



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultraréfraction

Soumia Massaoudi

► **To cite this version:**

Soumia Massaoudi. Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultraréfraction. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00178075

HAL Id: tel-00178075

<https://theses.hal.science/tel-00178075>

Submitted on 10 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N° D'ORDRE : 7844



UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Par

Soumia MASSAOUDI

Spécialité : Electronique

Etude théorique et expérimentale des matériaux
à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D)
en Micro-Ondes: Application à l'ultraréfraction

Soutenue le 25 Février 2005 devant la commission d'Examen:

M. Didier LIPPENS
M. Kouroch MAHDJOUBI
M. André de LUSTRAC
M. Emile SCHWEICHER
M. Adel RAZEK
M. Rachid TALHI

Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Examineur

Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultraréfraction

Nous présentons une étude numérique et expérimentale des propriétés de réfraction des matériaux à bandes photoniques interdites bidimensionnels diélectrique et métallique en micro-ondes. Nous examinons en particulier les effets d'ultraréfraction et de super prisme dans une gamme de fréquences 6 GHz et 16 GHz. L'étude numérique est concentrée sur des structures bidimensionnelles finies et infinies. Dans le cas des structures finies nous avons utilisé un logiciel de simulation basé sur la méthode des éléments finis. Quant aux structures infinies nous avons utilisé la méthode des ondes planes et la méthode de la super cellule. Les aspects expérimentaux sont concentrés sur la vérification des prédictions numériques. Nous montrons qu'un matériau à bandes interdites photoniques diélectrique se comporte comme un milieu homogène linéaire et isotrope dans sa première gamme de fréquences permises. Dans la première bande de fréquences interdites, nous vérifions que les photons ont une probabilité de transition non nulle dans une région de l'espace qui, classiquement leur serait interdite. Au bord de la bande interdite, nous obtenons un effet ultraréfractif. Puis nous étudions l'effet d'une répartition de défauts dans la structure diélectrique, et nous montrerons que les défauts de surface changent la trajectoire de l'onde dans le cristal photonique et permettent l'excitation de nouveaux modes électromagnétiques. Ces propriétés peuvent aboutir à une amélioration du rendement des antennes et des multiplexeurs en longueur d'onde. Dans le cas d'un matériau à bande interdite photonique métallique, nous montrons numériquement et expérimentalement qu'il se comporte comme un milieu homogène ultraréfractif dont l'indice effectif est compris entre 0 et 1. Nous vérifions aussi que dans la première bande de fréquences interdites, les défauts de surface dans les cristaux métalliques changent la trajectoire de l'onde électromagnétique et permettent l'excitation de nouveaux modes électromagnétiques

Les mots clés : cristaux photoniques, milieux ultraréfractifs, super prisme, antennes directives

Theoretical and experimental study of two-dimensional photonic band gap material in microwave frequencies: application to the ultrarefraction

We study the properties of two-dimensional dielectric and metallic photonic band gap materials at microwave frequencies. We examine the ultrarefractivity and super prism effects between 6 GHz and 16 GHz. The numerical study is concentrated on finite and infinite two-dimensional structures. In the case of the finite structures we used a finite element software. For the infinite structures we used the plane wave method. The experimental study is concentrated on the verification of the numerical predictions. We show that a dielectric photonic band gap material behaves like a homogeneous and isotropic medium in the first allowed frequencies band. At the edge of the forbidden band, we obtain the ultrarefractive effect. Then we study the effect of distribution of defects on the ultrarefraction properties in the dielectric structure, and we will show that the surface defects change the trajectory of the electromagnetic wave and allow the excitation of new electromagnetic modes. These properties may lead to an improvement of the antennas output and of the wavelength multiplexers. In the case of a metallic photonic band gap, we show numerically and by experiments that it behaves like a homogeneous medium whose effective index lies between 0 and 1 in its first allowed band. In its forbidden frequency band, we prove that the defects created on surface of metallic structures change the trajectory of electromagnetic wave and allow the excitation of new electromagnetic modes

Key words: photonic crystals, ultrarefractifs mediums, super prism, antennas with high directivity.

Remerciements

C'est dans le département Nanophotonique et Electronique ultra-rapide de l'Institut d'Électronique Fondamentale que j'ai effectué cette thèse).
Je tiens à adresser mes remerciements à toutes les personnes qui ont contribué à ce travail.

Tout d'abord je tiens à remercier Monsieur **Jean-Michel Lourtioz**, non seulement de m'avoir accueilli à l'institut d'Électronique Fondamentale mais aussi pour ses discussions enrichissantes, remarques, conseils et ses qualités humaines.

Je remercie vivement **André de Lustrac**, mon directeur de thèse, pour avoir dirigé mon travail, de son aide et la confiance qui m'a témoigné durant ces trois années de thèse.

Un remerciement tout particulier à **Philippe Boucaud** pour son aide et soutien moral.

J'exprime ma sincère reconnaissance aux membres du jury, Messieurs **Didier Lippens**, **Kouroch Mahdjoubi**, **Rachid Talhi**, **Emile Schweicher** et **Adel Razek** d'avoir accepté de rapporter et d'examiner ce travail.

Je tiens à remercier **Frédérique Gadot** et **Eric Akmansoy** pour leur contribution à une agréable ambiance de travail.

Un grand merci à **Selma Debbache**, **Abdelwaheb Ourir**, **Stéphane Cabaret**, **Nicolas Guérin** et **Francine Plumel** et **Daim Fatima** de leur aide considérable.

Enfin mes remerciements vont à toutes les personnes du département NAEL.

Un dernier merci va à ma famille en particulier **mes parents**. Merci pour leur soutien quotidien.

Introduction générale.....	12
Références	16
Chapitre 1	18
Généralités sur les cristaux photoniques et états de l'art	18
I. Introduction.....	18
II. Eléments théoriques sur les cristaux photoniques	19
II.1. Analogie de Schrödinger- Maxwell.....	19
I.1.1. Equations de Schrödinger	19
II.1.2. Equation de Maxwell pour un cristal photonique.....	20
II.1.3. La particularité des équations de Maxwell : la loi d'échelle	23
II.2. Propriétés de base des cristaux photoniques.....	24
II.2.1. Périodicité à une dimension.....	24
II.2.2. Périodicité à deux dimensions	26
II.2.3. Périodicité à trois dimensions.....	29
II.2.4. Défauts.....	31
II.2.4.1. Défauts ponctuels	31
II.2.4.2. Défauts couplés.....	33
II.2.4.3. Défauts étendus.....	33
II.3. Milieux Anisotrope et isotrope	34
II.4. Ultraréfractivité et superprisme	36
II.5. Vitesse de groupe et vitesse de phase.....	37
II.6. Indices de réfraction de groupe et de phase.....	38
II.7. Les indices effectifs de réfraction de phase et de groupe	38
III. Matériaux à bandes interdites photoniques naturels.....	39
III.1. Les Papillons	39
III.2. Les oiseaux	40
III.3. Les Opales	41
IV. Logiciels et méthodes numériques utilisés pour la simulation des BIPs.	42
IV.1. Méthode des ondes planes.....	42
IV.2. Méthode des éléments finis.....	43
IV.3. Méthode des matrices de transfert.....	44
IV.4. Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).....	46
IV.5. Méthode des réseaux de diffraction	46
V. Domaines d'application.....	46
V.1. Dans le domaine de l'optique	47
V.2. Dans le domaine micro-onde.....	48
Références	50
Chapitre 2	54

Modélisation numérique et étude expérimentale d'un cristal photonique diélectrique bidimensionnel en micro-onde	54
I. Réfraction des ondes à l'interface entre un milieu périodique et un milieu homogène....	55
I.1. Rappel sur la réfraction dans les milieux homogènes.....	55
I.2. Rappel sur la réfraction dans les cristaux solides	57
I.3. Les cristaux photoniques.....	57
II. Modélisation numérique de la trajectoire du champ électromagnétique dans les cristaux photoniques diélectriques bidimensionnels dans la bande de fréquences permise	58
II.1 Structure étudiée (Cristal photonique parfait)	58
II.2 Diagramme de transmission	59
II.3 Simulations numériques avec HFSS : Cartographie du champ électrique et diagramme de rayonnement calculé avec HFSS	62
II.4. Calcul de la relation de dispersion avec la méthode des ondes planes.....	65
III. Démonstration expérimentale des propriétés du cristal photonique diélectrique dans la première bande de fréquences permises	70
III.1. Diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM dans la première bande de fréquences permises.....	73
III.2. Le cristal photonique se comporte comme un milieu linéaire homogène isotrope(L.H.I).....	76
IV. Conclusion sur la première bande de fréquences permises.....	80
V. Simulation numérique et étude expérimentale dans la bande de fréquences interdites ..	81
V.1. L'effet du nombre de couches sur le flux des photons.....	81
V.2. Structure bidimensionnelle infinie	85
V.3. Résultats de mesure au bord de la bande interdite	95
VI. Conclusion	109
Références	110
 Chapitre 3	 113
 Amplification de la transmission anormale dans les cristaux photoniques diélectriques bidimensionnels (Prisme-bip 2D).....	 113
I. Propriétés Générales des modes de défauts dans un cristal photonique	114
II. Equation d'onde d'un cristal photonique avec défauts.....	114
III. Simulations numériques avec HFSS d'un prisme avec défauts	116
III.1. Conditions de simulation.....	116
III.2. Propagation d'une onde électromagnétique	117
IV. Réalisation et caractérisation expérimentale.....	121
IV.1. Description et réalisation expérimentale.....	121
IV.2. Résultats de mesure d'un prisme avec et sans défauts.....	122
V. Comparaison entre les résultats de mesure et de simulation	124

VI. Vérification de l'amplification de la transmission anormale sur une structure plus large.	125
VII. Etude de défauts.....	127
VII.1. Etude dans la bande permise.....	127
VII.1.1. Cas d'une ligne de défauts perpendiculaire à la direction de propagation.	127
VII.1.2. Cas de défauts parallèles à la direction de propagation.....	131
VII.2. Calcul théorique de la permittivité	136
VII.3. Etude dans la bande interdite	138
VII.3.1. Cas de défauts de surface.....	138
VII.3.2. Défauts de profondeur	143
VII.3.3. Cas de défauts parallèles à la direction de propagation.....	147
VIII. Conclusion.....	151
Références	153
Chapitre 4	155
Etude numérique et expérimentale de l'ultraréfraction dans les cristaux photoniques métalliques.....	155
I. Indice de réfraction dans les métaux :.....	155
I.1. Modèle Simplifié	155
I.2. Modèle de Drude :	157
II. Cristal photonique métallique.....	161
III. Etude numérique de la trajectoire du champ électromagnétique dans un cristal photonique métallique bidimensionnel parfait.....	164
III.1. Diagramme de transmission d'un réseau carré.....	166
III.2. Diagrammes de bandes.....	168
III.3. Simulation du prisme BIP métallique dans la première bande de fréquences permises: cartographie du champ électrique et diagrammes de rayonnement.....	171
IV. Etude expérimentale d'un cristal photonique métallique parfait	179
IV.1. Etude dans la première bande permise:.....	182
IV.2. Etude dans la bande interdite	189
V. Conclusion.....	196
Références :	197
Chapitre 5	198
Simulations numériques et étude expérimentale d'un prisme métallique avec défauts.....	198

I. Simulations numériques avec HFSS d'un prisme métallique avec défauts	199
II. Etude expérimentale du prisme-BIP métallique avec défauts dans la première bande permise	204
II.1. Cas de défauts perpendiculaires à la direction de propagation.....	206
II.1.1. Cas de défauts de surface.....	206
II.1.2 Défauts de profondeur	213
II.2 Cas de défauts parallèles à la direction de propagation.....	216
III. Etude dans la deuxième bande interdite	220
III.1. Cas de défauts perpendiculaires à la direction de propagation	220
III.1.1. Défauts de surface	220
III.1.2. Défauts en profondeur	224
III.2. Cas de défauts parallèles à la direction de propagation.....	225
IV. Conclusion	228
Références	229
Conclusion générale	231
Synthèse	233
Perspectives	233
Annexe 1.....	234
Annexe 2.....	238
Annexe 3.....	241

Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP2D) en Micro-ondes : application à l'ultraréfraction

Introduction générale.

Les matériaux à bandes photoniques interdites ont été définis comme des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de la constante diélectrique dans une ou plusieurs directions. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions. L'utilisation des cristaux photoniques pour filtrer les ondes électromagnétiques remonte aux années 1919 [Lourtioz 03]. L'idée de créer des cristaux diélectriques artificiels pour obtenir une permittivité contrôlable dans le domaine micro-onde date des années 1950 [Harvey 59]. En 1987, S. John, a montré une localisation tridimensionnelle de la lumière [John 87], en même temps, E. Yablonovitch [Yablonovitch 87] et al, a proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept des miroirs de Bragg à plusieurs dimensions. En 1991, A. Genack et al [Genack 91] ont montré expérimentalement l'existence de l'effet de localisation de la lumière dans les structures périodiques. En même temps Yablonovitch et al [Yablonovitch 91] ont démontré expérimentalement la possibilité de réaliser une structure diélectrique capable de réfléchir la totalité d'un rayonnement électromagnétique, quelle que soit la direction incidente et dans le domaine des micro-ondes. Depuis, de nombreuses voies de recherches ont été ouvertes. Tous les domaines de longueur d'onde sont concernés, des micro-ondes jusqu'à l'optique.

