage [16], [17], le tricot [18], [19] ou encore la broderie [20], [21]. Cette dernière a été sélectionnée en raison de la facilité de fabrication des structures quelle que soit la géométrie envisagée, et avec une précision typique de l'ordre de  $0.5\text{ mm}$  mais qui peut descendre jusque  $0.1\text{ mm}$  [22]. Différentes structures ont été brodées à l'ENSAIT (École Nationale Supérieure des Arts et Industries Textiles), partenaire dans le projet *ANR-CONTEXT* dans lequel s'inscrit cette thèse. Les échantillons ont été fabriqués principalement par un technicien et un doctorant de l'ENSAIT, avec ma propre participation pour quelques structures. Pour broder, il faut dans un premier temps dessiner la structure sur un logiciel de pilotage de la brodeuse en précisant les paramètres de broderie et notamment l'orientation des fils sur le substrat textile.

Le modèle de la machine brodeuse utilisé est 'JF-0215-495' de la société ZSK. Elle est composée (voir Figure 3.18) [23], [24] :

- (a) D'une aiguille effectuant des mouvements verticaux pour déposer un fil de broderie supérieur sur le substrat textile.
- (b) D'un plateau mobile faisant des mouvements dans le plan horizontal, sur lequel le substrat textile est fixé.

(c) D'une bobine de fil (canette) dans la partie inférieure permettant de fixer le fil de broderie supérieur.



*Figure 3.18: Machine de broderie.*

Le principe de fonctionnement de la broderie sur un substrat textile est illustré sur la Figure 3.19 :

- (a) L'aiguille est abaissée pour faire traverser le fil supérieur à travers le substrat textile.
- (b) Lorsque l'aiguille a traversé le substrat, la canette tourne et le fil inférieur s'agrippe sur le fil d'aiguille. Les fils inférieur et supérieur se croisent.
- (c) L'aiguille se déplace vers le haut tandis que la canette continue de tourner. Les fils inférieur et supérieur remontent et le croisement entre fils se positionne au milieu du textile (après un réglage de tension entre fil inférieur et supérieur). Les fils sont maintenus par le textile.
- (d) Lorsque l'aiguille est en position haute, le plateau se déplace horizontalement avant de démarrer un nouveau cycle.

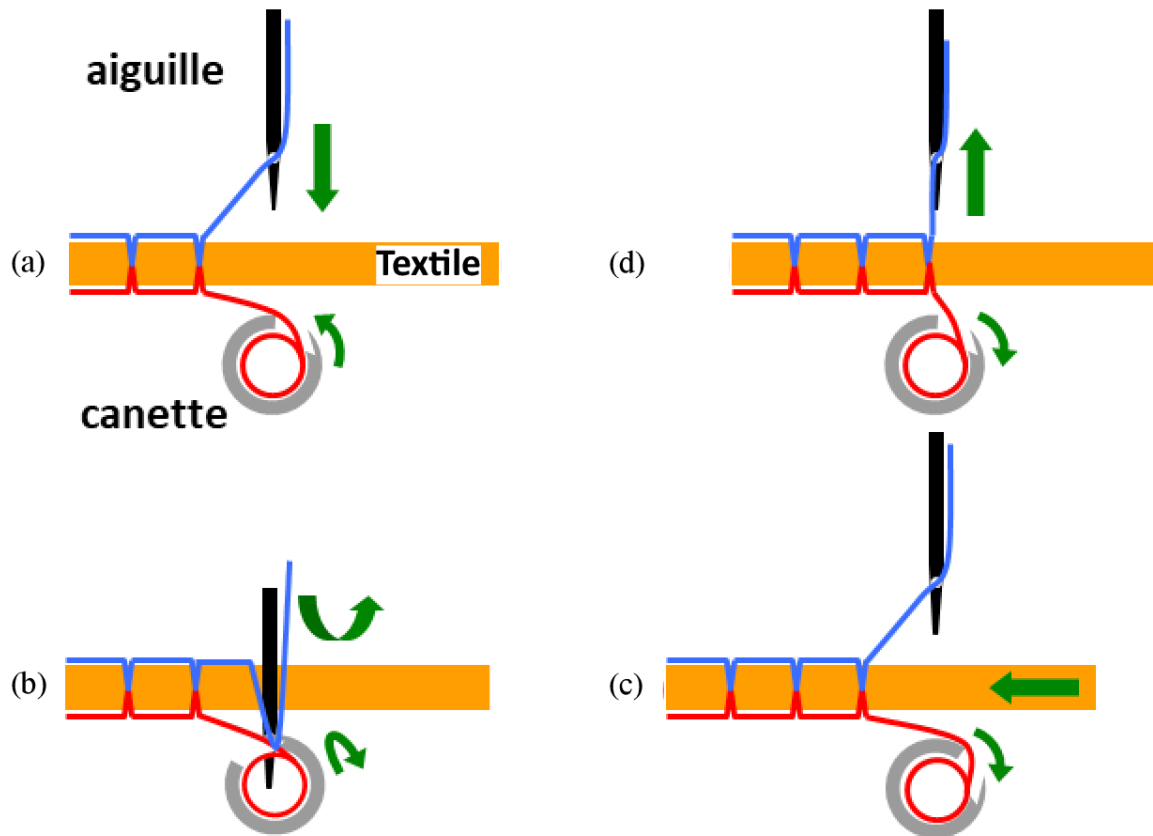
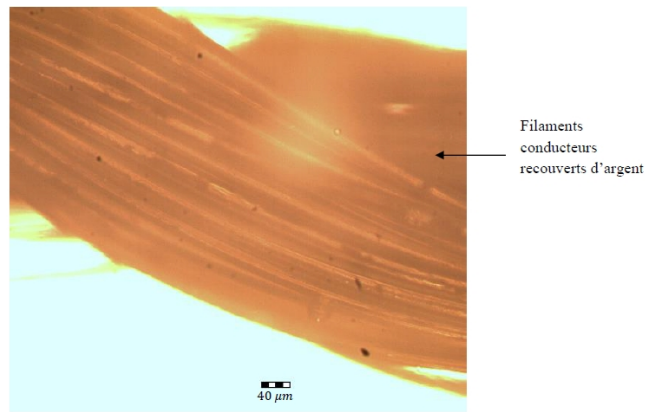


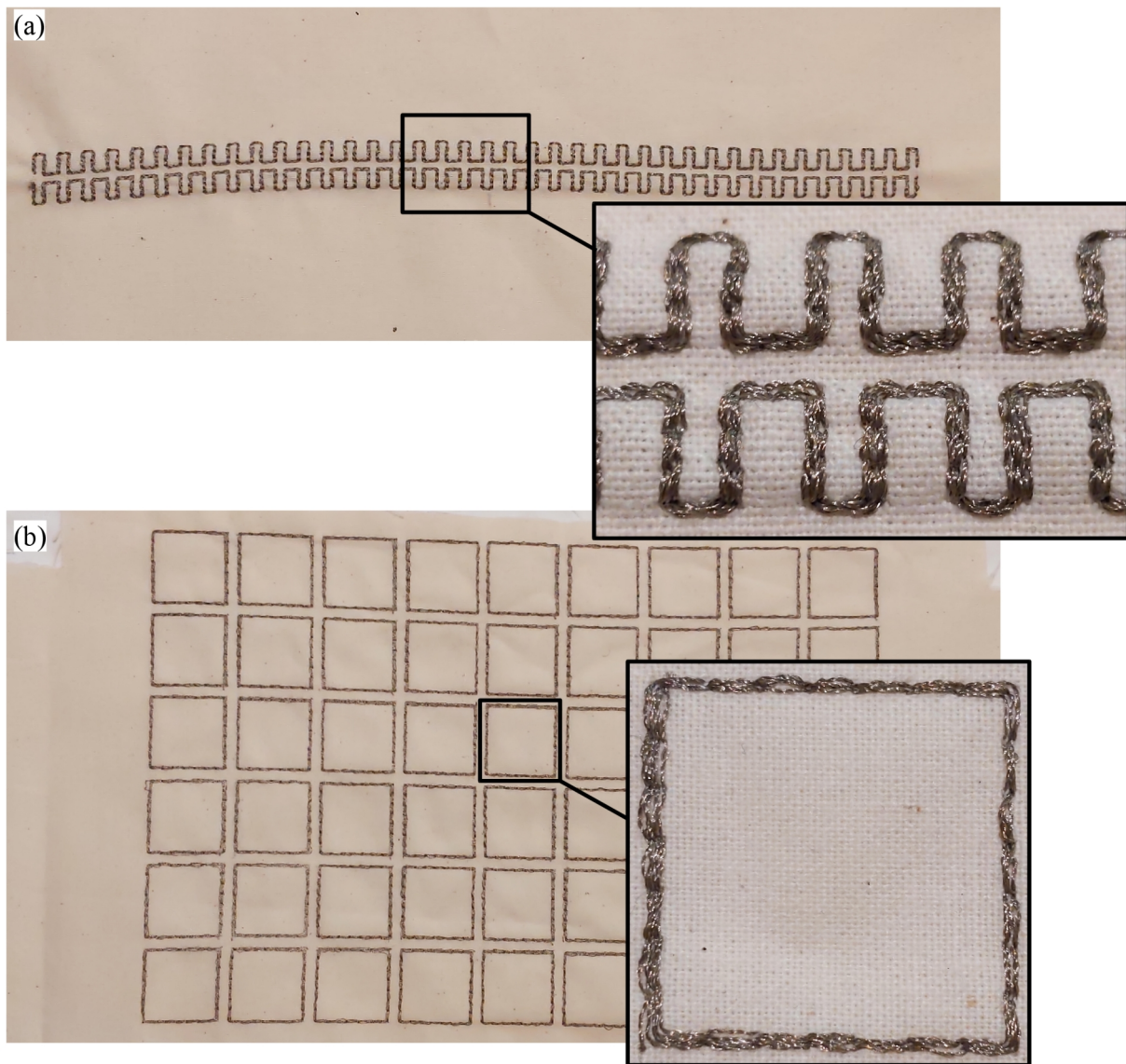
Figure 3.19: Illustration de la technique de broderie sur un substrat textile.

Les structures textiles étudiées dans ce travail ont été fabriquées à partir de fils conducteurs à base d'argent 'Shieldex® Twisted Yarns 117/17 dtex 2-Ply' de chez Statex (voir Figure 3.20). Ce fil conducteur est utilisé comme fil d'aiguille (fil supérieur) et un fil diélectrique en polyester a été utilisé dans la canette pour maintenir le fil conducteur sur le textile. Le fil conducteur est caractérisé par une résistance linéique inférieure à  $30 \Omega/cm$  et un diamètre de  $0.2 \text{ mm}$ . Un tissu en coton a été utilisé comme substrat textile. Il est caractérisé par une permittivité  $\epsilon_r=1.8$  et une épaisseur mesurée de  $0.28 \text{ mm}$ . La valeur de permittivité a été estimée par ailleurs dans le groupe à partir de mesures capacitives en basse fréquence ( $f < 100 \text{ MHz}$ ). De plus, la valeur de la tangente de pertes diélectriques estimée à  $0.0018$  n'a pas été considérée dans les simulations sans incidence sur les résultats en raison de sa valeur très faible. Les Figures 3.21 (a) et (b) montrent deux échantillons brodés par des fils métalliques sur un tissu en coton : (a) une ligne en méandre et (b) une métasurface à anneaux. Pour réaliser des motifs de largeur plus grande que le diamètre de fil, on brode parallèlement plusieurs fils très proches de manière à obtenir un contact électrique entre les fils comme montré sur les zooms des structures présentées Figure 3.21 [20], [25].





**Figure 3.20:** Photographie au microscope d'un fil conducteur Shieldex, d'après [26].

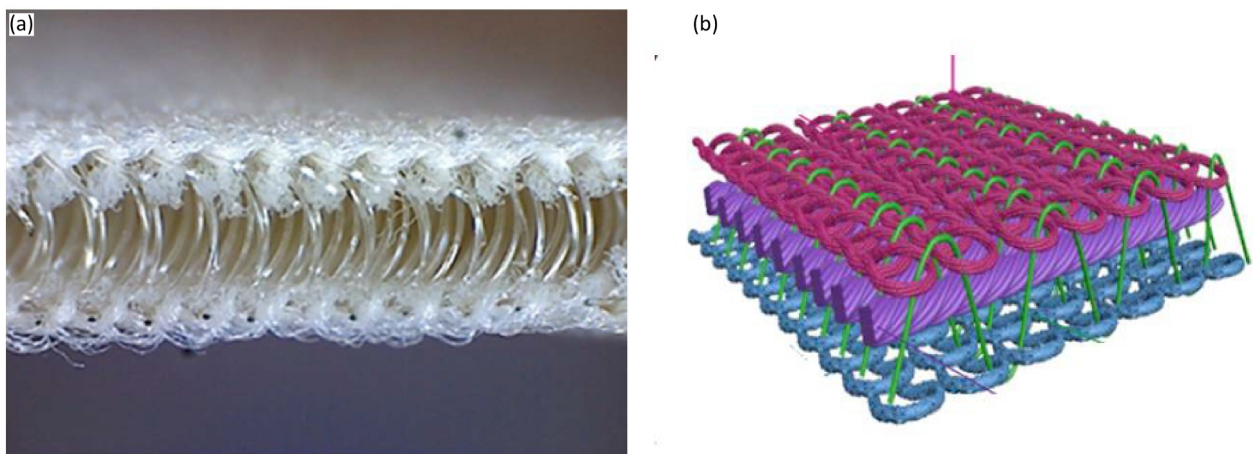


**Figure 3.21:** Ligne en méandre (a) et métasurface à anneaux (b) brodées par des fils métalliques sur un tissu en coton.

### 3.4.3 Fabrication d'une métasurface mushroom par tricot 3D (spacer)

Le chapitre 5 traite du guidage d'ondes de surface sur des métasurfaces à deux dimensions. En particulier, il sera montré que des métasurfaces constituées par un réseau de patches (*AMC*, Artificial Magnetic Conductor) [27] ou de mushrooms [28] permettent de guider une onde de surface. Ces métasurfaces sont habituellement fabriquées sur un substrat *PCB*. Dans le cadre de la thèse, une fabrication a été envisagée par tricot 3D appelé aussi tricot "spacer".

La Figure 3.22 (a) illustre un tricot spacer ne comprenant que des fils diélectriques [29]. Il est composé par deux surfaces tricotées reliées entre elles par d'autres fils plus rigides. L'ensemble est fabriqué par un seul tricotage sans étape supplémentaire.

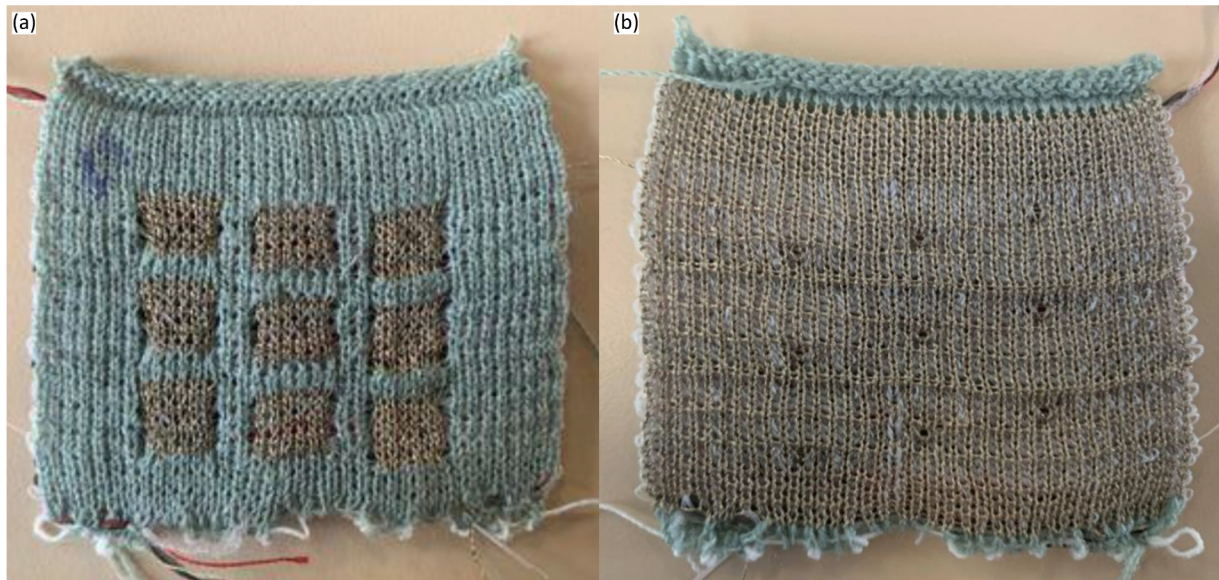


**Figure 3.22:** (a) Illustration d'un tricot "spacer" d'après [29], et (b) d'un tricot spacer avec fil de trame inséré d'après [30].

Les tricots spacers sont couramment utilisés dans l'aéronautique, l'automobile, le médical, ou encore la protection des personnes (vêtements militaires ou de police) [31]. Ces différentes applications utilisent le tricot spacer pour des propriétés telles que la légèreté, l'isolation thermique, ou encore sa résistance à la compression. En électromagnétisme, le tricot spacer présente l'avantage d'être rempli principalement d'air, avec des faces supérieure et inférieure maintenues éloignées l'une de l'autre par quelques fils diélectriques. La permittivité équivalente du tricot est donc proche de l'air [32] et il présente de faibles pertes diélectriques. Pour cette dernière raison, l'utilisation d'un tricot spacer comme substrat a été proposée pour intégrer des fonctions microondes dans un textile à base de motifs *AMC* hexagonaux [33] ou pour concevoir une surface à haute impédance [19].

Dans le cadre de la thèse, le tricot spacer a été envisagé non seulement comme substrat diélectrique mais aussi pour intégrer lors du tricot les motifs conducteurs : patchs supérieurs, plan de masse inférieur, et aussi les vias entre les patchs et le plan de masse du guide mushroom. La fabrication de la métasurface mushroom a nécessité un développement spécifique du tricot par le partenaire *ENSAIT* qui ne sera pas précisément décrit ici [30]. Néanmoins, nous précisons que la fabrication présente deux difficultés. La première concerne l'homogénéité d'épaisseur du substrat sur la totalité de l'échantillon (dimension  $6.5 \times 26 \text{ cm}^2$ ). Pour respecter cette contrainte, des fils de trame ont été ajoutés sur toute la longueur des guides d'onde tricotés pour éviter l'écrasement et fixer l'épaisseur. Ces fils qui ne sont pas tricotés sont représentés en violet sur la Figure 3.22 (b), et ils ont été positionnés lors de la phase du tricotage *3D*. La direction des fils de trame sur la longueur de la ligne a été sélectionnée de manière à augmenter légèrement la permittivité équivalente du substrat lorsque le champ électrique est parallèle aux fils [34], [35]. La seconde difficulté de fabrication concerne l'intégration des motifs patchs qui doivent être isolés les uns des autres sur la face supérieure et chacun d'eux doit être connecté au plan de masse par un via conducteur. La contrainte repose sur le nombre limité de fils diélectriques ou conducteurs indépendants qui peuvent être utilisés durant le tricotage. La difficulté a été levée en utilisant une technique de tricotage intersia et en limitant la largeur du guide d'onde à trois patchs.

Les photographies d'un guide d'onde de type mushroom tricoté en *3D* (spacer) avec la technique *intarsia* sont présentées sur la Figure 3.23. Un fil de polyamide (de couleur verte) a été utilisé pour les parties diélectriques de la face supérieure, et un fil conducteur de chez *Madeira* pour les parties conductrices (face supérieure, plan de masse, et vias). Le fil conducteur de chez *Madeira* est similaire au fil de chez *Statex* (multifilaments recouvert d'argent) et présente aussi une résistance linéique de l'ordre de  $30 \text{ } \Omega/\text{cm}$ . Les faces supérieure avec patchs et inférieure (plan de masse) sont reliées lors du tricotage par un fil monofilament de polyéthylène de diamètre  $0.25 \text{ mm}$ . Enfin, un via positionnée au centre de chaque patch est obtenu par un aller et retour d'un fil conducteur entre le patch et le plan de masse lors du tricotage. Des fils de polyester ont été positionnées entre les deux faces tricotées pour la trame.



**Figure 3.23:** *Vue supérieure (a) et vue inférieure (b) d'un guide d'onde mushroom tricoté*

Au préalable, un échantillon de tricot 3D utilisant les mêmes fils diélectriques que le guide d'onde mushroom a été fabriqué et les propriétés diélectriques ont été mesurées par ailleurs dans le groupe par des mesures capacitives à basse fréquence ( $f < 100 \text{ MHz}$ ). A partir de ces mesures, la permittivité équivalente du substrat textile tricoté a été estimée ( $\epsilon_r = 1.24$  à  $2.45 \text{ GHz}$ ) et sera utilisée pour les simulations des guides AMC et mushroom tricotés sans tenir compte des pertes diélectriques. Une épaisseur de  $0.2 \text{ mm}$  sera considérée pour les patches et le plan de masse inférieur avec une conductivité correspondant au cuivre, et le diamètre des vias sera  $0.2 \text{ mm}$ . Les résultats de simulation ne permettront donc pas d'estimer les pertes dans les guides tricotés.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les techniques de simulation et les méthodes expérimentales en se basant sur les résultats obtenus sur une ligne en méandre qui sera plus précisément étudiée dans les chapitres suivants. Cependant, l'ensemble des techniques de simulation et les méthodes expérimentales présentées ont été appliquées pour analyser les différents guides d'ondes étudiés dans cette thèse. Dans un premier temps, nous avons défini les conditions de simulation utilisées dans le logiciel *Ansys HFSS* pour déterminer le diagramme de dispersion des ondes de surface qui peuvent se propager sur une structure. Nous avons montré également les conditions de simulation permettant d'étudier la transmission de l'onde de surface sur une structure. Pour cela, des antennes dipôles ont été utilisées pour générer et recevoir les ondes de surface par un couplage en champ proche.

Du côté expérimental, nous avons introduit deux méthodes qui seront utilisées par la suite du travail pour déterminer par la mesure le diagramme de dispersion des structures. La première méthode permet d'extraire directement le vecteur d'onde  $k$  à partir de la différence de phase de la transmission  $S_{21}$  mesurée pour deux distances entre les antennes dipôles. Cette méthode a montré un bon accord avec le résultat obtenu en simulation. Pour vérifier la méthode précédente, nous avons introduit une seconde méthode de type 'TRL' qui permet de retirer les termes d'erreurs introduits au niveau du couplage entre les antennes dipôles et la structure. Ces erreurs sont représentées mathématiquement par une matrice d'entrée  $X$  et une matrice de sortie  $Y$ . Par calcul matriciel, la méthode permet d'accéder au terme traduisant uniquement la propagation sur la structure. Nous avons trouvé également un diagramme de dispersion mesuré proche de celui obtenu par la simulation. Nous avons présenté ces deux méthodes en utilisant les mesures qui concernent le mode de propagation qui est généré par des antennes dipôles perpendiculaires à la ligne en méandre.

Pour vérifier expérimentalement le principe de guidage d'ondes de surface, des guides d'ondes de surface sur des substrats *PCB* (*FR4* et *Kapton*) ont été fabriqués par gravure chimique. En ce qui concerne le textile, nous avons structuré ces guides d'onde de surface sur un tissu en coton en brodant des fils conducteurs, et fabriqué des guides à mushrooms par tricot *3D*. L'ensemble des paramètres et propriétés des matériaux utilisés a été précisé dans ce chapitre.

### 3.6 Références

- [1] X. Tian *et al.*, « Wireless body sensor networks based on metamaterial textiles », *Nature Electronics*, vol. 2, n° 6, p. 243-251, juin 2019, doi: 10.1038/s41928-019-0257-7.
- [2] X. Tian, Q. Zeng, D. Nikolayev, et J. S. Ho, « Conformal Propagation and Near-Omnidirectional Radiation With Surface Plasmonic Clothing », *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 68, n° 11, p. 7309-7319, nov. 2020, doi: 10.1109/TAP.2020.2998216.
- [3] M. Kopp, « An Introduction to HFSS: Fundamental Principles, Concepts, and Use ». ANSYS, Inc. 275 Technology Drive Canonsburg, PA 15317 USA, 2013.
- [4] L. Burgnies, É. Lheurette, et D. Lippens, « Textile inspired flexible metamaterial with negative refractive index », *Journal of Applied Physics*, vol. 117, n° 14, p. 144506, avr. 2015, doi: 10.1063/1.4918314.
- [5] J.-P. Berenger, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal of Computational Physics*, vol. 114, n° 2, p. 185-200, oct. 1994, doi: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [6] W. X. Tang, H. C. Zhang, H. F. Ma, W. X. Jiang, et T. J. Cui, « Concept, Theory, Design, and Applications of Spoof Surface Plasmon Polaritons at Microwave Frequencies », *Advanced Optical Materials*, vol. 7, n° 1, Art. n° 1, 2019, doi: 10.1002/adom.201800421.
- [7] L. Fu, H. Schweizer, T. Weiss, et H. Giessen, « Optical properties of metallic meanders », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, n° 12, p. B111-B119, déc. 2009, doi: 10.1364/JOSAB.26.00B111.
- [8] H. J. Rance, « Surface Waves on Periodic Structures at Microwave Frequencies », Thesis, University of Exeter, July 2013.
- [9] E. M. G. Brock, « The lateral confinement of microwave surface waves », Thesis, University of Exeter, December 2013.
- [10] M. D. Janezic et J. A. Jargon, « Complex permittivity determination from propagation constant measurements », *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 9, n° 2, p. 76-78, févr. 1999, doi: 10.1109/75.755052.
- [11] L. P. Zhang, H. C. Zhang, Z. Gao, et T. J. Cui, « Measurement Method of Dispersion Curves for Spoof Surface Plasmon Polaritons », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, n° 7, p. 4920-4923, juill. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2916645.
- [12] L. Burgnies, G. Velu, G. Houzet, K. Blary, J.-C. Carru, et D. Lippens, « A TRL-Like Calibration for Tunable Interdigitated BST Varactors », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 57, n° 6, p. 1127-1132, juin 2008, doi: 10.1109/TIM.2007.915120.
- [13] J. A. Reynoso-Hernandez, « Unified method for determining the complex propagation constant of reflecting and nonreflecting transmission lines », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 13, n° 8, p. 351-353, 2003, doi: 10.1109/LMWC.2003.815695.

- [14] A. Ghaddar, É. Lheurette, et L. Burgnies, « Wireless Experimental Determination of Dispersion Curves of Spoof Surface Plasmon Polariton Modes Supported by a Transmission Line », *physica status solidi (b)*, vol. 258, n° 6, p. 2100003, 2021, doi: <https://doi.org/10.1002/pssb.202100003>.
- [15] R. B. Marks, « A multiline method of network analyzer calibration », *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, vol. 39, n° 7, p. 1205-1215, juill. 1991, doi: 10.1109/22.85388.
- [16] L. Burgnies *et al.*, « Experimental phase-advance in woven textile metasurface », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 20, p. 203505, nov. 2015, doi: 10.1063/1.4935986.
- [17] L. Burgnies *et al.*, « High-Pass Sub-mmWave Filtering by Woven Textile Metamaterials », *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 8, n° 4, p. 427-433, juill. 2018, doi: 10.1109/TTHZ.2018.2844096.
- [18] M. Ghebrebrhan *et al.*, « Tunable millimeter and sub-millimeter spectral response of textile metamaterial via resonant states », *Opt. Express*, vol. 22, n° 3, p. 2853, févr. 2014, doi: 10.1364/OE.22.002853.
- [19] A. Tennant, W. Hurley, et T. Dias, « Knitted, textile, high impedance surface with integrated conducting vias », *Electronics Letters*, vol. 49, n° 1, p. 8-10, 2013, doi: 10.1049/el.2012.3896.
- [20] J. Hao, A. Djouadi, F. Rault, X. Tao, É. Lheurette, et L. Burgnies, « Multiresonant Split Ring Resonator with Meandered Strips », *Phys. Status Solidi A*, vol. 217, n° 6, p. 1901017, mars 2020, doi: 10.1002/pssa.201901017.
- [21] L. Zhang, Z. Wang, et J. L. Volakis, « Textile Antennas and Sensors for Body-Worn Applications », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 11, p. 1690-1693, 2012, doi: 10.1109/LAWP.2013.2239956.
- [22] A. Kiourti, C. Lee, et J. L. Volakis, « Fabrication of Textile Antennas and Circuits With 0.1 mm Precision », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 15, p. 151-153, 2016, doi: 10.1109/LAWP.2015.2435257.
- [23] B. Garnier, P. Mariage, F. Rault, C. Cochrane, et V. Koncar, « Textile NFC antenna for power and data transmission across clothes », *Smart Materials and Structures*, vol. 29, n° 8, p. 085017, juill. 2020, doi: 10.1088/1361-665x/ab8a6d.
- [24] B. Garnier, P. Mariage, F. Rault, C. Cochrane, et V. Koncar, « Electronic-components less fully textile multiple resonant combiners for body-centric near field communication », *Sci Rep*, vol. 11, n° 1, p. 2159, déc. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-81246-z.
- [25] J. Hao *et al.*, « Textile split ring resonator antenna integrated by embroidery », *Electron. Lett.*, vol. 55, n° 9, p. 508-510, mai 2019, doi: 10.1049/el.2019.0625.
- [26] B. Garnier, « Développement de structures textiles communiquant en champs proches (NFC) pour le transfert d'énergie et de données autour du corps humain », Thèse, Université de Lille, Lille, 2021.
- [27] Y. Zhang, J. von Hagen, M. Younis, C. Fischer, et W. Wiesbeck, « Planar artificial magnetic conductors and patch antennas », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, n°

10, p. 2704-2712, 2003, doi: 10.1109/TAP.2003.817550.

- [28] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, et E. Yablonovitch, « High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, n° 11, p. 2059-2074, 1999, doi: 10.1109/22.798001.
- [29] D. Kracalova *et al.*, « Textile microwave substrates: Special types of 3D knitted materials », in *2020 23rd International Microwave and Radar Conference (MIKON)*, 2020, p. 237-240. doi: 10.23919/MIKON48703.2020.9253942.
- [30] M. Debue, « Développement de solutions textiles pour assurer le guidage d'ondes en surface pour des applications Smart Textile », Formation d'ingénieur ENSAIT, sept. 2021.
- [31] « <https://www.baltertextiles.fr> ».
- [32] M. Kokolia et Z. Raida, « Milimeter-wave propagation in 3D knitted fabrics », in *2018 22nd International Microwave and Radar Conference (MIKON)*, 2018, p. 660-663. doi: 10.23919/MIKON.2018.8405319.
- [33] M. Kokolia et Z. Raida, « Textile-integrated microwave components based on artificial magnetic conductor », *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 34, n° 4, p. e2864, 2021, doi: <https://doi.org/10.1002/jnm.2864>.
- [34] R.-L. Chern et Y.-T. Chen, « Effective parameters for photonic crystals with large dielectric contrast », *Phys. Rev. B*, vol. 80, n° 7, p. 075118, août 2009, doi: 10.1103/PhysRevB.80.075118.
- [35] L. Burgnies, « Loi des mélanges pour les tissages de fils diélectriques », *XX<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes (JNM) 16-19 mai 2017*, Saint-Malo.



***Chapitre 4 :***  
***Guidage d'ondes de surface sur des***  
***lignes corruguées***

## 4. *Guidage d'ondes de surface sur des lignes corruguées*

### 4.1 *Introduction*

En électromagnétisme, le guidage d'onde se fait généralement par des guides d'ondes rectangulaires, des câbles coaxiaux ou des lignes de transmission (coplanaire et microruban). Les lignes de transmission sont des guides ouverts dont le champ électromagnétique guidé peut être perturbé ou couplé avec des objets placés à proximité de la ligne. Ainsi, un fort confinement du champ électromagnétique autour de la ligne est nécessaire pour limiter les perturbations extérieures, mais un confinement moins strict permet de générer plus facilement l'onde guidée par couplage. Comme discuté dans le chapitre 2, le confinement du champ électromagnétique est une caractéristique spécifique des ondes de surface, et l'introduction d'une corrugation périodique sur une ligne de propagation permet d'augmenter le confinement de l'onde de surface. Généralement, les lignes de transmission sont reliées à la source par des connecteurs. Pour les lignes plasmoniques corruguées connectées, l'excitation peut se faire par l'intermédiaire d'une métasurface à gradient d'indice placée entre un guide d'onde coplanaire (ou microruban) et la ligne corruguée [1]. Cette métasurface permet de convertir efficacement le vecteur d'onde de la source à celui de l'onde de surface. Cependant, certaines applications nécessitent une excitation non connectée en utilisant des antennes, les communications sans fil autour du corps humain en sont un exemple.

Depuis le début des années 2000, la communication entre des capteurs intégrés autour et sur le corps humain (*WBSN* pour *Wireless Body Sensor Networks*) présente des intérêts croissants pour le développement des technologies dédiées à la santé, à la télémédecine, à la sécurité et aussi aux activités physiques. Cette application de *WBSN* se compose de capteurs intégrés sur ou à proximité du corps humain pour mesurer des signes physiologiques, vitaux ou des données de mouvements qui sont ensuite transmis à un smartphone ou un appareil électronique externe. Alors, les données mesurées peuvent être collectées, traitées et visualisées par ce dernier [2]. Les communications sans fil entre les capteurs et l'appareil électronique de coordination peuvent souffrir de la proximité du corps humain. D'une part, les performances de l'antenne peuvent être dégradées avec un décalage de fréquence, une désadaptation d'impédance et une distorsion du diagramme de rayonnement [3]–[6]. D'autre part, les données transmises à travers le corps peuvent être fortement atténuées par les tissus humains [7]–[10]. Pour améliorer la transmission des données autour du corps, il a été proposé dans la littérature d'intégrer des guides d'ondes sur les vêtements [11]–[14]. En particulier, il a été

montré que l'utilisation d'une ligne microruban ou d'un guide d'ondes coplanaire permet d'améliorer de  $20\text{ dB}$  la transmission par rapport à la transmission entre deux antennes patches en espace libre. De plus, ces guides d'ondes portables peuvent être connectés sans fil à l'extérieur par un couplage avec des antennes. Ceci permet de résoudre partiellement les problématiques de connexion des textiles intelligents couramment rencontrées [11], [12], [15]. En raison des propriétés intéressantes de l'onde de surface guidée par des lignes corruguées, une ligne plasmonique corruguée portable a récemment été proposée dans la littérature et réalisée sur un substrat de textile. Cette ligne était excitée sans fil en utilisant une antenne dipôle et une amélioration de la transmission de  $30\text{ dB}$  a été obtenue [13]. Mais dans cette étude, la ligne corruguée était constituée par un textile conducteur découpé au laser collé sur un substrat isolant textile en utilisant un adhésif. Cette technique de fabrication présente l'inconvénient de produire un guide à durée de vie limitée à cause d'une faible résistance au lavage de l'adhésif. Par ailleurs, une ligne plasmonique intégrée au textile en brodant des fils métalliques pourrait présenter une durée de vie supérieure. Ainsi, la broderie pourrait être intéressante pour le développement des textiles intelligents portables dédiés aux communications autour du corps humain.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulation et expérimentaux portant sur le guidage d'ondes électromagnétiques de surface en utilisant des lignes plasmoniques. Nous commençons le chapitre par un cas idéal en étudiant l'excitation d'ondes de surface sur une ligne corruguée gravée sur un substrat rigide de *FR4* par une technique de circuit imprimé. Le diagramme de dispersion de la ligne corruguée montre l'existence de deux modes de propagation surfacique appelés modes pair et impair et définis selon la symétrie du champ magnétique. Les modes pair et impair sont excités par couplage magnétique d'une antenne dipôle placée respectivement perpendiculairement et parallèlement à proximité de la ligne. La fabrication de la ligne corruguée sur le textile par broderie ajoute certaines contraintes technologiques. Par exemple, il est nécessaire de broder plusieurs fils conducteurs les uns à côté des autres pour obtenir la géométrie souhaitée avec le risque de perdre l'homogénéité de conductivité de la ligne. De plus, le substrat de textile est moins épais que le substrat *FR4* et il a une permittivité plus faible. En conséquence, la conservation de guidage d'onde à  $2.45\text{ GHz}$  nécessite d'augmenter les dimensions de la ligne. Pour limiter ces contraintes, une ligne en méandre est proposée dans ce chapitre en visant une fabrication sur textile par broderie de fils conducteurs. La mesure du diagramme de dispersion de la ligne en méandre brodée et les performances en termes de transmission des modes pair et impair sont présentées à la fin du chapitre.

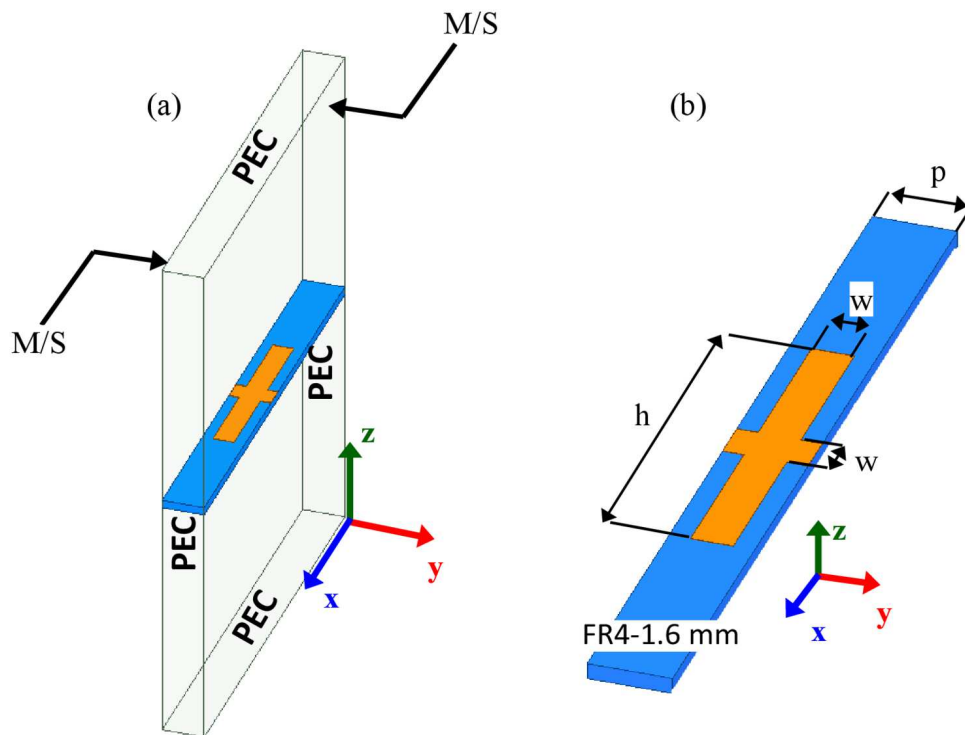
## 4.2 Ligne corruguée

### 4.2.1 Fabrication envisagée

La vérification expérimentale des propriétés de propagation d'une onde sur la ligne corruguée sera effectuée en considérant une ligne fabriquée sur un substrat rigide de *FR4* en utilisant la méthode de gravure chimique. Toutes les informations concernant les caractéristiques géométriques, diélectrique et conducteur du substrat *FR4* ainsi que la méthode de fabrication ont été détaillées dans le chapitre 3.

### 4.2.2 Diagramme de dispersion

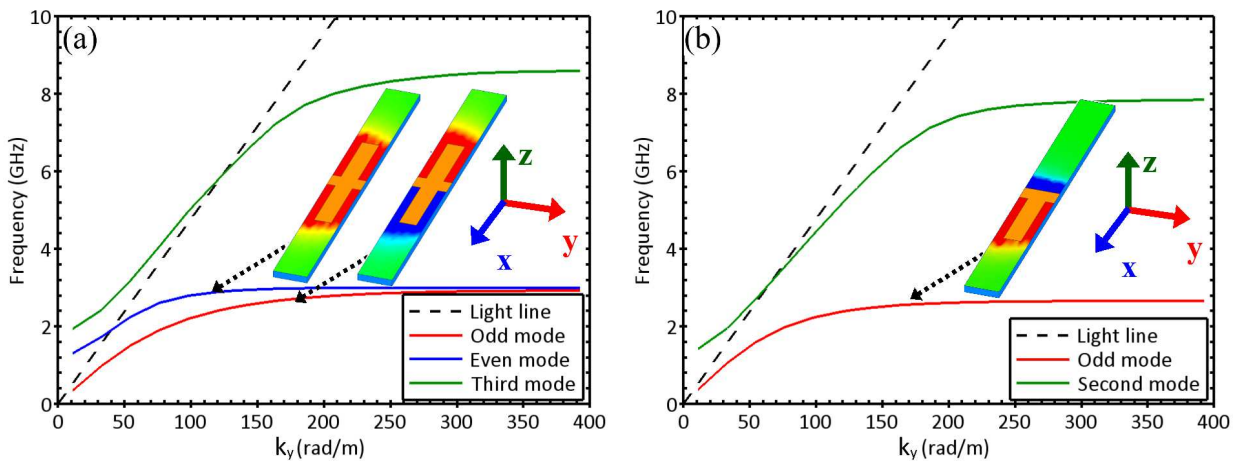
Dans cette étude, le guidage d'onde électromagnétique de surface sur la ligne corruguée commence par un calcul des modes de propagation. Les résultats de simulation présentés dans ce paragraphe ont été obtenus en utilisant les conditions exposées sur la Figure 4.1 (a). Une condition de périodicité Master/Slave (*M/S*) est appliquée sur les faces perpendiculaires à la direction *y* et une condition *PEC* (conducteur électrique parfait) est appliquée sur les faces perpendiculaires aux directions *x* et *z*, simultanément.



**Figure 4.1:** (a) Conditions de simulation du diagramme de dispersion appliquées sur une cellule élémentaire de la ligne corruguée. (b) Cellule élémentaire de la ligne corruguée indiquant les dimensions géométriques  $w$ ,  $h$  et  $p$  qui représentent respectivement la largeur de ruban, la hauteur de corrugation et la période.

Comme expliqué dans le chapitre précédent, l'utilisation de la condition *PEC* ou *PMC* pour délimiter le domaine de simulation de *eigenmode* affecte peu les modes de surface engendrés sur la structure grâce à leur fort confinement. Les dimensions de la ligne corruguée sont :  $h=34\text{ mm}$ , la période  $p=8\text{ mm}$  et la largeur du ruban  $w$  est de  $4\text{ mm}$  (voir Figure 4.1 (b)). Ces dimensions géométriques ont été définies afin d'obtenir un fonctionnement dans la bande *ISM* à  $2.45\text{ GHz}$ , et la ligne ne présente pas de plan de masse sous le substrat.

Le diagramme de dispersion simulé de la ligne corruguée montre l'existence de deux modes de propagation situés en dessous de  $3\text{ GHz}$  (voir la Figure 4.2 (a)). Afin de distinguer ces deux modes de propagation, la carte de champ de la composante  $H_z$  du champ magnétique est représentée en insert de la Figure 4.2 (a) pour chacun des modes. Ces cartes du champ ont été déterminées pour une valeur du vecteur d'onde  $k_y=130\text{ rad/m}$ .

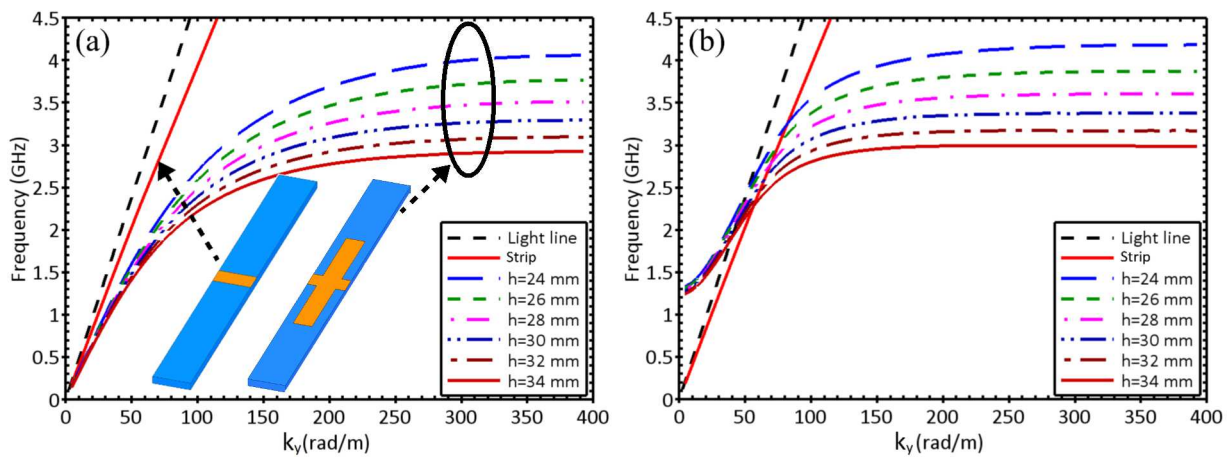


**Figure 4.2:** (a) Diagramme de dispersion d'une ligne à double corrugation contenant deux modes de propagation en dessous de  $3\text{ GHz}$ , un mode pair (Even) et un mode impair (Odd). En insert les cartes du champ magnétique (composante  $H_z$ ) associées au mode pair et au mode impair. (b) Diagramme de dispersion d'une ligne à une seule corrugation contenant une seule courbe de dispersion en dessous de  $3\text{ GHz}$  qui est associée à un mode impair.

Comme le montre la carte de champ, le premier mode (en trait rouge) est caractérisé par une répartition antisymétrique du champ magnétique avec une composante  $H_z$  orientée vers le sens positif (couleur rouge) de l'axe  $z$  d'un côté de la corrugation et vers le sens négatif (couleur bleu) de l'autre côté de la corrugation. Le deuxième mode (en trait bleu) a une répartition symétrique de la composante  $H_z$  du champ magnétique. C'est-à-dire que la composante  $H_z$  du champ magnétique est orientée vers le sens positif de  $z$  simultanément de chaque côté de la corrugation. En suivant la symétrie du champ magnétique, le premier et le deuxième modes sont appelés mode impair (Odd mode) et mode pair (Even mode), respectivement. En effet, le mode pair a été généré sur la ligne grâce à la symétrie géométrique de la ligne corruguée par rapport au plan  $yz$ . Cette interprétation peut être justifiée par un calcul de diagramme de dispersion pour une ligne avec une corrugation

présente uniquement d'un côté comme le montre l'insert de la Figure 4.2 (b). Cette dernière figure illustre le diagramme de dispersion d'une ligne corruguée d'un seul côté avec la hauteur de corrugation  $h=19\text{ mm}$ . Donc, cette ligne permet de guider un seul mode de propagation en dessous de  $3\text{ GHz}$  avec une orientation du champ magnétique  $H_z$  de forme antisymétrique (mode impair). Ainsi, le mode pair observé sur la ligne à double corrugation symétrique est absent sur la ligne à une seule corrugation. Ce qui confirme que le mode pair est lié à la symétrie géométrique par rapport au plan  $yz$ .

Les courbes de dispersion peuvent être ajustées en fréquence en modifiant les dimensions géométriques de la corrugation. Nous présentons sur la Figure 4.3 (a) et (b) les résultats d'une étude paramétrique portant sur l'évolution du diagramme de dispersion en fonction de la hauteur de corrugation  $h$  pour respectivement les modes impair et pair.



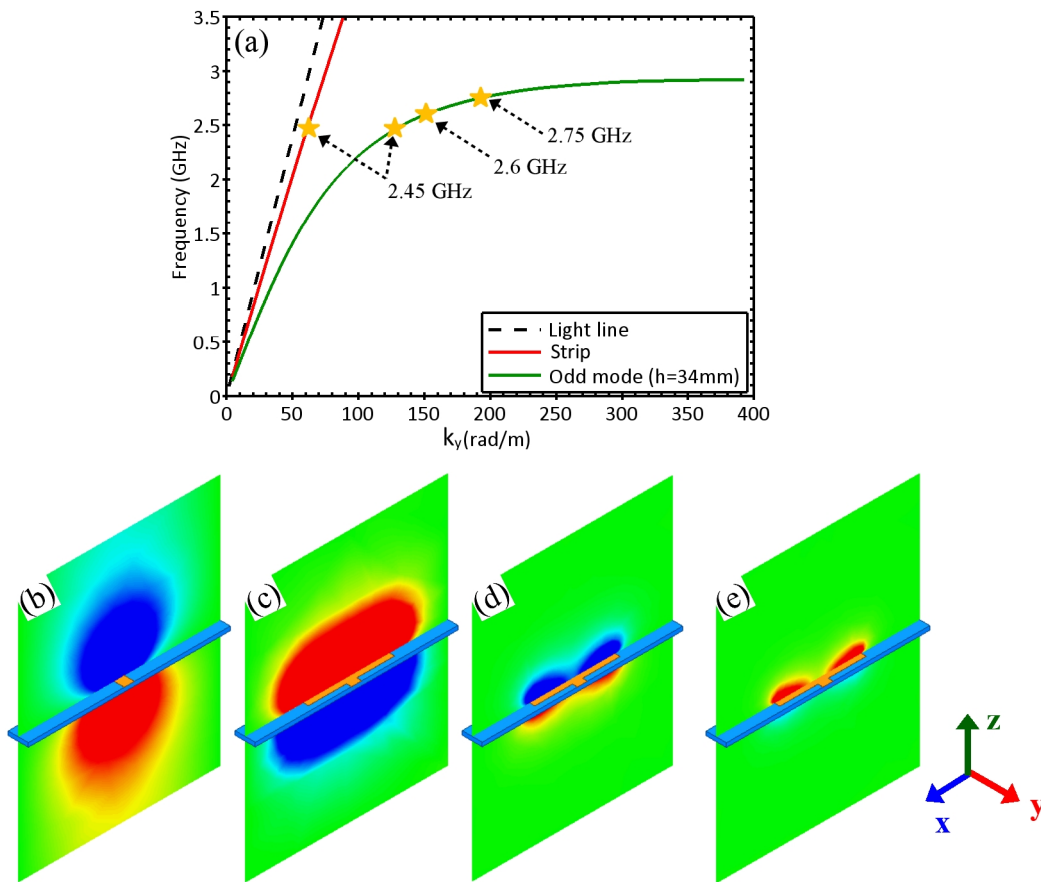
**Figure 4.3:** Étude paramétrique du diagramme de dispersion du mode impair (a) et du mode pair (b) en fonction de la hauteur de corrugation  $h$  en comparaison avec une ligne ruban (Strip).

Dans cette étude, le diagramme de dispersion d'une ligne sans corrugation (ligne ruban) a été également calculé et représenté en trait rouge. On notera ici que la ligne ruban, comme la ligne corruguée, est sans plan de masse inférieur. Comme le montre l'évolution rectiligne de sa courbe de dispersion, la ligne ruban présente un comportement non dispersif. La pente plus faible de la courbe de dispersion de la ligne ruban comparativement à la light line peut être expliquée par la présence du substrat *FR4* sous la ligne qui augmente la permittivité moyenne présente autour de la ligne. Par l'introduction d'une corrugation de part et d'autre du ruban central, la courbe de dispersion de la ligne corruguée s'écarte de l'évolution rectiligne correspondant à la ligne ruban, et une évolution caractéristique de la propagation d'une onde de surface apparaît. En augmentant la hauteur de corrugation  $h$ , la courbe de dispersion s'éloigne de plus en plus de la courbe de dispersion de la ligne ruban et la fréquence de coupure observée pour  $k_y > 350\text{ rad/m}$  diminue. Ce comportement

est en accord avec le modèle de F. Garcia-Vidal et *al.* [16] et confirme que les propriétés de propagation de l'onde de surface guidée par la ligne plasmonique pourront être ajustées par les dimensions géométriques de la corrugation.

### 4.2.3 Confinement du champ électromagnétique

Comme introduit dans les chapitres précédents, le guidage d'une onde de surface sur une ligne corruguée permet d'augmenter le confinement de l'onde électromagnétique autour de la ligne. Pour illustrer le confinement, nous présentons d'une part une comparaison entre le champ électrique  $E$  autour de la ligne ruban et celui autour de la ligne corruguée, et d'autre part nous montrons l'évolution du champ électrique autour de la ligne corruguée à différentes valeurs de fréquence.



**Figure 4.4:** (a) Diagramme de dispersion du mode impair (Odd mode) de la ligne corruguée, de la ligne ruban (Strip) et de la propagation en espace libre (Light line). Étude du confinement de la composante  $E_z$  du champ électrique tracée dans le plan  $xz$  : (b) carte du champ de la ligne ruban calculée à 2.45 GHz. (c),(d) et (e) cartes du champ de la ligne corruguée calculées à 2.45, 2.6 et 2.75 GHz, respectivement.

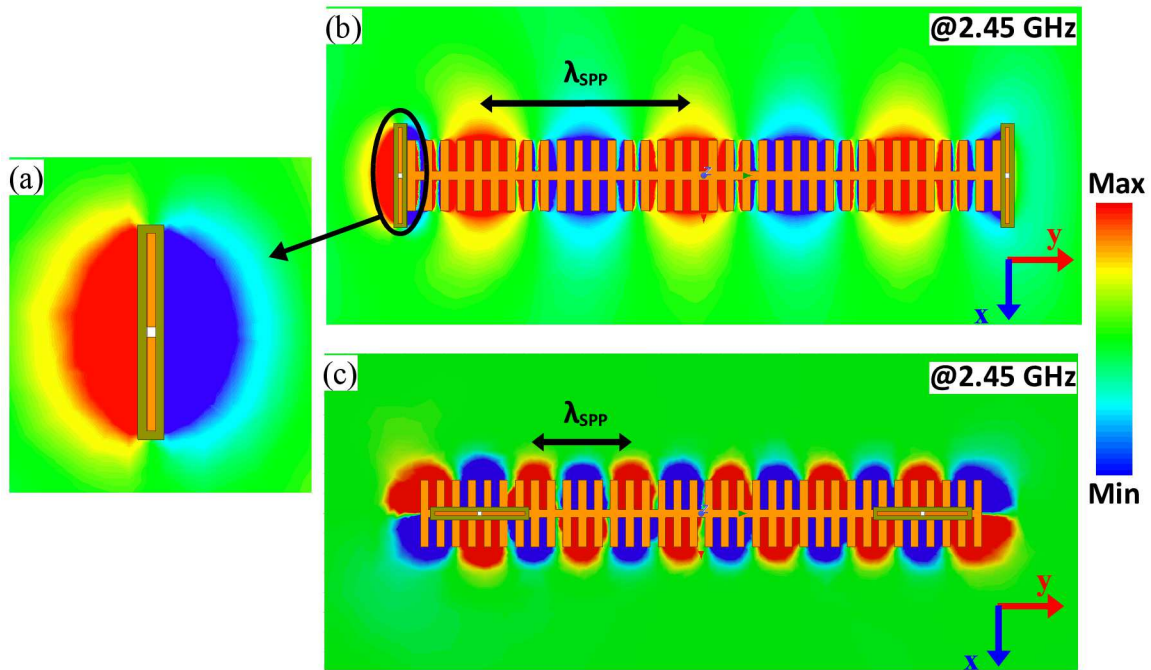
La Figure 4.4 (a) reporte les courbes de dispersion de la ligne ruban et du mode impair (Odd mode) de la ligne corruguée de hauteur  $h = 34 \text{ mm}$ . Sur les courbes de dispersion, les étoiles indiquent les fréquences pour lesquelles les cartes du champ électrique  $E_z$  sont tracées Figure 4.4 (b) à (e). Les

cartes de champ électrique ont été tracées en gardant la même échelle de couleur afin de pouvoir réaliser une étude comparative entre les différentes répartitions. Les Figures 4.4 (b) et (c) représentent les cartes de la composante  $E_z$  du champ électrique tracées dans le plan  $xz$  à 2.45 GHz pour une ligne ruban et une ligne corruguée, respectivement. Les cartes du champ électrique montrent un confinement plus important du champ électrique pour la ligne corruguée que pour la ligne ruban. L'augmentation du confinement à fréquence constante s'explique par une valeur du vecteur d'onde  $k_y$  supérieure pour la ligne corruguée que pour la ligne ruban. Ainsi en s'éloignant de la courbe de dispersion de la ligne ruban, le champ électromagnétique se confine davantage autour de la ligne corruguée. À titre d'illustration, les Figures 4.4 (c), (d) et (e) représentent respectivement la composante  $E_z$  du champ électrique autour de la ligne corruguée à 2.45, 2.6 et 2.75 GHz. Nous constatons également que l'augmentation de la valeur du vecteur d'onde  $k_y$  de l'onde de surface guidée par la ligne corruguée s'accompagne d'une augmentation du confinement du champ électromagnétique autour de la ligne.

#### 4.2.4 Propriétés de transmission

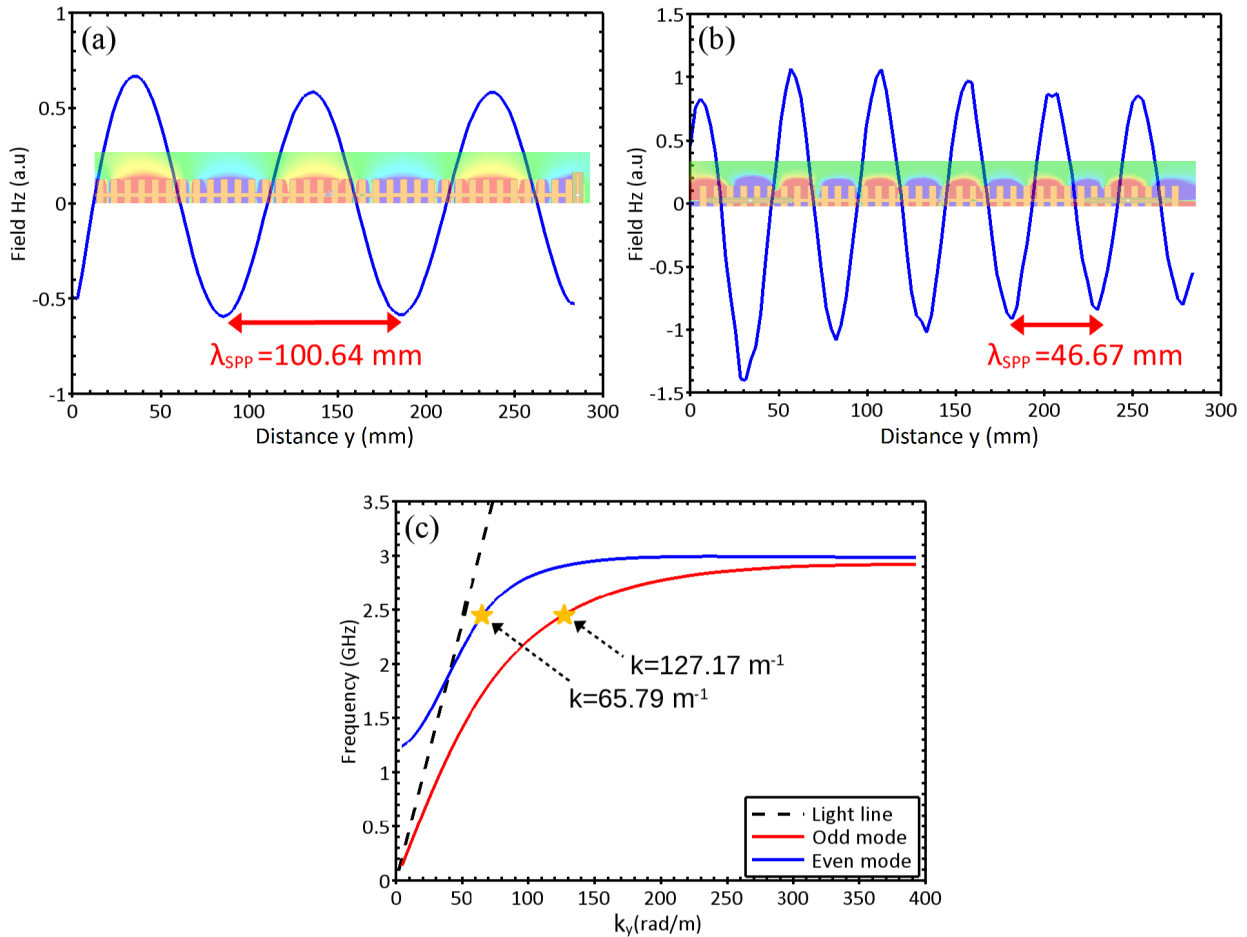
Le diagramme de dispersion étudié précédemment a montré l'existence de deux modes de propagation d'une onde de surface qui peuvent être guidés par la ligne corruguée. Les cartes de champ déterminées via le calcul du diagramme de dispersion ont montré que les deux modes de propagation se distinguent l'un de l'autre par la symétrie du champ électromagnétique. Notamment, la répartition symétrique ou antisymétrique de la composante  $H_z$  du champ magnétique a défini la parité du mode (voir Figure 4.2). Chacun de ces deux modes peut être excité en utilisant une antenne dipôle correctement orientée par rapport à la ligne corruguée. L'antenne dipôle peut être placée sur la ligne selon deux orientations : perpendiculaire ou parallèle à la ligne. En respectant la symétrie du champ magnétique  $H_z$  de chaque mode (insert Figure 4.2 (a)) et le champ magnétique généré par une antenne rayonnant en espace libre (Figure 4.5 (a)), une antenne placée perpendiculairement à la ligne permettra de générer le mode pair et une antenne placée parallèlement à la ligne permettra de générer le mode impair comme illustré sur la Figure 4.5 qui représente la composante  $H_z$  du champ magnétique calculée à 2.45 GHz. Le champ magnétique émis par une antenne dipôle peut se coupler à la ligne et générer une onde progressive se propageant le long de la ligne. Sur la Figure 4.5 (b), l'antenne dipôle orientée perpendiculairement à la ligne génère une onde caractérisée par une composante  $H_z$  symétrique, c'est à dire la caractéristique du mode pair. Sur la Figure 4.5 (c), l'antenne dipôle orientée parallèlement à la ligne génère une onde caractérisée par une composante  $H_z$  antisymétrique (le mode impair).





**Figure 4.5:** (a) Carte du champ magnétique  $H_z$  d'une antenne dipôle rayonnant en espace libre. (b) et (c) Cartes de la composante  $H_z$  de champ magnétique tracées dans le plan  $xy$  à 2.45 GHz pour une ligne corruguée excitée par une antenne dipôle placée perpendiculairement (suivant  $x$ ) et parallèlement (suivant  $y$ ) à la ligne, respectivement.

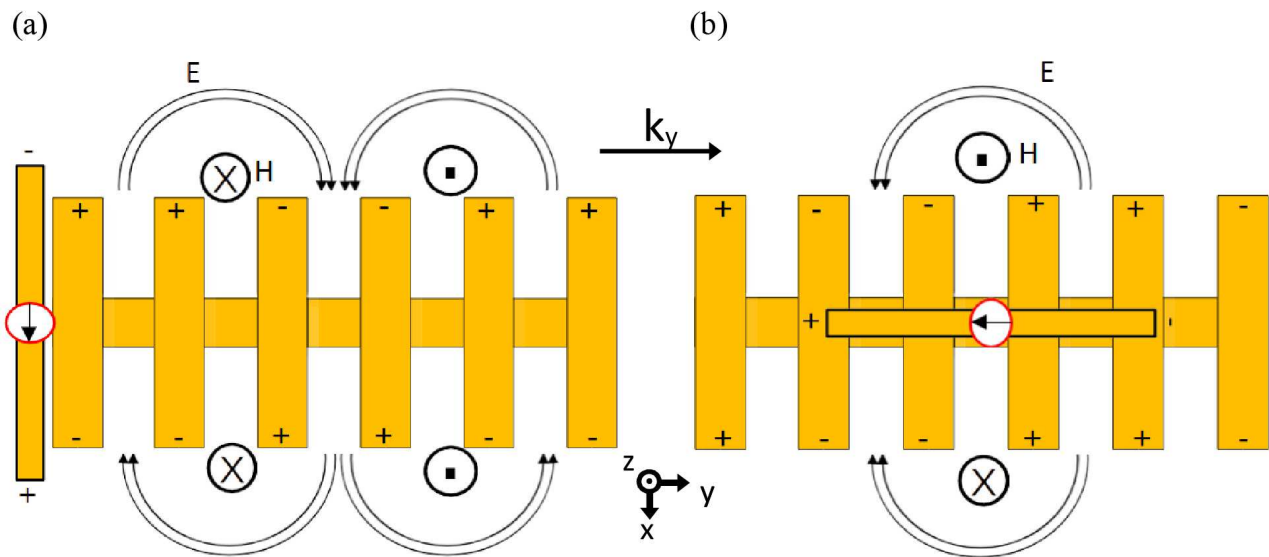
Pour identifier autrement le mode qui a été excité par les antennes orientées perpendiculairement ou parallèlement à la ligne, on peut déterminer la longueur d'onde des différents modes guidés par la ligne à partir des cartes de champ des Figures 4.5 (b) et (c). Les Figures 4.6 (a) et (b) représentent l'évolution de la composante  $H_z$  du champ magnétique déterminée à 2.45 GHz en fonction de la position  $y$  le long de la ligne. Le champ  $H_z$  a été prélevé sur la Figure 4.5 à l'extrémité de la corrugation, soit en  $x = h/2 + 3\text{mm} = 20\text{ mm}$ , et sur le plan inférieur du métal. Les extrémités de la ligne correspondent à  $y = 0\text{ mm}$  et  $y = 284\text{ mm}$ . La longueur d'onde pour une ligne excitée par une antenne perpendiculaire (parallèle) est  $\lambda_{spp} = 100.6\text{ mm}$  ( $\lambda_{spp} = 46.7\text{ mm}$ ), correspondant à un vecteur d'onde  $k_y = 62.4\text{ rad.m}^{-1}$  ( $134.6\text{ rad.m}^{-1}$ ). Ces valeurs du vecteur d'onde calculées à partir de l'évolution du champ magnétique le long de la ligne corruguée sont proches des valeurs  $65.8\text{ rad.m}^{-1}$  et  $127.2\text{ rad.m}^{-1}$  extraites du diagramme de dispersion à 2.45 GHz et indiquées par les étoiles sur la Figure 4.6 (c). Finalement, la symétrie du champ et la valeur du vecteur d'onde confirment que les modes pair et impair guidés sur la ligne corruguée peuvent être générés par des antennes orientées perpendiculairement et parallèlement à la ligne.



**Figure 4.6:** (a) et (b) Evolution du champ magnétique  $H_z$  le long de la ligne en considérant une antenne dipôle déposée perpendiculairement et parallèlement à la ligne, respectivement. (c) Diagramme de dispersion de la ligne corruguée avec les valeurs de  $k$  correspondant à la fréquence 2.45 GHz indiquées par les étoiles.

Pour comprendre physiquement comment une orientation perpendiculaire (ou parallèle) de l'antenne dipôle par rapport à la ligne corruguée permet d'engendrer les distributions du champ magnétique des modes pair et impair montrés sur la Figure 4.5, on illustre schématiquement le champ électrique et magnétique excités sur la ligne corruguée via une antenne dipôle sur la Figure 4.7. La position perpendiculaire de l'antenne sur la ligne (voir Figure 4.7 (a)) permet de polariser les dents situés à proximité de l'antenne avec une distribution des charges positives pour les dents supérieures et négatives pour les dents inférieures. Cette distribution de charges crée une boucle de champ électrique fermée entre les dents supérieures et inférieures (c'est-à-dire avec le même sens de rotation). Cette boucle de champ électrique conduit à la création du champ magnétique orienté dans le même sens sur les deux côtés de la corrugation. Cette illustration nous permet de bien comprendre la répartition du champ magnétique pour le mode pair observée précédemment sur la Figure 4.5 (b). Lorsque l'antenne est parallèle à la ligne (voir Figure 4.7 (b)), les dents supérieures et inférieures de la corrugation sont polarisées de la même façon avec le plan  $yz$  considéré comme

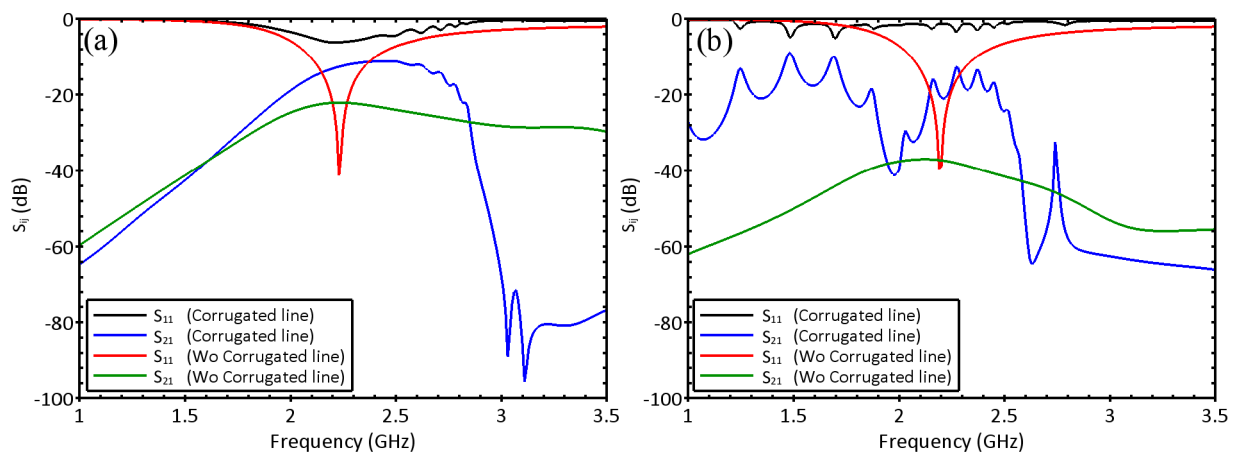
plan de symétrie des charges. Ce qui permet de former une répartition symétrique du champ électrique par rapport à la ligne centrale, cette répartition du champ électrique a également été illustrée dans la référence [1] pour le cas d'une ligne plasmonique connectée. Le champ magnétique associé à cette répartition du champ électrique présente alors une composante positive suivant  $z$  d'un côté de la corrugation et négative de l'autre côté. Ce qui nous donne la répartition du champ magnétique de la Figure 4.5 (c) correspondant au mode impair.



**Figure 4.7:** (a) et (b) représentation schématique des champs électrique et magnétique excités sur la ligne corruguée via une antenne dipôle placée perpendiculairement et horizontalement, respectivement.