Intérêt des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques peuvent se comporter comme des milieux homogènes à des longueurs d'ondes du même ordre de grandeur que la période. Les caractéristiques des milieux homogènes équivalents sont inhabituelles, en particulier au bord de la bande interdite. L'indice effectif de réfraction peut être inférieur à celui du vide et donner naissance à des phénomènes d'ultraréfraction. De plus, les milieux homogènes équivalents sont dispersifs. Ces propriétés permettraient de séparer différentes longueurs d'onde avec un cristal dont les dimensions sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde. Ces propriétés pourraient permettre de fabriquer des multiplexeurs [Chung 02] [De Lustrac 04] et des antennes directives [Guérin 03].

L'une des propriétés les plus importantes d'un cristal photonique est qu'il présente un gap qui permet de contrôler l'émission spontanée en interdisant la propagation du

rayonnement électromagnétique. L'interdiction totale de l'émission spontanée permettrait d'augmenter le rendement des lasers à semi-conducteurs.

Nous citons parmi d'autres applications, les fibres optiques[**Knight 00**], les guides d'onde opérationnels aux longueurs d'onde des télécommunications[**David 03**], les diodes électroluminescentes.

Les applications dans le domaine optique restent encore très limitées car à ces longueurs d'onde, les structures sont difficilement réalisables. La réalisation expérimentale à l'échelle optique (cas des nano-structures), nécessite une technologie performante pour obtenir des structures parfaitement périodiques. De plus ces structures ont des facteurs d'aspect peu favorable, avec des effets de bord importants qui dégradent leurs performances. Pour comprendre les propriétés des cristaux photoniques avec de faibles contraintes, les chercheurs s'intéressent alors au domaine micro-onde [**Temelkuran 97**] [**Haché 02**] [**Ali 02**]. En effet l'étude aux fréquences micro-onde nous permettra de réaliser des prototypes où les contraintes technologiques sont les mieux adaptées.

Il existe dans l'étude des cristaux photoniques une loi d'échelle qui nous permet aussi de prédire les propriétés optiques des cristaux photoniques à l'échelle optique à partir de leurs propriétés à l'échelle micro-onde [**Joannopoulos 95**](dans la mesure où il s'agit de la même structure et où les propriétés des matériaux constituants restent les mêmes).

Mes travaux de recherche ont été effectués dans le domaine micro-onde, plus précisément entre 7 GHz et 16 GHz et concerne des structures bidimensionnelles diélectriques et métalliques.

Objectif de recherche

Il s'agit de l'étude numérique et expérimentale des propriétés des matériaux à bandes photoniques interdites bidimensionnels diélectrique et métallique en micro-ondes. Nous cherchons à examiner en particulier les effets d'ultraréfraction et de super prisme dans une gamme de fréquences allant de 6 GHz à 16 GHz. Comme nous l'avons évoqué au début, ces propriétés pourraient permettre d'aboutir à des applications en télécommunications optiques, et micro-ondes.

Le plan du mémoire

Comme l'indique le titre de cette thèse, le mémoire comporte des aspects numériques et expérimentaux.

Les aspects numériques sont concentrés sur des structures bidimensionnelles finies et infinies. Dans le cas des structures finies nous avons utilisé un logiciel de simulation HFSS développé par Ansoft, basé sur la méthode des éléments finis. Quant aux structures infinies nous avons utilisé la méthode des ondes planes et la méthode des super cellules. Les aspects expérimentaux sont concentrés sur la vérification des prédictions numériques.

Premier chapitre : Le but de ce chapitre est de présenter quelques bases théoriques des cristaux photoniques. D'abord une analogie entre électrons et photons sera donnée. Les méthodes de calculs que nous avons utilisées sont brièvement rappelées. Les différents types de structures permettant d'obtenir les bandes interdites photoniques seront présentés.

Deuxième chapitre : Le chapitre est consacré à l'étude numérique et expérimentale du comportement du champ électromagnétique en présence d'un cristal photonique diélectrique parfait. Dans un premier temps, nous déterminons à l'aide de codes numériques, les propriétés du cristal photonique diélectrique dans sa première bande de fréquences permises et interdites. Nous mettons en évidence numériquement l'effet de l'ultraréfraction en bord de bande interdite. Puis nous testons expérimentalement ces propriétés à travers un prisme Bip diélectrique.

Troisième chapitre : Ce chapitre présente une étude expérimentale avec certaines vérifications numériques des propriétés d'un cristal photonique diélectrique avec défauts.

Quatrième chapitre : Il porte sur l'étude numérique avec des vérifications expérimentales d'un cristal photonique métallique parfait. Dans la première partie de ce chapitre nous étudions numériquement la trajectoire du champ électromagnétique dans un cristal photonique métallique bidimensionnel. Nous déterminons les propriétés du cristal photonique métallique entre 6 GHz et 14 GHz. Nous examinons en particulier l'ultraréfraction au voisinage de la fréquence plasma. L'étude numérique repose sur les courbes de dispersion en trois dimensions, les courbes isofréquences, les diagrammes de rayonnement et les diagrammes de transmission. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous présentons une étude expérimentale. La structure que nous étudions est constituée d'un prisme en cristal photonique métallique.

Cinquième chapitre : Ce dernier chapitre est dédié à une étude expérimentale avec certaines vérifications numériques des propriétés d'un cristal photonique métallique avec défauts. L'étude des défauts métalliques repose sur les résultats expérimentaux. Nous mettons en évidence numériquement et expérimentalement les phénomènes de réfraction anormale ou d'ultraréfraction autour de la fréquence plasma.

Références

- [**Ali 02**] Ali Serpenguzel, Senior Member, Transmission characteristics of Metallodielectric Photonic Crystals and Resonators, IEEE Microwave and Wireless Components Let. 12, n°4(2002)
- [**Haché 02**] A. Haché and L. Poirier, Anomalous dispersion and superluminal group velocity in coaxial photonic crystal : theory and experiment, Phys. Rev. E, 65 (2002)
- [**Chung 02**] K. B. Chung and S. W Hong, wavelength demultiplexers based on the superprism phenomena in photonic crystals, App. Phys. Lett., 81 (9), pp.: 1549, 2002
- [**David 03**] S. David, Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques, thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, Mars(2003)
- [**De Lustrac 04**] A. de Lustrac, X. Checoury, F. Gadot, E. Akmansoy, J.M. Lourtioz, Conception and simulation of an optical multiplexer using the ultrarefraction effect. MMS 2004, Marseille.
- [**Genack 91**] A. Genack and N. Garcia, Observation of Photon localisation in a Three-Dimensional Disordered System, Phys.Rev. Lett., 66 (16), pp : 2064, avril 1991
- [**Guérin 03**] N. Guérin, Etude théorique et numérique de la diffraction par des réseaux périodiques en électromagnétisme. Application aux cristaux photoniques et aux antennes directives compactes, thèse de Doctorat, Univ. de droit, d'Economie et des Sciences Aix-Marseille III, Faculté des Sciences et Techniques de saint Jérôme, août (2003)
- [**Harvey 59**] Harvey A., wave propagation in periodic structures: Electric Filters and crystal lattices, IRE Trans.8, p. 30, 1959
- [**Joannopoulos 95**] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, Photonic Crystal : Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press (1995)
- [**John 87**] S. John, Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices, Phy. Rev. Lett. 58, 2486(1987)
- [**Knight 00**] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber, IEEE, Photon. Tech. Lett, 12, N°. 7,p.807 (2000)
- [**Lourtioz 03**] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelmonkov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunications, Lavoisier(2003)

[**Temelkuran 97**] B.Temelkuran, E. Ozbay, M. Sigala, G. Tuttle, C. M. Soukoulis, K. M. Ho, Reflection properties of metallic photonic crystals, Appl. Phy. A (1997)

[**Yablonovitch 87**] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, phys. Rev. Lett.58, p.2059 (1987)

[**Yablonovitch 91**] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure : The Face-centred-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phy. Rev. Lett.,67,p2295-2298 (1991)

Chapitre 1

Généralités sur les cristaux photoniques et états de l'art

I. Introduction

Les matériaux à bandes photoniques interdites sont des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de la constante diélectrique dans une ou plusieurs directions. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions. Ces matériaux ont été découverts par Eli Yablonovitch à la fin des années 80. Les travaux menés à cette époque ont proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept des miroirs de Bragg à plusieurs dimensions [Yablonovitch 87] [John 87]. En 1991 il a eu l'idée de réaliser ce type de structure à trois dimensions [Yablonovitch 91]. Il a montré que ces matériaux dont la constante diélectrique était structurée périodiquement possédaient des fréquences pour lesquelles il n'existait aucun mode de propagation possible, d'où l'appellation de matériaux à bandes interdites photoniques (BIPs). En fait il a construit un prototype dont les bandes interdites étaient mesurables en micro-ondes. Depuis, de nombreuses voies de recherches ont été ouvertes. Tous les domaines de longueur d'onde sont concernés, des micro-ondes jusqu'à l'optique. Parmi les applications les plus couramment citées, on trouve des filtres planaires, des multiplexeurs, des antennes [Guérin 03] et des guides d'onde opérationnels aux longueurs d'onde des télécommunications [David 03] et les fibres optiques [Knight 99]

Cette recherche est aussi variée dans le domaine théorique que dans le domaine expérimental. Les applications dans le domaine optique restent encore très limitées car à ces longueurs d'onde, les structures sont difficilement réalisables. En effet la réalisation expérimentale à l'échelle optique (cas des nano-structures), nécessite une technologie performante pour obtenir des structures parfaitement périodiques. De plus ces structures ont des facteurs d'aspect peu favorables, avec des effets de bord importants qui dégradent leurs performances. Pour comprendre les propriétés des cristaux photoniques avec de faibles contraintes, les chercheurs s'intéressent alors au domaine micro-onde [B. Temelkuran]. [A. Haché 02] ; [Ali 02]. En effet, l'étude aux fréquences micro-onde, nous permettra de réaliser des prototypes où les contraintes technologiques sont mieux adaptées.

Il existe dans l'étude des cristaux photoniques une loi d'échelle qui nous permettra aussi de prédire les propriétés optiques des cristaux photoniques à l'échelle optique à partir de leurs propriétés à l'échelle micro-onde [**Joannopoulos 95**](dans la mesure où il s'agit de la même structure et où les propriétés des matériaux constituants restent les mêmes).

Il faut se rappeler que ce travail est effectué dans le domaine micro-onde. Plus précisément entre 7 GHz et 16 GHz. Le but de ce premier chapitre est de présenter quelques bases théoriques des cristaux photoniques. D'abord une analogie entre électrons et photons sera donnée. Les méthodes de calculs que j'ai utilisées sont brièvement rappelées. Les différents types de structures pour obtenir les bandes interdites photoniques seront présentées.

L'analogie entre les équations de propagation de l'électromagnétisme et l'équation de Schrödinger vient de la périodicité géométrique du cristal. En effet la périodicité de la constante diélectrique dans l'équation de Maxwell est analogue à la périodicité du potentiel atomique cristallin. Cela nous permet de penser qu'une variation périodique de la permittivité pourra conduire à l'apparition de bandes d'énergie interdites pour les photons. Autrement dit, des domaines de longueur d'onde pour lesquels la lumière ne pourra pas se propager dans les diélectriques. Puisque les diélectriques sont supposés sans perte, toute la lumière incidente sera réfléchi.

II. Eléments théoriques sur les cristaux photoniques

II.1. Analogie de Schrödinger- Maxwell

L'analogie entre les équations de propagation de l'électromagnétisme et l'équation fondamentale de la mécanique quantique [**Cohen-Tannoudji 73**] rend aisée son étude dans le domaine optique ou dans celui des ondes millimétriques [**Joannopoulos 95**]. Cette analogie permet de comprendre les diverses propriétés optiques des matériaux et notamment les cristaux photoniques bidimensionnels qui nous intéressent.

I.1.1. Equations de Schrödinger

Considérons un système quelconque : d'après la théorie quantique, les états propres de ce système peuvent être décrits par les états des différents électrons du système. En régime stationnaire ces états sont donnés par les solutions de l'équation aux valeurs propres de Schrödinger :

$$H\psi^{(n)} = E_n\psi^{(n)} \quad (1.1)$$

$$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U(r) \quad (1.2)$$

où \mathbf{n} est l'état propre du système.

Un cristal est un matériau solide constitué d'un arrangement périodique d'atomes. Cela se traduit par la périodicité du potentiel $U(r) = U(r + R)$ pour tout vecteur R du réseau de Bravais. La forme des états propres nous est alors donnée par le théorème de Bloch [**Joannopoulos 95 ; Kittel 70**] :

$$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1.3)$$

$$u_{n,\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1.4)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde

Le calcul des états propres revient donc à calculer les $u_{n,\vec{k}}$ pour tout k . $u_{n,\vec{k}}$ peut être développé sous forme d'une série de Fourier. $u_{n,\vec{k}} = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \sum_{\vec{G}} V(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}}$ et \vec{G} étant une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque $V(\vec{G})$.