Les Figures 4.8 (a) et (b) représentent les résultats de simulation de la réflexion  $S_{11}$  et de la transmission  $S_{21}$  en considérant deux antennes dipôles orientées perpendiculairement ou parallèlement à la ligne. Le substrat de l'antenne dipôle a été déposé directement sur la ligne sans présence d'un gap d'air. Les antennes dipôles utilisées ont été optimisées au préalable pour rayonner à  $2.45 \text{ GHz}$  en espace libre. La Figure 4.8 (a) compare la transmission (réflexion) du mode pair de la ligne corruguée et la transmission (réflexion) calculée sur le substrat *FR4* nu en gardant les antennes orientées perpendiculairement. Pour cette orientation, les antennes ont été placées aux extrémités de la ligne et elles sont distantes l'une de l'autre de  $290 \text{ mm}$  (voir Figure 4.5 (b)). On observe que ce mode de propagation améliore la transmission d'environ  $11 \text{ dB}$  à  $2.45 \text{ GHz}$  grâce à l'utilisation de la ligne corruguée. Pour le mode impair, la distance entre les antennes orientées parallèlement à la ligne est  $224 \text{ mm}$  (voir Figure 4.5 (c)). La Figure 4.8 (b) compare également les résultats de simulation du mode impair guidée par la ligne corruguée et les coefficients de transmission et réflexion calculés sur le substrat nu en gardant les antennes orientées horizontalement. Pour ce mode, une amélioration de  $20 \text{ dB}$  est obtenue à  $2.45 \text{ GHz}$ . De plus, les

simulations montrent que le coefficient de réflexion  $S_{11}$  à l'entrée des antennes déposées sur la ligne est très élevé. Ceci indique que peu de signal est réellement transmis à la ligne. Malgré cela, la ligne permet d'améliorer la transmission pour les deux modes pair et impair. Par ailleurs, la bande passante du mode pair commence à  $2.1\text{ GHz}$  et se termine à la fréquence de coupure  $2.7\text{ GHz}$ . Cette bande passante présente un bon accord avec la bande passante mise en évidence sur le diagramme de dispersion. Pour le mode impair, on observe de fortes ondulations (ripples) des coefficients de transmission et de réflexion qui peuvent être attribuées à la présence d'une onde stationnaire sur la ligne, comme expliqué dans le chapitre 3. La détermination précise d'une bande passante est donc difficile pour le mode impair. Néanmoins, on peut approximativement estimer que le mode impair améliore la transmission des basses fréquences ( $<1\text{ GHz}$ ) jusqu'à la fréquence de coupure  $2.8\text{ GHz}$ . Ce qui est en assez bon accord avec le diagramme de dispersion. On note aussi que la transmission pour le mode impair présente une étroite bande atténuée autour de  $2\text{ GHz}$  dont l'origine n'a pas pu être expliquée physiquement.

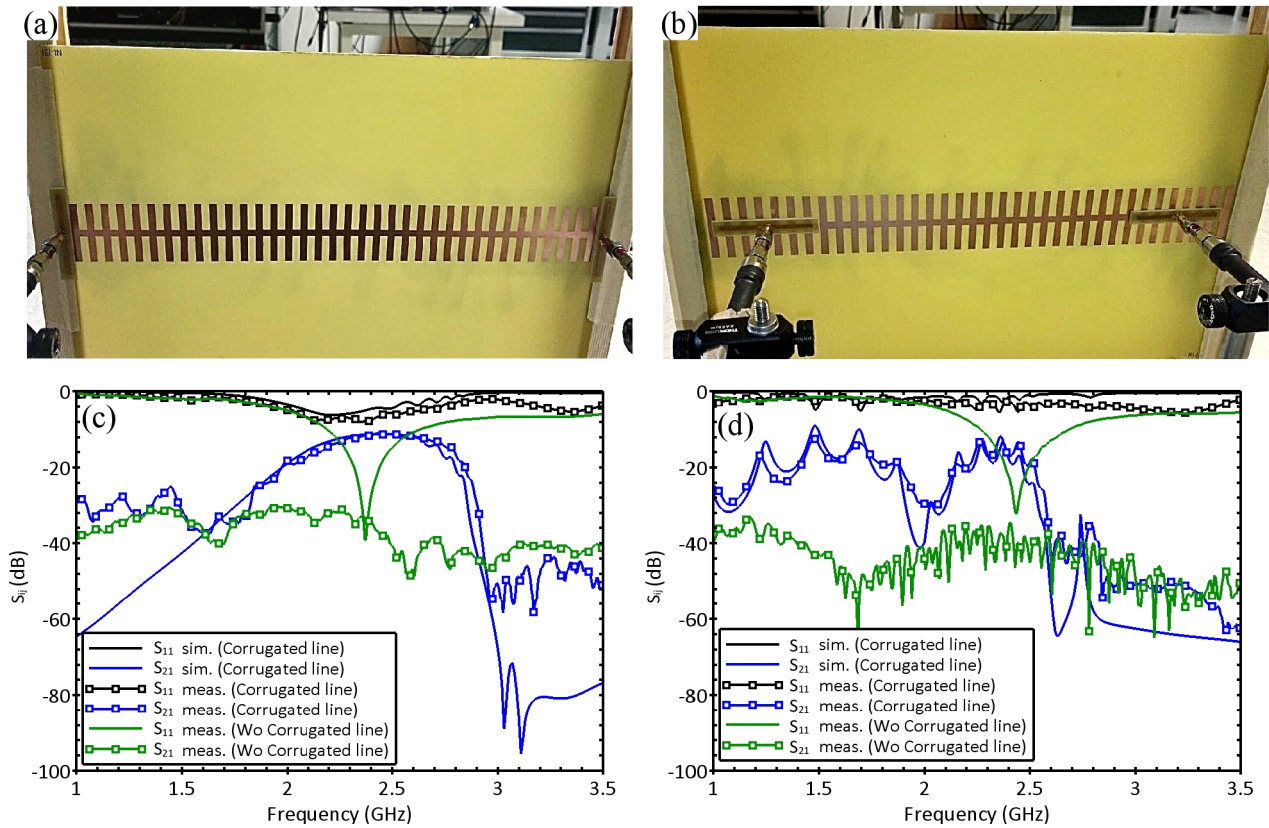


**Figure 4.8:** Coefficients de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  simulés du mode pair (a) et impair (b) en considérant deux antennes dans l'orientation respectivement perpendiculaire (a) et parallèle (b) en présence et en absence (Wo) de la ligne corruguée.

## 4.2.5 Résultats expérimentaux

### 4.2.5.1 Transmission et réflexion

Les résultats expérimentaux de la transmission  $S_{21}$  et de la réflexion  $S_{11}$  de la ligne corruguée mesurées en utilisant des antennes dipôles sont présentés sur la Figure 4.9. Le banc de mesure en considérant l'orientation perpendiculaire et parallèle pour exciter les modes pair et impair est illustré sur la Figure 4.9. L'antenne dipôle a été positionnée perpendiculairement et parallèlement sur la ligne corruguée en respectant dans la mesure du possible toutes les conditions précisées précédemment pour les simulations.

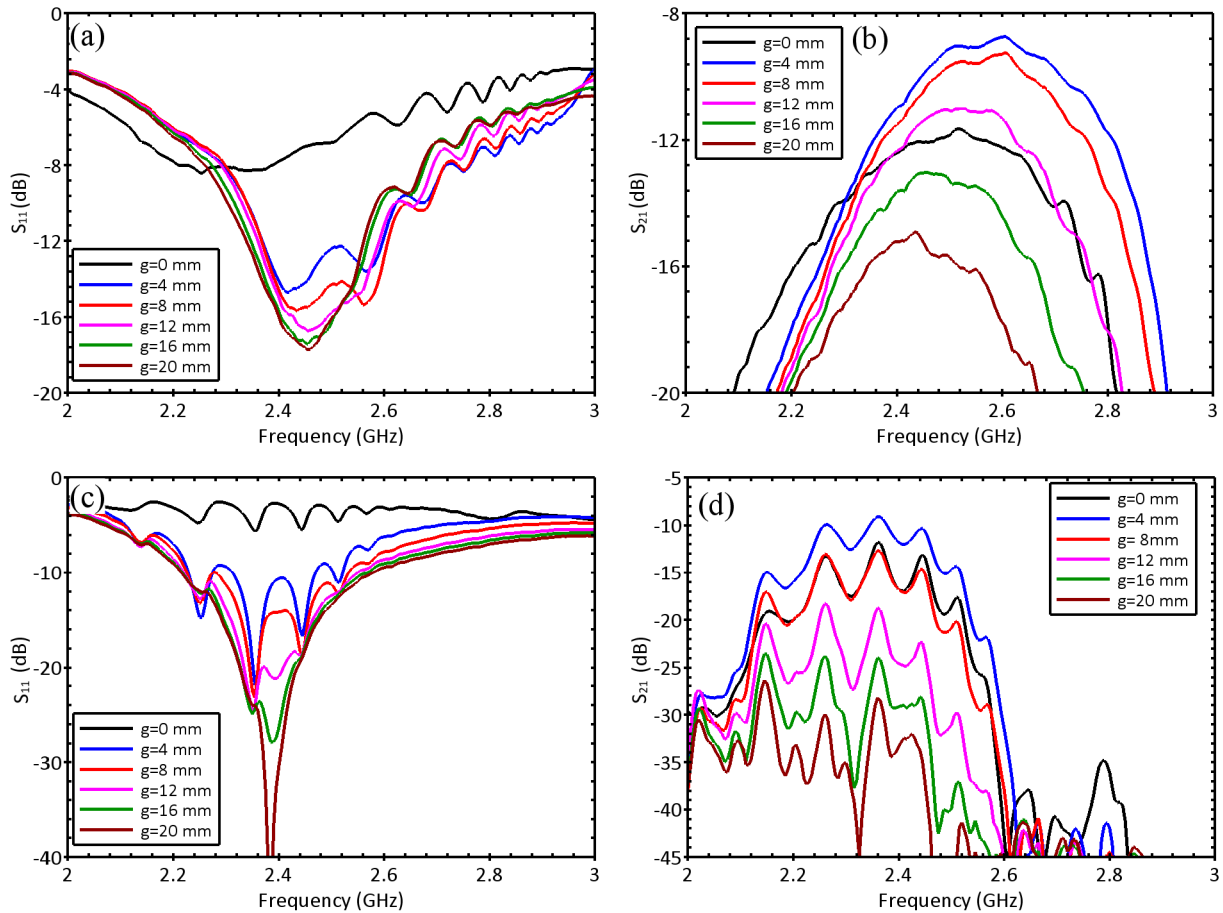


**Figure 4.9:** (a) et (b) photos du banc expérimental présentant respectivement l'orientation perpendiculaire et parallèle de l'antenne dipôle sur la ligne corruguée. (c) et (d) montrent la comparaison entre les résultats de simulation et expérimentaux de la réflexion ( $S_{11}$ ) et de la transmission ( $S_{21}$ ) mesurées en présence (Corrugated line) et en absence (Wo Corrugated line) de la ligne corruguée, et pour une orientation perpendiculaire (mode pair) et parallèle (mode impair) de l'antenne, respectivement.

Les Figures 4.9 (c) et (d) représentent les résultats mesurés en présence et en absence de la ligne corruguée. Pour comparaison, les résultats de simulation sont aussi reportés sur la Figure 4.9. Un très bon accord est obtenu entre la simulation et l'expérimentation. Le guidage de l'onde de surface sur la ligne corruguée permet d'améliorer la transmission de plus de 20 dB à 2.45 GHz pour les deux modes par rapport à une propagation en espace libre. Sur la Figure 4.9 (c), on remarque que la transmission  $S_{21}$  mesurée pour le mode pair est presque identique entre 1 et 1.6 GHz avec ou sans ligne corruguée. Dans cette bande, l'antenne ne se couple pas correctement à la ligne et on retrouve un niveau de transmission correspondant à une propagation en espace libre. À partir de 1.6 GHz, l'antenne dipôle commence à résonner et se couple avec la ligne corruguée, la transmission augmente jusqu'à une valeur maximale d'environ -11 dB à 2.45 GHz. Ensuite, la transmission chute brutalement jusqu'à environ -50 dB à 3 GHz. Cette chute rapide de la transmission est liée à l'augmentation des pertes d'insertion de la ligne lorsqu'on se rapproche de la fréquence de coupure [17]. Au-delà de 3 GHz, la transmission reprend un comportement associé à une propagation en espace libre. Pour le mode impair (Figure 4.9 (d)), l'injection de l'onde électromagnétique sur la ligne commence dès 1 GHz et s'étend jusqu'à 2.6 GHz. Enfin, les bandes présentant une

amélioration de la transmission correspondent aux guidages des modes pair et impair sur la ligne corruguée et sont cohérentes avec le diagramme de dispersion simulé.

L'injection de l'onde électromagnétique sur la ligne peut être modifiée en éloignant plus ou moins l'antenne de la ligne corruguée. Afin d'illustrer l'influence de la distance (gap d'air  $g$ ) entre l'antenne et la ligne sur les spectres de transmission et de réflexion, des mesures ont été effectuées pour les deux modes en faisant varier la distance  $g$  comme montrées sur la Figure 4.10.



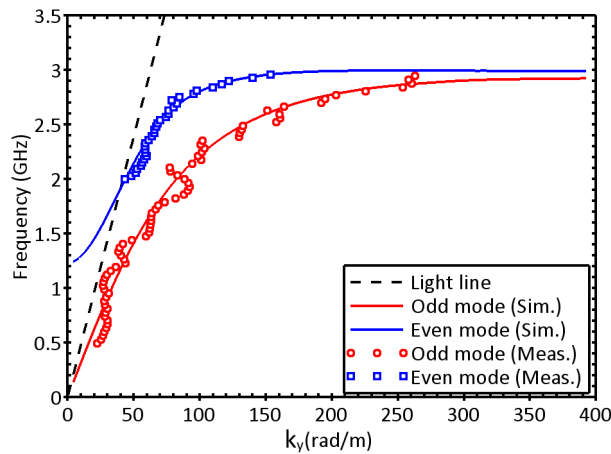
**Figure 4.10:** Réflexion ( $S_{11}$ ) et transmission ( $S_{21}$ ) du mode pair (a)-(b) et du mode impair (c)-(d) mesurées en fonction du gap ( $g$ ) entre l'antenne dipôle et la ligne corruguée.

Pour un gap  $g=0$  mm, la résonance de l'antenne est large pour le mode pair et disparaît pour le mode impair. La transmission atteint une valeur maximale d'environ  $-12$  dB pour le mode pair et le mode impair. En éloignant l'antenne de la ligne de  $g=4$  mm, une augmentation de la transmission maximale proche de  $-9$  dB est observée pour les deux modes, avec l'apparition d'un dip de réflexion plus marqué à environ  $2.45$  GHz qui traduit une amélioration de l'adaptation de l'impédance d'entrée de l'antenne à  $50 \Omega$ . Ainsi, un gap  $g=4$  mm peut être considérée comme la distance optimale entre l'antenne et la ligne permettant d'obtenir une transmission maximale pour les deux modes étudiés. L'augmentation du gap au dessus de  $4$  mm diminue de plus en plus la

transmission. Par exemple, pour un gap  $g=20\text{ mm}$  une transmission maximale d'environ  $-15\text{ dB}$  et  $-30\text{ dB}$  respectivement pour le mode pair et impair est obtenue. Sur la Figure 4.10, on peut observer que la transmission pour le mode pair est moins sensible à la variation du gap  $g$  que le mode impair. Le couplage entre l'antenne et la ligne est donc moins sensible au gap  $g$  pour le mode pair que pour le mode impair.

#### 4.2.5.2 Diagramme de dispersion

La détermination expérimentale du diagramme de dispersion peut permettre de confirmer d'une part que le couplage entre l'antenne et la ligne corruguée permet de générer une onde de surface ayant un vecteur d'onde  $k_y$  supérieur à  $k_0$ , et d'autre part que chaque orientation des antennes considérée permet d'exciter correctement le mode pair ou le mode impair.



**Figure 4.11:** Diagramme de dispersion du mode pair (Even) et du mode impair (Odd) déterminée en simulation (Sim.) et expérimentalement (Meas.).

La Figure 4.11 compare les résultats de simulation et expérimentaux du diagramme de dispersion d'une ligne corruguée guidant le mode pair ou le mode impair. Ce diagramme de dispersion a été déterminé par la méthode directe expliquée dans le chapitre 3 bien que la réflexion de l'antenne ( $S_{11}$ ) soit très importante, notamment pour le mode impair comme montré Figure 4.10. Les antennes étaient positionnées sur la ligne en respectant un gap d'air  $g = 0\text{ mm}$ . Les mesures effectuées pour deux distances différentes entre les antennes orientées perpendiculairement à la ligne (configuration présentée sur la Figure 4.9 (a)) permettent de tracer la courbe de dispersion correspondant au mode pair, et pour l'orientation parallèle des antennes (configuration présentée sur la Figure 4.9 (b)) la courbe de dispersion du mode impair. Les deux courbes de dispersion présentent un très bon accord avec le diagramme de dispersion déterminé en simulation. Ainsi, les propriétés de propagation de chaque mode guidé sur la ligne corruguée ont été expérimentalement vérifiées en considérant soit

une orientation perpendiculaire soit une orientation parallèle des deux antennes dipôles déposées sur la ligne.

### **4.3 Ligne en méandre**

#### **4.3.1 Fabrications envisagées**

La ligne en méandre correspond à une ligne corruguée mais creuse à l'intérieur [18]–[20]. Cette ligne a été proposée en raison de plusieurs avantages par rapport à la ligne corruguée étudiée dans la partie précédente si une fabrication par broderie d'un fil métallique est envisagée. Parmi ces avantages, nous pouvons citer une meilleure flexibilité et une réduction du coût de fabrication grâce à l'utilisation de moins de quantité de fil métallique, ainsi qu'une limitation des pertes par conduction liées aux contacts aléatoires entre les fils brodés contigus. Enfin, la ligne en méandre pourra être plus facilement fabriquée par broderie que la ligne corruguée pleine, dans la mesure où sa géométrie s'apparente aux motifs utilisés en broderie.

Avant d'envisager la fabrication de la ligne par broderie d'un fil conducteur, une ligne en méandre a dans un premier temps été fabriquée sur un substrat flexible de Kapton par la technologie des circuits imprimés (*PCB*). Cette première structure permet d'étudier les propriétés de propagation des ondes de surfaces sur la ligne en s'affranchissant des problèmes d'inhomogénéité et de faible conductivité des fils conducteurs utilisés en broderie. Par ailleurs, les résultats obtenus sur cette ligne en méandre sur Kapton serviront aussi de références pour comparer les performances de la ligne en méandre fabriquée par broderie dont les résultats seront présentés en fin de chapitre.

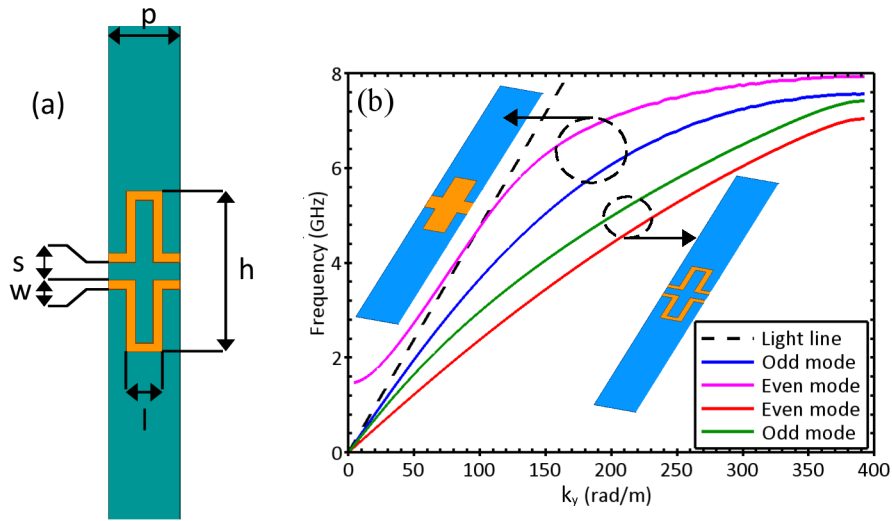
#### **4.3.2 Diagramme de dispersion**

Les dimensions géométriques de la ligne en méandre considérée en simulation et le diagramme de dispersion correspondant calculé pour les deux premiers modes sont présentés sur la Figure 4.12. La ligne en méandre est constituée de deux rubans conducteurs en méandre parallèles de largeur  $w=1\text{ mm}$  éloignés l'un de l'autre par une distance  $s=2\text{ mm}$  déposés sur le substrat Kapton dont les propriétés ont été définies dans le chapitre 3. La distance entre les bords extrêmes de la ligne en méandre est  $h=18\text{ mm}$ , et la période du méandre est  $p = 8\text{ mm}$ .

En préliminaire, on peut noter que l'épaisseur du substrat de Kapton et du textile qui sera utilisé en broderie étant faible, le comportement électromagnétique de la ligne en méandre sera peu sensible aux propriétés diélectriques du substrat utilisé. Ainsi, le diagramme de dispersion représentée Figure



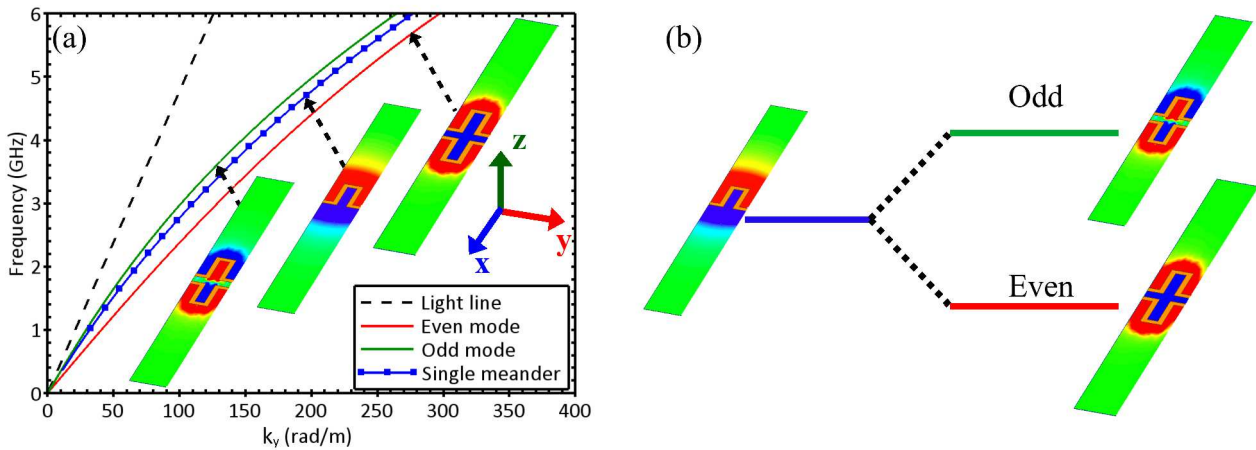
4.12 sera identique dans la bande fréquentielle située entre 0 et 6 GHz quel que soit le type de substrat mince utilisé. Le diagramme de dispersion met en évidence la présence de deux modes de propagation qui s'apparentent à des ondes de surfaces avec un vecteur d'onde  $k_y > k_0$ .



**Figure 4.12:** (a) Dimensions géométriques d'une cellule élémentaire de la ligne en méandre avec  $p=8$ ,  $s=2$ ,  $w=1$ ,  $l=4$  et  $h=18$  (unité : mm). (b) Diagramme de dispersion simulé de la ligne en méandre et d'une ligne corruguée pleine de mêmes dimensions géométriques présentant toutes deux des modes de propagation pair (Even) et impair (Odd).

Pour illustrer l'intérêt d'éviter la ligne corruguée, le diagramme de dispersion calculé pour une ligne corruguée pleine de mêmes dimensions géométriques que la ligne en méandre est aussi représenté sur la Figure 4.12. Comparativement à la ligne corruguée pleine, les deux courbes de dispersion pour la ligne en méandre présentent des valeurs de vecteur d'onde  $k_y$  plus éloignées du cône de lumière (light line) dans une large bande fréquentielle allant des basses fréquences jusqu'à environ 7 GHz. À l'inverse, la ligne corruguée pleine ne présente qu'une seule courbe de dispersion à large bande, et un seul mode peut se propager à 2.45 GHz pour les dimensions géométriques considérées. Pour que la ligne corruguée pleine puisse guider les deux modes à 2.45 GHz, il faudrait allonger la corrugation  $h$  pour décaler les courbes de dispersion vers les basses fréquences. Ainsi, la ligne en méandre permet de supporter les deux modes de propagation à 2.45 GHz pour une taille réduite du méandre. La ligne en méandre présente donc l'avantage de miniaturiser la structure guidante [21]. Enfin, on observe Figure 4.12 qu'à fréquence constante le vecteur d'onde  $k_y$  de la ligne en méandre est supérieur à celui de la ligne corruguée. Ceci conduit à un plus fort confinement de champ électromagnétique autour de la ligne en méandre qu'autour de la ligne corruguée pleine.

La différence entre les deux modes de propagation sur la ligne en méandre peut être analysée par les cartes du champ magnétique  $H_z$  représentées dans le plan de la ligne (plan  $xy$ ) en insert de la Figure 4.13.

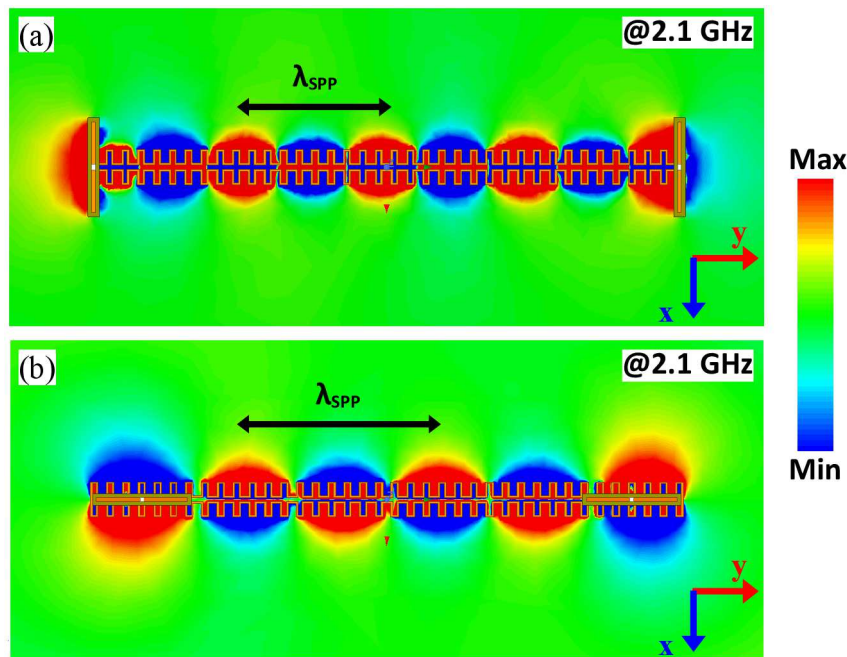


**Figure 4.13:** (a) Diagramme de dispersion du mode pair (Even) et du mode impair (Odd) de la ligne à double méandre et leur répartition du champ magnétique  $H_z$  comparé avec celui d'un simple ruban en méandre. (b) Illustration de la levée de dégénérescence produisant les modes pair et impair de la ligne à méandre.

Le premier mode est caractérisé par une répartition symétrique du champ magnétique  $H_z$  et le deuxième mode par une répartition antisymétrique. Selon la symétrie du champ magnétique  $H_z$ , le premier et le deuxième mode sont appelés respectivement mode pair (Even) et mode impair (Odd). On remarque que la symétrie est donc inversée par rapport à la ligne corruguée qui présentait un premier mode impair et un deuxième mode pair. L'origine physique des symétries du champ magnétique pour la ligne à méandre provient de la circulation du courant dans chaque ruban en méandre. La ligne en méandre est formée par une combinaison symétrique de deux rubans en méandre couplés l'un à l'autre. Chaque ruban en méandre considéré séparément présente un même mode propre. Le couplage des rubans lève la dégénérescence du mode de chaque ruban et produit deux modes avec un mode pair qui apparaît à une fréquence inférieure à la fréquence du mode impair (voir Figure 4.13 (b)) [22]. La diminution (l'augmentation) de la fréquence du mode pair (impair) par rapport au mode propre d'un seul ruban en méandre peut être attribuée au couplage entre les deux rubans. Pour le mode pair, le champ magnétique entre les deux rubans est produit de manière constructive par les courants circulant en sens opposés dans les rubans. Pour le mode impair, les courants circulant dans les rubans dans le même sens produisent des champs magnétiques entre les rubans qui s'opposent, et le mode apparaît à plus haute fréquence. La levée de dégénérescence de modes dans les métamatériaux a été étudiée dans la littérature [23]. Par analogie, le mode pair observée sur la Figure 4.13 peut être comparé à la résonance magnétique observée lors du couplage de deux fils métalliques coupés qui se comportent comme des dipôles polarisés en sens inverse. Dans cette configuration, la résonance magnétique apparaît à une fréquence plus basse que le mode correspondant à deux dipôles électriques polarisés dans le même sens [23].

### 4.3.3 Propriétés de transmission

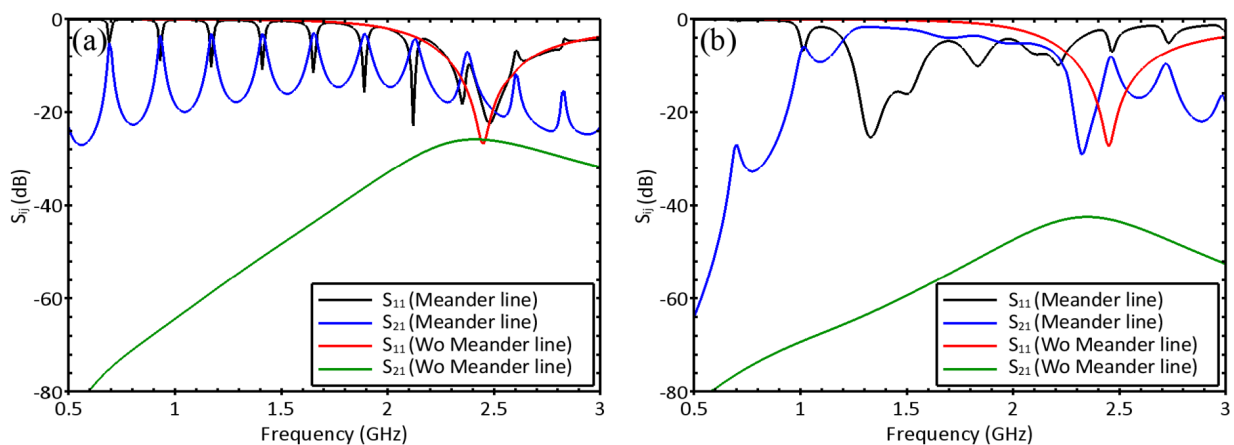
Comme pour la ligne corruguée, les modes pair et impair peuvent être également excités par une antenne dipôle avec une orientation respectivement perpendiculaire et parallèle à la ligne. La Figure 4.14 illustre les cartes de la composante  $H_z$  du champ magnétique tracées dans le plan de la ligne (plan  $xy$ ) à  $2.1\text{ GHz}$  lorsque les antennes sont orientées perpendiculairement (a, mode pair) et parallèlement (b, mode impair) à la ligne en méandre. La longueur de la ligne simulée est de  $300\text{ mm}$ , et l'antenne dipôle de longueur  $46\text{ mm}$  et de largeur  $2\text{ mm}$  est adaptée en impédance à  $2.45\text{ GHz}$  pour un rayonnement en espace libre. La distance séparant les deux antennes est  $296\text{ mm}$  et  $248\text{ mm}$  pour le mode pair et impair, respectivement. L'orientation des antennes perpendiculaire et parallèle à la ligne permet de retrouver les symétries du champ  $H_z$  du mode pair et du mode impair calculées à partir du diagramme de dispersion et représentée Figure 4.13. Sur les cartes de champ, nous constatons que la longueur d'onde  $\lambda_{spp}$  du mode pair est petite que la longueur d'onde du mode impair. C'est-à-dire que le vecteur d'onde du mode pair est supérieur au vecteur d'onde du mode impair comme mis en évidence par le diagramme de dispersion.



**Figure 4.14:** (a) et (b) Cartes de la composante  $H_z$  du champ magnétique tracées à  $2.1\text{ GHz}$  dans le plan  $xy$  de la ligne en méandre excitée par une antenne dipôle orientée perpendiculairement (suivant  $x$ ) et parallèlement (suivant  $y$ ) à la ligne.

Les Figures 4.15 (a) et (b) représentent les coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{21}$ ) simulés pour des antennes dipôles orientées perpendiculairement (mode pair) et parallèlement (mode impair) à la ligne en méandre. Les résultats de simulation montrent que la ligne en méandre permet d'améliorer la transmission en comparaison avec une propagation en espace libre (Wo

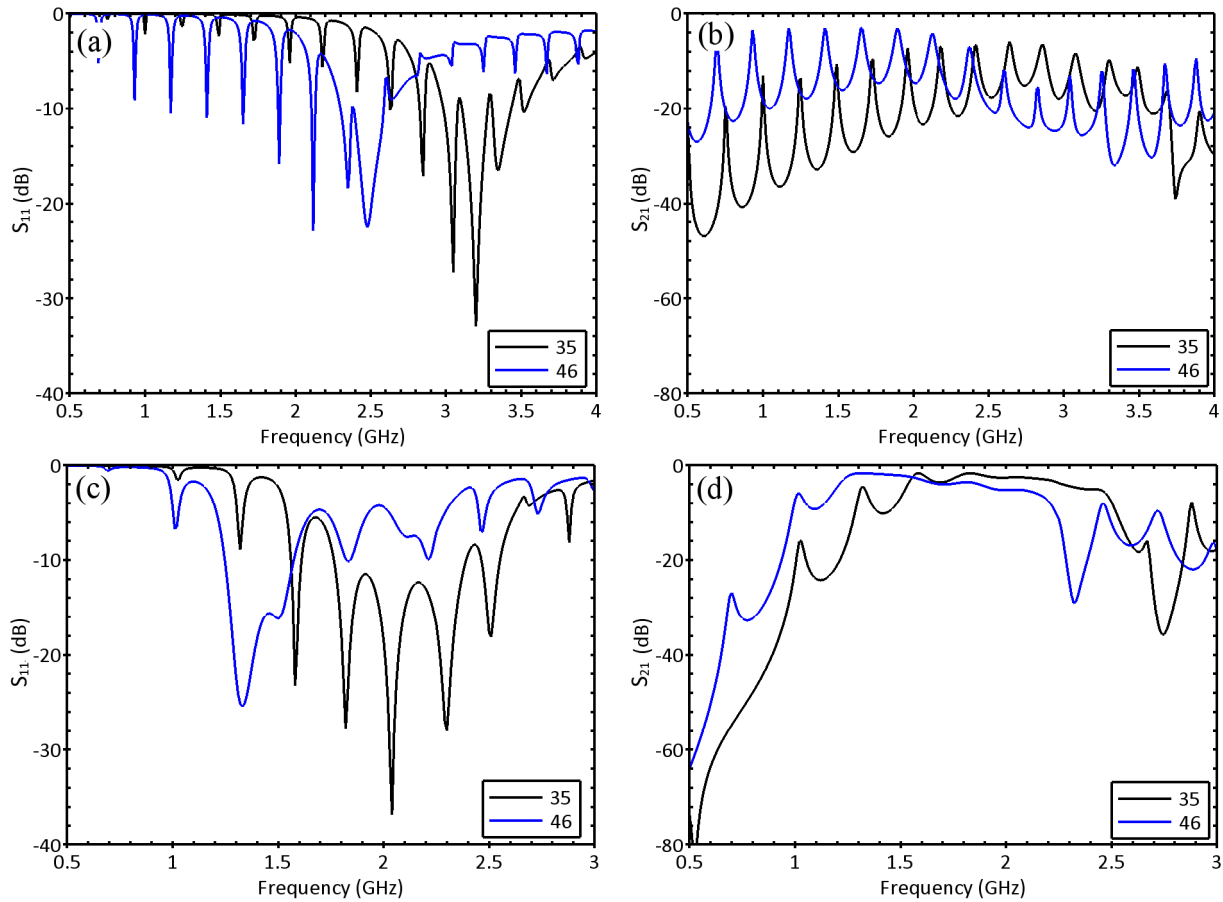
Meander line). De plus, on observe que la bande passante [1.1-1.9 GHz] du mode impair de la ligne en méandre est un peu plus large que la bande passante [2.2-2.7 GHz] observée Figure 4.8 (a) pour le mode pair de la ligne corruguée étudiée précédemment. Les spectres de transmission et de réflexion du mode pair font apparaître de multiples ondulations (ripples) sur toute la bande fréquentielle. Ceci est caractéristique de la présence d'une onde stationnaire sur la ligne pour le mode pair consécutive à la réflexion de l'onde guidée à chaque extrémité de la ligne laissée ouverte. On notera qu'en plaçant une charge résistive entre les deux rubans à chaque extrémité de la ligne de valeur  $R = 332 \Omega$  correspondant à l'impédance caractéristique de la ligne, les ondulations s'atténuent et tendent à disparaître expérimentalement (voir Figure 4 de l'annexe). Pour le mode impair (Figure 4.15 (b)), on remarque un décalage de la fréquence de résonance principale de l'antenne au voisinage de 1.3 GHz, alors que l'antenne dipôle est adaptée en impédance à 2.45 GHz pour un rayonnement en espace libre. Le décalage de la fréquence de résonance de l'antenne est consécutif au couplage en champ proche de l'antenne et de la ligne en méandre, et produit un décalage global de la bande passante. Pour recaler la bande passante autour 2.45 GHz, il suffit de repositionner la fréquence de résonance de l'antenne couplée à la ligne autour de 2.45 GHz en réduisant simplement la longueur de l'antenne. Réduire la longueur de l'antenne est également avantageux pour la miniaturisation des systèmes de communications autour du corps humain et notamment pour concevoir des capteurs communicants miniaturisés.