II.1.2. Equation de Maxwell pour un cristal photonique

Le comportement des systèmes optiques et électromagnétiques est décrit par les équations de Maxwell.

Dans un milieu diélectrique, linéaire, non magnétique, sans charges libres ni courant (nous avons choisi le cas des matériaux que nous avons utilisés expérimentalement) ces équations s'écrivent [**Pérez 97**] :

Relation de conservation de flux magnétique :

$$\text{Div}[\vec{B}(t,\vec{r})]=0 \quad (2.1)$$

Relation de Gauss :

$$\text{Div}[\epsilon(\vec{\omega})\vec{E}(t,\vec{r})]=0 \quad (2.2)$$

Relation de Faraday :

$$\vec{Rot}[\vec{E}(t,\vec{r})]+\frac{\partial\vec{B}(t,\vec{r})}{\partial t}=\vec{0}$$

Relation d'Ampère :

$$\vec{Rot}\left[\frac{\vec{B}(t,\vec{r})}{\mu_0}\right]-\frac{\partial[\epsilon(\vec{\omega})\vec{E}(t,\vec{r})]}{\partial t}=\vec{0} \quad (2.4)$$

Equation de propagation transverse magnétique :

$$\vec{\nabla}\times\left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})}\vec{\nabla}\times\vec{B}(t,\vec{r})\right]+\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{B}(t,\vec{r})}{\partial t^2}=\vec{0} \quad (2.5)$$

Equation de propagation transverse électrique :

$$\left[\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{E}(t,\vec{r})\right]-\frac{\epsilon(\vec{r})}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}(t,\vec{r})}{\partial t^2}=\vec{0} \quad (2.6)$$

avec :

$$\vec{B}(t,\vec{r})=\frac{\vec{k}(t,\vec{r})}{\omega}\times\vec{E}(t,\vec{r}) \quad (2.7)$$

La propagation de l'onde est définie par chacune des deux équations précédentes (2.5) et (2.6). En régime sinusoïdal monofréquence, il est possible de chercher des solutions de type harmonique telles que :

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \vec{B}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (2.8)$$

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

Remplaçant $\vec{B}(\vec{r},t)$ par $\vec{B}(\vec{r})e^{i\omega t}$ dans l'équation transverse magnétique (2.5) et en introduisant un opérateur Θ :

$$\Theta = \vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \bullet \right] \quad (2.10)$$

Cet opérateur est hermitique : il commute avec les opérateurs de symétrie de translation correspondant à la périodicité du système (tout opérateur qui correspond à une propriété mesurable est hermitique et tous les vecteurs propres peuvent être orthogonaux). Les valeurs propres de cet opérateur sont réelles [**Lourtioz 03**] et l'équation (2.5) devient :

$$\Theta \vec{B} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{B} \quad (2.11)$$

La périodicité de l'opérateur Θ et de la constante d'électrique $\epsilon(\vec{r} + \vec{R}) = \epsilon(\vec{r})$ permettent d'appliquer le théorème de Bloch et on a alors des solutions de la forme :

$$\vec{B}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}), \quad (2.12)$$

$$\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$$

Les vecteurs propres $\vec{B}(\vec{r})$ et $\vec{E}(\vec{r})$ de l'opérateur Θ sont caractérisés par un vecteur d'onde \vec{k} et s'écrivent comme le produit d'une onde plane $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ et d'une série de Fourier. Le vecteur propre est aussi appelée mode de Bloch.

Remarque :

Expérimentalement, on cherche à déterminer le champ électrique au lieu du champ magnétique, car le premier est facilement mesurable. Mais théoriquement la résolution de l'équation transverse électrique devient une tâche plus délicate (la propriété d'hermiticité manque dans cette équation) . Pour cela les théoriciens ont contourné le problème en redéfinissant le champ électrique comme solution de l'équation transverse électrique (un changement de variable, en reconstruisant un nouveau vecteur champ) [Joannopoulos 95] et [Sözüer 92] pour le rendre hermitique.

Quelques différences marquent les équations (1.1) de Schrödinger et (2.11) de Maxwell. L'équation de propagation électromagnétique est vectorielle alors que l'équation de Schrödinger est scalaire. Il s'agit d'équations linéaires aux dérivées partielles du deuxième ordre. En ce qui concerne la dérivée temporelle de l'équation de Schrödinger, elle est limitée à l'ordre 1(dans le cas d'un régime variable que nous nous n'avons pas indiqué) alors qu'elle atteint l'ordre 2 pour l'équation de propagation de Maxwell.

Les électrons sont des fermions. Ils ont un spin demi-entier et suivent la loi de répartition de Fermi. Alors que les photons sont des bosons, ils suivent la loi de répartition de Bose-Einstein.

Dans ce cas il peut y avoir plusieurs particules dans le même état quantique, et les bosons tendent même naturellement à se regrouper dans le même état. Leur spin est entier.

Les photons n'interagissent pas entre eux et leur énergie ne peut pas être modifiée. Ils peuvent être absorbés ou émis, sinon ils conservent leurs fréquences.

II.1.3. La particularité des équations de Maxwell : la loi d'échelle

Une des spécificités des équations de Maxwell est qu'elles obéissent à une loi d'échelle. Ce qui n'est pas le cas en mécanique quantique. En effet si l'on réduit d'un facteur d'échelle s les distances caractéristiques r de la constante diélectrique $\epsilon(r)$, les valeurs propres seront réduites du même facteur d'échelle s . Cela signifie que l'on peut obtenir des matériaux photoniques avec des propriétés semblables pour n'importe quelle gammes de fréquence [Joannopoulos95 ;Cheng 95]. Cette caractéristique nous permettra théoriquement de caractériser expérimentalement les cristaux photoniques à l'échelle micro-onde où la technologie de conception ne demande pas beaucoup de contraintes et de prédire leurs propriétés à l'échelle optique.

Les propriétés des valeurs propres et les caractéristiques de l'opérateur de l'équation de propagation sont insuffisantes pour la compréhension des caractéristiques des cristaux photoniques. Pour cela il faut tenir compte de la périodicité des structures et de leur symétrie [Joannopoulos95].

II.2. Propriétés de base des cristaux photoniques

Dans cette partie, quelques règles simples sont énoncées concernant l'ouverture des bandes interdites pour les photons en fonction de la géométrie du cristal photonique. Une première classification couramment utilisée pour caractériser les cristaux photoniques est le nombre de directions de périodicité que possède le matériau. Le cas le plus simple est la périodicité à une dimension et le cas le plus complexe est la périodicité à trois dimensions.

II.2.1. Périodicité à une dimension

Les matériaux à bandes photoniques interdites unidimensionnels (1D) possèdent une permittivité électrique périodique dans une direction et uniforme dans les deux autres directions. La figure 1 montre qu'ils consistent en un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques ϵ différentes. Ces structures existent depuis longtemps et sont utilisées en optique pour obtenir des miroirs sans pertes (miroirs de Bragg) ou des filtres.

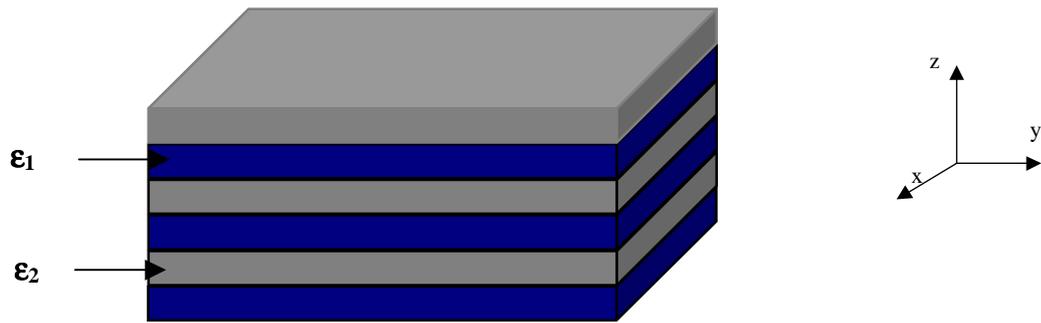


Figure 2-2-1: BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes

La propriété de symétrie ne change pas les modes propres par translation d'une période a [Joannopoulos 95]. Cela signifie que le théorème de Bloch peut s'appliquer. Ceci permet de restreindre l'étude du système entier à l'étude dans la zone de Brillouin et on peut vérifier que pour tout $k_z = k_z + 2m\frac{\pi}{a}$, avec m entier, le champ magnétique reprend la même valeur.

D'une manière générale, pour déterminer les modes propres d'un matériau à bande interdite photonique, il faut d'abord déterminer les symétries du réseau réciproque de la structure périodique, puis vérifier que les opérateurs de symétrie commutent avec l'opérateur de Maxwell et par la suite on pourra appliquer le théorème de Bloch et déterminer la relation de dispersion, c'est à dire la structure de bande en se limitant à la première zone de Brillouin.

La figure 2-2-2 présente les diagrammes de dispersion de deux empilements de Bragg de période a . Chaque alternance est constituée d'une couche diélectrique de permittivité $\epsilon_1 = 13$; et d'une couche d'air de permittivité $\epsilon_2 = 1$; [Joannopoulos 95], les deux couches ont des épaisseurs respectives $d_1 = 0.2 a$ et $d_2 = 0.8a$, soit des épaisseurs optiques relativement proches ($n_1 d_1 = n_2 d_2$). On désigne par n l'indice de réfraction.

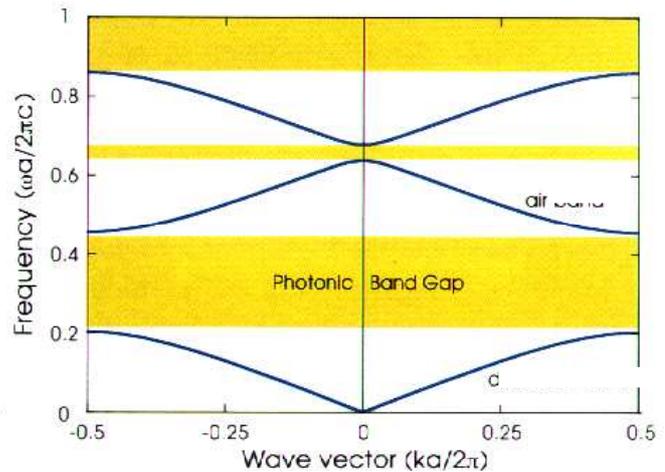
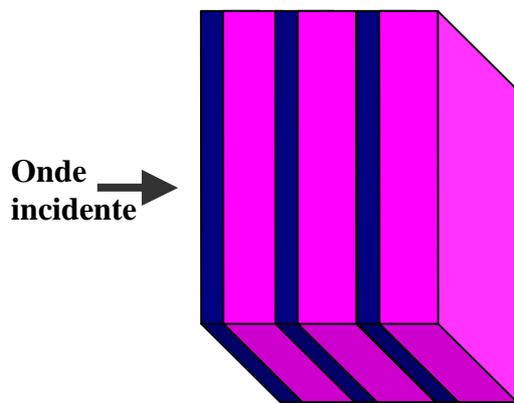


Figure 2-2-2: Structure de bande (en incidence normale) pour un réseau de Bragg de permittivités $\epsilon_1 = 13$; et $\epsilon_2 = 1$; de diamètres respectifs $d_1 = 0.2 a$ et $d_2 = 0.8a$, a désigne la période du cristal d'après [Joannopoulos 95]

II.2.2. Périodicité à deux dimensions

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [Joannopoulos95]. Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.

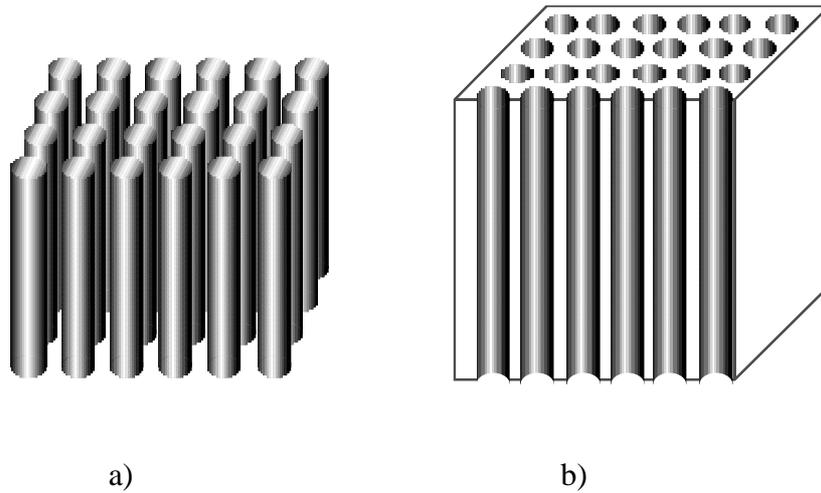


Figure 2.2.2-1: Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.