**Figure 4.15:** Coefficients de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  simulés du mode pair (a) et du mode impair (b).

Pour étudier l'influence de la longueur de l'antenne sur la bande transmise, les spectres de réflexion et de transmission simulés en considérant deux longueurs des antennes dipôles (35 et 46 mm) sont présentés sur la Figure 4.16. Pour le mode pair, la résonance d'une antenne dipôle de longueur 46 mm sur une ligne en méandre est située au voisinage de 2.45 GHz, et elle se décale vers 3.2 GHz pour une antenne de longueur 35 mm. On remarque aussi que la transmission est globalement

décalée, même si la présence des oscillations ne permet pas de quantifier précisément le décalage. Ce comportement est davantage mis en évidence pour le mode impair. La fréquence centrale de la bande transmise à environ  $1.6 \text{ GHz}$  pour la longueur initiale des antennes de  $46 \text{ mm}$  est décalée à  $2.1 \text{ GHz}$  pour une longueur de  $35 \text{ mm}$ . Pour cette longueur, une meilleure transmission est obtenue à  $2.45 \text{ GHz}$ . En tenant compte de ces résultats, la longueur des antennes sera sélectionnée durant les mesures afin d'obtenir une transmission maximale au voisinage de la fréquence  $2.45 \text{ GHz}$  pour la ligne en méandre brodée.

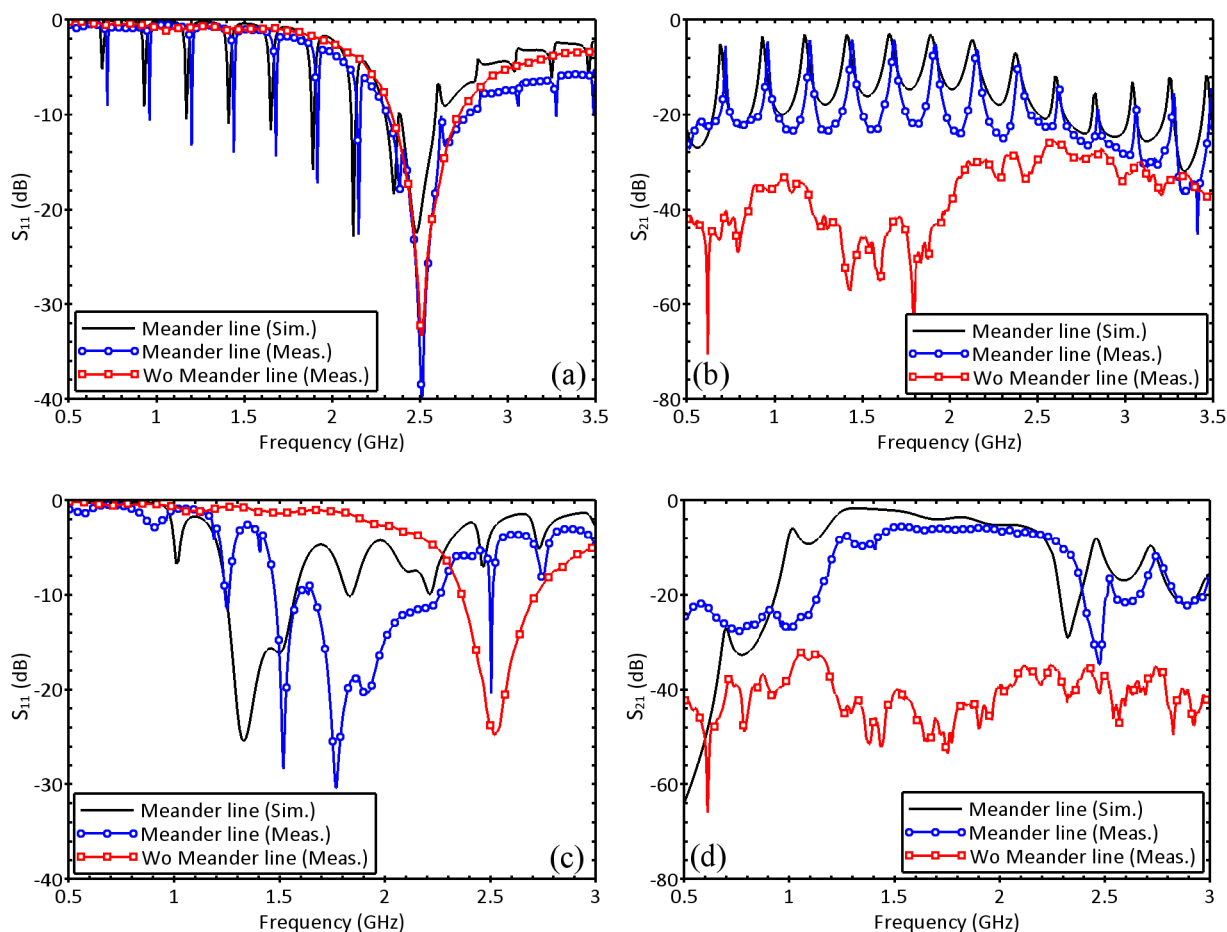


**Figure 4.16:** Coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{21}$ ) du mode pair (a) et (b) et du mode impair (c) et (d) simulés pour des antennes de longueur 35 et 46 mm.

### 4.3.4 Résultats expérimentaux

#### 4.3.4.1 Transmission et réflexion

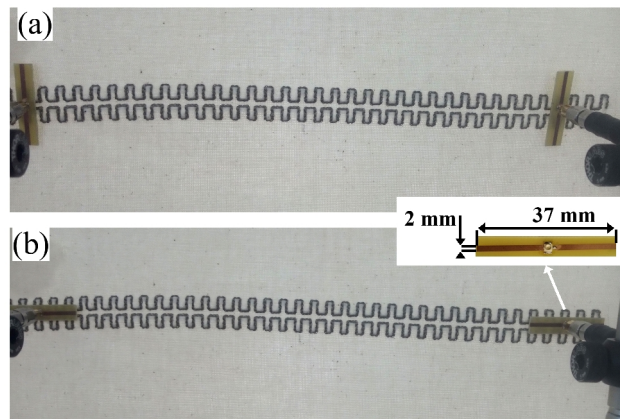
Les résultats de caractérisation électromagnétique de la ligne en méandre fabriquée sur le substrat du Kapton sont présentés et comparés à la simulation sur la Figure 4.17.



**Figure 4.17:** Réflexion  $S_{11}$  (a) et transmission  $S_{21}$  (b) du mode pair mesurées (Meas.) pour des antennes dipôles orientées perpendiculairement à la ligne en méandre réalisée sur un substrat de Kapton. Réflexion  $S_{11}$  (c) et transmission  $S_{21}$  (d) du mode impair mesurées (Meas.) pour des antennes orientées parallèlement à la ligne en méandre réalisée sur un substrat Kapton. Comparaison avec la simulation (Sim.) et avec les mesures pour deux antennes en espace libre sans ligne (Wo Meander Line).

Ces résultats ont été mesurés en respectant dans la mesure du possible les conditions détaillées auparavant pour les simulations et en utilisant des antennes dipôles adaptées en impédance à 2.45 GHz pour un rayonnement en espace libre (longueur de 46 mm). Un bon accord avec les résultats de simulation est obtenu. En présence de la ligne, une amélioration de transmission est observée pour le mode impair par rapport à une transmission en espace libre entre les antennes sans ligne. Pour le mode pair, les ondulations de la transmission liées à la présence d'une onde stationnaire ne permettent pas de clairement quantifier l'amélioration de la transmission qui peut cependant être globalement devinée sur la Figure 4.17 (b), et plus particulièrement obtenue à 2.45 GHz. À 2.45 GHz, l'amélioration de transmission obtenue par la ligne en méandre est d'environ 20 dB et 30 dB pour respectivement le mode pair et impair. Enfin les résultats expérimentaux confirment que la ligne en méandre fabriquée sur un substrat Kapton présente de bonnes performances en transmission.

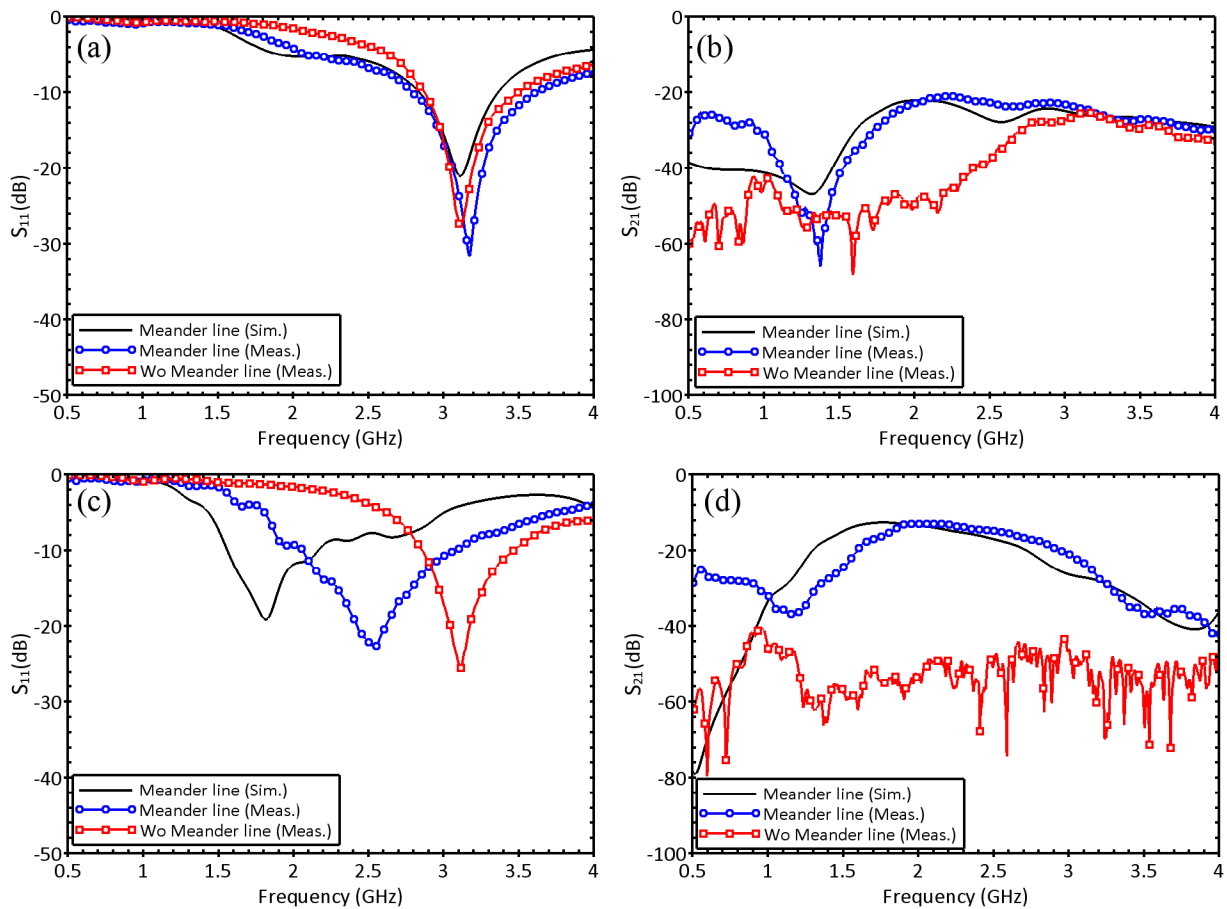
Pour se rapprocher des applications de communication autour du corps humain, une ligne en méandre a aussi été fabriquée en brodant un fil métallique sur un substrat de textile. Le banc de caractérisation et la ligne en méandre brodée sur un substrat de textile sont présentés sur la Figure 4.18 pour le mode pair (a) et impair (b). La taille géométrique de l'antenne dipôle utilisée est illustrée en insert de la Figure 4.18 : sa longueur est  $37\text{ mm}$  et sa largeur  $2\text{ mm}$ . Cette longueur d'antenne a été sélectionnée parmi un échantillon de 4 mesures préliminaires effectuées avec des antennes de différentes longueurs en visant à obtenir une transmission maximale à  $2.45\text{ GHz}$  pour les modes pair et impair. Ces mesures préliminaires ont confirmé les résultats de simulation présentés Figure 4.16 pour une ligne sur Kapton. Pour la longueur des antennes retenue ( $37\text{ mm}$ ), on remarquera que le couplage entre l'antenne et la ligne permet de réduire la longueur de l'antenne d'environ 22 % par rapport à une antenne fonctionnant à  $2.45\text{ GHz}$  en espace libre.



**Figure 4.18:** Banc expérimental de caractérisation du mode pair (a) et du mode impair (b) guidés sur la ligne en méandre brodée sur un substrat de textile.

Une fois la taille des antennes sélectionnée, les propriétés de couplage, de transmission et de guidage des modes pair et impair ont été étudiées expérimentalement. La réflexion  $S_{11}$  et la transmission  $S_{21}$  mesurées entre deux antennes orientées verticalement (mode pair) ou horizontalement (mode impair) en présence et en l'absence de la ligne en méandre brodée sont tracées sur la Figure 4.19. Les résultats mesurés sur la ligne sont comparés à une propagation en espace libre pour les deux orientations des antennes. En espace libre, l'antenne dipôle rayonne à  $3.2\text{ GHz}$  avec une valeur de transmission maximale d'environ  $-25$  et  $-40\text{ dB}$  pour respectivement l'orientation verticale et horizontale. En présence de la ligne, le couplage de l'antenne avec le mode pair peut être observé entre  $1.4$  et  $3\text{ GHz}$  sur les spectres de réflexion et de transmission (Figure 4.19 (a) et (b)). Notamment, une bande de fréquence centrée autour de  $2\text{ GHz}$  présentant une amélioration de la transmission est observée, et le coefficient de réflexion diminue d'environ  $-5\text{ dB}$  avant la résonance de l'antenne. Le couplage entre l'antenne et le mode impair permet d'obtenir une

plus large bande passante entre  $1.7\text{ GHz}$  et  $2.6\text{ GHz}$ . Les deux modes de propagation surfacique conduisent à une amélioration de transmission jusqu'à  $30\text{ dB}$  pour le mode impair et à une légère amélioration de  $4\text{ dB}$  de transmission pour le mode pair. Ces valeurs ( $30\text{ dB}$  et  $4\text{ dB}$ ) ont été calculées en considérant les valeurs maximales de la transmission mesurée entre les antennes en présence et en l'absence de la ligne et à des fréquences différentes. La transmission maximale du mode pair mesurée à  $2.2\text{ GHz}$  est comparée à la transmission maximale mesurée en espace libre à  $3.2\text{ GHz}$  (Figure 4.19 (b)), et la transmission maximale du mode impair mesurée à  $1.76\text{ GHz}$  est comparée à la transmission maximale mesurée en espace libre à  $1\text{ GHz}$  (Figure 4.19 (d)). Ainsi, les comparaisons sont effectuées sur les transmissions les plus favorables en présence de la ligne ou pour une propagation en espace libre.



**Figure 4.19:** Coefficients de réflexion (a) et de transmission (b) mesurés et simulés pour le mode pair guidé sur la ligne en comparaison avec la propagation en espace libre pour une orientation verticale des antennes. (c) et (d) représentent les coefficients de réflexion et de transmission du mode impair en comparaison avec la propagation en espace libre avec une orientation horizontale des antennes.

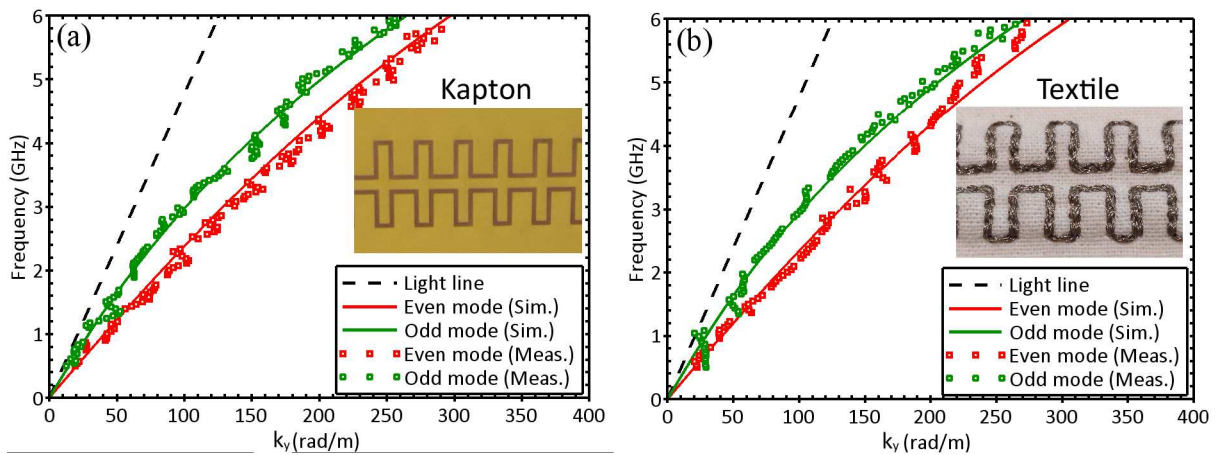
Comparativement aux résultats mesurés sur la ligne fabriquée sur le substrat de Kapton, on remarque l'absence des oscillations (ripples) reliées à une onde stationnaire pour le mode pair. La disparition des oscillations peut être attribuée à une conductivité plus faible du fil métallique brodé



considérée en simulation ( $\sigma=10^4$  S/m, cf Figure 4.19) par rapport à celle du cuivre. Cette valeur de conductivité a été déterminée par des simulations paramétriques effectuées après les mesures afin de trouver un bon accord entre la simulation et les résultats expérimentaux. La valeur de conductivité estimée est inférieure d'environ une décade à la conductivité estimée par ailleurs dans le groupe pour des antennes à anneaux fendus brodées sur textile et utilisant le même type de fil [24]. Après discussion avec les partenaires de l'ENSAIT qui ont fabriqué les lignes en méandre et les antennes à anneaux fendus, cette dégradation de la conductivité peut être attribuée au vieillissement et à l'inhomogénéité des fils conducteurs selon leur stockage. Ainsi, la disparition des oscillations sur les spectres de réflexion et de transmission du mode pair est causée par une plus faible conductivité du fil métallique et une augmentation des pertes par conduction qui provoquent une atténuation des ondes stationnaires. Néanmoins, une transmissions plus élevée pourra être obtenue avec une conductivité plus élevée comme vu précédemment sur la Figure 4.15 à environ  $S_{21}=-3$  dB pour la conductivité du cuivre. La différence de performances de la ligne de cuivre fabriquée sur Kapton et de la ligne brodée sur le textile s'explique principalement par une faible conductivité du fil métallique utilisé en broderie.

#### 4.3.4.2 Diagramme de dispersion

Le diagramme de dispersion de la ligne en méandre mesuré pour le mode pair et le mode impair est présenté sur la Figure 4.20.



**Figure 4.20:** Diagramme de dispersion de la ligne en méandre fabriquée sur un substrat de Kapton (a) et de la ligne en méandre brodée sur un substrat de textile (b).

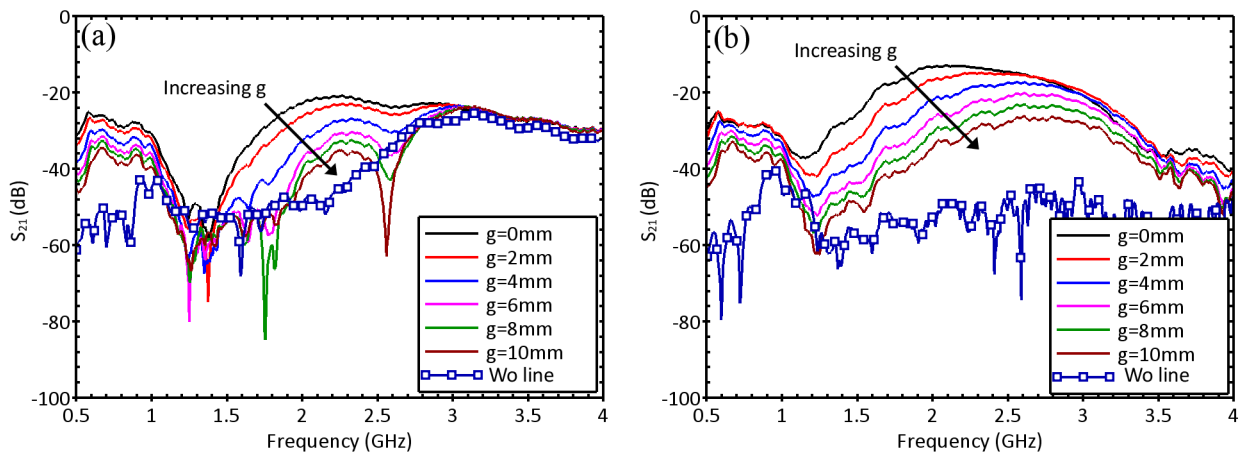
Les diagrammes de dispersion expérimentaux ont été déterminées par la méthode 'TRL' présentée dans le chapitre 3. Comme en simulation, la courbe de dispersion du mode pair (impair) a été déterminée par deux mesures successives effectuées en déplaçant une des antennes sur la ligne pour obtenir deux distances différentes entre les antennes (voir le chapitre 3). L'excitation du mode pair

et du mode impair par l'intermédiaire des antennes dipôles est vérifiée expérimentalement sur la Figure 4.20 (a) pour la ligne fabriquée sur le substrat de Kapton, et sur la Figure 4.20 (b) pour la ligne brodée sur substrat textile. Enfin, pour l'ensemble des courbes de dispersion un bon accord est obtenu entre les résultats expérimentaux et la simulation. En particulier, on remarque que la ligne en méandre brodée se comporte comme la ligne fabriquée sur un substrat de Kapton, bien que le fil métallique utilisé pour broder présente une faible valeur de conductivité par rapport à la conductivité du cuivre.

## 4.4 Application à la communication autour du corps humain

### 4.4.1 Influence de la distance entre les antennes et la ligne

Pour évaluer la fiabilité de la ligne en méandre portable pour les communications autour du corps humain, différentes études expérimentales ont été menées. Dans un premier temps, la transmission a été mesurée en éloignant progressivement les antennes de la ligne. Les Figures 4.21 (a) et (b) représentent respectivement les mesures de la transmission du mode pair et du mode impair en fonction de la distance  $g$  (gap d'air) entre l'antenne et la ligne.



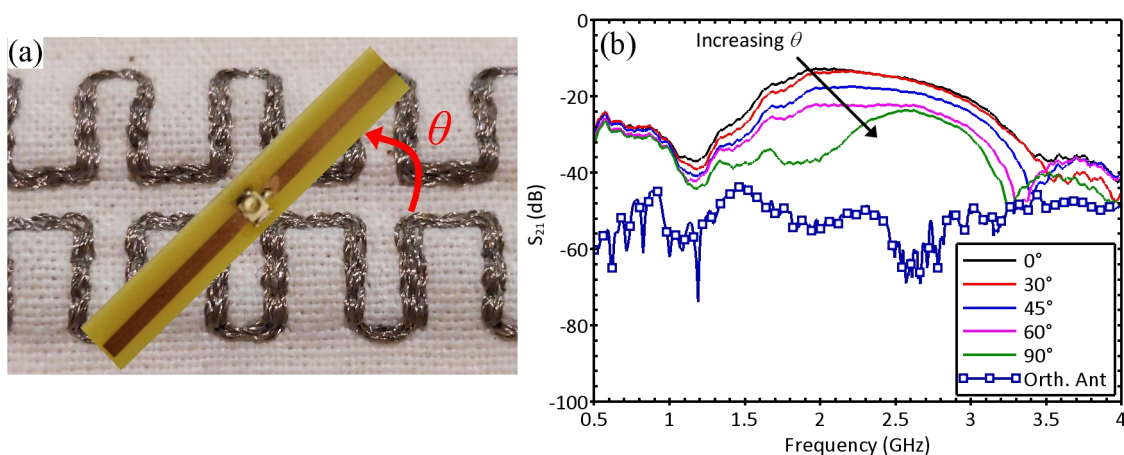
**Figure 4.21:** Transmission mesurée  $S_{21}$  du mode pair (a) et du mode impair (b) en fonction du gap ( $g$ ) entre l'antenne et la ligne en comparaison avec la transmission mesurée en espace libre en considérant l'orientation verticale et horizontale des antennes, respectivement.

Sur la Figure 4.21, les antennes ont été éloignées de la ligne à partir de la distance  $g=0$  mm, qui correspond à l'arrière du substrat *FR4* de l'antenne en contact avec la ligne, jusqu'à une distance  $g=10$  mm. La transmission du mode pair (impair) est comparée avec la transmission entre les antennes rayonnant en espace libre. L'augmentation du gap  $g$  provoque une diminution de la transmission pour les deux modes. Cette diminution est consécutive à la diminution du couplage entre l'antenne et la ligne lorsque les antennes s'éloignent de la ligne. Pour un gap d'air de 10 mm la

transmission mesurée à  $2.45\text{ GHz}$  est  $-37$  et  $-28\text{ dB}$  pour le mode pair et impair, respectivement. Nous constatons donc que l'antenne peut se coupler avec la ligne en méandre, même avec un gap d'air de  $10\text{ mm}$ , et la transmission du mode impair est toujours améliorée par rapport à la propagation en espace libre.

#### 4.4.2 Influence de l'orientation des antennes

Une autre étude expérimentale sur la ligne en méandre brodée a été effectuée en fonction de l'orientation de l'antenne émettrice (au port 1) lorsque l'antenne réceptrice (au port 2) reste orientée parallèlement à la ligne ( $\theta = 0$ ). La Figure 4.22 (b) montre la transmission mesurée en fonction de l'angle de rotation  $\theta$  de l'antenne au port 1 défini Figure 4.22 (a).

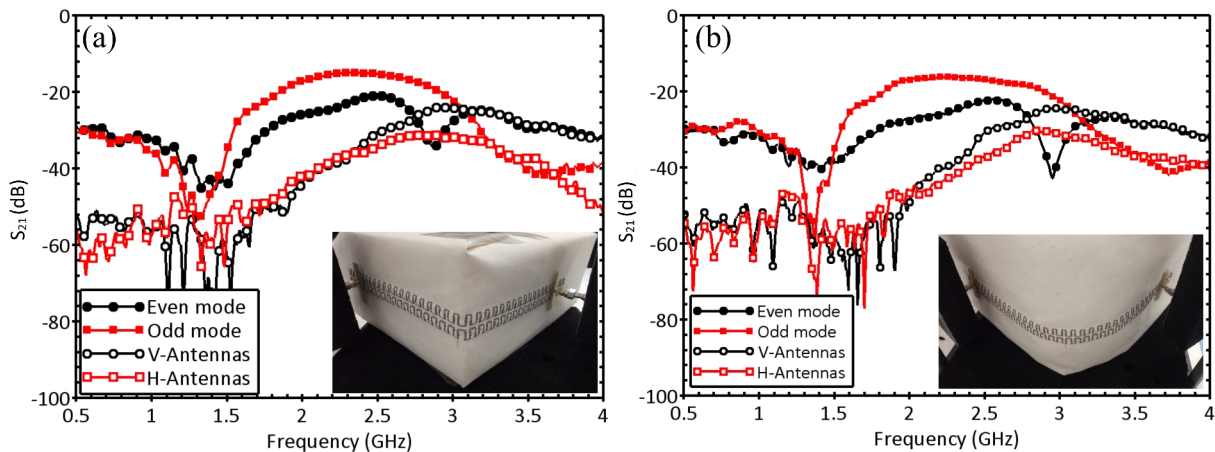


**Figure 4.22:** (a) Photo définissant l'orientation de l'antenne émettrice. (b) Transmission mesurée sur la ligne brodée en fonction de l'angle  $\theta$  en comparaison avec la transmission en espace libre lorsque les deux antennes sont orientées orthogonalement.

Les mesures présentées sur la figure sont paramétrées par l'angle  $\theta$  qui varie de  $0^\circ$  (antenne émettrice parallèle à la ligne) jusqu'à  $90^\circ$  (antenne perpendiculaire à la ligne). La transmission du mode impair mesuré par l'antenne au port 2 est comparée avec la transmission en espace libre en considérant les antennes (émettrice et réceptrice) orthogonales. Entre les angles  $0^\circ$  et  $30^\circ$ , aucune modification de transmission n'est observée entre les antennes. Au delà de  $\theta = 30^\circ$ , la transmission diminue lorsque l'angle augmente, et pour un angle de  $90^\circ$  la transmission est d'environ  $-25\text{ dB}$  à  $2.45\text{ GHz}$ . Cette valeur correspond à une amélioration de la transmission de  $30\text{ dB}$  par rapport à la transmission en espace libre mesurée entre deux antennes en orientations orthogonales. Ainsi la ligne en méandre permet d'obtenir une meilleure transmission quelle que soit l'orientation d'une des antennes sous réserve que la seconde soit parallèle à la ligne.

### 4.4.3 Comportement sous courbure

Ici, nous présentons des mesures effectuées en considérant deux conditions de courbures différentes de la ligne en méandre brodée illustrées en insert de la Figure 4.23. Pour ces mesures, une mousse de polystyrène a été utilisée pour maintenir le textile. La mousse est caractérisée par une permittivité diélectrique très faible qui n'affecte pas fortement les performances de transmission de la ligne en méandre. L'étude expérimentale a été menée pour deux cas : une ligne pliée à angle droit (Figure 4.23 (a)) et une ligne courbée avec un rayon de courbure  $R=10\text{ cm}$  (Figure 4.23 (b)). Pour chaque courbure, les antennes ont été positionnées aux extrémités de la ligne pour évaluer la transmission d'une onde guidée sur une longueur d'environ  $250\text{ mm}$ . La distance en ligne de mire entre les deux antennes est alors d'environ  $180\text{ mm}$  pour les deux configurations. Enfin, la transmission du mode pair et du mode impair est comparée avec la transmission en espace libre lorsque la ligne et son support en mousse sont enlevés.

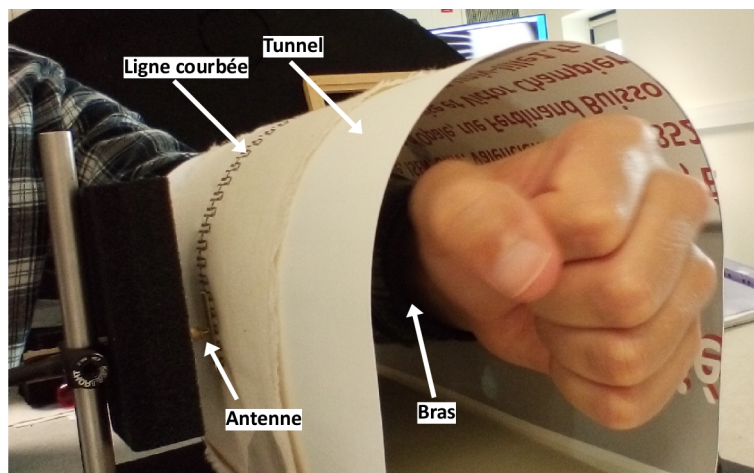


**Figure 4.23:** Transmission du mode pair et du mode impair mesurée sur la ligne sous une pliure à angle droit (a) et sous courbure de rayon  $R=10\text{ cm}$  (b) en comparaison avec la transmission en espace libre pour une orientation verticale (V-Antennas) et horizontale (H-Antennas) des antennes.

La transmission mesurée pour les deux types de courbure est presque identique à la transmission mesurée pour la ligne sans courbure (voir Figure 4.19). Selon le banc de mesure illustré en insert de la Figure 4.23, la propagation en espace libre en absence de la ligne aboutit à une transmission maximale entre les antennes en ligne de mire d'environ  $-24$  à  $2.95\text{ GHz}$  et  $-30\text{ dB}$  à  $2.85\text{ GHz}$  pour respectivement une orientation verticale et horizontale des antennes. En utilisant la ligne courbée, les transmissions à  $2.45\text{ GHz}$  du mode pair et du mode impair augmente respectivement jusqu'à  $-22$  et  $-16\text{ dB}$ .

#### 4.4.4 Influence du corps humain

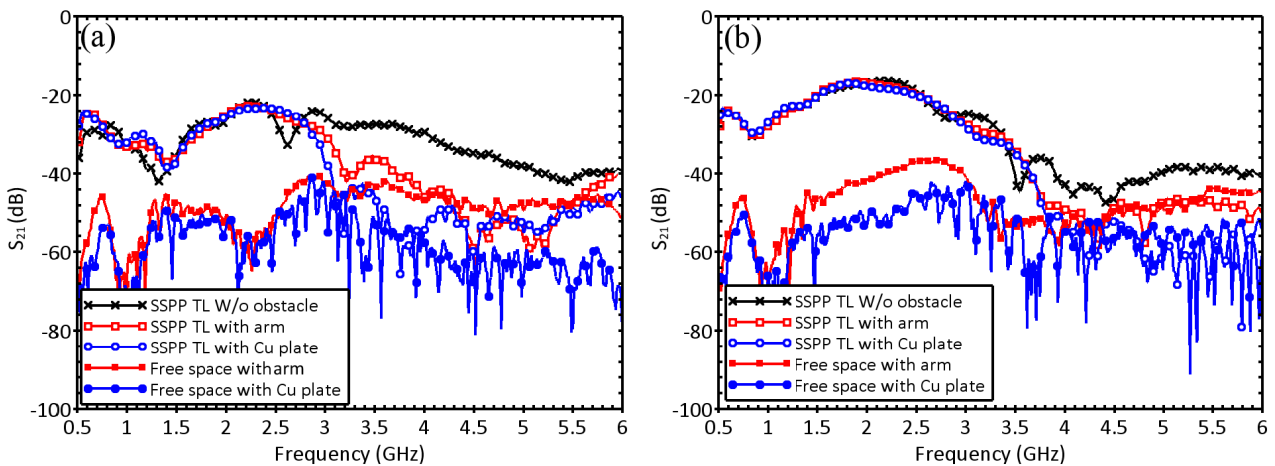
Afin de se rapprocher davantage de conditions d'utilisation en communication autour du corps humain, des études expérimentales ont été menées pour estimer la transmission de la ligne placée à proximité du corps humain. Pour ces mesures, le banc expérimental est constitué par un tunnel formé par un mince papier cartonné de rayon de courbure  $R= 70 \text{ mm}$ , sur lequel la ligne en méandre brodée est posée, et dans lequel différents obstacles peuvent être positionnés entre les antennes. Le tunnel est placé horizontalement entre les antennes et la ligne est posée sur le tunnel comme illustré sur la Figure 4.24. En utilisant ce tunnel, les performances de la ligne à proximité du corps humain ont été évaluées expérimentalement en plaçant deux obstacles différents à l'intérieur du tunnel entre les antennes : d'une part un bras et d'autre part une plaque de circuit imprimé cuivré double face (*PCB*).



**Figure 4.24:** Photo du banc de mesure en présence du bras dans le tunnel recouvert par la ligne en méandre brodée.

Les transmissions mesurées pour le mode pair et pour le mode impair sont représentées respectivement sur la Figure 4.25 (a) et (b) en comparaison avec la transmission entre les antennes en ligne de mire en absence de la ligne. Sur la Figure 4.25 (a), le dip de transmission observé à  $2.6 \text{ GHz}$  pour la ligne en méandre courbée sans obstacle peut être expliquée par une interférence de deux ondes, l'une correspondant au mode pair guidé par la ligne, et l'autre correspondant à la propagation en espace libre entre les deux antennes qui se font face. Le dip de transmission disparaît lorsque le bras ou le *PCB* cuivré, introduit dans le tunnel entre les antennes, stoppe la propagation en espace libre. L'obstacle permet alors de réduire la transmission directe entre les antennes, et seule la transmission associée à une propagation guidée sur la ligne est mesurée. De plus, les transmissions mesurées en espace libre avec l'obstacle (bras ou *PCB* cuivré) et sans ligne présentent des valeurs maximales très faibles d'environ  $-42$  et  $-37 \text{ dB}$  selon l'orientation des antennes. En présence de la ligne et de l'obstacle dans le tunnel, les mesures montrent une

amélioration de la transmission dans la bande qui s'étend de  $0.5$  à  $3.25$  GHz pour le mode pair et de  $0.5$  à  $3.75$  GHz pour le mode impair. L'amélioration maximale de transmission est environ  $19$  dB pour le mode pair quel que soit l'obstacle, et de  $21$  dB avec le bras et  $26$  dB avec le PCB cuivré pour le mode impair. Au dessus de ces bandes passantes, la transmission diminue en présence de l'obstacle parce que le couplage entre l'antenne et le mode guidé n'existe presque plus et que la transmission directe entre les antennes est bloquée par l'obstacle. Ces résultats montrent concrètement l'intérêt de la ligne brodée afin d'améliorer la transmission des ondes en contournant les obstacles.



**Figure 4.25:** Transmission du mode pair (a) et du mode impair (b) mesurée avec et sans obstacle (bras ou PCB cuivré) placé dans le tunnel en comparaison avec la transmission en espace libre avec un PCB cuivré placé entre les antennes.

## 4.5 Conclusion

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été consacrés à l'étude de la propagation d'ondes de surface guidées sur des lignes plasmoniques. Dans un premier temps, le diagramme de dispersion d'une ligne corruguée a montré l'existence de deux modes de propagation surfacique. Les deux modes de surface ont été excités sans connexion en utilisant des antennes dipôles placées à proximité de la ligne et orientées soit perpendiculairement soit parallèlement à la ligne. Les résultats ont montré une amélioration de la transmission pour chaque mode guidé sur la ligne corruguée par rapport à la propagation en espace libre. De plus, les courbes de dispersion du mode pair et du mode impair ont été vérifiées expérimentalement, ce qui a permis de confirmer que les modes pair et impair peuvent être correctement excités par une antenne orientée perpendiculairement ou parallèlement à la ligne.

Dans un deuxième temps, une ligne en méandre a été proposée en visant une fabrication par broderie d'un fil métallique. La ligne en méandre a été choisie d'une part pour une raison pratique

(une simplicité de fabrication par broderie) et d'autre part pour une raison physique (un plus fort confinement du champ électromagnétique obtenu autour de la ligne même avec des motifs miniaturisés). Les performances d'une ligne en méandre fabriquée sur du textile par broderie et d'une ligne en cuivre fabriquée sur un substrat de Kapton ont été comparées. La transmission mesurée pour la ligne brodée est plus faible que la transmission mesurée sur la ligne de cuivre. Cette différence de transmission a été expliquée par une faible conductivité du fil conducteur utilisé pour broder. La conductivité du fil métallique a été estimée à  $\sigma=10^4$  S/m en comparant la simulation avec les résultats expérimentaux. Au niveau du diagramme de dispersion, la ligne en cuivre et la ligne brodée ont montré toutes les deux un très bon accord avec la simulation pour les deux modes guidés pair et impair. La ligne brodée permet de guider les modes surfaciques alors que l'homogénéité et la conductivité du fil conducteur sont faibles par rapport à la ligne de cuivre. Enfin, en visant les applications de communications autour du corps humain, les performances en termes de transmission de la ligne brodée ont été évaluées sous différentes conditions de courbures et à proximité d'un bras. Les résultats ont montré que la ligne plasmonique brodée introduite dans ce chapitre présente une amélioration de transmission intéressante pour les communications autour du corps humain grâce au guidage d'ondes de surface.

La ligne plasmonique étudiée dans ce chapitre ne contient pas de plan de masse, et les interactions entre l'onde guidée et le corps humain ne sont pas parfaitement supprimées. De plus, le guidage par les lignes plasmoniques se fait uniquement dans une direction et reste sensible à la position des antennes. Pour répondre à ces deux problématiques, des métasurfaces à deux dimensions, avec et sans plan de masse, seront étudiées dans le chapitre suivant.

## 4.6 Références

- [1] H. F. Ma, X. Shen, Q. Cheng, W. X. Jiang, et T. J. Cui, « Broadband and high-efficiency conversion from guided waves to spoof surface plasmon polaritons », *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, n° 1, Art. n° 1, 2014, doi: 10.1002/lpor.201300118.
- [2] R. Gravina et G. Fortino, « Wearable Body Sensor Networks: State-of-the-Art and Research Directions », *IEEE Sensors Journal*, vol. 21, n° 11, p. 12511-12522, 2021, doi: 10.1109/JSEN.2020.3044447.
- [3] N. Chahat, M. Zhadobov, R. Sauleau, et K. Ito, « A Compact UWB Antenna for On-Body Applications », *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 59, n° 4, p. 1123-1131, avr. 2011, doi: 10.1109/TAP.2011.2109361.
- [4] S. Yan, P. J. Soh, et G. A. E. Vandenbosch, « Wearable Ultrawideband Technology—A Review of Ultrawideband Antennas, Propagation Channels, and Applications in Wireless Body Area Networks », *IEEE Access*, vol. 6, p. 42177-42185, 2018, doi: 10.1109/ACCESS.2018.2861704.
- [5] A. Pellegrini *et al.*, « Antennas and Propagation for Body-Centric Wireless Communications at Millimeter-Wave Frequencies: A Review », *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 55, n° 4, p. 26, 2013, doi: 10.1109/MAP.2013.6645205.
- [6] S. N. Mahmood, A. J. Ishak, A. Ismail, A. C. Soh, Z. Zakaria, et S. Alani, « ON-OFF Body Ultra-Wideband (UWB) Antenna for Wireless Body Area Networks (WBAN): A Review », *IEEE Access*, vol. 8, p. 150844-150863, 2020, doi: 10.1109/ACCESS.2020.3015423.
- [7] N. A. Malik, P. Sant, T. Ajmal, et M. Ur-Rehman, « Implantable Antennas for Bio-Medical Applications », *IEEE J. Electromagn. RF Microw. Med. Biol.*, vol. 5, n° 1, p. 84-96, mars 2021, doi: 10.1109/JERM.2020.3026588.
- [8] A. Alomainy et Y. Hao, « Modeling and Characterization of Biotelemetric Radio Channel From Ingested Implants Considering Organ Contents », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 57, n° 4, p. 999-1005, 2009, doi: 10.1109/TAP.2009.2014531.
- [9] C. Garcia-Pardo *et al.*, « Ultrawideband Technology for Medical In-Body Sensor Networks: An Overview of the Human Body as a Propagation Medium, Phantoms, and Approaches for Propagation Analysis », *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 60, n° 3, p. 19-33, juin 2018, doi: 10.1109/MAP.2018.2818458.
- [10] S. Castello-Palacios, C. Garcia-Pardo, M. Alloza-Pascual, A. Fornes-Leal, N. Cardona, et A. Valles-Lluch, « Gel Phantoms for Body Microwave Propagation in the (2 to 26.5) GHz Frequency Band », *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 67, n° 10, p. 6564-6573, oct. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2920293.
- [11] T. T. Lan, Y. Shinozaki, T. Okura, et H. Arai, « A Free-Access Segmented Coplanar Waveguide for On-Body Communication », *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 66, n° 9, p. 4524-4532, sept. 2018, doi: 10.1109/TAP.2018.2842302.



- [12] T. T. Lan et H. Arai, « Propagation Loss Reduction Between On-Body Antennas by Using a Conductive Strip Line », *Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 17, n° 12, p. 2449-2453, déc. 2018, doi: 10.1109/LAWP.2018.2877772.
- [13] X. Tian *et al.*, « Wireless body sensor networks based on metamaterial textiles », *Nature Electronics*, vol. 2, n° 6, p. 243-251, juin 2019, doi: 10.1038/s41928-019-0257-7.
- [14] X. Tian, Q. Zeng, D. Nikolayev, et J. S. Ho, « Conformal Propagation and Near-Omnidirectional Radiation With Surface Plasmonic Clothing », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 68, n° 11, p. 7309-7319, 2020, doi: 10.1109/TAP.2020.2998216.
- [15] S. P. Pinapati, J. Brittain, A. Caldow, et C. Fumeaux, « Planar Feeding Techniques for Wearable Textile Antennas », *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, vol. 10, n° 7, p. 1232-1239, 2020, doi: 10.1109/TCPMT.2020.2999579.
- [16] F. J. Garcia-Vidal, L. Martín-Moreno, et J. B. Pendry, « Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 7, n° 2, p. S97-S101, févr. 2005, doi: 10.1088/1464-4258/7/2/013.
- [17] L. P. Zhang, H. C. Zhang, Z. Gao, et T. J. Cui, « Measurement Method of Dispersion Curves for Spoof Surface Plasmon Polaritons », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, n° 7, Art. n° 7, juill. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2916645.
- [18] L. Fu, H. Schweizer, T. Weiss, et H. Giessen, « Optical properties of metallic meanders », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, n° 12, Art. n° 12, déc. 2009, doi: 10.1364/JOSAB.26.00B111.
- [19] S. Mirhadi et N. Komjani, « A dual-band power divider based on higher-order modes of spoof surface plasmon polaritons », *AIP Advances*, vol. 11, n° 9, p. 095102, sept. 2021, doi: 10.1063/5.0048390.
- [20] A. Ghaddar, É. Lheurette, et L. Burgnies, « Wireless Experimental Determination of Dispersion Curves of Spoof Surface Plasmon Polariton Modes Supported by a Transmission Line », *physica status solidi (b)*, vol. 258, n° 6, p. 2100003, 2021, doi: <https://doi.org/10.1002/pssb.202100003>.
- [21] B. C. Pan, G. Q. Luo, Z. Liao, J. L. Cai, et B. G. Cai, « Wideband Miniaturized Design of Complementary Spoof Surface Plasmon Polaritons Waveguide Based on Interdigital Structures », *Sci Rep*, vol. 10, n° 1, p. 3258, déc. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-60244-7.
- [22] X. Shen, T. J. Cui, D. Martin-Cano, et F. J. Garcia-Vidal, « Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films », *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110, n° 1, p. 40-45, janv. 2013, doi: 10.1073/pnas.1210417110.
- [23] N. Liu et H. Giessen, « Coupling Effects in Optical Metamaterials », *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 49, n° 51, p. 9838-9852, 2010, doi: <https://doi.org/10.1002/anie.200906211>.
- [24] J. Hao *et al.*, « Textile split ring resonator antenna integrated by embroidery », *Electron. Lett.*, vol. 55, n° 9, p. 508-510, mai 2019, doi: 10.1049/el.2019.0625.



***Chapitre 5 :***  
***Guidage d'ondes de surface sur des***  
***métasurfaces à 2 dimensions***

# 5. *Guidage d'ondes de surface sur des métasurfaces à 2 dimensions*

## 5.1 *Introduction*

Le guidage d'onde de surface sur des métamatériaux s'est développé de plus en plus depuis les études réalisées par J. Pendry et ses coauteurs [1], [2]. Par ailleurs, la métasurface *AMC* (Artificial Magnetic Conductor) à mushroom a auparavant été proposée par D. Sievenpiper en se focalisant principalement sur la présence d'une bande interdite séparant des modes de surface *TM* et *TE* [3]. Cette métasurface a souvent été utilisée pour la capacité de la bande interdite de supprimer les ondes de surface pour améliorer les performances de radiation des antennes [4], [5]. Les métasurfaces *AMC* à patch et à mushroom ont été également très étudiées pour guider des ondes de surface en polarisation *TM* et *TE* sous différentes techniques d'excitation [6]–[9]. L'avantage de ces métasurfaces repose sur la possibilité de guider l'onde de surface sur une surface d'épaisseur très fine et selon différentes directions de propagation [10], [11]. D'ailleurs, un nouveau mode de propagation surfacique a très récemment été proposé en rapprochant deux métasurfaces *AMC* dont l'une supporte un mode *TM* et l'autre un mode *TE* [12], [13]. Le long de l'intersection entre ces métasurfaces un mode de surface peut se propager avec un champ électromagnétique infinitésimalement localisé. En ce qui concerne les textiles intelligents, on trouve très peu d'études consacrées aux métasurfaces *AMC* pour le guidage d'onde de surface visant les applications de communication autour du corps humain [14]–[16].

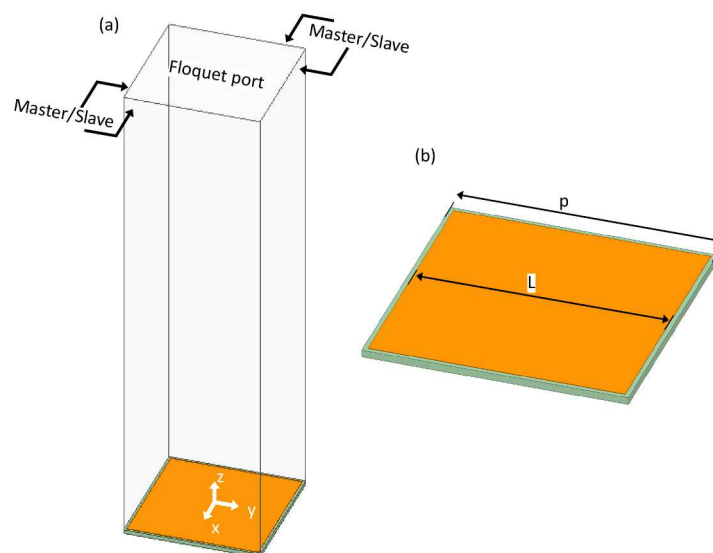
L'objectif principal de ce chapitre est d'étudier le guidage d'onde de surface sur une métasurface à deux dimensions fabriquée à partir de fils conducteurs en utilisant deux techniques de fabrication textile : la broderie et le tricot *3D* dit spacer. Les travaux de ce chapitre commencent par une étude menée sur une métasurface *AMC* à patch fabriquée sur un substrat *FR4*. L'objectif est de comprendre les propriétés de guidage de la métasurface *AMC* en se basant sur une structure idéale avant de passer aux techniques de fabrication textile. Les résultats de caractérisation de cette métasurface ont présenté des performances encourageantes au niveau de l'amélioration de transmission entre les antennes dipôles. Cependant, la production d'une métasurface *AMC* à patch par tricot spacer a apporté une contrainte technique liée à la largeur excessive des patches pour obtenir un fonctionnement à *2.45 GHz*. Pour contourner cette contrainte technique, une métasurface *AMC* à mushroom a été proposée et fabriquée sur un substrat de tricot spacer. Les résultats expérimentaux obtenus sur cette métasurface textile sont présentés.

Une autre métasurface à deux dimensions a également été proposée et étudiée. Elle est présentée à la fin de ce chapitre. Il s'agit d'une métasurface constituée par des anneaux de forme carrée arrangés périodiquement sur la surface. Dans la littérature, l'anneau carré fermé ou fendu est souvent utilisé pour filtrer le signal dans un canal de transmission ou un guide d'onde [17]–[19]. En effet, un anneau peut se coupler avec une antenne et l'arrangement périodique des anneaux l'un à côté de l'autre permet de transmettre l'onde par couplage successif entre anneaux voisins. Le calcul du diagramme de dispersion a montré que la propagation de l'onde électromagnétique sur cette métasurface est associée à une onde de surface lente avec un vecteur d'onde  $k$  supérieur au vecteur d'onde  $k_0$  en espace libre. Cette métasurface a été fabriquée sur un substrat textile en utilisant la méthode de broderie car elle ne contient pas de plan de masse en face arrière du substrat. Les performances de transmission de cette structure ont été évaluées en l'excitant par des antennes dipôles placées en face à face ou en diagonales.

## 5.2 Métasurface AMC

### 5.2.1 Métasurface AMC à patch

L'origine du guidage d'onde de surface sur des métasurfaces *AMC* peut être attribuée à la réactance de l'impédance équivalente de la métasurface. Nous montrons sur la Figure 5.1 (a) les conditions de simulation permettant de déterminer l'impédance de la métasurface *AMC* à patch.

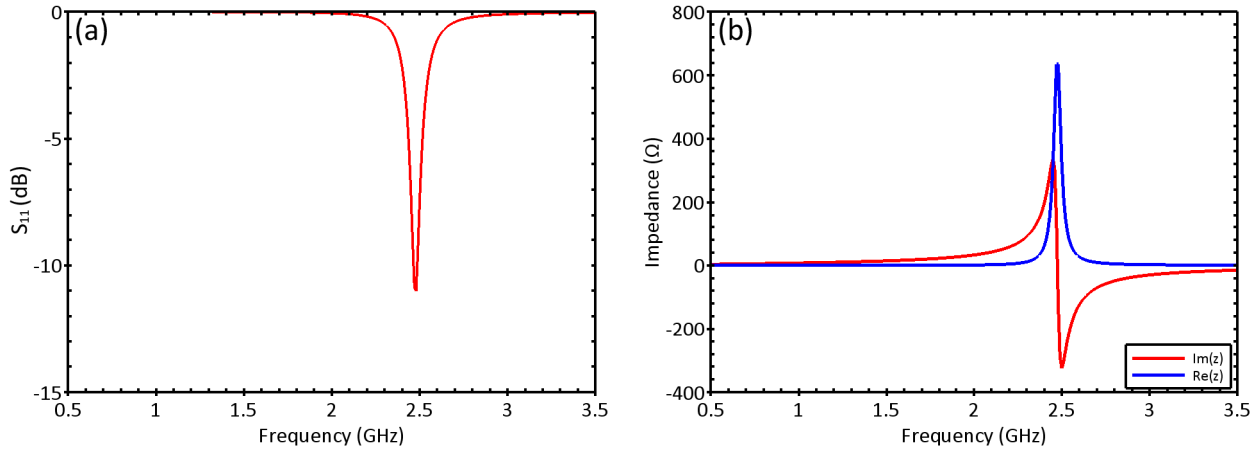


**Figure 5.1:** (a) Condition de simulation de la réflexion sur la métasurface. (b) Paramètres géométriques de la métasurface *AMC* à patch avec  $L=27$  mm et  $p=28$  mm.

Dans ce calcul, la métasurface *AMC* est excitée en utilisant un port de *Floquet*. Le port d'excitation de *Floquet* est généralement utilisé pour exciter les structures périodiques de tailles infinies. Il

permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission de chaque mode en utilisant le théorème de *Floquet*. En outre, l'onde électromagnétique peut être injectée dans le domaine de simulation sous différents angles d'incidence.

Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  et l'impédance  $Z$  de la métasurface *AMC* à patch calculés pour une incidence normale sont reportés sur la Figure 5.2. Ces résultats ont été calculés en considérant une largeur de patches  $L=27\text{ mm}$ , une période  $p=28\text{ mm}$  et un substrat de *FR4* d'épaisseur  $0.8\text{ mm}$ . Ces paramètres géométriques ont été optimisés pour observer une résonance près de la fréquence  $F_R = 2.45\text{ GHz}$ . À la résonance, la partie réelle de l'impédance équivalente de la métasurface est maximale. De plus, la réactance équivalente de la métasurface présente un comportement inductif ( $Im(Z) > 0$ ) en dessous de  $F_R$  et un comportement capacitif ( $Im(Z) < 0$ ) au dessus de  $F_R$ . Comme indiqué dans le chapitre 2, le comportement inductif ou capacitif de l'impédance équivalente de la métasurface permet de supporter respectivement des modes *TM* et *TE*.



**Figure 5.2:** Coefficient de réflexion  $S_{11}$  (a) et impédance  $Z$  (b) de la métasurface *AMC* à patch.

Afin de mieux comprendre l'influence de l'impédance sur la propagation de l'onde électromagnétique de surface, on peut utiliser un modèle simple qui considère la métasurface comme une surface d'impédance équivalente  $Z=R+jX$  [20]. La solution de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques est définie comme suit :

$$H = C e^{jhz - j\beta x} \quad (5.1)$$

$$h = k_0 \frac{Z}{Z_0} = \frac{k_0}{Z_0} (R + jX) \quad (5.2)$$

$$\beta = k_0 \left[ 1 + \frac{1}{Z_0^2} (X^2 - R^2 - 2jRX) \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

avec  $C$  : Amplitude du champ magnétique (une constante).

$Z$ : Impédance équivalente de la surface.

$Z_0$ : Impédance d'onde en espace libre.

$R$ : Résistance.

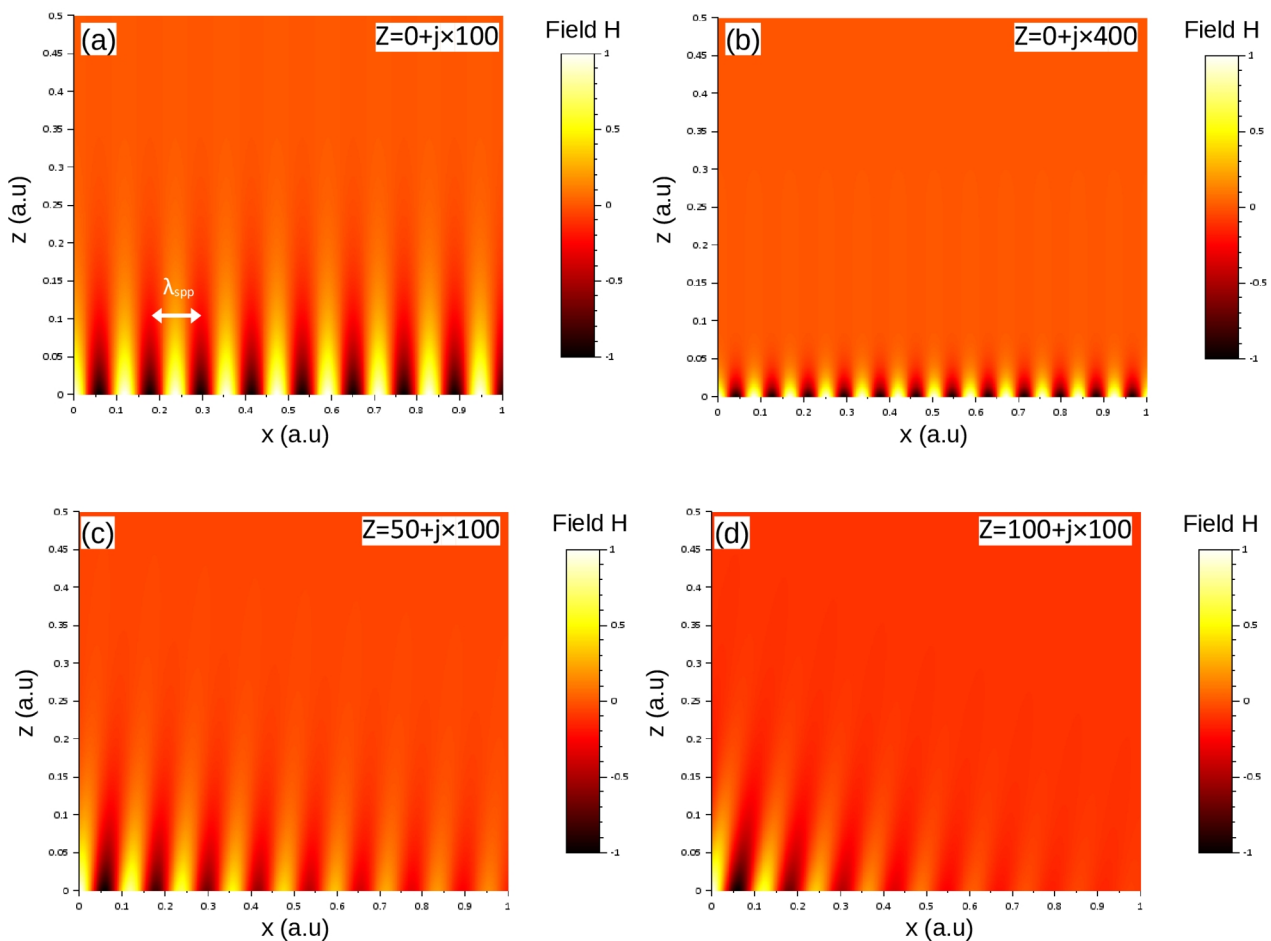
$X$ : Réactance.

$k_0$ : Vecteur d'onde en espace libre.

$x$ : Direction de propagation parallèle à la surface.

$z$ : Direction perpendiculaire à la surface.

Ces équations traduisent la propagation dans la direction  $x$  d'une onde sur une surface d'impédance  $Z$  située dans le plan  $x$ - $y$ .



**Figure 5.3:** Carte du champ magnétique  $H$  sur la surface d'impédance en ohms  $Z=0+j\times 100$  (a),  $Z=0+j\times 400$  (b),  $Z=50+j\times 100$  (c) et  $Z=100+j\times 100$  (d).

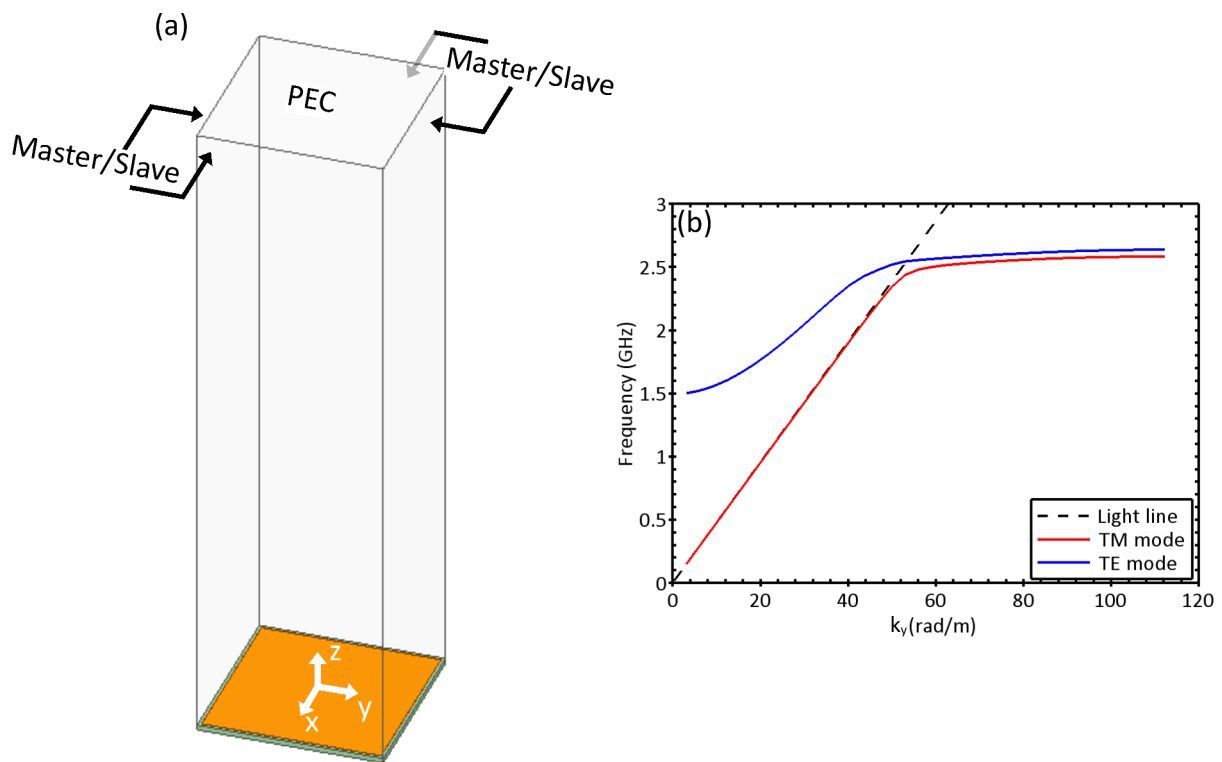
La Figure 5.3 illustre les cartes du champ magnétique  $H$  calculées pour différentes valeurs de la réactance  $X$  et de la résistance  $R$  en utilisant l'expression du champ magnétique définie par l'équation (5.1). Pour illustrer l'influence de la partie imaginaire de l'impédance (réactance) sur la propagation de l'onde électromagnétique, nous présentons sur les Figures 5.3 (a) et (b) les cartes du champ  $H$  respectivement pour deux valeurs de la réactance  $100$  et  $400 \Omega$  en considérant une partie

réelle de l'impédance (résistance) nulle. Comme on peut le voir sur les cartes du champ, l'augmentation de la réactance provoque un plus fort confinement du champ électromagnétique sur la surface. Par ailleurs, pour illustrer l'influence de la résistance, nous présentons sur les Figures 5.3 (c) et (d) les cartes du champ  $H$  calculées pour deux valeurs de la résistance  $50$  et  $100 \Omega$  et pour une même valeur de réactance  $100 \Omega$ . Ces cartes du champ montrent que l'augmentation de la résistance conduit à une forte atténuation de l'onde se propageant sur la surface. Enfin, ce modèle permet de comprendre l'origine du guidage d'onde sur une surface à impédance équivalente complexe. Le confinement, caractérisé par une décroissance exponentielle du champ électromagnétique en s'éloignant de la surface, est liée à la partie imaginaire de l'impédance et l'atténuation de l'onde se propageant sur la surface est liée à la partie réelle de l'impédance équivalente.

### 5.2.2 Diagramme de dispersion

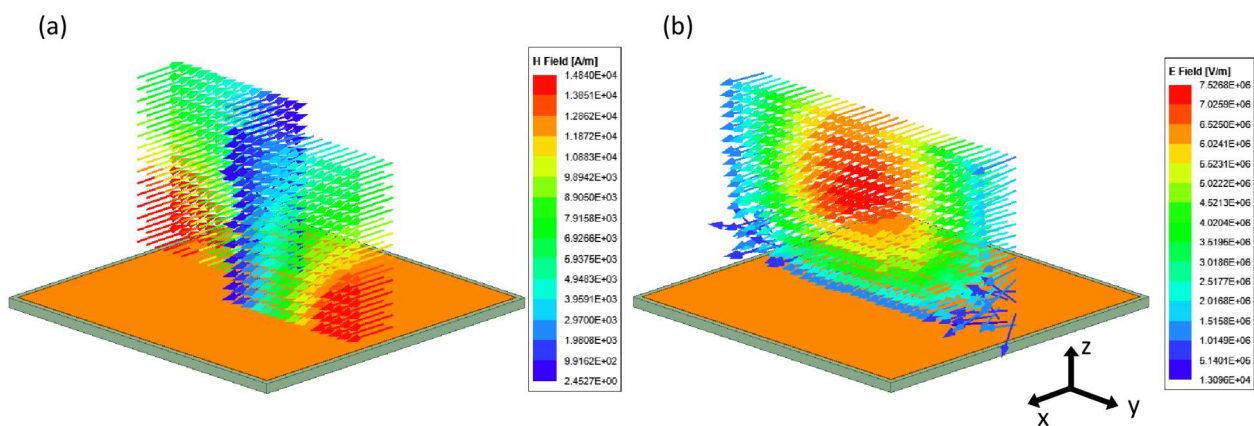
Le diagramme de dispersion des deux premiers modes et les conditions de simulation utilisées sont présentés sur la Figure 5.4. Le diagramme de dispersion a été calculé en gardant les mêmes caractéristiques géométriques et les mêmes matériaux que ceux utilisés pour le calcul de l'impédance. Le diagramme de dispersion de la métasurface *AMC* à patch montre l'existence d'un premier mode (trait rouge) qui coïncide avec la dispersion en espace libre (light line) de  $0$  à  $2.4 \text{ GHz}$ . À partir de  $2.4 \text{ GHz}$ , la courbe de dispersion commence à s'éloigner de la light line avec des valeurs du vecteur d'onde  $k_y$  supérieures à  $k_0$ . Un deuxième mode (trait bleu) commence à apparaître à la fréquence  $1.5$  et évolue jusqu'à  $2.6 \text{ GHz}$ , il est alors légèrement au dessus du premier mode. La partie de la courbe de dispersion du deuxième mode située à gauche de la light line est reliée à un mode de cavité correspondant à la boîte de simulation alors que la partie à droite de la light line est associée à la propagation d'une onde de surface. La description effectuée sur l'impédance de surface montre que la métasurface se comporte comme une surface inductive et capacitive respectivement à basse et haute fréquence. Ainsi, le premier et le deuxième mode mis en évidence sur le diagramme de dispersion semblent correspondre à un mode *TM* et un mode *TE*, respectivement.





**Figure 5.4:** (a) Condition de simulation du diagramme de dispersion de la métasurface AMC à patch. (b) Diagramme de dispersion du mode TM et TE.