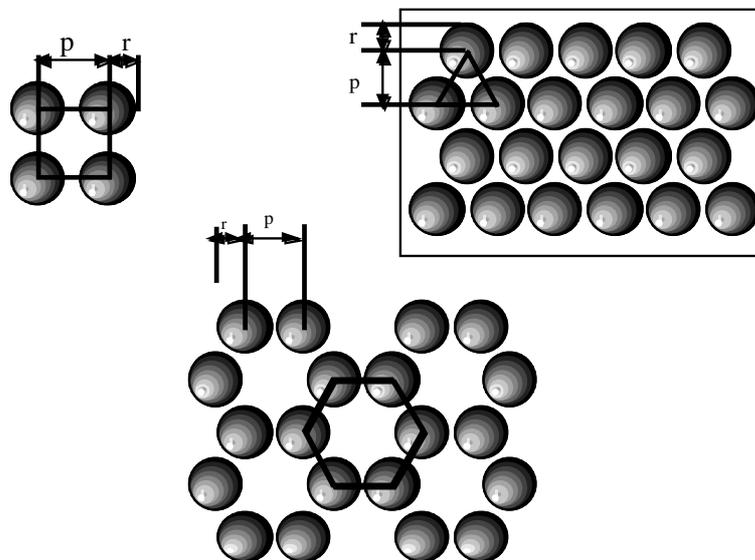


Figure 2.2.2-2: Exemples de réseaux carrés, triangulaires, hexagonaux.

La figure 2.2.2-3 présente le diagramme de bande calculé pour un réseau carré de tiges diélectriques cylindriques de permittivité ($\epsilon=8.9$) dans de l'air ($\epsilon=1$), les polarisations se distinguent par des traits différents. L'un des principaux résultats de cette figure concerne la différence de comportement entre les polarisations TM (transverse magnétique : le champ E est parallèle aux tiges) et TE (Transverse électrique : le champs E est perpendiculaire aux tiges). Les bandes interdites en polarisation TM sont, en effet , nettement plus larges. Par

contre pour les modes TE il n'y en a pas. Il existe une bande interdite de propagation dans toutes les directions du plan pour les modes TM, alors que les bandes interdites pour les modes TE ne se couvrent pas. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau carré.

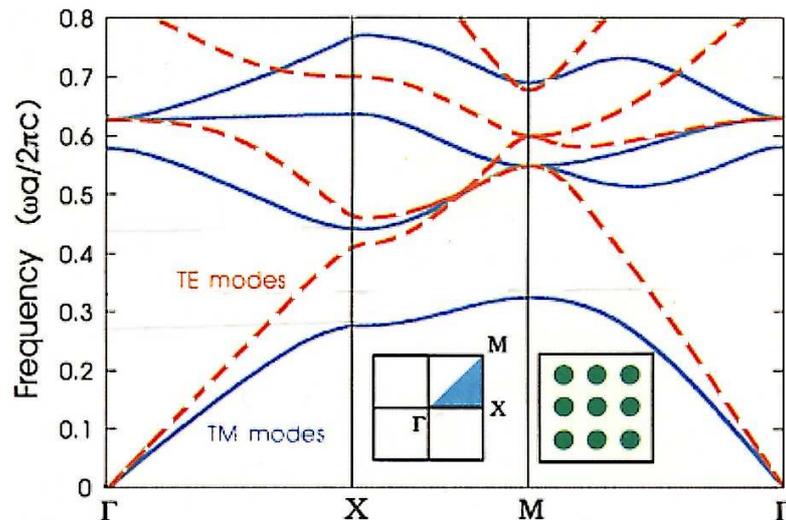


Figure 2.2.2-3: Structure de bande d'un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=8.9$) dans de l'air ($\epsilon=1$) ; modes TM (traits pleins) et TE (traits pointillés)

Le rayon des tiges est $r = 0.2 a$, où a est la période du réseau

[Joannopoulos 95]

Rappelons que ce travail est consacré à la caractérisation des matériaux diélectriques et métalliques bidimensionnels à l'échelle micro-onde. Pourquoi avec des diélectriques bidimensionnels à l'échelle micro-onde? Car ce type de structures offre pour l'instant plusieurs applications qui vont des micro-ondes aux longueurs d'ondes micrométriques. Les principales applications avec des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels seront détaillées par la suite. Le choix du domaine micro-onde est lié à la facilité d'usinage de ce type de structures. Ainsi aux longueurs d'ondes millimétriques nous disposons au sein de l'institut des outils qui nous permettent de caractériser ces structures expérimentalement aux longueurs d'ondes millimétriques. D'après la loi d'échelle et après avoir caractérisé ces structures à l'échelle micro-onde on peut obtenir des matériaux photoniques avec des

propriétés semblables pour n'importe quelle gamme de fréquence [Joannopoulos95 ;Cheng 95].

Aux longueurs d'ondes optiques les outils de fabrication des structures photoniques bidimensionnelles sont issus de la microélectronique et permettent de réaliser des structures planaires avec des tailles submicroniques à partir de semi-conducteurs [Zelmann 03].

II.2.3. Périodicité à trois dimensions

Les structures tridimensionnelles, comme leur nom l'indique, sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Elles ont été les deuxièmes à être réalisées par Yablonovitch après les réseaux de Bragg. Son but était d'obtenir une bande interdite pour toutes les directions de l'espace afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [Yablonovitch 87]. Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles. Mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant (face cubique centrée). La symétrie cubique à face centrée possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète [Ho 90]

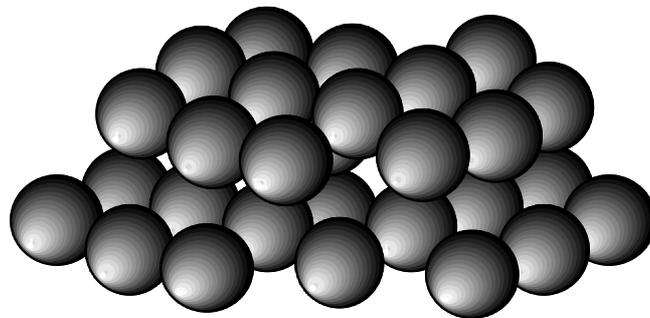


Figure 2-2-3-1 : exemple de BIP tridimensionnel composé de sphères diélectriques situées sur les sites d'un réseau à structure diamant.

Cette structure diamant est aussi appelée structure CFC. Sur la figure 2-2-3-2 est représentée la structure de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon=13$) [Joannopoulos 95].

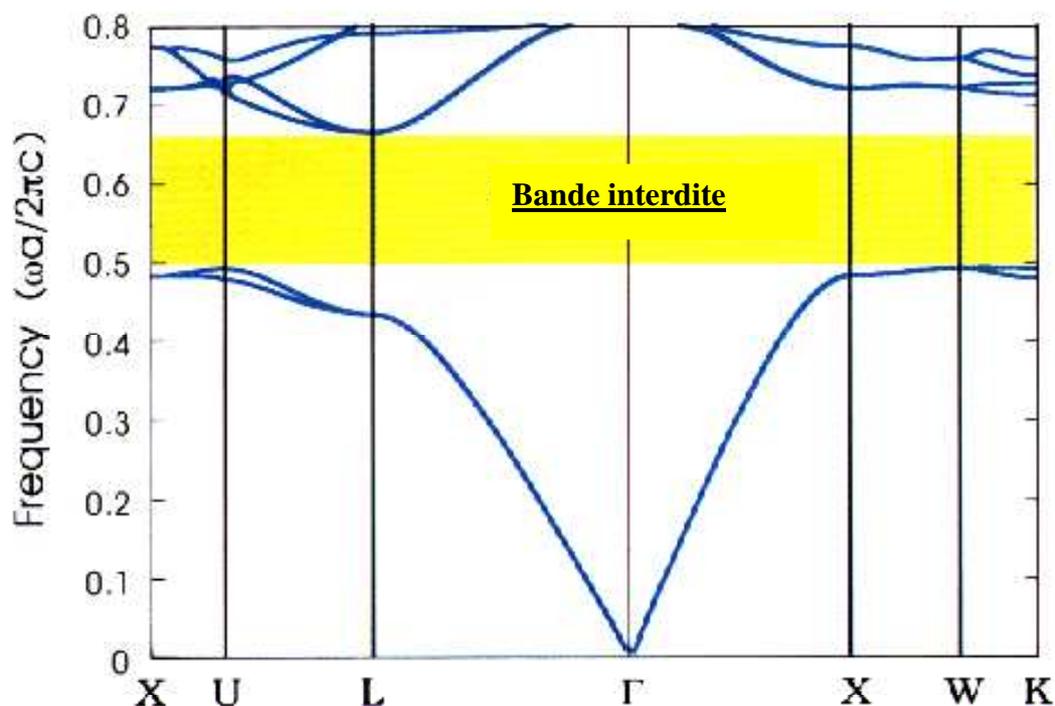


Figure 2.2.3.2 : Structure de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon=13$). [Joannopoulos 95]

Un point essentiel que l'on doit garder en mémoire pour la fabrication des structures est que la position en longueur d'onde de la bande interdite est caractérisée par la périodicité du cristal photonique. Deux types de structures expérimentales peuvent alors être considérées : celles qui visent le domaine micro-onde, c'est-à-dire celles dont les tailles caractéristiques sont de l'ordre centimétrique, aisément manipulables à la main, sauf pour certains matériaux transparents de forte constante diélectrique qui sont en général difficiles à usiner. Dans ce domaine la technologie de fabrication favorise les réseaux déconnectés (tiges dans le vide). Ces structures facilitent la fabrication des cristaux et leur caractérisation.

Pour les longueurs d'ondes optiques, les dimensions caractéristiques des structures sont nanométriques et la construction expérimentale de telles structures est difficilement réalisable.

II.2.4. Défauts

Comme dans les semi-conducteurs, des défauts peuvent être volontairement introduits dans les cristaux photoniques. Les défauts dans les semi-conducteurs ont pour effet d'introduire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite [Smith 94]. Dans le cas des cristaux photoniques, la création de défauts dans la périodicité de la structure conduit également à des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite [Gadot 99; Sakoda 01]. Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications telles que les filtres à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise ou encore des filtres accordables. Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique.

En ce qui concerne les cristaux photoniques à deux dimensions qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts.

II.2.4.1. Défauts ponctuels

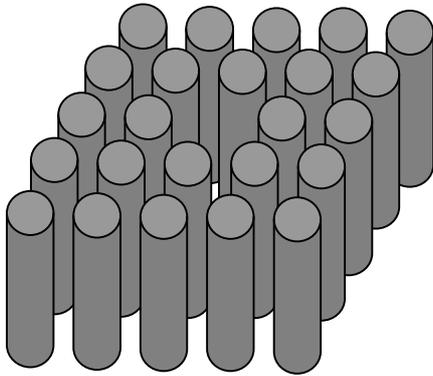
Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau.

Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée. Le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une micro-cavité à l'intérieur du cristal photonique. Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement.

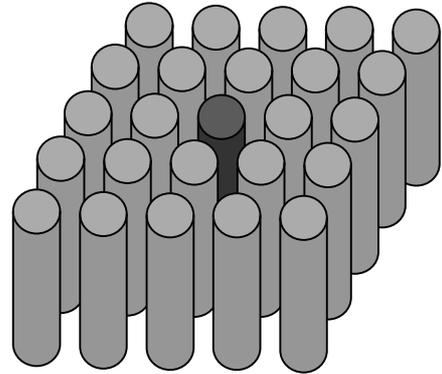
Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut.

Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [Yablonovitch 91]. [Meade 91]. Ces deux derniers ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par [Sigalas93 ; Gadot 99 ; Sakoda01]

Joanopoulos et al ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.



Retrait d'un cylindre



Modification de la constante diélectrique d'un cylindre

Figure2.2.4.1 : Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques

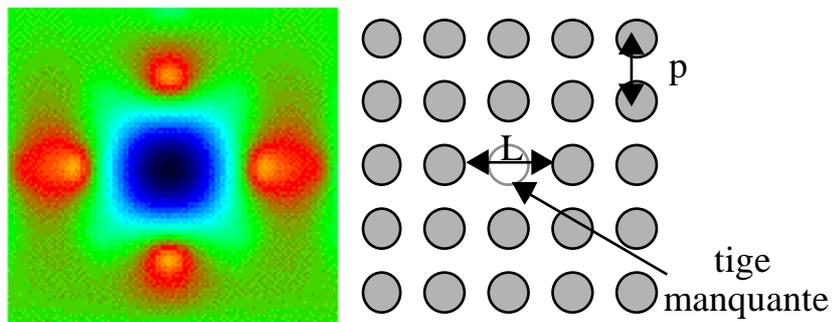


Figure2.2.4.2: Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine pas=3mm, d=1.5mm (onde polarisée TM en incidence normale). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines de défauts [Gadot 99].

II.2.4.2. Défauts couplés

Les défauts couplés sont des défauts assez proches dans le cristal pour échanger de l'énergie. Le couplage entre ces défauts permet une apparition des pics de transmission dans la bande interdite. L'amplitude et le nombre de pics de transmission sont liés à la position des cavités par rapport à la direction de propagation de l'onde et leur répartition à l'intérieur de la structure [Sigalas93 ; Gadot 99 ; Sakoda01]. L'emploi de ce type de défauts dans le domaine micro-onde permet aussi d'améliorer le rendement de la réfraction anormale et l'apparition de nouvelles propriétés que nous allons découvrir dans le troisième chapitre.