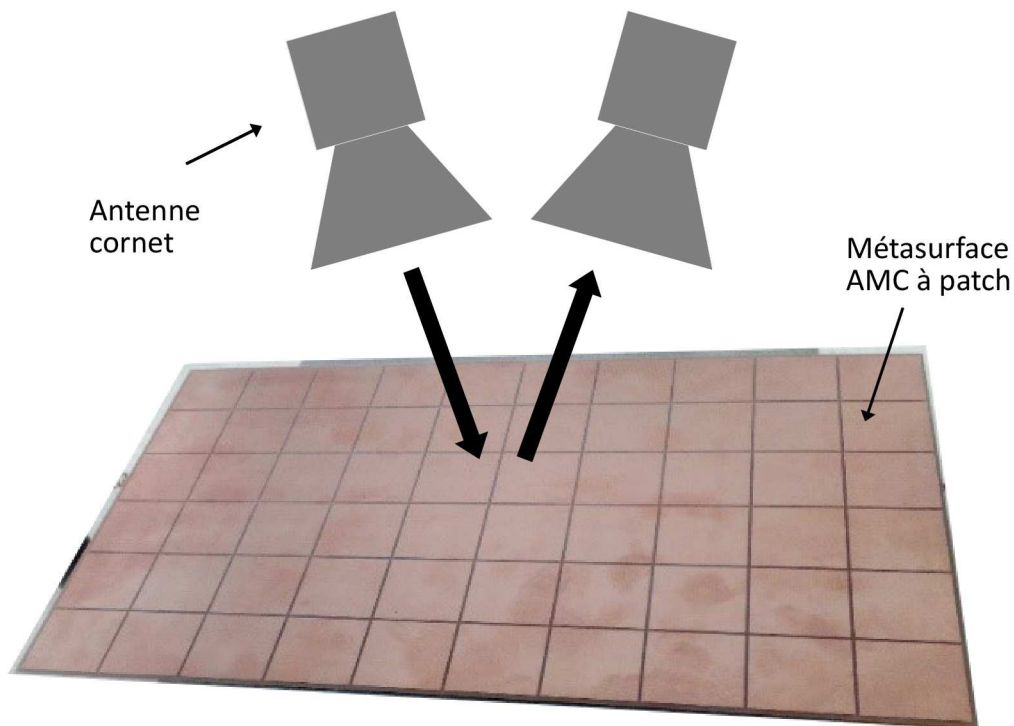
Pour confirmer que le premier et le deuxième mode peuvent être attribués respectivement à un mode *TM* et *TE*, les vecteurs des champs *E* et *H* au dessus de la surface de la cellule élémentaire calculées pour  $k_y = 86 \text{ rad/m}$  sont représentées sur la Figure 5.5. En sachant que la direction de propagation est orientée suivant *y* et en observant que le vecteur du champ magnétique *H* est orienté parallèlement à la surface suivant la direction *x* (Figure 5.5 (a)), le premier mode peut être qualifié de mode *TM*. Le deuxième mode est caractérisé par un vecteur du champ électrique parallèle à la surface orienté suivant *x* (Figure 5.5 (b)). Ce qui permet de qualifier ce mode de mode *TE*.



**Figure 5.5:** (a) Champ magnétique tracé dans le plan *yz* pour le mode *TM*. (b) Champ électrique tracé dans le plan *yz* pour le mode *TE*.

### 5.2.3 Résultats expérimentaux

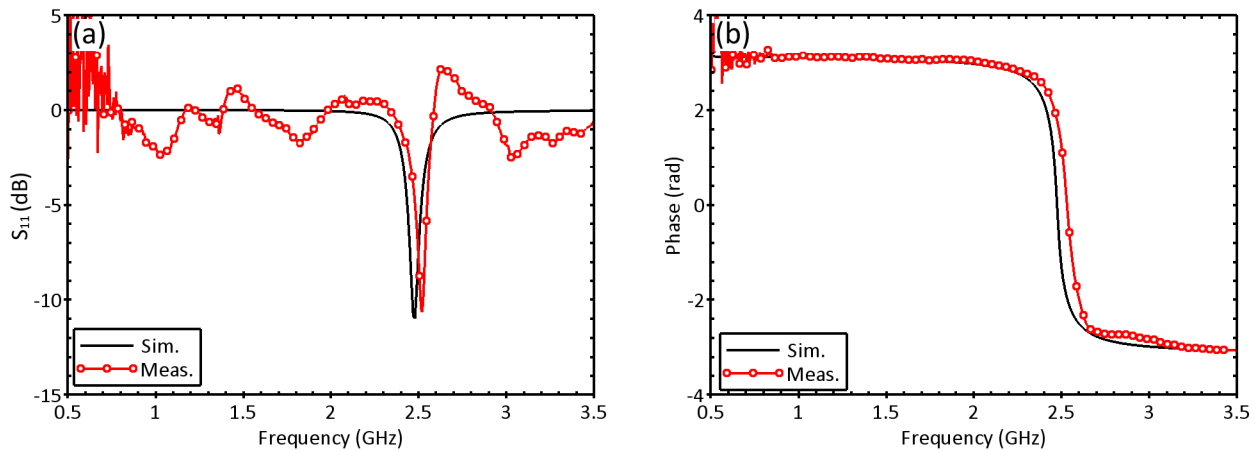
La caractérisation expérimentale de la métasurface *AMC* à patch a débuté par la mesure du coefficient de réflexion  $S_{11}$  en module et phase dans le but de retrouver expérimentalement les principales caractéristiques de la métasurface, notamment une phase du coefficient de réflexion nulle à la résonance. Le banc de caractérisation utilisé pour déterminer expérimentalement le coefficient de réflexion complexe de la métasurface à patch est schématisé sur la Figure 5.6. Le dispositif est constitué par deux antennes cornets placées l'une à côté de l'autre au-dessus de la métasurface à une distance  $50\text{ cm}$ . La métasurface est posée sur l'absorbant microonde *Eccosorb An-75* pour supprimer les réflexions parasites. Le coefficient de réflexion de la métasurface correspond alors au coefficient de transmission entre les deux antennes.



**Figure 5.6:** Représentation schématique du banc expérimental permettant de mesurer le coefficient de réflexion  $S_{11}$  de la métasurface *AMC* à patch.

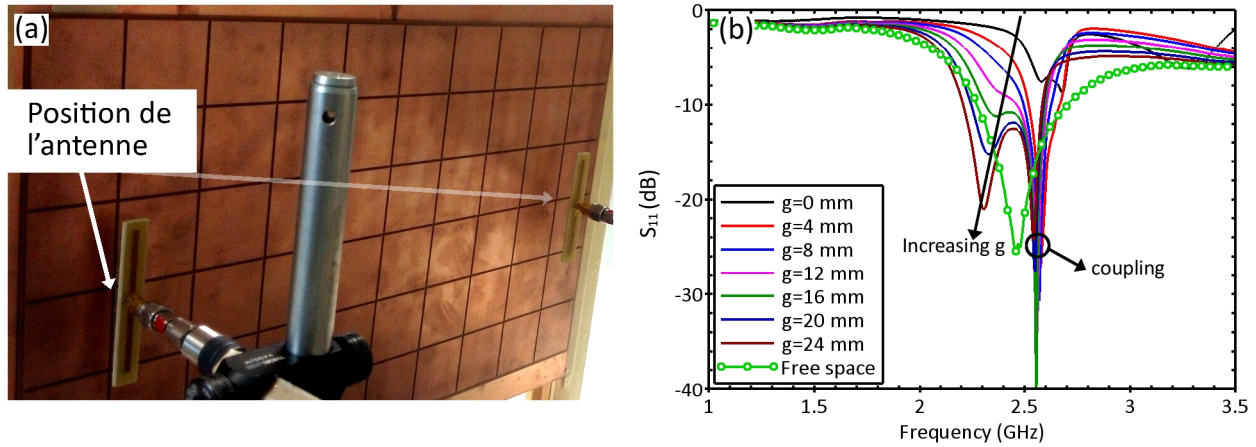
Les Figures 5.7 (a) et (b) représentent respectivement le module et la phase du coefficient de réflexion de la métasurface simulés et mesurés. Un accord satisfaisant est observé entre la simulation et l'expérience permettant de confirmer expérimentalement le comportement résonnant de la métasurface à la fréquence  $2.55\text{ GHz}$ . On notera que les résultats expérimentaux de la Figure 5.7 n'ont pas été obtenus directement en une seule étape de mesure. Une étape préalable consistant à mesurer le coefficient de réflexion d'une plaque métallique de même taille que la métasurface a permis de déterminer une référence parfaitement réfléchissante. Le coefficient de réflexion

représenté Figure 5.7 a été calculé en divisant le coefficient de réflexion mesuré en présence de la métasurface par la mesure de la référence en présence de la plaque réfléchissante. Ce calcul permet d’extraire d’une part les réflexions parasites qui ne dépendent pas de la métasurface et de ramener à  $0 \text{ dB}$  le spectre de réflexion de la métasurface en dehors de la résonance. D’autre part, il permet de retirer le déphasage introduit par la propagation de l’onde en espace libre entre les antennes et la métasurface, ce qui conduit à la phase nulle observée sur la Figure 5.7 (b) à la résonance.



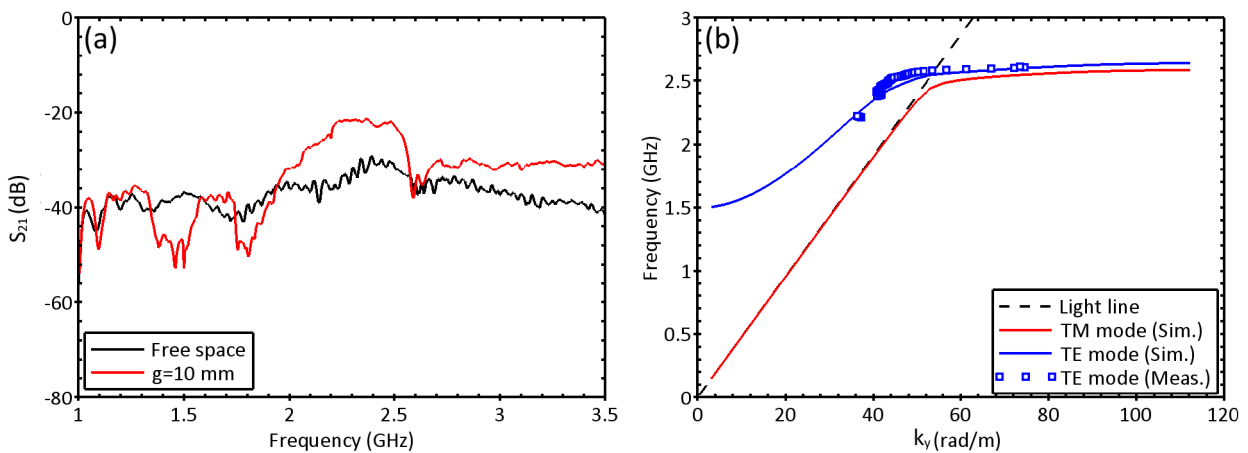
**Figure 5.7:** Module (a) et phase (b) du coefficient de réflexion  $S_{11}$  simulés et mesurés.

Nous présentons maintenant l’étude portant sur le guidage d’une onde de surface générée sur la métasurface *AMC* à patch en utilisant des antennes dipôles. La Figure 5.8 (a) illustre le banc de mesure comprenant les antennes dipôles orientées verticalement et positionnées au-dessus de fentes (entre 2 patch) de la métasurface *AMC*. Afin d’étudier le couplage entre l’antenne et la métasurface, une première étude paramétrique a été effectuée en faisant varier la distance entre une antenne et la métasurface (gap  $g$ ). Pour  $g = 0 \text{ mm}$ , la face arrière du substrat de l’antenne touche la métasurface, et l’antenne s’éloigne de la métasurface lorsque la valeur  $g$  augmente. Le coefficient de réflexion mesuré à l’entrée de l’antenne dipôle en fonction du paramètre  $g$  est représenté sur la Figure 5.8 (b). Pour un gap  $g$  inférieur à  $12 \text{ mm}$ , le coefficient de réflexion à l’entrée de l’antenne dipôle ne présente qu’une seule résonance située à  $2.55 \text{ GHz}$ . Cette résonance correspond à la résonance de la métasurface comme observée précédemment sur la Figure 5.7. Quand on augmente le gap  $g$  au delà de  $12 \text{ mm}$ , une seconde résonance commence à apparaître au voisinage de  $2.3 \text{ GHz}$ . Celle-ci peut être attribuée à la résonance propre de l’antenne seule rayonnant en espace libre à  $2.45 \text{ GHz}$ . Pour cette position intermédiaire entre couplage fort et rayonnement en espace libre, le coefficient de réflexion à l’entrée de l’antenne présente deux résonances qui reflètent le niveau de couplage de l’antenne à la métasurface. En conclusion, la résonance observée à  $2.55 \text{ GHz}$  peut être associée au fort couplage de l’antenne avec la métasurface.



**Figure 5.8:** (a) Photo du banc expérimental permettant de déterminer le diagramme de dispersion de la métasurface via des antennes dipôles. (b) Coefficient de réflexion en fonction du gap  $g$  entre une antenne et la métasurface.

Le coefficient de transmission  $S_{21}$  et le diagramme de dispersion déterminés expérimentalement par des antennes orientées verticalement (voir Figure 5.8 (a)) en considérant un gap  $g = 10 \text{ mm}$  entre les antennes et la métasurface sont présentés sur les Figures 5.9 (a) et (b).



**Figure 5.9:** (a) Coefficient de transmission  $S_{21}$  mesuré en espace libre et sur la métasurface AMC à patch en considérant un gap  $g$  de 10 mm. (b) Diagrammes de dispersion simulés et déterminés expérimentalement en utilisant des antennes orientées verticalement sur la métasurface.

La transmission a été mesurée entre deux antennes séparées d'une distance de 221 mm. Le confinement du champ électromagnétique sur la métasurface étant faible (valeur de  $k_y$  proche  $k_0$  en espace libre), contrairement aux mesures sur les lignes présentées dans le chapitre 4, aucun absorbant microonde n'a été utilisé derrière les supports métalliques durant ces mesures pour ne pas absorber l'onde électromagnétique faiblement guidée par la structure. Une amélioration de la transmission de 9 dB à 2.4 GHz est observée Figure 5.9 (a) pour l'onde guidée par la métasurface comparativement à une transmission en espace libre. Pour identifier l'origine physique de cette amélioration de transmission, la courbe de dispersion a été déterminée dans la bande 2 - 2.55 GHz en utilisant la méthode TRL décrite dans le chapitre 3. La courbe de dispersion expérimentale est

comparée au résultat de simulation sur la Figure 5.9 (b). Ainsi, la courbe de dispersion expérimentale présente un bon accord avec la courbe de dispersion simulée du mode  $TE$ . Ce résultat est cohérent avec la polarisation de l'onde rayonnée par les antennes qui présente un champ électrique orienté dans le sens de la longueur des antennes, donc perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde entre les deux antennes.

#### 5.2.4 Métasurface AMC textile à patch

La métasurface AMC à patch peut être reproduite sur du matériau textile en utilisant la technique de tricot spacer présentée dans le chapitre 3. Dans le cas présent, on considère un substrat correspondant à un tricot spacer de fils diélectriques caractérisé par une épaisseur de  $4.5\text{ mm}$  et par une permittivité relative de  $\varepsilon=1.24\times(1-i0.005)$ . L'épaisseur et la permittivité équivalente ont été mesurés au préalable par des membres du groupe de recherche. Pour conserver le guidage de l'onde de surface à  $2.45\text{ GHz}$  en tenant compte des caractéristiques du nouveau substrat en textile, la géométrie des patches a été modifiée avec une largeur de patch  $L=50\text{ mm}$  et une période  $p=55\text{ mm}$ . La Figure 5.10 représente le diagramme de dispersion des modes  $TM$  et  $TE$  calculé pour la métasurface AMC à patch fabriquée par tricot spacer. On observe que la courbe de dispersion du mode  $TM$  est superposée à la light line jusqu'à la fréquence de résonance de la métasurface ( $\sim 2.3\text{ GHz}$ ) et s'aplatit très rapidement à proximité de la limite de la zone de Brillouin. Il apparaît que le changement de régime entre une propagation libre et le mode  $TM$  est trop brutal pour obtenir un confinement exploitable pour le guidage d'une onde de surface. Le moindre défaut structurel aurait pour conséquence de faire perdre le confinement du champ électromagnétique et l'onde rayonnerait dans l'air. Pour le mode  $TE$ , on observe une bande de dispersion s'étalant de  $2.26$  jusqu'à  $2.5\text{ GHz}$ . Cette bande présente également des valeurs de vecteur d'onde très proches de la light line. Par ailleurs, la taille des patches est très grande et pourrait donc poser des contraintes techniques et électromagnétiques liées notamment au coût de fils conducteurs et aux pertes par conduction.

Pour contourner ces contraintes, une métasurface AMC à mushroom a été envisagée. Cette métasurface permettra de guider un mode de surface à  $2.45\text{ GHz}$  en utilisant des patches de taille raisonnable sur le substrat de tricot spacer.

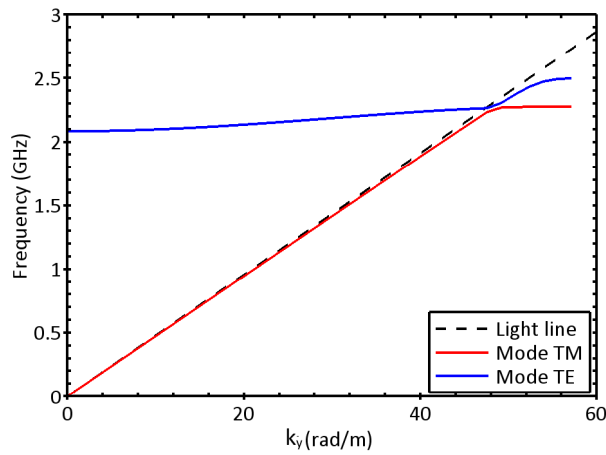


Figure 5.10: Diagramme de dispersion des modes *TM* et *TE* de la métasurface à patch sur tricot spacer.

### 5.2.5 Métasurface AMC textile à mushroom

La cellule élémentaire de la métasurface AMC textile à mushroom et son diagramme de dispersion calculé sont présentés sur la Figure 5.11. La cellule élémentaire a été dimensionnée pour envisager le guidage d'une onde de surface à 2.45 GHz par l'intermédiaire du premier mode *TM*. Contrairement à la métasurface AMC à patch, la métasurface à mushroom présente des dimensions géométriques plus faibles avec une largeur de patch  $L=13$  mm et une période  $p=18$  mm. La connexion entre les patches et le plan de masse inférieur est effectuée par via cylindrique de diamètre  $d = 0.2$  mm.

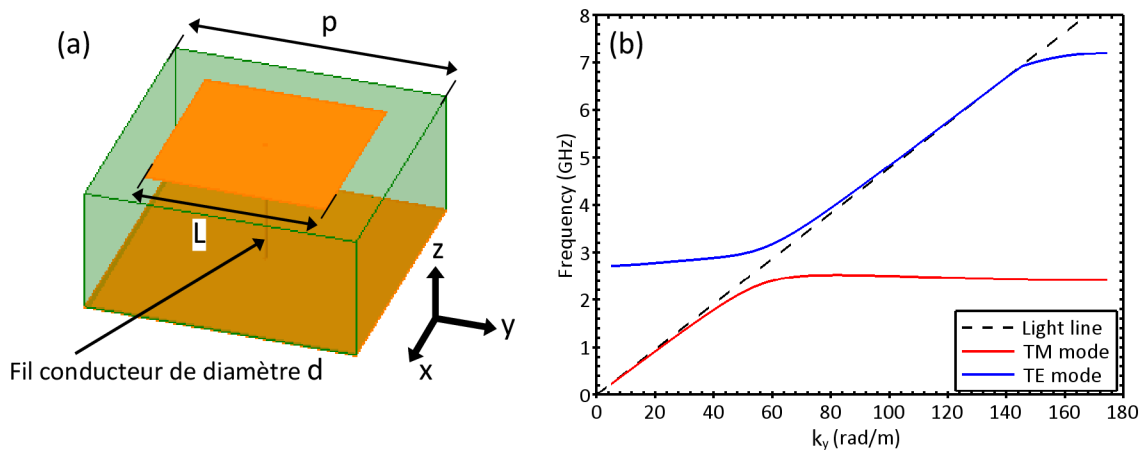
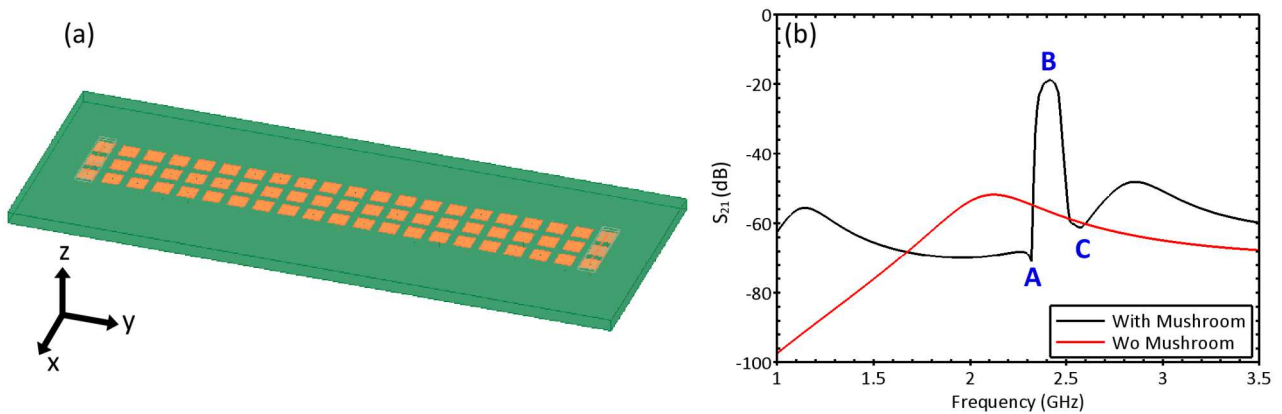


Figure 5.11: (a) Cellule élémentaire de la métasurface AMC à mushroom. (b) Diagramme de dispersion pour  $L = 13$  mm et  $p = 18$  mm.

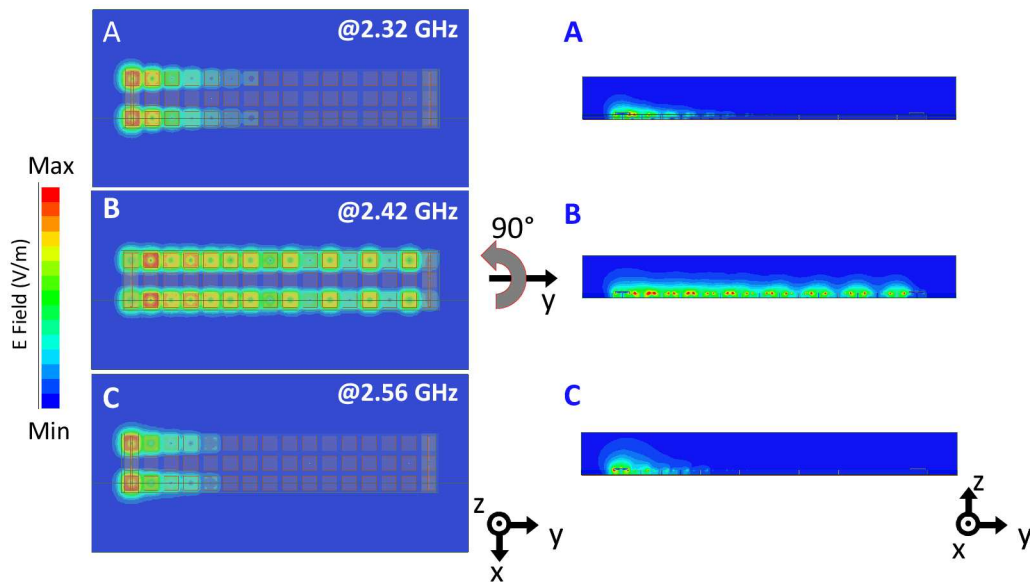
Comme précédemment, les propriétés de transmission de l'onde guidée sur la métasurface AMC à mushroom ont été étudiées en considérant des antennes dipôles. Pour cette métasurface, les antennes étaient placées au milieu des patches comme illustré sur la Figure 5.12 (a). Le nombre de mushrooms sur la largeur du guide a été limité à trois pour des raisons de contraintes de fabrication.

En effet, la fabrication par tricot spacer nécessite d'utiliser plusieurs fils conducteurs et diélectriques pour former les patchs. Le nombre de guides fils disponibles à l'ENSAIT étant limité à sept, le nombre de mushrooms sur la largeur du guide a été limité à trois. Le coefficient de transmission obtenu entre deux antennes séparées d'une distance de  $270\text{ mm}$  en présence et en l'absence (mais avec le substrat et le plan de masse) de la structuration par mushroom est représenté sur la Figure 5.12 (b). En présence des mushrooms, le spectre de transmission présente un pic de transmission maximale au voisinage de la fréquence  $2.42\text{ GHz}$ . En comparant les coefficients de transmission simulés avec et sans mushroom, on constate que la métasurface AMC à mushroom permet d'améliorer la transmission d'environ  $32\text{ dB}$ .



**Figure 5.12:** (a) Métasurface AMC comprenant  $3 \times 21$  mushrooms excitée par des antennes dipôles. (b) Coefficient de transmission simulé entre les antennes en présence et en l'absence de la structuration mushroom.

Le confinement du champ électromagnétique sur la métasurface peut être analysé à partir des cartes du champ électrique  $E$  tracées juste au dessus de la métasurface dans le plan  $xy$  ou latéralement de la métasurface dans le plan  $yz$ . Les cartes du champ électrique tracées sur la Figure 5.13 correspondent aux fréquences particulières du spectre de transmission repérées par A, B et C sur la Figure 5.12 (b). Aux points A et C, la carte du champ  $E$  montre que l'onde de surface est fortement atténuée et que la métasurface ne permet pas de transmettre le signal entre les antennes. Mais à  $2.42\text{ GHz}$  (point B) la transmission est maximale et la carte du champ électrique met en évidence la propagation de l'onde sur la métasurface. Ce qui permet de conclure que la transmission maximale observée sur le coefficient de transmission est due au guidage d'une onde de surface sur la métasurface AMC à mushroom. De plus, le pic de transmission à  $2.42\text{ GHz}$  est cohérent avec la courbe de dispersion du premier mode  $TM$  représentée Figure 5.11 qui s'éloigne de la light line autour de  $2.4\text{ GHz}$ .



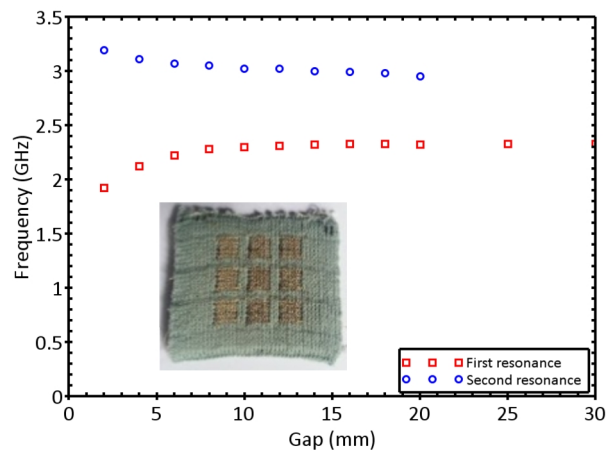
**Figure 5.13:** Cartes du champ électrique  $E$  tracées aux fréquences particulières du spectre de transmission (points A, B et C indiqués sur la Figure 5.12 (b)) dans le plan  $x$ - $y$  et  $y$ - $z$ .

### 5.2.6 Résultats expérimentaux

Nous présentons maintenant les résultats de caractérisation de la métasurface *AMC* à mushroom fabriquée par la technique de tricot spacer (pour plus d'information sur le tricot spacer voir le chapitre 3). Avant d'envisager la fabrication du guide d'onde comportant  $3 \times 21$  cellules, une première structure comprenant  $3 \times 3$  mushrooms a été fabriquée au préalable, elle est représentée en insert de la Figure 5.14. L'objectif était d'étudier le couplage de la structure à une antenne dipôle. Selon le même principe que celui illustré Figure 5.8 (b) pour le guide *AMC* à patch, l'antenne dipôle est placée au centre de la structure de  $3 \times 3$  mushrooms et le coefficient de réflexion à l'entrée de l'antenne est mesuré pour différentes distances (gap  $g$ ) entre l'antenne et la structure. Le coefficient de réflexion mesuré présente alors deux dips de résonance. La Figure 5.14 représente les fréquences de résonance observées sur le coefficient de réflexion à l'entrée de l'antenne dipôle en fonction du gap  $g$ . La Figure 5.14 met en évidence l'existence des deux résonances, la première résonance est située en dessous de  $2.5 \text{ GHz}$  et la deuxième se trouve au-dessus de  $2.8 \text{ GHz}$ . L'augmentation du gap produit une diminution de l'écart fréquentiel entre les deux résonances. Pour un gap supérieur à  $10 \text{ mm}$ , l'antenne faiblement couplée à la structure rayonne principalement en espace libre et résonne à sa propre fréquence de résonance  $2.5 \text{ GHz}$ . Ainsi, la première résonance peut être reliée à la résonance de l'antenne et la seconde à celle des mushrooms. La fréquence de résonance des mushrooms observée expérimentalement à  $\sim 2.8 \text{ GHz}$  est supérieure à la bande de propagation du premier mode *TM* calculé en simulation. Cette différence de fréquence peut être attribuée aux dimensions géométriques des patches fabriqués ( $L = 10 \text{ mm}$  et  $p = 15 \text{ mm}$ ) qui étaient plus petites que

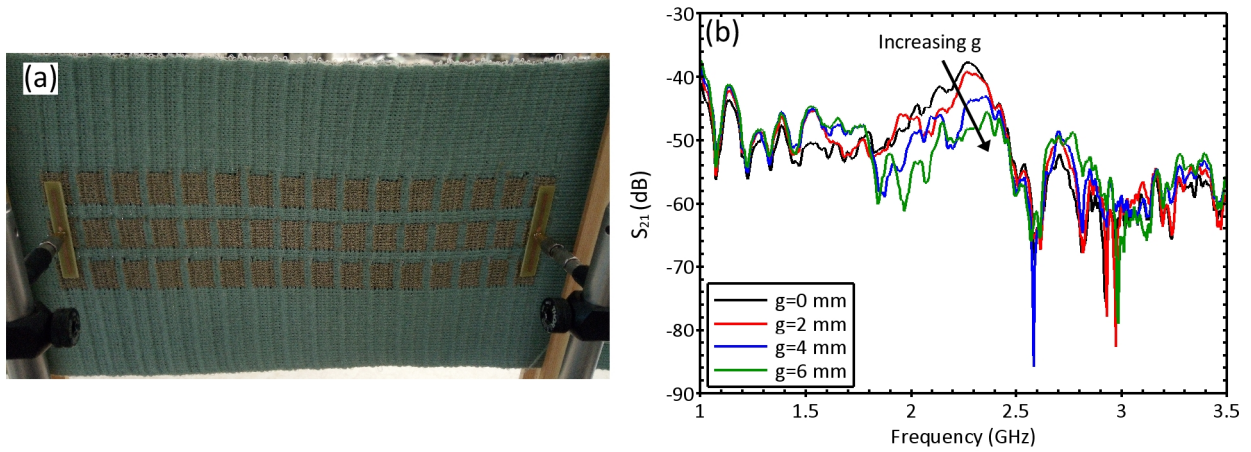


celles considérées dans la simulation précédente ( $L = 13 \text{ mm}$  et  $p = 18 \text{ mm}$ ). Néanmoins, malgré cette différence, cette étude a permis de vérifier le couplage de l'antenne dipôle à la structure mushroom avant d'envisager la fabrication du guide d'onde complet.



**Figure 5.14:** Résonance de l'antenne dipôle ( $S_{11}$ ) mesurée en fonction du gap entre l'antenne et la métasurface définie par  $L = 10 \text{ mm}$ ,  $p = 15 \text{ mm}$ .

Pour étudier la propagation d'une onde de surface, une métasurface *AMC* à mushroom comportant  $3 \times 21$  cellules a été fabriquée par tricot spacer. La métasurface est montrée Figure 5.15 (a) avec le banc de caractérisation. Le coefficient de transmission mesuré entre les antennes en fonction du gap  $g$  est reporté sur la Figure 5.15 (b). Comme précédemment, le gap  $g$  représente la distance entre les antennes et la métasurface. Pour un gap  $g = 0 \text{ mm}$  (face arrière du substrat de l'antenne en contact avec la métasurface), on observe une valeur maximale de la transmission d'environ  $-38 \text{ dB}$  située au voisinage de  $2.3 \text{ GHz}$ . La transmission maximale diminue de plus en plus lorsque le gap  $g$  augmente. Cette diminution de transmission peut être expliquée par la diminution du couplage entre l'antenne et le guide lorsque  $g$  augmente. Pour  $g = 0 \text{ mm}$ , une diminution de  $20 \text{ dB}$  de la transmission maximale a été mesurée comparativement à la transmission simulée, et le faible niveau de transmission mesurée ne permettra pas d'envisager en pratique l'utilisation d'un tel guide. Cette dégradation de performances peut être attribuée à la faible conductivité des fils conducteurs ( $\sim 10^4 \text{ S/m}$ ), mais plus davantage au tricot lui-même. Les patchs supérieurs et le plan de masse tricotés ne sont pas homogènes et les mailles larges du tricot laissent apparaître beaucoup d'air entre les fils conducteurs. De plus, la continuité électrique entre des mailles conductrices adjacentes est aléatoire, ce qui réduit la conductivité équivalente de chaque parties conductrices. Pour améliorer les performances, il serait nécessaire de réduire la taille des mailles. Mais les contraintes mécaniques sur les fils conducteurs lors du tricotage ne permettent pas de les réduire fortement. Enfin, le faible niveau de transmission n'a pas permis de déterminer expérimentalement le diagramme de dispersion de la métasurface *AMC* à mushroom.



**Figure 5.15:** (a) Banc de mesure représentant la métasurface AMC à mushroom excitée par des antennes dipôles. (b) Coefficient de transmission entre les antennes dipôles en fonction du gap  $g$ .

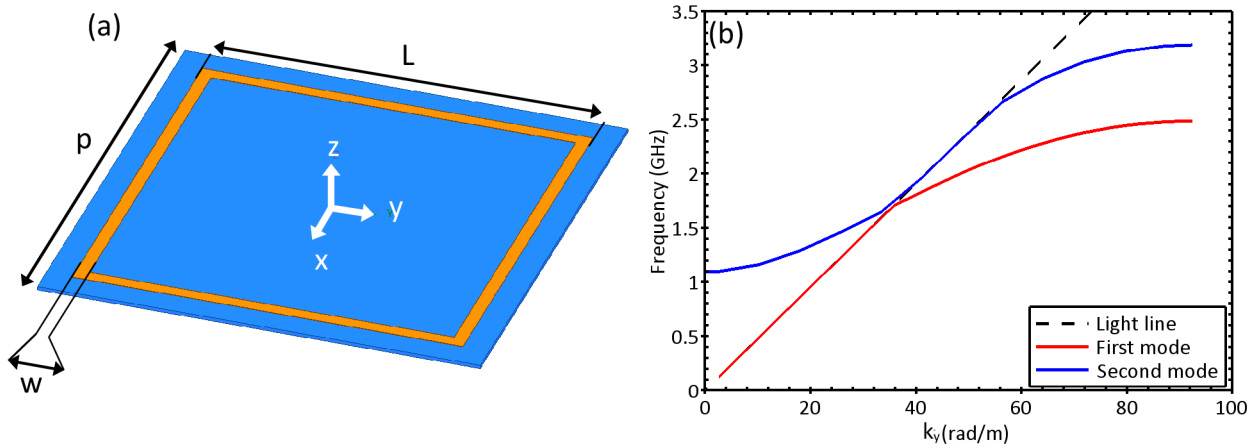
### 5.3 Métasurface à anneaux

La cellule élémentaire de la métasurface à anneaux est représentée Figure 5.16 (a). Comme pour la ligne à méandre étudiées dans le chapitre 4, elle présente l'avantage de nécessiter peu de matériau conducteur et elle n'a pas de plan de masse. Elle pourra donc être facilement fabriquée par broderie d'un fil conducteur. Comparativement à la ligne qui restreignait la propagation dans une seule direction, la métasurface sera moins sensible à la position des antennes et elle autorisera un guidage de l'onde selon la diagonale de la métasurface. Ce paragraphe débute par l'analyse du diagramme de dispersion et des modes de propagation. Puis les propriétés de transmission sont étudiées par la simulation avant de présenter la vérification expérimentale d'une part sur une métasurface brodée et d'autre part sur une métasurface gravée sur un circuit imprimé.

#### 5.3.1 Diagramme de dispersion

La Figure 5.16 (b) représente le diagramme de dispersion des deux premiers modes de la métasurface à anneaux. Ce diagramme a été calculé en considérant un substrat de coton sans plan de masse d'épaisseur  $0.28 \text{ mm}$  et de permittivité  $1.8$ . La période du réseau est  $p=34 \text{ mm}$  et les dimensions des anneaux sont  $L=30$  et  $w=1 \text{ mm}$  comme définies sur la Figure 5.16 (a). Une condition de périodicité de type *Master/Slave* a été imposée sur les deux faces externes du domaine de simulation perpendiculaires à l'axe  $x$  et  $y$ . Sur le diagramme de dispersion, on observe qu'une onde de surface caractérisée par  $k_y > k_0$  commence à être guidée à partir de la fréquence  $1.7 \text{ GHz}$  et ce mode de propagation s'étend jusque la fréquence de coupure  $2.5 \text{ GHz}$ . Au delà de la fréquence de coupure du premier mode, un deuxième mode de propagation surfacique apparaît avec un comportement similaire à celui du première mode et une fréquence de coupure à  $3.2 \text{ GHz}$ . La partie

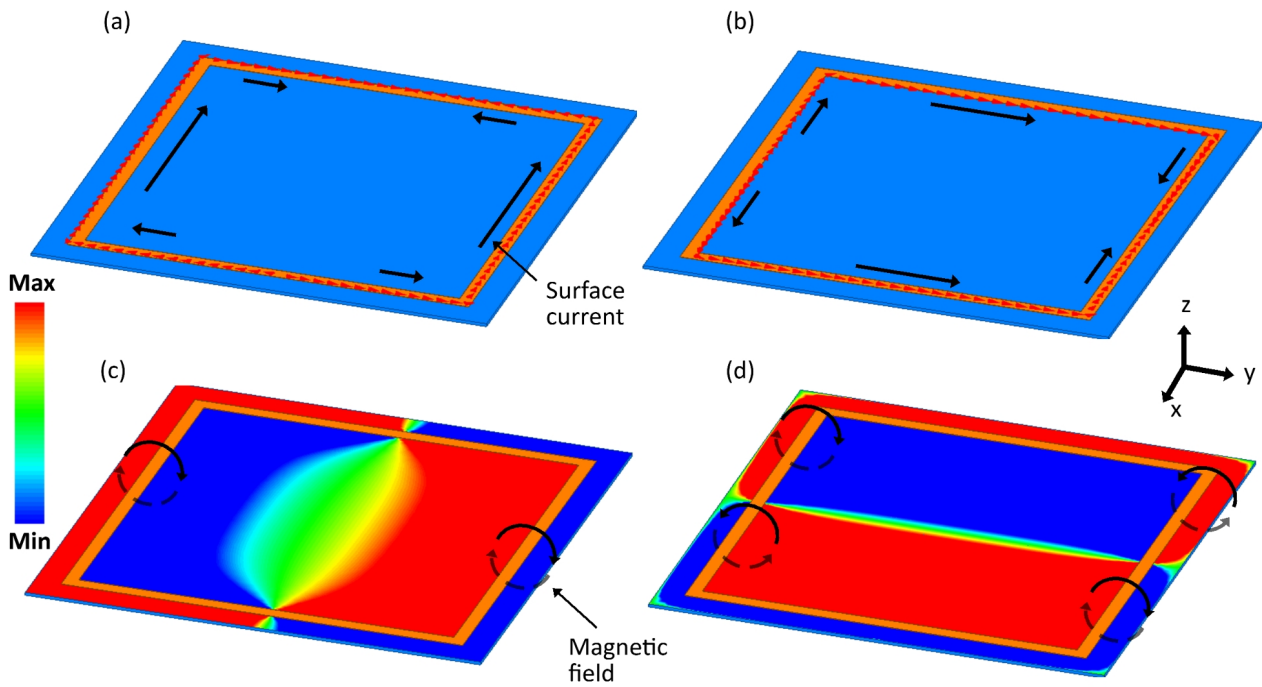
de la courbe de dispersion au dessus de la light line entre  $1.1$  et  $1.7$  GHz correspond à un mode de cavité produit par les boites d'air ajoutées au dessus et en dessous de la métasurface pour la simulation. La fréquence de coupure du premier et du deuxième mode située respectivement à  $2.5$  et  $3.2$  GHz peut être associée à un mode particulier de résonance de l'anneau.



**Figure 5.16:** (a) Cellule élémentaire de la métasurface à anneaux. (b) Diagramme de dispersion des deux premiers modes de la métasurface à anneaux définie par  $L = 30$  mm et  $p = 34$  mm.

Les origines du premier et deuxième mode peuvent être analysées en traçant d'une part la densité de courant sur la surface de l'anneau comme présentée sur les Figures 5.17 (a) et (b), et d'autre part en considérant la carte de la composante  $H_z$  du champ magnétique représentée Figure 5.17 (c) et (d). Ces dernières illustrent également l'enroulement du champ magnétique autour de l'anneau produit par l'orientation particulière du courant dans l'anneau pour chaque mode. Le courant du premier mode circule dans le même sens dans les segments de l'anneau orientés suivant l'axe  $x$  et en sens opposés dans les segments orientés suivant l'axe  $y$ . Le plan  $xz$  peut donc être considéré comme un plan de symétrie du courant pour le premier mode. Inversement, le plan  $yz$  correspond à un plan de symétrie du courant pour le deuxième mode. Ces symétries sont aussi observées sur les cartes de champ magnétiques. En particulier, on remarque que les boucles de champ magnétique formées autour des segments orientés selon  $x$  sont dans le même sens pour le premier mode alors qu'ils sont de sens opposés pour le deuxième mode. On observe aussi une symétrie du courant par rotation de  $90^\circ$  entre le premier et le second mode. Pour un anneau isolé, les deux modes seraient dégénérés et correspondraient à une condition d'adaptation d'une longueur d'onde sur le périmètre de l'anneau ( $\lambda = 4L$ ). La mise en réseau des anneaux lève la dégénérescence. Le champ magnétique entre deux anneaux voisins est produit de manière constructive si le courant circule en sens opposés, et des courants circulant dans le même sens produisent un champ magnétique entre les anneaux voisins de sens opposés. Comme pour la ligne en méandre, il en résulte une séparation des modes. Puisque le

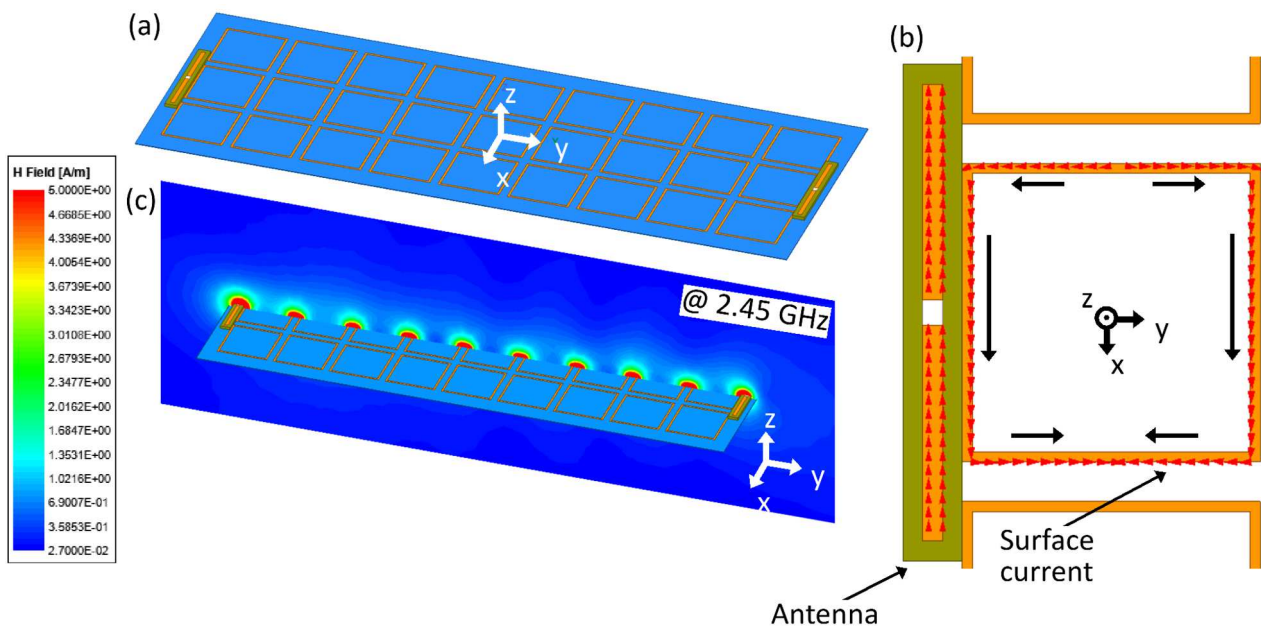
guidage d'une onde de surface à  $2.45 \text{ GHz}$  est visée dans le cadre de la thèse, on se focalisera par la suite uniquement sur l'étude du premier mode.



**Figure 5.17:** (a) et (b) représentent le sens de circulation de la densité du courant sur la surface de l'anneau pour respectivement le premier et le deuxième mode. (c) et (d) représentent la carte du champ magnétique  $H_z$  pour le premier et deuxième mode, respectivement. Ces figures ont été calculées à  $k_y=71 \text{ rad/m}$ .

### 5.3.2 Propriétés de transmission

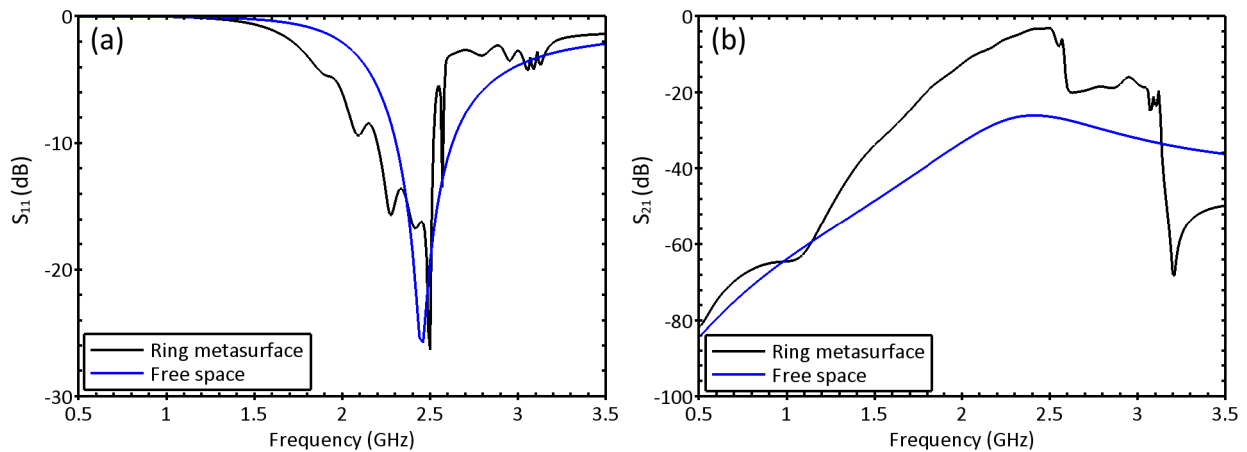
En se basant sur les résultats du paragraphe précédent, le premier mode peut être excité par une antenne dipôle correctement orientée. La Figure 5.18 (a) représente la métasurface comprenant  $3 \times 9$  anneaux envisagée pour étudier la propagation du premier mode. Pour cela, les antennes dipôles sont placées perpendiculairement à la direction de propagation aux extrémités de la métasurface à  $y=\pm 153 \text{ mm}$ . Afin d'obtenir la même distribution du champ magnétique autour du premier anneau excité que celle du premier mode représentée Figure 5.17 (c), l'antenne dipôle placée à proximité de l'anneau central est orientée selon la direction  $x$ . La Figure 5.18 (b) montre la répartition du courant sur l'antenne dipôle et sur le premier anneau excité de la métasurface. Cette configuration permet de reproduire sur le premier anneau la symétrie de courant associée au premier mode (voir Figure 5.17 (a)). L'anneau peut alors se coupler avec les anneaux voisins par l'intermédiaire du champ magnétique généré par le courant sur l'anneau. L'onde se propage alors progressivement d'anneau en anneau le long de la métasurface comme le montre la carte du champ magnétique tracée dans le plan  $yz$  à  $2.45 \text{ GHz}$  sur Figure 5.18 (c).



**Figure 5.18:** (a) Métasurface à anneaux excitée par des antennes dipôles. (b) Répartition du courant de surface sur l'antenne dipôle et le premier anneau excité. (c) Répartition du champ magnétique le long de la métasurface tracée à 2.45 GHz dans le plan yz.

Le calcul des paramètres  $S_{ij}$  entre les deux antennes a été effectué en gardant les mêmes paramètres géométriques que précédemment. La réflexion  $S_{11}$  et la transmission  $S_{21}$  pour une onde guidée sur la métasurface et pour une propagation en espace libre sont reportées sur les Figures 5.19 (a) et (b). Les dimensions géométriques de l'antenne dipôle considérée sont  $46 \times 2 \text{ mm}^2$  correspondant à une antenne adaptée en impédance à 2.45 GHz rayonnant en espace libre. En comparaison avec la transmission maximale calculée en espace libre (-26 dB), la métasurface à anneaux permet d'améliorer la transmission dans la bande de fréquence comprise entre 1.6 GHz et 3.1 GHz. Le spectre de transmission pour une onde guidée par la métasurface montre une valeur maximale de -4 dB située à 2.45 GHz. Cette valeur maximale de transmission est suivie immédiatement par une diminution rapide de la transmission à 2.5 GHz. Ensuite, la transmission présente un plateau autour de -20 dB jusque 3.1 GHz. Puis, on observe à nouveau une diminution rapide de la transmission qui reste alors inférieure à -50 dB jusque 3.5 GHz. En reliant ce spectre aux courbes de dispersion (Figure 5.16 (b)), on peut attribuer la diminution rapide de la transmission observées à 2.5 et 3.1 GHz aux fréquences de coupure du premier et du deuxième mode, respectivement. Il apparaît que la position et l'orientation de l'antenne permet également d'exciter légèrement le deuxième mode. Cela est notamment remarqué sur le coefficient de réflexion  $S_{11}$  à l'entrée de l'antenne qui présente un faible dip autour de 3 GHz qui peut être attribué à l'excitation du deuxième mode de résonance des anneaux. Ainsi, la transmission au dessus de

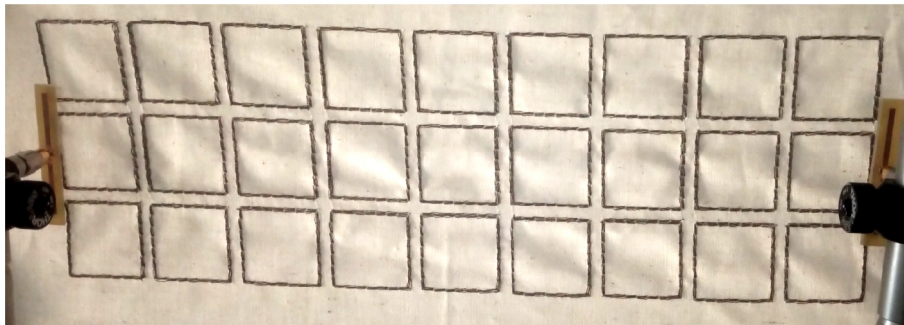
2.5 GHz semble être maintenue à  $-20$  dB par le guidage de l'onde sur le deuxième mode du diagramme de dispersion.



**Figure 5.19:** Coefficients de réflexion (a) et de transmission (b) calculés pour une onde guidée sur la métasurface et pour une onde en espace libre entre deux antennes dipôles parallèles.

### 5.3.3 Résultats expérimentaux

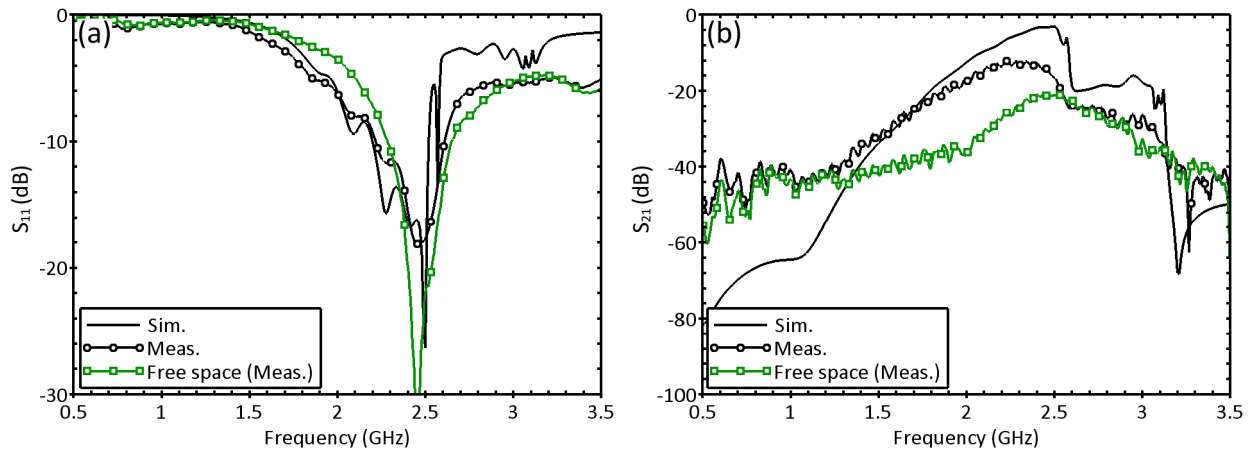
La métasurface à anneaux a été fabriquée dans un premier temps sur un substrat de coton en utilisant la broderie d'un fil conducteur. La Figure 5.20 représente le banc de caractérisation de la métasurface comprenant  $3 \times 9$  anneaux. Comme pour l'étude précédente, les antennes dipôles ont été positionnées aux extrémités de la ligne, centrées sur la largeur de la ligne, et orientées perpendiculairement à la direction de propagation.



**Figure 5.20:** Banc de caractérisation de la métasurface à anneaux brodés ( $L = 30$  et  $p = 34$  mm).

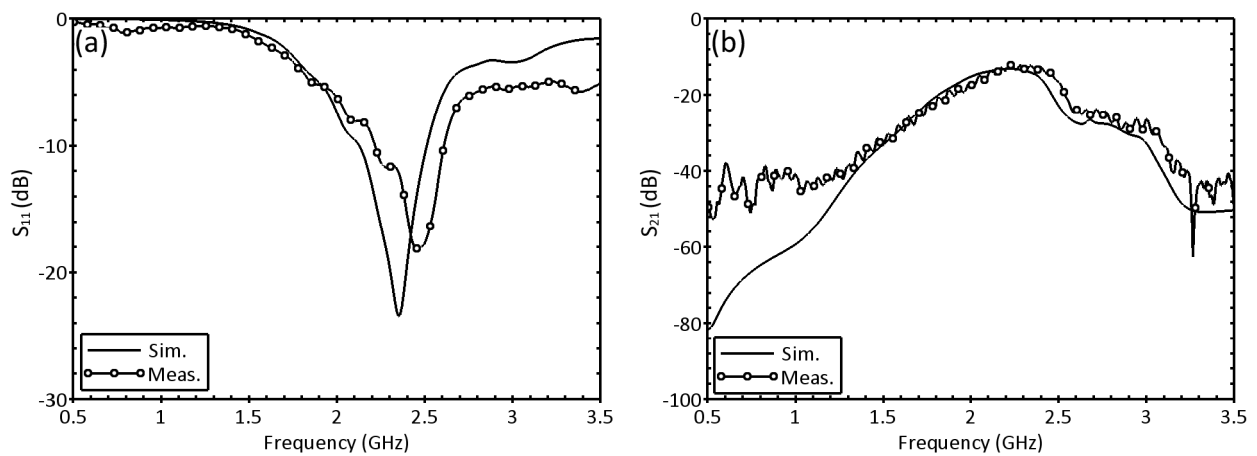
La réflexion  $S_{11}$  et la transmission  $S_{21}$  mesurées entre deux antennes en présence et en l'absence (Free space) de la métasurface à anneaux brodés sont présentées sur la Figure 5.21. De plus, les résultats expérimentaux sont comparés avec les résultats obtenus au préalable en simulation. En présence de la métasurface, la transmission mesurée augmente à partir de  $1.3$  GHz jusqu'à une valeur maximale d'environ  $-12$  dB à  $2.4$  GHz. Cette transmission maximale correspond à une amélioration de transmission de  $8$  dB par rapport à la transmission maximale mesurée en espace

libre. Cependant, la transmission maximale mesurée est plus faible de  $8\text{ dB}$  que la transmission simulée. Comme pour la ligne en méandre brodée, cette différence peut être attribuée à une plus faible valeur de conductivité des fils conducteurs utilisés en broderie par rapport à la conductivité utilisée en simulation (cuivre).



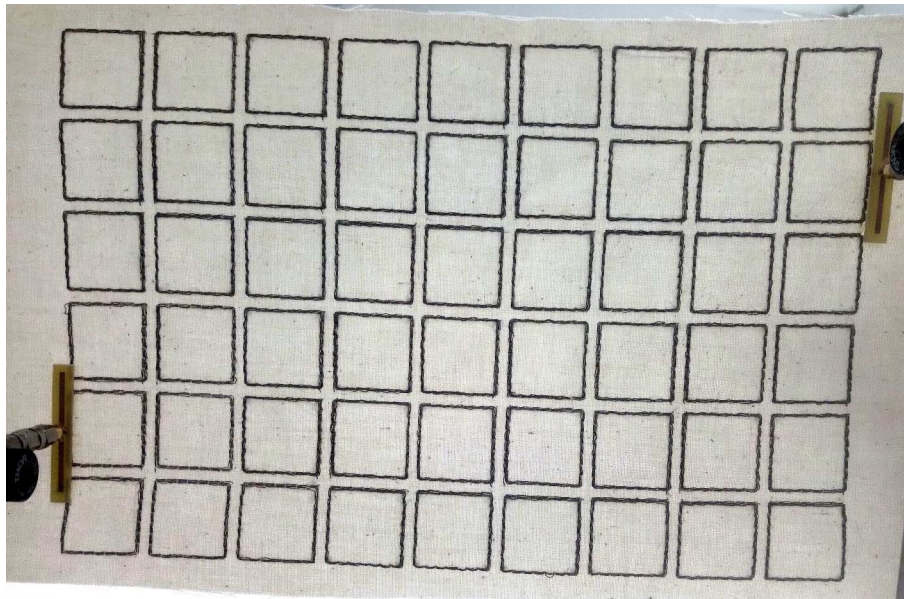
**Figure 5.21:** Coefficients de réflexion (a) et de transmission (b) mesurés et simulés en comparaison avec la propagation en espace libre.

Pour vérifier que l'origine de la différence de transmission entre l'expérience et la simulation provient de la valeur de la conductivité des fils conducteurs, une étude paramétrique a été menée en simulation pour déterminer la valeur de conductivité des anneaux permettant d'obtenir le meilleur accord simulation/expérience. Les Figures 5.22 (a) et (b) représentent respectivement la réflexion et la transmission mesurées en comparaison avec la simulation. Le meilleur accord entre la mesure et la simulation a été obtenu en considérant une conductivité des anneaux d'une valeur  $\sigma=1.8 \times 10^4\text{ S/m}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur et confirme la valeur de conductivité du fil conducteur brodé ( $10^4\text{ S/m}$ ) déduites des mesures effectuées sur la ligne en méandre (chapitre 4).



**Figure 5.22:** Coefficients de réflexion (a) et de transmission (b) mesurés en comparaison avec la simulation en considérant une valeur de la conductivité des anneaux égale  $\sigma=1.8 \times 10^4\text{ S/m}$ .

La métasurface à anneaux a notamment été proposée pour envisager le guidage de l'onde de surface selon la diagonale. Dans ce contexte, une seconde métasurface plus large comprenant  $6 \times 9$  anneaux a également été fabriquée comme illustré Figure 5.23. Cette figure montre le banc expérimental utilisé pour étudier le guidage d'onde en diagonale entre deux antennes décalées transversalement. Sur cet échantillon, deux types de mesures ont été effectuées. La première correspond à deux antennes placées rectilignement l'une en face de l'autre et centrées sur la quatrième rangée d'anneaux (comptée à partir du haut). L'autre correspond à des antennes décalées transversalement dans les positions montrés Figure 5.23, soit une antenne (à droite) positionnée sur la seconde rangée et l'autre (à gauche) positionnée sur la cinquième rangée.

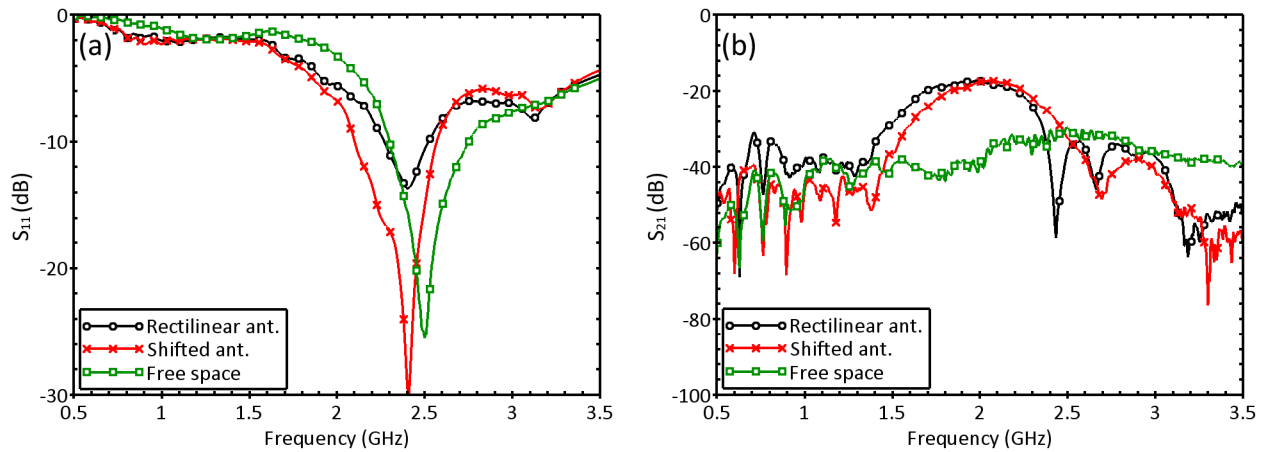


**Figure 5.23:** Photo représentant le banc de mesure de la métasurface comprenant  $6 \times 9$  anneaux ( $L = 30$  et  $p = 34$  mm) lorsque les antennes dipôles sont décalées transversalement.

Les coefficients de réflexion et de transmission mesurés sur la métasurface en considérant des antennes en positions rectilignes ou des antennes décalées latéralement sont reportés sur la Figure 5.24. Ces mesures sont comparées avec la transmission en espace libre en considérant les antennes en positions rectilignes. Les résultats expérimentaux montrent que la valeur maximale de transmission est d'environ  $-17$  dB quelle que soit la configuration rectiligne ou décalée des antennes. Ainsi, la métasurface à anneaux présente des performances de transmission similaires dans les deux configurations. Cependant, on constate une diminution de  $5$  dB de la valeur maximale de la transmission pour la métasurface comprenant  $6 \times 9$  anneaux par rapport à la transmission pour la métasurface à  $3 \times 9$  anneaux. Cette diminution peut être attribuée à l'augmentation de la taille totale de la métasurface. Pour la structure à  $6 \times 9$  anneaux, l'énergie générée par l'antenne

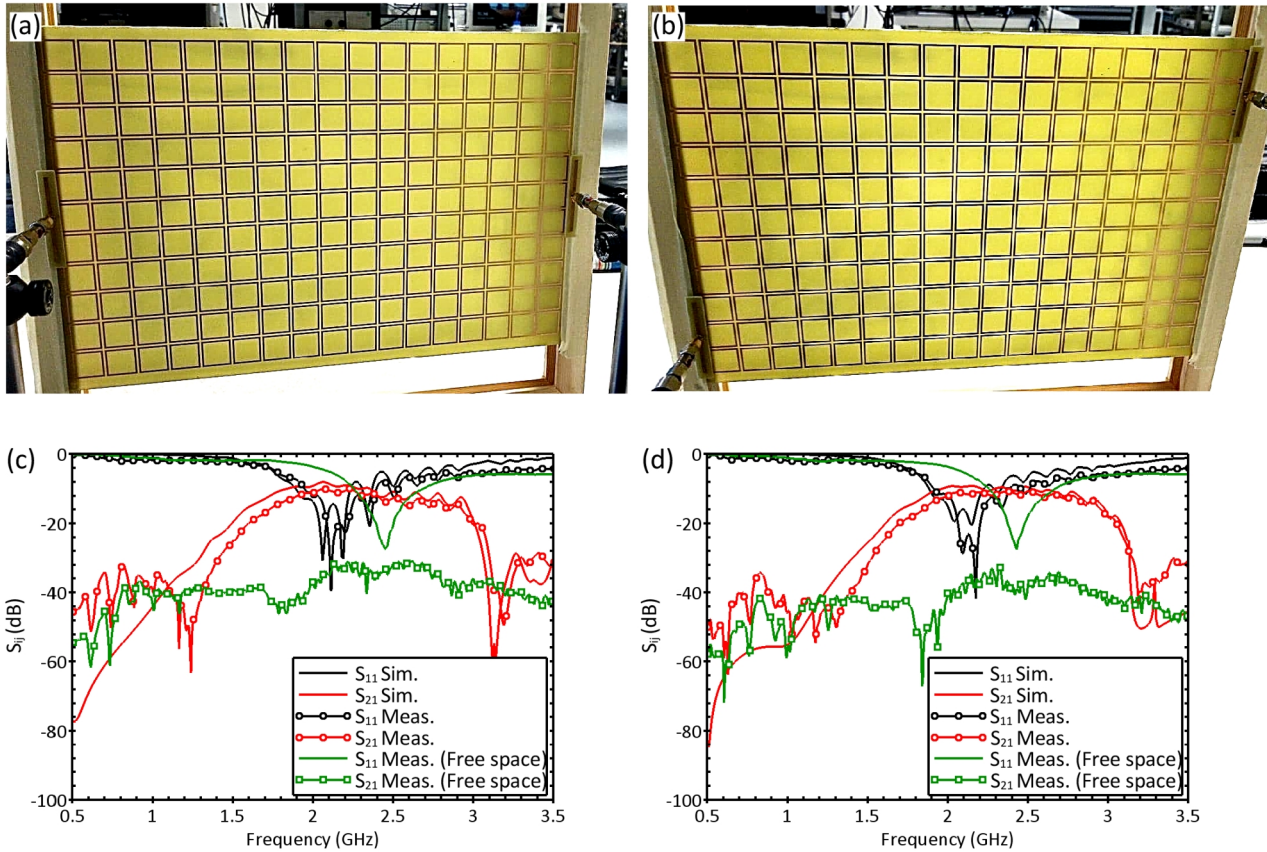


d'émission se répartit sur une plus grande métasurface. La quantité d'énergie disponible localement et collectée par l'antenne de réception est donc plus faible et le coefficient de transmission diminue.



**Figure 5.24:** Coefficients de réflexion (a) et de transmission (b) mesurés sur la métasurface à anneaux en considérant les antennes rectilignes (Rectilinear ant.) et décalées (Shifted ant.).

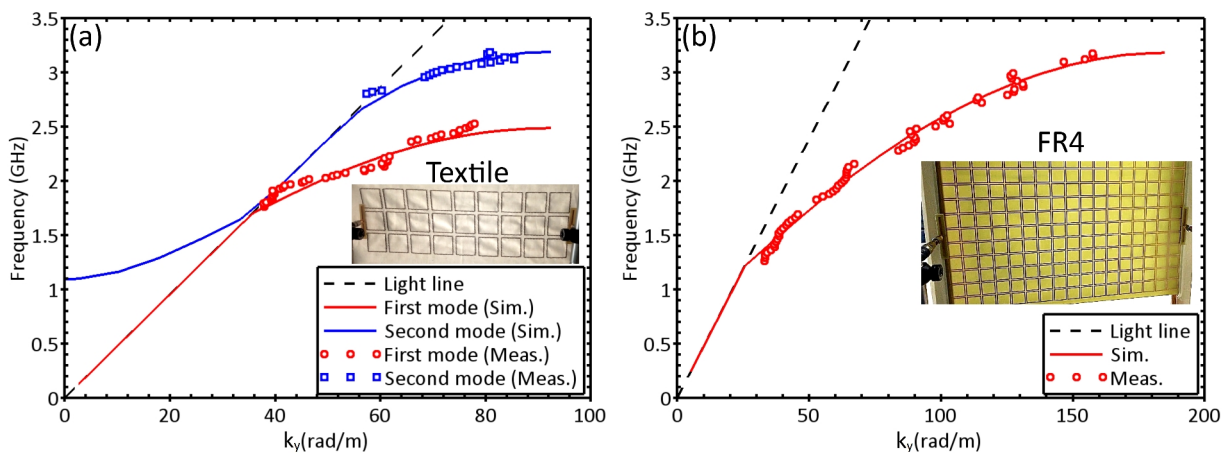
La métasurface à anneaux brodés par des fils conducteurs a présenté des performances de transmission intéressantes. Elle permet aussi de conserver une bonne transmission pour des antennes placées en diagonale sur la métasurface. Ces performances ont également été confirmées pour une métasurface en anneaux de cuivre fabriquée par gravure chimique sur un substrat de *FR4* d'épaisseur  $1.6 \text{ mm}$ . Les Figures 5.25 (a) et (b) illustrent le banc expérimental permettant de mesurer la transmission entre les antennes, en positions rectilignes et en positions diagonales, placées aux extrémités de la métasurface à anneaux. Cette métasurface fabriquée par *PCB* a été redimensionnée au préalable pour conserver une propagation de l'onde de surface au voisinage de  $2.45 \text{ GHz}$ . Les paramètres géométriques optimisés pour un fonctionnement à  $2.45 \text{ GHz}$  sont les suivants :  $L = 16 \text{ mm}$ ,  $p = 17 \text{ mm}$  et  $w = 1 \text{ mm}$ . Les coefficients de transmission et de réflexion obtenus expérimentalement et en simulation pour les deux configurations des antennes sont représentés sur les Figures 5.25 (c) et (d). On observe des comportements identiques du coefficient de transmission et de réflexion pour les deux configurations des antennes (positions rectilignes ou en diagonales). La métasurface permet d'obtenir une transmission maximale d'environ  $-10 \text{ dB}$  et une bande passante à  $S_{21max}-3\text{dB}$  qui s'étend de  $1.85$  jusqu'à  $2.8 \text{ GHz}$  pour les deux configurations des antennes. Elle permet d'améliorer la transmission d'environ  $13 \text{ dB}$  comparativement à une propagation en espace libre. Enfin, les performances observées préalablement sur la métasurface brodée sont confirmées pour cette métasurface qui peut être considérée comme idéale en termes d'homogénéité et de conductivité des anneaux. Ainsi, la métasurface à anneaux peut être considérée comme un bon candidat pour le guidage d'une onde de surface sur 2 dimensions de l'espace.