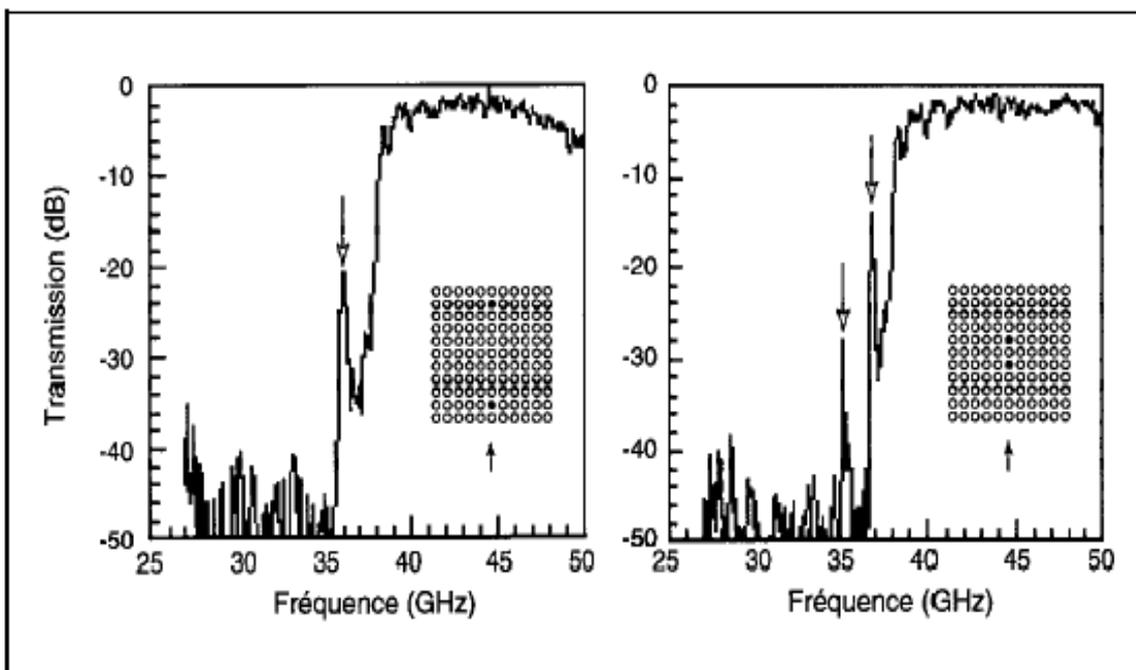


Figure-2-2-4-2. Diagrammes de transmission mesurés pour un réseau carré de 11 rangées de tiges d'alumine ayant deux défauts. Lorsque les défauts sont espacés l'un de l'autre (à gauche), un seul pic de résonance s'observe (défaut peu profond). Lorsque les défauts sont rapprochés, le pic se dédouble (défauts couplés, à droite). (d'après [Gadot 99])

II.2.4.3. Défauts étendus

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1 D sont appelés aussi défauts linéiques et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études

[Meade94, Joannopoulos 95]. Les défauts 2D et 3D constitués d'une suite de guides 1D orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal.

Les modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long de ce guide. Les réalisations expérimentales ont été effectuées par [Baba 99, Loncar 00, Tokushima 00] sur le type 1D. Sur la carte de champ de la figure 2.2.4.2.2, on peut voir la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde présentant des courbures [Joannopoulos 95]. Les recherches actuelles ont montré que ces guides présentent des pertes importantes et que leur réalisation est loin d'être évidente[Olivier 02].

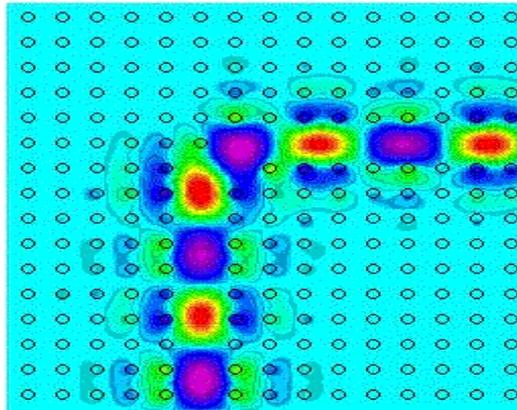


Figure 2.2.4.2.2 : Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde réalisé dans un cristal photonique (Cliché du MIT, J.Joannopoulos, <http://ab-initio.mit.edu/photons/bends.html>])

II.3. Milieux Anisotrope et isotrope

Un milieu est dit anisotrope lorsque ses propriétés dépendent de la direction choisie

[Pérez97], [Casabat 96]. Dans le cas de l'électromagnétisme, la contrainte est le champ électrique (le cas qui nous intéresse) ou magnétique et la réponse est la polarisation électrique ou magnétique du milieu. Dans un milieu isotrope, la relation entre la polarisation et le champ électrique est un scalaire. Dans le cas anisotrope la relation est tensorielle. Il en résulte que la permittivité diélectrique a une forme tensorielle. Dans le cas d'un diélectrique transparent, l'excitation est proportionnelle à la réponse optique et les composantes de la

constante diélectrique (l'indice effectif) sont réelles. Le tenseur de permittivité est symétrique et la matrice représentant un tenseur symétrique [**Champeau 97**] peut être rendue diagonale. L'anisotropie se manifeste dans tous les cristaux à symétrie non cubique pour une gamme de fréquences interdites (nous allons détailler ce point par la suite)

Dans le cas d'un milieu isotrope, les trois composantes du tenseur sont identiques. Le tenseur se traduit alors par un scalaire.

La propriété de l'anisotropie peut être comprise en faisant appel au modèle de l'électron élastiquement lié. Dans ce modèle la polarisation d'un diélectrique est expliquée par le déplacement des électrons relativement aux charges positives qui est provoquée par l'application d'un champ électrique. Les électrons soumis à la force électrique due au champ et à une force de rappel élastique reliée à la structure de l'atome effectuent un déplacement proportionnel au champ électrique extérieur appliqué, de sorte que le matériau acquiert une polarisation proportionnelle à ce champ. Dans un cristal, l'atome ou la molécule subissent l'influence des atomes ou molécules voisins. La force de rappel élastique évoquée ci-dessus s'en trouve fortement modifiée. Comme l'environnement de la molécule considérée dépend de la direction, on comprend que l'intensité de la force de rappel puisse aussi en dépendre. En fait il existe en général trois constantes de rappel élastiques K_x ; K_y ; K_z correspondant aux trois axes principaux OX, OY, OZ. Ce qui explique trois composantes diélectriques principales.

Un milieu anisotrope est dit uniaxe quand deux de ses trois composantes principales sont égales

Dans un milieu biaxe les trois composantes de permittivité sont différentes.

Dans un milieu isotrope à deux dimensions, les courbes isofréquences (ces courbes sont obtenues en réalisant une coupe horizontale dans le diagramme de bande représenté en deux ou trois dimensions) sont des cercles ; de même les vitesses de groupe et de phase sont colinéaires. La direction de propagation est déterminée par les lois de Snell-Descartes.

Dans le cas d'un cristal photonique, les réponses optiques pour certaines gammes de fréquences sont liées à la direction et à la position de l'excitation. Dans ce cas, les vitesses de phase et de groupe ne sont pas colinéaires et les phénomènes de dispersion anormale apparaissent. Ce phénomène est très intéressant pour l'application du multiplexage en longueur d'onde dans le domaine des télécommunications optiques.

II.4. Ultraréfractivité et superprisme

L'ultraréfractivité est l'une des propriétés intéressantes des cristaux photoniques. Elle ne se distingue pas du phénomène du superprisme.

On désigne par superprisme, une forte dispersion chromatique dans les cristaux photoniques. En 1996 Lin [Lin96] est le premier qui a mis en évidence le phénomène de forte dispersion dans les cristaux photoniques. Ce résultat a été suivi de différentes études théoriques et expérimentales [Kozaka99] et [Gralak 00]. En particulier dans les travaux de Kozaka et al, ont été rapportés les effets du superprisme avec une déviation angulaire de 50° pour une variation de longueur d'onde de 1 %. Il suffit d'une légère variation de longueur d'onde pour obtenir un changement radical de la direction de la vitesse de groupe.

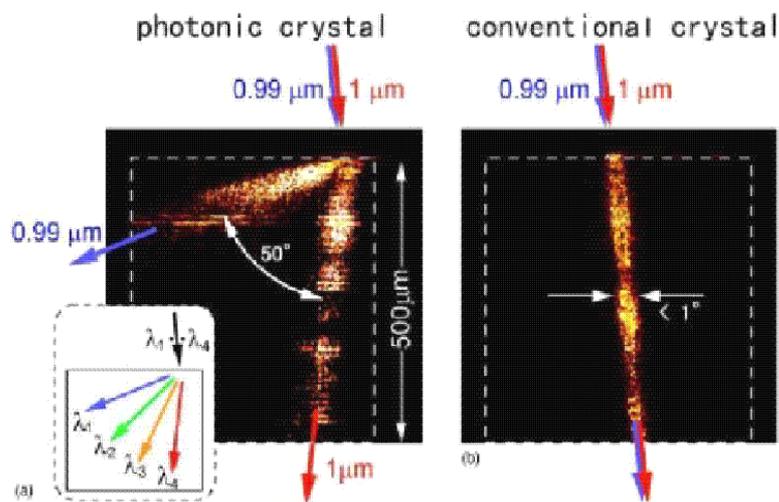


Figure 2.4.1 : Comparaison de la propagation de la lumière de deux faisceaux lumineux de longueurs d'ondes proches dans un cristal conventionnel (de silice à droite) et dans un cristal photonique à gauche. Dans un cristal conventionnel la lumière n'est ni déviée ni dispersée. Par contre dans le cristal photonique, une très forte dispersion est observée : lorsque la longueur d'onde varie de 1 % seulement, une différence de 50° est mesurée entre les angles réfraction [Kozaka 99]

L'ultraréfractivité désigne la situation où on peut attribuer au cristal photonique un indice effectif inférieur à 1 et parfois de signe négatif, alors que dans le cas du superprisme, l'indice effectif est supérieur à zéro . Le cristal photonique se comporte comme un matériau isotrope pour lequel la réfraction peut être à nouveau décrite par la loi de Snell-Descartes.

Récemment, il a aussi été démontré numériquement, qu'il est possible d'obtenir une réfraction négative en se plaçant sur la bande fondamentale et à l'extrémité de la zone de Brillouin au lieu du centre [Luo 02]. Cette propriété de l'ultraréfraction sera expérimentalement vérifiée dans les chapitres qui viennent, plus précisément dans le quatrième chapitre .

II.5. Vitesse de groupe et vitesse de phase.

La vitesse de groupe est la vitesse de propagation d'un paquet d'ondes. Elle est souvent confondue avec la vitesse de transmission de l'énergie dans le milieu. Elle a un rôle très important dans la propagation de la lumière et les réponses optiques dans les cristaux photoniques. Par conséquent la connaissance de la vitesse de groupe est essentielle pour comprendre leurs propriétés optiques ; la vitesse de groupe est déterminée par la pente de la courbe de dispersion.

La vitesse de phase est la vitesse de déplacement d'une surface équiphasse. Pour une phase s'exprimant par :

$$\varphi(x,t) = \omega t - kx + \phi, \quad (1)$$

la vitesse de phase est donc :

$$V_\phi = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (2)$$

On peut relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase en passant dans l'espace des longueurs d'ondes. On part des équations suivantes :

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (3)$$

$$\text{et} \quad \omega = kV_\phi \quad (4)$$

et on aboutit à la formule de Rayleigh :

$$V_g = V_\phi - \lambda \frac{\partial V_\phi}{\partial \lambda} \quad (5)$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène.

Avec la formule (5) on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative en valeur algébrique.

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{k=k_0}(\omega). \quad (6)$$

Dans ce cas la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface isofréquence ($\omega(k) = \omega$). Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie

II.6. Indices de réfraction de groupe et de phase

Les indices de réfraction de groupe et de phase se déduisent respectivement des vitesses de groupe et de phase par les relations suivantes :

$$n_\phi = \frac{C}{V_\phi} \quad \text{et} \quad n_g = \frac{C}{V_g} = n_\phi - \lambda \frac{\partial V_\phi}{\partial \lambda}. \quad (7)$$

Les diagrammes de dispersion fournissent les relations $\omega(k)$ pour les différentes directions de propagation des ondes; il est facile de remonter aux indices de phase et de groupe à partir des diagrammes en utilisant les relations (2), (3) et (7).

II.7. Les indices effectifs de réfraction de phase et de groupe

Aux grandes longueurs d'onde, l'approximation d'un cristal photonique comme un matériau homogène ne pose pas de problème. En effet les mathématiciens ont développé des modèles théoriques qui permettent de calculer l'indice effectif du matériau lorsque la longueur d'onde est très grande devant les dimensions de la cellule élémentaire du motif [**Felbacq 94**] [**Bao 00**]

Si la vitesse de groupe est négative, l'indice effectif de réfraction est aussi négatif [**Gralak 00**]. L'indice effectif permet de faciliter la description de la propagation des ondes dans ces structures.