**Figure 5.25:** Photos du banc de mesure de la métasurface à anneaux ( $L = 16$  et  $p = 17$  mm) sur substrat FR4 pour des antennes en positions rectilignes (a) et en positions diagonales (b). (c) et (d) représentent les coefficients de réflexion et de transmission simulés et mesurés sur la métasurface à anneaux en PCB pour des antennes en positions rectilignes (c) et en positions diagonales (d).

On présente maintenant les résultats expérimentaux du diagramme de dispersion afin de confirmer expérimentalement que l'amélioration de transmission observée en présence de la métasurface à anneaux est bien associée à la propagation d'une onde de surface. À titre de rappel, la détermination expérimentale des courbes de dispersion nécessite un couple de mesures effectuées successivement pour deux distances différentes entre les antennes positionnées sur la métasurface. La première mesure correspond à des antennes positionnées aux extrémités de la métasurface dans la même configuration que pour la mesure de transmission. Pour la seconde mesure (plus courte distance entre les antennes), la position d'une antenne a été conservée à l'extrémité de la métasurface et la seconde antenne a été placée à l'intérieur de la métasurface de manière à conserver un couplage de l'antenne à la métasurface proche du couplage obtenu pour une antenne placée à l'extrémité. Pour cette raison, la seconde antenne dipôle a été positionnée au niveau d'une fente entre deux anneaux (gap entre anneaux) et non pas au milieu de l'anneau. Le diagramme de dispersion mesuré et simulé pour une métasurface à anneaux fabriquée par broderie sur coton et par PCB sur FR4 sont présentés respectivement sur les Figures 5.26 (a) et (b). Ces courbes de dispersion ont été extraites à l'aide de la méthode 'TRL' présentée dans le chapitre 3. Un bon accord

est obtenu entre l'expérience et la simulation pour les deux métasurfaces (sur *FR4* et sur coton). Le diagramme de dispersion expérimental de la métasurface brodée sur coton permet de mettre en évidence la propagation du premier et du deuxième mode de surface au-dessous de  $3.5\text{ GHz}$ . Les modes ont été déterminés expérimentalement sans avoir à modifier la polarisation de l'antenne. Comme discuté précédemment pour analyser le spectre de transmission représenté Figure 5.19, une antenne orientée perpendiculairement à la direction de propagation permet d'exciter principalement le premier mode mais permet aussi d'exciter plus faiblement le second mode. Il en résulte un maintien du niveau de transmission d'environ  $-20\text{ dB}$  entre la fréquence de coupure du premier mode et la fréquence de coupure du second mode. Le couplage entre l'antenne et le second mode de propagation étant plus faible que celui pour le premier mode, la transmission est plus faible. Cependant, les courbes de dispersion traduisent principalement le déphasage introduit par la propagation de l'onde sur le mode principalement guidé à la fréquence considérée. Ainsi, pour une fréquence inférieure à  $2.5\text{ GHz}$ , la métasurface guide principalement le premier mode. Au dessus de  $2.5\text{ GHz}$  (fréquence de coupure du premier mode), le premier mode ne peut plus se propager et la métasurface guide le deuxième mode. La sélection entre le premier et le deuxième mode se fait simplement par la présence de la fréquence de coupure du premier mode. Inversement, les courbes de dispersion expérimentales confirment l'analyse du spectre de transmission simulé représenté Figure 5.19 et l'association du plateau de transmission à  $-20\text{ dB}$  à la propagation du deuxième mode. Enfin, le diagramme de dispersion pour la métasurface sur substrat *FR4* représenté Figure 5.26 (a) ne présente qu'un seul mode au dessous de  $3.5\text{ GHz}$  qui s'étale sur une plus large bande fréquentielle que le premier mode de la métasurface brodée. Cette élargissement de bande est consécutif à la modification des paramètres géométriques permettant d'obtenir le guidage d'une onde de surface sur la métasurface à  $2.45\text{ GHz}$  sur le substrat *FR4*.



**Figure 5.26:** (a) Diagramme de dispersion simulé et mesuré de la métasurface brodée sur un tissu en coton. (b) Diagramme de dispersion simulé et mesuré de la métasurface à anneaux fabriquée sur substrat *FR4*.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les performances de métasurfaces permettant de guider des ondes de surface en envisageant des fabrications par tricot *3D spacer* ou par broderie, deux techniques utilisées dans le domaine du textile. Deux types de métasurfaces textiles ont été fabriqués, la première est une métasurface *AMC* à mushroom fabriquée par la technique de tricot spacer. La seconde est une métasurface à anneaux. Les mesures effectuées sur la métasurface *AMC* à mushroom ont montré une légère amélioration de transmission, mais pas suffisante pour une utilisation pratique. La mauvaise performance obtenue a été attribuée principalement à la faible conductivité équivalente des parties conductrices de la métasurface mushroom (conductivité du fil conducteur, continuité électrique entre fils adjacents, et maille du tricot). Il en a été conclu qu'il était préférable de limiter la quantité de fils conducteurs pour diminuer les pertes par conduction. Pour ces raisons, une géométrie de métasurface à anneaux a été proposée. La métasurface à anneaux présente peu de parties conductrices comparativement à la structure *AMC* à mushroom. De plus, elle peut être fabriquée par broderie qui est une technique de fabrication plus simple que le tricot spacer. La métasurface à anneaux a présenté des performances intéressantes avec une amélioration de la transmission de  $8\text{ dB}$  en comparaison à la transmission en espace libre que ce soit pour des antennes positionnées rectilignement l'une en face de l'autre ou en diagonales sur la métasurface. Il a été montré que le guidage de l'onde sur la métasurface peut être assuré soit par le premier mode soit par le deuxième mode selon la fréquence du signal et la fréquence de coupure de chaque mode. L'attribution du guidage à l'un ou à l'autre mode selon la fréquence du signal a été vérifiée expérimentalement par l'intermédiaire du diagramme de dispersion. Il a été montré que les antennes orientées perpendiculairement à la direction de propagation permettent d'exciter les deux modes et que la constante de propagation de l'onde guidée reflète le guidage sur la métasurface du premier mode sous sa fréquence de coupure et du deuxième mode au-dessus. Enfin, une métasurface à anneaux a été fabriquée en tant que "référence" par technologie *PCB* sur substrat *FR4* et caractérisée. La métasurface sur *FR4* a présenté de meilleures performances en termes de transmission que la métasurface brodée grâce à une meilleure conductivité des anneaux en cuivre. Cependant, le diagramme de dispersion ne présentant qu'un seul mode en dessous de  $3.5\text{ GHz}$ , la propagation du deuxième mode n'a pas pu être mise en évidence.

## 5.5 Références

- [1] J. B. Pendry, « Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces », *Science*, vol. 305, n° 5685, p. 847-848, août 2004, doi: 10.1126/science.1098999.
- [2] F. J. Garcia-Vidal, L. Martín-Moreno, et J. B. Pendry, « Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 7, n° 2, p. S97-S101, févr. 2005, doi: 10.1088/1464-4258/7/2/013.
- [3] D. Sievenpiper, Lijun Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, et E. Yablonovitch, « High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, n° 11, p. 2059-2074, nov. 1999, doi: 10.1109/22.798001.
- [4] S. R. Best et D. L. Hanna, « Design of a broadband dipole in close proximity to an EBG ground plane », *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 50, n° 6, p. 52-64, 2008, doi: 10.1109/MAP.2008.4768923.
- [5] F. Yang et Y. Rahmat-Samii, « Reflection phase characterizations of the EBG ground plane for low profile wire antenna applications », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, n° 10, p. 2691-2703, 2003, doi: 10.1109/TAP.2003.817559.
- [6] A. P. Hibbins, « Experimental Verification of Designer Surface Plasmons », *Science*, vol. 308, n° 5722, p. 670-672, avr. 2005, doi: 10.1126/science.1109043.
- [7] Y. Meng, H. Ma, J. Wang, Y. Li, Z. Li, et S. Qu, « BroadBand spoof surface plasmon polaritons coupler based on dispersion engineering of metamaterials », *Applied Physics Letters*, vol. 111, n° 15, p. 151904, 2017, doi: 10.1063/1.4995505.
- [8] A. P. Hibbins, M. J. Lockyear, et J. R. Sambles, « Otto coupling to a transverse-electric-polarized mode on a metamaterial surface », *Phys. Rev. B*, vol. 84, n° 11, p. 115130, sept. 2011, doi: 10.1103/PhysRevB.84.115130.
- [9] M. J. Lockyear, A. P. Hibbins, et J. R. Sambles, « Microwave Surface-Plasmon-Like Modes on Thin Metamaterials », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, n° 7, p. 073901, févr. 2009, doi: 10.1103/PhysRevLett.102.073901.
- [10] M. Li, S. Xiao, J. Long, et D. F. Sievenpiper, « Surface Waveguides Supporting Both TM Mode and TE Mode With the Same Phase Velocity », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, n° 9, p. 3811-3819, sept. 2016, doi: 10.1109/TAP.2016.2583471.
- [11] R. Quarfoth et D. Sievenpiper, « Broadband Unit-Cell Design for Highly Anisotropic Impedance Surfaces », *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 62, n° 8, p. 4143-4152, août 2014, doi: 10.1109/TAP.2014.2323416.
- [12] D. J. Bisharat et D. F. Sievenpiper, « Guiding Waves Along an Infinitesimal Line between Impedance Surfaces », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, n° 10, p. 106802, sept. 2017, doi: 10.1103/PhysRevLett.119.106802.

- [13] X. Kong, D. J. Bisharat, G. Xiao, et D. F. Sievenpiper, « Analytic theory of an edge mode between impedance surfaces », *Phys. Rev. A*, vol. 99, n° 3, p. 033842, mars 2019, doi: 10.1103/PhysRevA.99.033842.
- [14] K. Kamardin, M. K. A. Rahim, P. S. Hall, et N. A. Samsuri, « Vertical and horizontal transmission enhancement between antennas using textile artificial magnetic conductor waveguide sheet », *Electronics Letters*, vol. 51, n° 9, p. 671-673, 2015, doi: <https://doi.org/10.1049/el.2014.3955>.
- [15] J. Tak, S. Lee, et J. Choi, « Design of an all-textile circular patch antenna with corrugated ground for guided wave along the body surface for WBAN applications », *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 29, n° 7, p. 905-924, mai 2015, doi: 10.1080/09205071.2015.1026408.
- [16] K. Eom et H. Arai, « Smart suit: Wearable sheet-like waveguide for body-centric wireless communications », in *The 3rd European Wireless Technology Conference*, 2010, p. 1-4.
- [17] A. Hosseini et Y. Massoud, « Nanoscale surface plasmon based resonator using rectangular geometry », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, n° 18, p. 181102, avr. 2007, doi: 10.1063/1.2734380.
- [18] X. Peng, H. Li, C. Wu, G. Cao, et Z. Liu, « Research on transmission characteristics of aperture-coupled square-ring resonator based filter », *Optics Communications*, vol. 294, p. 368-371, mai 2013, doi: 10.1016/j.optcom.2012.12.026.
- [19] J. Carbonell, L. J. Roglá, V. E. Boria, et R. Marqués, « Enhanced backward wave propagation in evanescent waveguides loaded with split ring resonators », *Journal of Applied Physics*, vol. 102, n° 4, p. 044902, août 2007, doi: 10.1063/1.2769141.
- [20] Collin, Robert E, *Field theory of guided waves*, John Wiley & Sons., vol. 5. 1990.

***Chapitre 6 :***  
***Conclusion générale***

## 6. Conclusion générale

Conformément au besoin croissant des applications de communication autour du corps humain, les travaux de cette thèse avaient pour objectif principal de réaliser des guides d'ondes de surface textiles basés sur le concept des métamatériaux et fonctionnant à  $2.45\text{ GHz}$ . Dans ce but, nous avons utilisé des techniques classiques de fabrication très connues dans le domaine du textile à savoir la broderie et le tricot *3D spacer*. La première technique peut être utilisée pour des métasurfaces n'ayant pas de plan de masse et la deuxième peut être exploitée pour des métasurfaces avec plan de masse.

Nous avons présenté dans le deuxième chapitre un état de l'art présentant le principe de l'onde de surface qui apparaît naturellement à la surface des métaux en optique et qui s'obtient artificiellement en utilisant des métasurfaces en microondes. En optique, les propriétés de l'onde de surface peuvent être obtenues en exploitant les solutions des équations de MAXWELL entre deux milieux de signes de permittivité différents. L'une des conditions d'existence d'une onde de surface est que l'un des deux milieux doit avoir une permittivité négative. Selon le modèle de Drude, le milieu ayant une permittivité négative dans une fenêtre fréquentielle située en optique est le métal. Les propriétés de l'onde de surface sont liées principalement au fort confinement à la surface du champ électromagnétique et à une lente propagation de l'onde. Les métaux ne peuvent supporter une onde de surface que pour une gamme fréquentielle limitée. Pour lever cette restriction, le domaine des métamatériaux a permis d'ouvrir la voie des ondes de surface à plus basse fréquence aux TéraHertz et microondes. Nous avons cité dans le chapitre 2 quelques modèles analytiques décrivant la relation de dispersion d'une onde se propageant sur un plan métallique perforé et corrugué. D'une manière générale, l'introduction de motifs métalliques de tailles géométriques inférieures à la longueur d'onde permet d'aboutir à une relation de dispersion traduisant la propagation d'une onde de surface. Nous avons donné à la fin du chapitre 2 des techniques d'excitation d'ondes de surface en optique et en microonde. Par la suite, nous nous sommes intéressés dans cette thèse à une excitation par des antennes en champ proche qui semble mieux adaptée aux applications de communication autour du corps humain. Dans ce contexte, nous avons cité quelques études récentes montrant la possibilité d'exciter l'onde de surface en microonde ou TéraHertz en utilisant des antennes à proximité de la structure guidant l'onde de surface.

Nous avons introduit ensuite dans le troisième chapitre les techniques de simulation et expérimentales permettant d'étudier le guidage d'une onde de surface. Les simulations du



diagramme de dispersion et des paramètres Scattering des structures étudiées ont été effectuées à l'aide du logiciel *HFSS* qui est basé sur le calcul des éléments finis. Pour vérifier expérimentalement les diagrammes de dispersion, nous avons décrit deux méthodes permettant la détermination du vecteur d'onde de propagation. La première méthode est basée sur la différence de phase de la transmission déterminée pour deux positions différentes des antennes sur la structure. Pour la deuxième, il s'agit d'une méthode 'TRL' basée sur le calcul de la valeur propre à partir de deux matrices de paramètres S mesurées pour deux positions des antennes sur la structure. Le chapitre 3 comporte également les détails sur les procédés de fabrication utilisés dans le cadre de cette thèse. Notamment, la méthode de broderie et celle de tricot spacer pour structurer les métasurfaces sur le substrat textile à base de fils conducteurs.

Les résultats obtenus durant cette thèse sont divisés en deux chapitres. Le chapitre 4 est consacré à l'onde de surface guidée par des lignes plasmoniques corruguées et le chapitre 5 au guidage d'onde de surface sur les métasurfaces à deux dimensions. La ligne plasmonique corruguée présente deux modes de propagation surfacique. Ces modes se distinguent par la parité du champ magnétique et sont appelés modes pair et impair. L'excitation des modes pair et impair a été effectuée en utilisant des antennes dipôles placées perpendiculairement et parallèlement à la ligne corruguée. La propagation des modes pair et impair a été vérifiée expérimentalement sur une ligne corruguée fabriquée en *PCB* sur un substrat *FR4*. Par la suite, une ligne en méandre a été proposée pour envisager une fabrication sur un textile. Cette dernière ligne a été proposée en raison d'une simplicité de fabrication en brodant un fil conducteur sur un substrat de coton. La ligne en méandre a montré également la possibilité de guider les modes pair et impair via l'excitation par des antennes dipôles placées perpendiculairement et parallèlement à la ligne. Les performances d'une ligne en méandre fabriquée sur du textile par broderie et d'une ligne en cuivre fabriquée sur un substrat de Kapton ont été comparées. La transmission mesurée pour la ligne brodée est plus faible que la transmission mesurée pour la ligne en cuivre. Cette différence de transmission a été reliée à une faible conductivité du fil conducteur utilisé pour broder. La conductivité du fil métallique a été estimée à  $\sigma=10^4$  S/m en comparant la simulation avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, la propagation sur la ligne brodée a permis d'améliorer la transmission comparativement à une propagation en espace libre. En ce qui concerne le diagramme de dispersion, aucune différence n'a été observée entre la ligne de cuivre et la ligne brodée. Enfin, les mesures effectuées sur la ligne en méandre brodée ont montré que les performances de transmission sont conservées que ce soit en présence d'une courbure, en contournement du corps humain (expérience menée avec un bras), et

en modifiant l'orientation de l'antenne émettrice si l'antenne réceptrice reste placée horizontalement.

Nous avons abordé dans le chapitre 5 les structures à deux dimensions à savoir la métasurface *AMC* à patch, la métasurface *AMC* à mushroom et la métasurface à anneaux. Au préalable, nous avons étudié une métasurface *AMC* à patch fabriquée sur un substrat *FR4*. La métasurface *AMC* à patch permet de guider les modes *TM* et *TE* grâce au comportement fréquentiel de la partie imaginaire de l'impédance équivalente de la métasurface autour de la résonance. La transmission entre des antennes dipôles placées verticalement sur la métasurface *AMC* à patch montre une amélioration de transmission comparativement à la transmission en espace libre. La détermination expérimentale du diagramme de dispersion a montré un bon accord avec la simulation pour le mode *TE*. Par contre la faible permittivité équivalente du tricot spacer n'a pas permis d'envisager la fabrication d'une métasurface à patch textile. Une métasurface *AMC* à mushroom a alors été proposée pour envisager la fabrication d'une métasurface sur textile avec une taille de patch raisonnable. La performance de la métasurface *AMC* à mushroom fabriquée sur textile a été évaluée. La transmission entre les antennes placées sur cette métasurface montre un pic faible de  $-40$  dB au voisinage de  $2.45$  GHz. Cette faible performance a été attribuée principalement à la faible conductivité équivalente des parties conductrices de la métasurface mushroom (conductivité du fil conducteur, continuité électrique entre fils adjacents, et maille du tricot). Il en a été conclu qu'il était préférable de limiter la quantité de fils conducteurs pour diminuer les pertes par conduction. Pour ces raisons, une géométrie de métasurface à anneaux a été proposée pour une fabrication par broderie. La caractérisation de la métasurface à anneaux en terme de transmission et de diagramme de dispersion a montré un bon accord avec les résultats de simulation. Pour cette métasurface, la conductivité des anneaux a été estimée à  $\sigma = 1.8 \cdot 10^4$  S/m en comparant la transmission mesurée avec celle obtenue en simulation. Enfin, la métasurface à anneaux permet également de conserver une amélioration de la transmission pour des antennes positionnées en diagonale sur la métasurface. Sa réponse est donc moins sensible à la position des antennes que la ligne à méandre.

En conclusion générale, les travaux de cette thèse ont montré la possibilité de fabriquer des guides d'onde de surface sur textile en utilisant les techniques de fabrication du textile telle que la broderie. Les lignes plasmoniques et les métasurfaces brodées présentent des diagrammes de dispersion similaires aux lignes et métasurfaces réalisées en *PCB*. Cependant, nous avons mesuré une transmission plus faible pour l'ensemble des structures brodées que la transmission obtenue pour les mêmes structures fabriquées en *PCB*. Cette différence a été attribuée à une plus faible conductivité des fils conducteurs brodés en comparaison avec le cuivre. Comme perspective, la

poursuite de travail pourrait s'étendre en développant un banc de caractérisation permettant la mesure de performance de transmission de la ligne en méandre et la métasurface à anneaux brodés portées sur le corps humain. Aussi, l'amélioration des performances des guides d'onde brodés nécessitera le développement de nouveaux fils conducteurs pour obtenir des conductivités plus élevées.



*Annexe :*

*Suppression de l'onde stationnaire  
produite dans la ligne en méandre*

# A) Suppression de l'onde stationnaire produite dans la ligne en méandre

## 1. Impédance caractéristique de la ligne en méandre

Les câbles coaxiaux sont caractérisés généralement par une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ . Une ouverture à l'extrémité d'un câble coaxial produit une réflexion qui génère une onde stationnaire dans le câble. Une charge connectée à cette ouverture de même valeur de l'impédance caractéristique du câble permet de supprimer ces réflexions. Sur la base de ce principe, nous présentons dans cette annexe le calcul de l'impédance caractéristique de la ligne en méandre et nous étudions l'influence de la connexion de charges adaptées à chaque extrémité de la ligne sur les propriétés de transmission. En se basant sur le calcul de la matrice  $ABCD$  [1], l'impédance caractéristique de la ligne est définie par une partie réelle  $R_c$  et une partie imaginaire  $X_c$  comme suit :

$$Z_c = R_c + jX_c = \sqrt{\left(\frac{B}{C}\right)} = R_0 \sqrt{\frac{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12}S_{21}}} \quad (1)$$

Où  $S_{ij}$  sont les paramètres scattering déterminés aux ports d'accès de la ligne avec  $R_0 = 50 \Omega$ . Pour utiliser l'équation de l'impédance caractéristique définie ci-dessus en simulation, nous excitions dans un premier temps la ligne en méandre par des ports d'accès de type *Lumped port* de résistance  $R_0 = 50 \Omega$ . Ce type d'excitation permet d'engendrer un mode pair sur la ligne en méandre comme illustré par la carte du champ magnétique de la Figure 1.

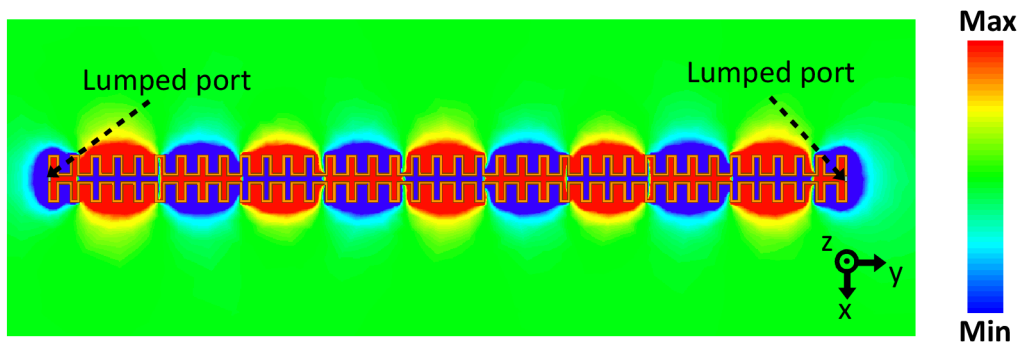
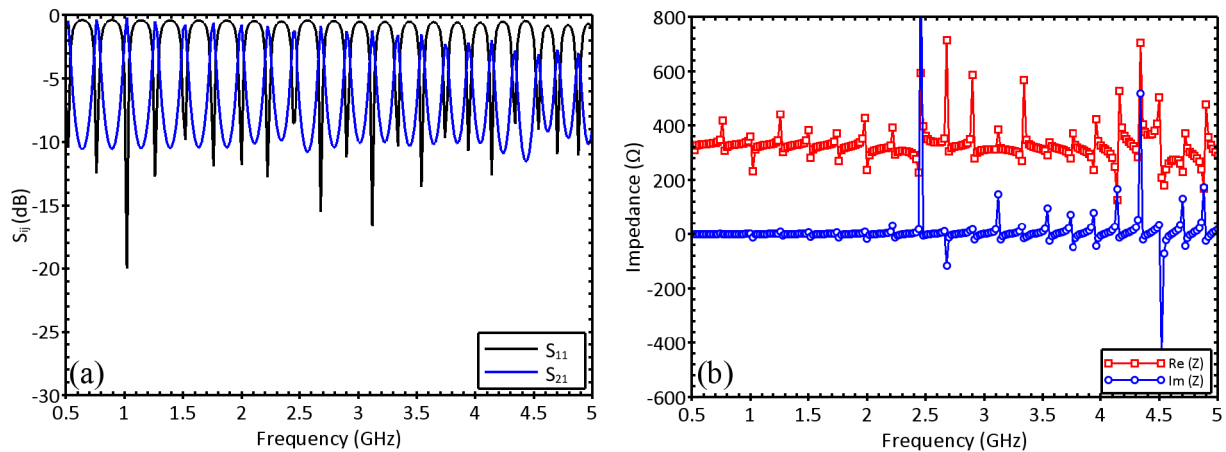


Figure 1: Carte de la composante du champ magnétique  $H_z$  calculée en utilisant un type d'excitation *lumped port* de  $50 \Omega$ .

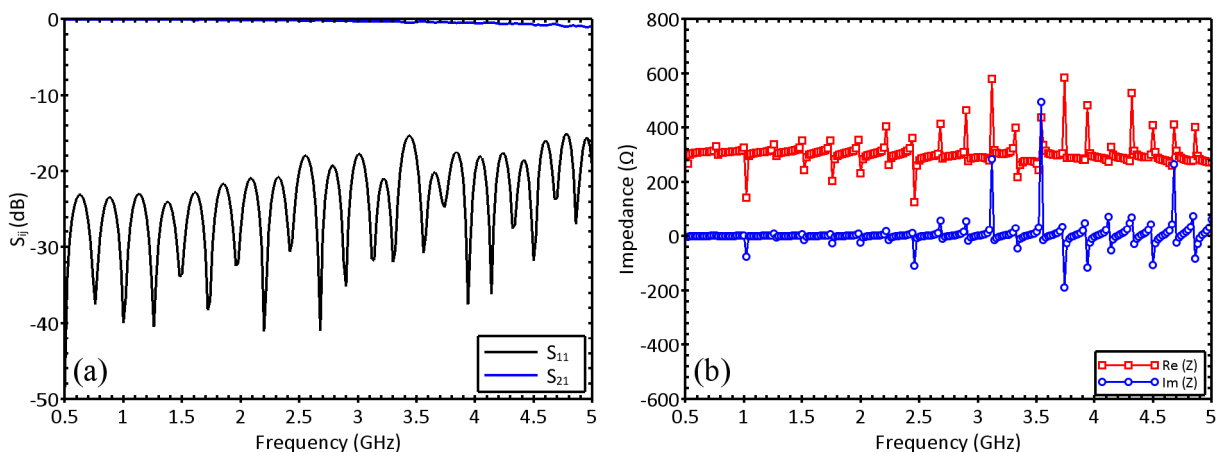
La Figure 2 (a) représente les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  simulés à l'aide d'une excitation connectée (*Lumped port*). Le spectre de paramètres  $S_{ij}$  montre l'existence de multiples résonances qui sont

dues à la différence entre l'impédance des ports d'excitation et celle de la ligne en méandre. Ce qui conduit à la production d'une onde stationnaire dans la ligne. Malgré cela, nous pouvons introduire ces paramètres  $S_{ij}$  dans l'équation (1) afin de déterminer l'impédance caractéristique complexe de la ligne en méandre. L'impédance caractéristique obtenue est présentée sur la Figure 2 (b). La partie réelle  $R_c$  fluctue autour de  $332 \Omega$  et la partie imaginaire  $X_c$  autour d'une valeur nulle. À partir de ce résultat, nous pouvons constater que l'impédance caractéristique du mode pair supporté par la ligne en méandre a une valeur égale à  $Z_c = 332 \Omega$ .



**Figure 2:** (a) Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  calculés en utilisant un type d'excitation lumped port de  $50 \Omega$ . (b) Impédance caractéristique calculée à l'aide des paramètres  $S_{ij}$  en utilisant la matrice ABCD.

Pour vérifier que l'impédance calculée est bien associée à l'impédance caractéristique du mode pair de la ligne en méandre, nous prenons à présent une résistance du port d'excitation  $R_0 = 332 \Omega$  au lieu de  $50 \Omega$  considérée auparavant. Nous obtenons alors les paramètres  $S_{ij}$  reportés sur la Figure 3 (a).



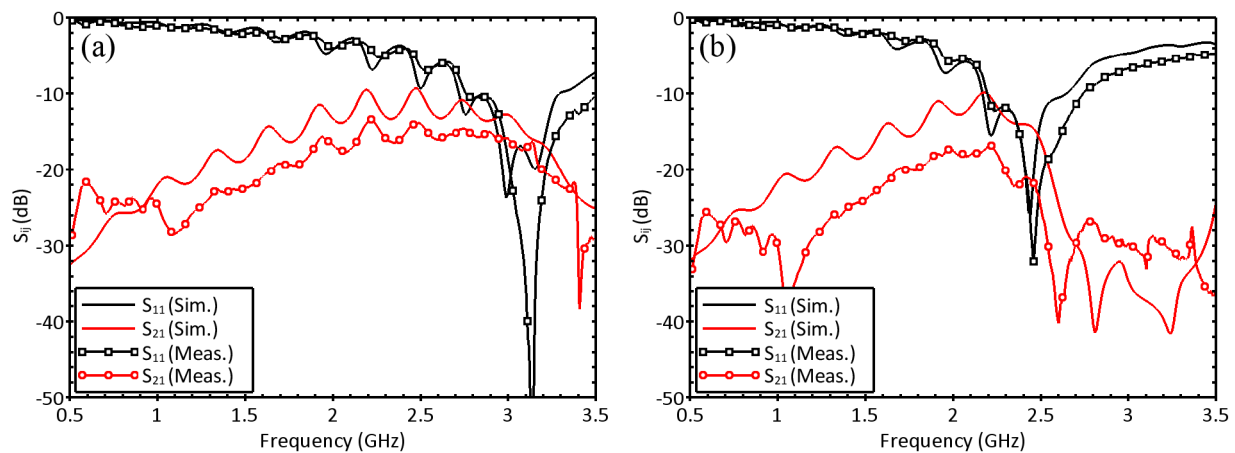
**Figure 3:** (a) Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  calculés en utilisant un type d'excitation lumped port de  $50 \Omega$ . (b) Impédance caractéristique calculée à l'aide de paramètres  $S$  en utilisant la matrice ABCD.

La réflexion  $S_{11}$  reflète une très bonne adaptation d'impédance avec une large bande passante de la transmission autour de  $0 \text{ dB}$ . Ce résultat montre clairement que le port d'excitation est en bonne

adaptation d'impédance avec la ligne en méandre supportant le mode de propagation pair. La Figure 3 (b) représente l'impédance caractéristique calculée en tenant compte des paramètres  $S_{ij}$  montrés Figure 3 (a). Comme précédemment, l'impédance caractéristique de la ligne a une valeur d'environ  $332 \Omega$ . Cela permet de confirmer que le calcul de l'impédance caractéristique à partir de la matrice  $ABCD$  ne dépend pas de l'impédance des ports d'excitation.

## 2. *Transmission en présence de charges aux extrémités de la ligne*

Les coefficients de transmission et de réflexion du mode pair simulés et mesurés par deux antennes dipôles en présence de charges résistives de  $332 \Omega$  aux extrémités d'une ligne en méandre sur un substrat de Kapton sont présentés sur la Figure 4 (pour des antennes de longueur 37 et 46 mm). Comparativement aux résultats présentés dans le chapitre 4, on voit que la présence des charges diminue les ondulations (ripples) attribuées à la présence de l'onde stationnaire et notamment pour les coefficients de réflexions et de transmission déterminés par la mesure. On voit également une diminution du niveau de transmission qui est due évidemment aux pertes introduites par les charges aux extrémités de la ligne.



**Figure 4:** (a) et (b) coefficients de réflexion et de transmission simulés et mesurés en présence d'une charge de  $332 \Omega$  à chaque extrémité de la ligne excitée par une antenne dipôle de longueur 37 et 46 mm, respectivement.

## Référence

- [1] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 4th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2012.





## Résumé

*Les travaux présentés dans cette thèse sont consacrés à l'étude du guidage d'ondes de surface sur des métamatériaux fabriqués sur textile à base de fils conducteurs. Ces études ont pour objectif principal de contribuer au développement des technologies dédiées aux ondes de surface sur des textiles pour les applications de communication autour du corps humain fonctionnant à 2.45 GHz. L'existence de l'onde de surface est connue davantage dans le domaine de l'optique par le plasmon polariton de surface qui se propage naturellement sur la surface du métal. L'onde de surface est caractérisée par un champ électromagnétique confiné à la surface du métal et par une vitesse de propagation lente par rapport à la vitesse de propagation en espace libre. Afin de bénéficier de ces propriétés, le domaine des métamatériaux permet d'étendre ce concept vers les basses fréquences grâce à un arrangement périodique de motifs métalliques. Les études présentées dans cette thèse se focalisent sur la propagation d'une onde de surface sur des lignes corruguées ou à méandre sans plan de masse, et sur des métasurfaces à deux dimensions. Les ondes de surface ont été excitées en champ proche par des antennes dipôles. Des lignes et métasurfaces ont été fabriquées en technologie de circuit imprimé PCB, et d'autres sur des textiles à l'aide de techniques de fabrications conventionnelles largement utilisées dans le domaine textile à savoir la broderie et le tricot 3D dit spacer. Les performances en termes de transmission et de diagramme de dispersion de l'onde électromagnétique sur les différentes structures textiles sont analysées en détails expérimentalement et en simulation. Elles sont aussi comparées aux performances des structures sur PCB. Les lignes en méandre et les métasurfaces brodées sur un textile en coton ont révélé de bonnes performances avec une amélioration de la transmission entre les antennes comparativement à la transmission en espace libre. Les performances de transmission d'une ligne en méandre sous courbures ont aussi été évaluées expérimentalement dans l'objectif des communications autour du corps humain. L'ensemble des travaux présentés est basé sur des études de simulation vérifiées expérimentalement en déterminant d'une part les courbes de dispersion et d'autre part les propriétés de transmission.*

## Abstract

*The works shown in this thesis are devoted to the study of surface waves onto metamaterials produced in textiles by using a conductive yarn. The main objective of these studies is to promote technologies dedicated to surface waves guided onto textiles targeting wireless communications around the human body and operating at 2.45 GHz. The existence of a surface wave is more known in optics by the surface plasmon polariton which propagates naturally on the surface of a metal. It is characterized by an electromagnetic field trapped onto the surface and by a slow wave propagation compared to the propagation in free space. In order to benefit from the electromagnetic confinement property, metamaterials has opened the way for the surface wave development at lower frequency by means of periodic arrangement of metallic patterns. Studies carried out in this thesis are focused on the propagation of a surface wave guided by corrugated lines or meander-shaped lines without ground plane and by two-dimensional metasurfaces. Surface waves were excited in near field by means of dipole antennas. Some lines and metasurfaces were fabricated by Printed Circuit Board (PCB) technology and others on textiles by using conventional manufacturing techniques widely used in textile industry, namely embroidery and 3D spacer knitting. Performances in terms of transmission and dispersion curves of the electromagnetic wave propagating onto the textile structures are precisely analyzed in experiments and simulation. Then, they are compared with performances of the structures fabricated by PCB. The meander-shaped lines and metasurfaces manufactured by embroidery onto a cotton fabric showed good performances with an improvement of the transmission between the antennas compared to the transmission in free space. Performances of the meander-shaped line under curvatures were experimentally evaluated as well with the purpose of applications for body area communications. All the works shown in this thesis is based on simulation studies experimentally validated by determining first the dispersion curves and second the transmission properties.*