III. Matériaux à bandes interdites photoniques naturels

Il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de certains espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique. On va présenter trois de ces matériaux.

III.1. Les Papillons

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et ont développé un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques au mieux de leur intérêt [**Graydon 98**].

Si on effectue une analyse microscopique des ailes on trouve que celles-ci sont constituées par des écailles qui ont des structures géométriques dans lesquelles un des paramètres varie en continu. Sur la figure3-A apparaît un papillon et la coupe d'une aile, dont un détail apparaît en insert en bas à droite. Sur cette coupe observée au microscope électronique apparaît une structure qui a un comportement de matériau à bande photonique interdite. C'est elle qui donne à certains papillons des couleurs iridescentes. En effet ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde.

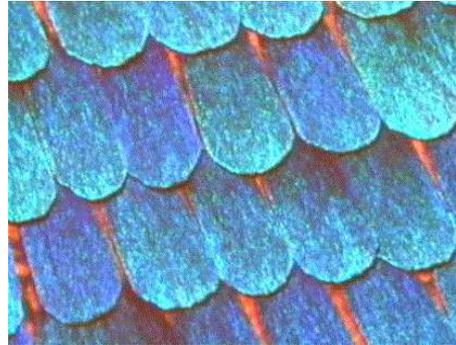


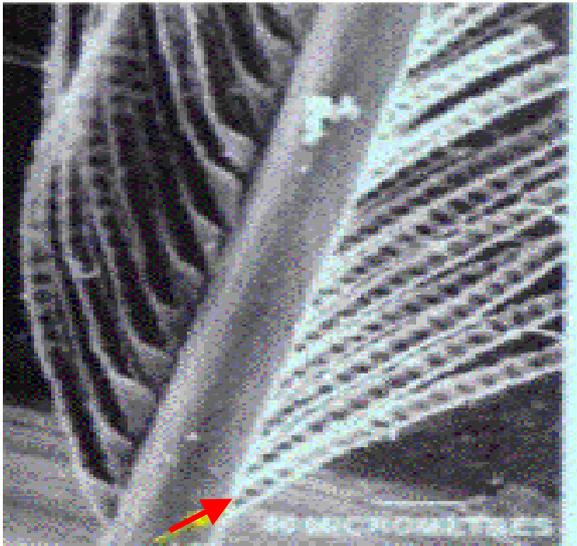
Figure 3-A : la figure à droite présente l'agrandissement d'une aile de papillon. On voit un arrangement périodique des écailles [Graydon 98]

III.2. Les oiseaux

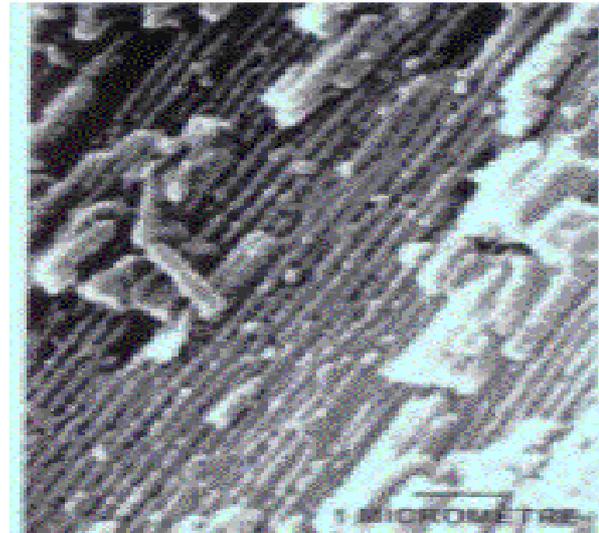
Une des caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs. Elles leur permettent d'affirmer leur identité. Pour produire une telle couleur, ils emploient la technologie structurale des plumes et leur pigments dans leurs pièces de corps [Pomared 99]. Les pigments et la structure périodique des plumes contribuent à l'absorption et la diffraction de la lumière. Les couleurs pigmentaires sont liées au phénomène d'absorption. En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs vers l'œil. A ces couleurs « pigmentaires » s'opposent les couleurs structurales, qui naissent de la diffraction du rayonnement lumineux par des microstructures des plumes. Alors que les couleurs pigmentaires sont stables, les couleurs structurales varient souvent selon l'incidence de la lumière. En effet quand on observe une plume de paon au microscope, on voit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes. Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal. Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles.

On peut considérer ces lamelles comme des miroirs réfléchissant la lumière incidente. On peut alors rapprocher l'étude de ce phénomène de l'étude d'un cristal photonique unidimensionnel.

On peut en déduire que l'intensité réfléchi par la plume dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'observation d'où la sensation de ruissellement de couleur sur les plumes du paon.



a)



b)

La figure 3-B : Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge). Ces cuvettes sont tapissées d'une multitude de micro lamelles régulièrement espacées (figure b)
[Pomarède99]

III.3. Les Opales

L'opale est un minéral typique d'origine sédimentaire. Elle se forme par dépôt chimique d'eaux très riches en silice et par accumulation de squelettes d'organismes marins. Les opales viennent d'Australie et du Mexique. En France, une variété d'opale de couleur rose à rouge a été rencontrée dans les couches sédimentaires du Cher, en particulier dans la carrière de la Marie (près de Quincy), ainsi qu'aux environs de Mehun-sur-Yèvre.

L'opale est un minéral colloïdal amorphe, ou micro cristallin. On la trouve en globules et en croûtes de coloris variés toujours magnifiquement iridescents. Elle contient de la silice et de l'oxygène, dans un rapport de un à deux (comme le quartz) ainsi que de l'eau.

Son étude au microscope électronique a permis de mettre en évidence sa structure, elle est formée de petites sphères de silice environnées d'espaces vides, équidistants entre eux. Face aux ultraviolets, elle a souvent une fluorescence jaune ou verte.

De même on peut considérer les microbilles de silice comme un réseau de diffraction de la lumière incidente. Même si le contraste d'indice entre l'air et la silice ($n = 1.5$) est faible, on peut utiliser ce genre de structures avec un contraste d'indice important pour réaliser des structures Bips **[Benjamin 02]**

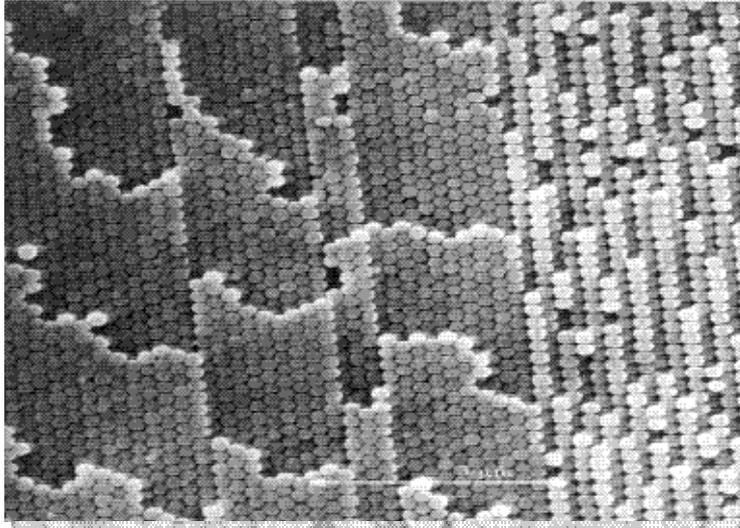


Figure 3-C : Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice(extrait de [Sarrazin 02])

IV. Logiciels et méthodes numériques utilisés pour la simulation des BIPs.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le comportement de la lumière dans un cristal photonique de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. A partir de là plusieurs méthodes de résolution du problème (on désigne par là, les équations de propagation) sont applicables. La méthode des ondes planes issue des techniques de calculs de la physique des solides. Cette méthode s'applique aux structures de dimension infinies. Le logiciel HFSS(High Frequency Structure Simulator) est particulièrement efficace pour étudier les structure finies, infinies ou périodiques. Il existe aussi d'autres méthodes, basées par exemple sur les matrices de transfert ou la FDTD (Finite Difference Time Domain) qui peuvent être appliquées judicieusement à des cas spécifiques des structure finies.

IV.1. Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes était la première utilisée pour calculer les structures de bande d'énergie des cristaux photoniques[Leung 90] [Villeneuve 91] [Sigalas 93] et [Meade]. Elle a déjà été appliquée aux électrons dans le cas électronique. Cette technique consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres dont la

résolution permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde [Leung 90] [Ho 90] [Yablonovitch 91].

En théorie, le nombre d'ondes planes utilisé est infini. Dans la pratique ce nombre est fini. Les problèmes de convergence de cette méthode ont été analysés et des solutions ont été proposées pour améliorer la précision de la méthode. La théorie des ondes planes a été largement exposée dans plusieurs travaux [Ho 90] et [Leung 90]

La méthode de la supercellule développée par [Guo 01] permet de calculer avec une bonne précision les modes, avec et sans défauts, dans les cristaux photoniques. Cette méthode permet de connaître le comportement optique du matériau infini à partir d'une étude effectuée seulement dans sa première zone de Brillouin car le comportement d'une cellule élémentaire devant une excitation explique le comportement global du matériau.

IV.2. Méthode des éléments finis.

La méthode des éléments finis est adaptée à la résolution des problèmes de physique ou plus généralement des équations différentielles ou aux dérivées partielles avec conditions aux limites. L'objectif de cette méthode est de trouver un champ (scalaire, vectoriel, ou tensoriel) $\mathbf{u}(\mathbf{M}, t)$ satisfaisant à un ensemble d'équations aux dérivées partielles en tout point \mathbf{M} d'un domaine Ω et à tout instant t , respectant des conditions aux limites sur la frontière du domaine.

Les conditions aux limites sont des relations ou des valeurs imposées à \mathbf{u} et /ou à ses dérivées sur la frontière.

Si le temps t n'apparaît pas comme variable, on dit que le problème est stationnaire, sinon c'est un problème d'évolution.

Le champ $\mathbf{u}(\mathbf{M}, t)$ est défini par morceaux sur les sous-domaines de Ω . Il est obtenu par juxtaposition des champs locaux. Parmi les contraintes qu'on impose à la solution approchée cherchée, il y a souvent une continuité (les champs locaux de deux éléments voisins auront la même valeur à leur nœud commun) à la frontière des sous-domaines.

Pour résoudre un problème par la méthode des éléments finis, on procède par étapes:

1. On se pose un problème physique sous la forme d'une équation différentielle ou aux dérivées partielles à satisfaire en tout point d'un domaine Ω , avec les conditions aux limites sur le bord.

2. On divise Ω en sous-domaines : c'est le maillage. Les sous-domaines sont appelés mailles.
3. On choisit la famille des champs locaux, c'est-à-dire à la fois la position des nœuds dans les sous domaines et les polynômes qui définissent le champ local en fonction des valeurs aux nœuds (des sous domaines).
4. On construit une formulation variationnelle du problème [**Garrigues 02**]. Et on ramène le problème à un problème discret.

La formulation variationnelle est donnée par la relation suivante :

$$\int_{\Omega} \psi(x) h(x) dx = 0 \quad \forall \psi(x) \Leftrightarrow h(x) = 0 \quad \forall x \in \Omega$$

$h(x)$ est l'équation différentielle qu'on cherche à résoudre.

La discrétisation nous permettra de satisfaire la formulation variationnelle et les champs locaux déterminés par les valeurs aux nœuds. Pour cela on choisit certaines fonctions test qui permettent de trouver une solution convergente du champ global (quand le maillage se raffine)

On peut alors construire une solution approchée à partir des valeurs trouvées aux sous-domaines. En effet toute solution approchée est complètement déterminée par les valeurs aux nœuds des éléments.

Nous avons largement utilisé cette méthode pour étudier les cristaux photoniques. Elle permet d'avoir accès aux coefficients de réflexion et de transmission du BIP, à des cartes de champ et aux diagrammes de rayonnements. Les difficultés qu'on peut rencontrer avec cette méthode, sont les problèmes d'espace mémoire et de temps de calcul pour des structures plus complexes.

IV.3. Méthode des matrices de transfert

La méthode des matrices de transfert permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour les cristaux photoniques de taille finie. Ces matériaux peuvent être parfaits ou dopés [**Pendry 96**]. Elle peut être utilisée pour le calcul de structure de bande pour un cristal parfait. Elle a été adaptée au cas des cristaux photoniques par Pendry au début des années 90 et par Reynolds [**Reynolds 00**] dans les deux dernières années. En fait, elle permet d'exprimer le champ électromagnétique sur une couche en fonction du champ sur la couche

précédente. L'évolution du champ dans le cristal est alors calculé de couche en couche, ce qui permet d'obtenir les coefficients de transmission et de réflexion. Nous avons utilisé ce code de Reynolds pour le calcul des coefficients de transmission et de réflexion et nous l'avons comparé avec la méthode des éléments finis (**Figure- 4-3**). Les résultats obtenus par les deux méthodes sont en très bon accord à part une légère différence. Cette différence est liée aux paramètres géométriques. En effet dans le code des matrices de transfert, on intègre directement la valeur du rapport entre le rayon et le pas qui n'est pas une valeur exacte (elle n'est pas un nombre entier). Par contre avec la méthode des éléments finis, les paramètres géométriques sont intégrés séparément.

Un autre inconvénient du logiciel des matrices de transfert que nous avons utilisé, c'est qu'une banque de structures est intégrée par défaut et par conséquent le choix de structure est limité.

L'avantage de ce code est la vitesse de calcul qui est très grande et les calculs n'occupent que peu d'espace mémoire.

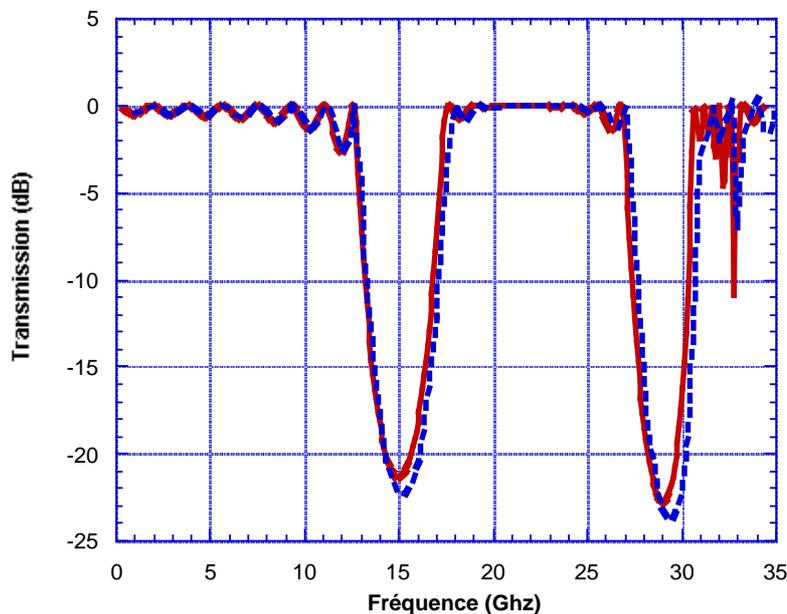


Figure- 4-3 : Diagrammes de transmission calculés avec la méthode des matrices de transfert (trait plein) et la méthode des éléments finis HFSS (traits pointillées) pour un réseau carré de tiges de Nylon de permittivité 3.5, de diamètre 5 mm, et de pas $p = 7$ mm. Les calculs ont été effectués en incidence normale et en polarisation TM.

IV.4. Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain)

La méthode FDTD a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [**Kane 66**] pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans les milieux isotropes avec les conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Ensuite, la méthode FDTD a été appliquée aux cristaux photoniques [**Chan 98**] et [**Thèvenot 99**]

Le principe de cette méthode est de discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps. Comme pour la méthode des matrices de transfert, un maillage de la cellule unité est réalisé, puis le champ électromagnétique aux différents points est calculé. Les conditions initiales fixent la valeur du champ électromagnétique à l'instant $t = 0$ et la discrétisation supplémentaire sur le temps permet de suivre l'évolution dans le temps du champ. Cette méthode est adaptée à l'étude d'un défaut ou d'une cavité [**Fan 98**]. Elle nous donne la cartographie du champ à l'intérieur du cristal ainsi que les coefficients de transmission et de réflexion de la structure qui nous permettent de les comparer par la suite avec nos résultats expérimentaux. Cette méthode permet l'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseau infini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique [**Brillat 00**]

IV.5. Méthode des réseaux de diffraction

Cette méthode considère le matériau à bande photonique interdite comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs [**Maystre 94, Qiu 94**]. Dans chaque région séparant ces réseaux, le champ est développé suivant la forme de Rayleigh, c'est-à-dire sur toutes les ondes planes possibles et les différents coefficients de ce développement sont reliés dans deux couches adjacentes par les propriétés de diffraction du réseau qui les séparent, lesquelles sont calculées par la théorie intégrale des réseaux. La résolution du système de relations matricielles entre coefficients de Rayleigh donne finalement la diffraction du matériau globale.

V. Domaines d'application

Dans cette partie, nous allons décrire les différentes applications possibles des matériaux à bandes photoniques interdites. Nous limiterons au cas des cristaux photoniques

bidimensionnels qui sont ceux qui offrent, pour l'instant plusieurs applications. Dans un premier temps on parlera du domaine optique ensuite, on évoquera le domaine micro-onde.

V.1. Dans le domaine de l'optique

Les fibres optiques :

Les fibres à cristaux photoniques sont déjà rentrées dans le domaine des applications industrielles [Lourtioz 03]. Elles ont été proposées pour la première fois dans les années 1995 [Ferrando 99]. Ces fibres sont obtenues par empilement de plusieurs tubes de silices pour obtenir une "préforme". Ensuite cette préforme est chauffée à une très haute température de l'ordre de 1800°C puis étirée afin qu'elle obtienne un diamètre d'environ 125 μm , pour être similaire à une fibre classique. La fibre est ensuite protégée par une gaine plastique. Comme on le voit sur le graphe de la figure 5-1

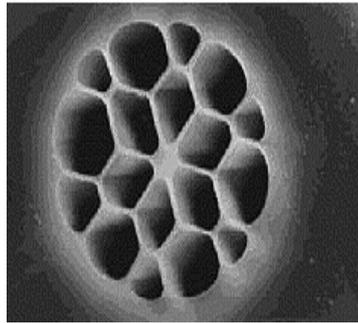


Figure-5-1 : photographie d'une fibre à trous, de diamètre de cœur (au centre) de 1 μm [Knight 00]

Ces fibres à cristaux photoniques possèdent aussi des propriétés de dispersion qu'on pourra contrôler à travers leurs paramètres géométriques [Ferrando99].

Les micro-résonateurs :

L'utilisation des défauts ponctuels et linéaires permettent de faire des micro-résonateurs et des guides d'ondes respectivement.

La réalisation des micro-résonateurs est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques. Les premières études sur les micro résonateurs avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par Labilloy [**Labilloy 97**].

Les guides d'onde : l'idée de réaliser les guides d'onde est apparu en 1994 [**Mead 94 ; Joannopoulos 95**] et les premières réalisations sont arrivées en 1999 [**Baba 99, Tokushima00, Loncar00**]. Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide coudé 'guide avec virage'

Filtres et multiplexeurs:

Une fonction importante qu'on peut réaliser avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueurs d'ondes (WDM, Wavelength Division Multiplexing). L'objectif est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide[**Smith90,Chutinan01**]. Par exemple, la réalisation de [**Chutinan01**] permet l'extraction ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde bien précise.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les cristaux photoniques présentent des phénomènes de superprisme et d'ultra réfractivité.

Au cours de la recherche que nous avons menée sur la réfraction anormale dans les BIPs bidimensionnels, nous avons pu localiser expérimentalement le phénomène de forte dispersion et d'ultraréfractivité au bord et au fond de la bande interdite.

V.2. Dans le domaine micro-onde

Un grand nombre d'équipes de recherche se sont intéressées à l'étude des BIPs aux fréquences micro-ondes en raison des multiples applications envisageables dans ce domaine de fréquence. Le secteur des Télécommunications avec notamment les antennes, est très concerné. En effet, on peut utiliser des matériaux à bandes photoniques interdites pour la réalisation de :

- substrats d'antennes : les premières expériences visant à exploiter les cristaux photoniques diélectriques comme substrat d'antennes ont été menées par E.R. Brown et al [**Brown93**]

- surfaces à hautes impédances [**Siev99 a et b**] peuvent être utilisées pour améliorer la directivité des antennes

Les BIPs peuvent aussi être utilisés dans la réalisation de circuits micro-ondes tels que :

- filtres planaires
- guides
- multiplexeurs
- Amélioration du rendement des antennes par utilisation des substrat à base des cristaux photoniques ultraréfractifs.

Références

- [**Ali 02**] Ali Serpenguzel, Senior Member, Transmission characteristics of Metallodielectric Photonic Crystals and Resonators, IEEE Microwave and Wireless Components Lett. 12, n°4(2002)
- [**Benjamin**] M. Benjamin Thomas, Effets propagatifs d'impulsions lumineuses femtosecondes dans les tunnels optiques, le cas des opales artificielles inverses de silice, le cas de l'évaporation quantique, thèse de doctorat, Univ. Louis Pasteur -de Strasbourg I, U.F.R de Sciences Physiques, mars (2002)
- [**Brillat 00**] T. Briallat, Définition, réalisation et caractérisation de matériaux à Bandes photoniques Interdites reconfigurables en Micro-ondes, thèse de Doctorat, Univ. de Paris X, décembre 2000
- [**Casabat 96**] Marie May, Anne-Marie Cazabat, Optique : Cours et problèmes résolus. DUNOD, Paris, 1996.
- [**Champeau 97**] R. J. CHAMPEAU, Milieux anisotropes lames à retard, cours d'optique Maitrise et Magistère de physique, année 1996-1997.
- [**Chutinan01**] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada, S. Noda, Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs, App. Phys. Lett. 79, p.2690 (2001)
- [**Cohen-Tannoudji 73**] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, Mécanique quantique, Tome I (Hermann, Paris, 1973)
- [**Cheng 95**] S. D. Cheng, E. Ozbay, S. Mc Calmont and G. Tuttle, K. -M. Ho, Optimized dipole antennas on photonic band gap crystals, App. Phys. Lett. **67**,p. 3399-3401(1995)
- [**David 03**] S. David, Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques, thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, Mars(2003).
- [**Enoch 99**] S. Enoch, G. Tayeb, D. Maystre, "Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals", Optics communications, 161, pp. 171-176, 1999.
- [**Felbacq 94**] D. Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, Scattering by random set of parallel cylinders, J. Opt. Soc. Am. A, **11**, n° 9 (1994)
- [**Ferrando99**] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés and P. St. J. Russell, Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion, Electro. Lett., Vol. 35, N° 4, p.325 (1999)
- [**Gadot 99**] F. Gadot, Modelisation et caactérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier(1999)
- [**Garrigues 02**] J. Garrigues, méthode des éléments finis, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille(2002).
- [**Graydon 98**] Nature's nanostructures colour wings and stones, Opto Lser Europe, 51, pp.31-36 June 1998

[**Guérin**] Stefan Enoch, Nicolas Guérin, Gérard Tayeb, Patrick Vincent, Study of Photonic Crystals Based Directive Antenna, 24th ESTEC Antenna Workshop on Innovative Periodic Antennas, Noordwijk, 30mai -1st June (2001)

[**Guo 01**] S. Guo and S. Albin, A simple plane wave implementation method for photonic crystal calculation, Optc. Society of America(2001)

[**Gupta 97**] S. Gupta, G. Tuttle, M. Sigalas, and K-M. Ho, “Infrared filters using metallic photonic band gap structures on flexible substrates”, Appl. Phys. Lett., 71 (17), pp. 2412, 1997

[**Haché 02**] A. Haché and L. Poirier, Anomalous dispersion and superluminal group velocity in coaxial photonic crystal : theory and experiment, Phys. Rev. E, 65 (2002)

[**Ho 90**] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Existence of a Photonic Gap in Periodique Dielectric Structures, Phy. Rev. Lett. 65, p.3152(1990)

[**Joannopoulos 95**]. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, Photonic Crystal : Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press (1995)

[**Joannopoulos 03**] Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos, MIT , 3rd February(2003)

[**John 87**] S. John, Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices, Phy. Rev. Lett. 58, 2486(1987)

[**Kittel**] C. Kittel, Introduction à la physique de l'état solide, collection DUNOD, 1970

[**Knight 00**] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber, IEEE, Photon. Tech. Lett, 12, N°. 7,p.807 (2000)

[**Kosaka 98**] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, “Superprism phenomena in photonic”, Phys. Rev. B, Vol 58 (16), pp. 1370, 1372, 1998

[**Kosaka99**] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, “Photonic crystals for micro lighthwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering”, Appl. Phys. Lett., 74 (10), pp. 1370-1372, 1999

[**Labilloy 97**] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T. F. Krauss, V. Bardinal and U. Osterle, Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors, Elect. Lett.33, p.1978 (1997)

[**Lin96**] Shawn-Yu Lin, V. M. Hietala, Li Wang, and E. D. Jones, Highly dispersive photonic band-gap prism, Opt., Lett., 21, N° 21, pp. 1771-1773, 1996

[**Leung 90**] K. M. Leung and Y. F. Liu, Photonic Band Structures : the Plane-Wave Method, Phys. Rev. B, 41,p.10188(1990)

[**Leung 90**] K. M. Leung and Y. F. Liu, Full vector wave calculation of photonic band structures in the face-centred-cubic dielectric media, Phys. Rev. Lett. 65, 2646(1990)

[**Loncar 00**] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer and T. P. Pearsall, waveguiding in planar photonic crystals, Appl. Phys. Lett. 77, p.1973 (2000)

[**Lourtioz 03**] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunication, Lavoisier(2003)

[**Tokushima 00**] M. Tokushima, H. Kadosaka, A. Tomita and H. Yamada, Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide, Appl. Phys. Lett.76, p.952 (2000)

[**Maystre 94**] D. Maystre, Electromagnetic study of photonic band gap, Pure Appl. Opt. 3,pp.975-993(1994)

[**Meade 91**] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phs. Rev. B, 44,pp13772-13774(1991)

[**Monge 00**] D. Monge, Description des propriétés optiques des cristaux photoniques à l'aide d'une méthode basée sur les fonctions localisées, thèse de Doctorat, Univ. de Montpellier II Sciences et Techniques du Languedoc, Novembre (2000)

[**Olivier 02**] S. Olivier, Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions d'optique intégrée, thèse de Doctorat, Univ. De Paris 6, novembre(2002)

[**Pomarède99**] M. Pomarède, la couleur des oiseaux, Pour la Science, n° 261,p.92, juillet 1999

[**Pendry 96**] : J. B. Pendry, Calculating Photonic Band Structure, J. Phys. : Condens Matter8, 1085(1996).

[**Pérez 97**] Pérez (J.-P.), Carles (R) et Fleckiner (R.), Electromagnétisme : Fondements et applications. Masson, 3^e édition, 1997.

[**Reynolds 00**] A. L. Reynolds, Translight Software Manual, University of Glasgow(2000)

[**Qiu 94**] Y. Qiu, K.M. Leung, L. Carin, and D. Kralj, Dispersion curves and transmission spectra of two-dimensional photonic band-gap crystal : Theory and experiment, J. Appl. Phys. 77, N°8, pp. 3631-3636 (1995)

[**Rowson 99**] S. Rowson, Matériaux à bandes photoniques interdites pour l'optique et les THz. Réalisation à base de silicium, étude et caractérisation, thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, Janvier(2000).

[**Sakoda 01**] K. Sakoda: Optical Properties Of Photonic Crystals Manual, Springer, (2001)

[**Smith01**] C. J. M. Smith, R. M. De La rue, M. Rattier, S. Olivier, H. benisty, C. weisbuch, T. F Krauss, R. Houdré et U. Osterle, Coupled guide and cavity in two-dimensional photonic crystal, Appl. Phys. Lett. 78, p. 1487(2001)

[**Sarrazin 02**] M. Sarrazin, Etude de propriétés optiques liées à la transmission de Cristaux photoniques Bidimensionnels, thèse de Doctorat, l'UFR des Sc. Tech., Univ. De Franche-Comté, Avril (2002)

[**Sigalas 93**] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, Phys. Rev. B 48, 14121(1993)

[**Sözüer 92**] H. S. SÖZÜER, J. W. HAUS et R. INGUVA, Photonic band : Convergence problems with the plane wave-method, phys. Rev. B **45**, p.13962(1992)

[**Smith 94**] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho; and M. Soukoulis, Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity, Appl. Phys. Lett. 65(1994)

[**Temelkuran**] B. Temelkuran, E. Ozbay, M. Sigala, G. Tuttle, C. M. Soukoulis, K. M. Ho, Reflection properties of metallic photonic crystals, Appl. Phys. A (1997)

[**Villeneuve 91**] P. R. Villeneuve and M. Piche, Photonic band gap of transverse-electric modes in two dimensionally periodic media, Journal of optical society of America A8, 1296(1991)

[**Yablonovitch 87**] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, phys. Rev. Lett.58, p.2059 (1987)

[**Yablonovitch 91**] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure : The Face-centred-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phys. Rev. Lett.,67,p2295-2298 (1991)

[**Yablonovitch 91**] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, Donor and Acceptor Modes in Photonic Band Structures, Phys. Rev. Lett.67, 3380(1991)

[**Zelsmann 03**] M. Zelsman, Cristaux photoniques en Silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière, thèse de Doctorat, Univ. Joseph Fourier-Grenoble 1, novembre (2003)

[**Zürcher**] J-F. Zürcher, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Laboratoire d'Electromagnétisme et d'Acoustique (LEMA), ELB-Ecublens, CH-1015 LAUSANNE (Suisse)- <http://lemawww.epfl.ch/>

Chapitre 2

Modélisation numérique et étude expérimentale d'un cristal photonique diélectrique bidimensionnel en micro-onde

Dans ce chapitre, nous montrerons numériquement et expérimentalement les propriétés physiques du comportement du champ électromagnétique en présence d'un cristal photonique parfait. Nous cherchons en particulier à vérifier expérimentalement et numériquement les propriétés de ces matériaux dans une gamme de fréquences 7 à 16 GHz.

La trajectoire du champ électromagnétique dans un cristal parfait est déterminée par la vitesse de groupe $\vec{V}_g = \vec{\nabla}_k(\omega)$ (à partir de la relation de dispersion et de la courbe isofréquence) ; Une étude théorique a été menée par Gralak et al [**Gralak 01**], qui ont montré que la vitesse de groupe peut varier très rapidement en fonction de la fréquence et qu'elle dépend de la norme et de la direction du vecteur d'onde. Ils ont aussi montré que lorsque la vitesse de groupe varie très rapidement en fonction de la fréquence, deux solutions à des fréquences voisines peuvent avoir des trajectoires totalement différentes d'où les effets de superprisme et de l'ultraréfractivité.

L'objectif de notre travail est d'examiner expérimentalement et numériquement l'ultraréfraction dans la gamme de fréquences comprise entre 7 GHz et 16 GHz

Dans un premier temps nous étudierons la réponse du cristal photonique parfait dans la bande de fréquences permises, en dehors et à l'intérieur de la bande interdite. Ceci nous amènera à établir un classement des propriétés d'un cristal photonique pour une gamme de fréquence donnée.

Pour bien analyser le changement de comportement d'un cristal photonique, nous rappellerons au préalable quelques propriétés de base sur la réfraction des ondes à l'interface entre un milieu périodique et un milieu homogène. Puis le diagramme de transmission d'un cristal photonique bidimensionnel sera mesuré et simulé afin de connaître la position des bandes de fréquences permises et interdites. Ensuite un prisme sera réalisé avec ce cristal, dans le but d'examiner expérimentalement et numériquement ces propriétés. Le choix du prisme BIP est lié à sa forme géométrique qui apporte quelques facilités pratiques dans les étapes de la simulation et de la mesure. Il faut noter que ce choix n'est pas une condition

nécessaire pour déterminer l'effet de l'ultraréfraction. Pour examiner cette propriété, il suffit de choisir un cristal photonique avec les dimensions de l'ordre quelques dizaines de longueurs d'ondes. Cette condition permet d'avoir une structure avec des propriétés similaires à une structure infinie et d'appliquer la théorie des réseaux et déterminer avec une meilleure précision la direction de propagation des ondes transmises.

I. Réfraction des ondes à l'interface entre un milieu périodique et un milieu homogène.

I.1. Rappel sur la réfraction dans les milieux homogènes

Comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, la direction de propagation de la lumière dans un tel milieu est définie par le vecteur \vec{V}_g représentant la vitesse de groupe. C'est aussi la direction du flux d'énergie. Dans un milieu homogène isotrope, la direction de la vitesse de groupe coïncide avec celle du vecteur d'onde. Si le milieu est non dispersif, les vitesses de phase et de groupe sont identiques. On peut adopter la vision de l'optique géométrique où la propagation de l'énergie électromagnétique est représentée par celle d'un rayon lumineux (auquel on associe un vecteur d'onde \vec{K} d'indice unique n). Le passage d'un milieu homogène d'indice n_1 à un autre milieu d'indice n_2 dépend de l'angle d'incidence par rapport au plan d'interface. La condition d'excitation de l'onde transmise à l'interface diélectrique, implique que la composante du vecteur parallèle à l'interface (k_x) soit conservée de part et d'autre. Cette condition aux limites conduit à la relation classique de Snell-Descartes : $n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$. La propriété de la conservation de la composante tangentielle k_x nous permet de construire graphiquement le rayon réfracté en utilisant les cercles d'Ewald (voir figure.I.1)

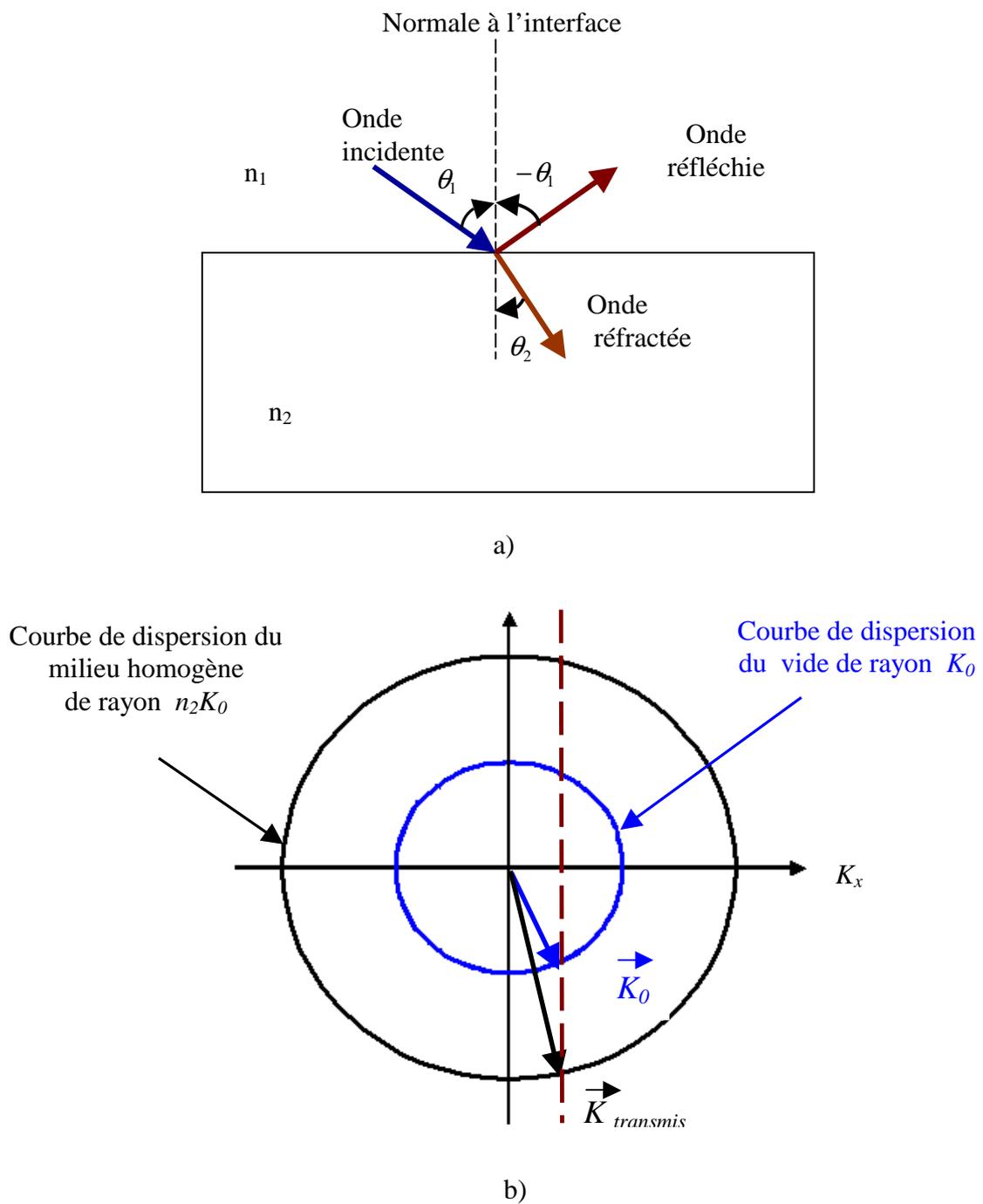


Figure I.1 : Réfraction à l'interface entre deux milieux homogènes. Le milieu 1 d'indice $n_1 = 1$ (l'air) et le milieu 2 d'indice n_2 . La figure (a) donne la trajectoire du rayon lumineux dans l'espace réel et la figure (b) donne la construction des vecteurs d'onde transmis dans l'espace réciproque.

I.2. Rappel sur la réfraction dans les cristaux solides

De nombreux cristaux solides sont des milieux biréfringents. Leurs propriétés dépendent de la direction considérée de l'espace. En fait, il existe de nombreux cristaux solides biréfringents dans la nature. Dans un milieu biréfringent, suivant une direction donnée, peuvent se propager deux ondes planes. Ces ondes sont polarisées rectilignement et leurs vitesses de propagation sont en général différentes. La dépendance angulaire de l'indice de réfraction des cristaux solides est décrite par l'ellipsoïde d'indice, qui permet la formulation analytique de réfraction dans les cristaux biréfringents.

I.3. Les cristaux photoniques

Comme les cristaux solides, certains cristaux photoniques se comportent comme des milieux anisotropes. Les travaux théoriques de Notomi [Notomi 00] et Sakoda [Sakoda 01] sur les cristaux photoniques, montrent que les courbes de dispersion des cristaux bidimensionnelles et tridimensionnelles ont des formes plus complexes (Figure I.3). Compte tenu de la périodicité du cristal, les solutions de l'équation de propagation s'expriment au moyen de modes de Bloch. On montre que la vitesse moyenne de la propagation de l'énergie associée à un mode de Bloch n'est autre que la vitesse de groupe de l'onde électromagnétique.

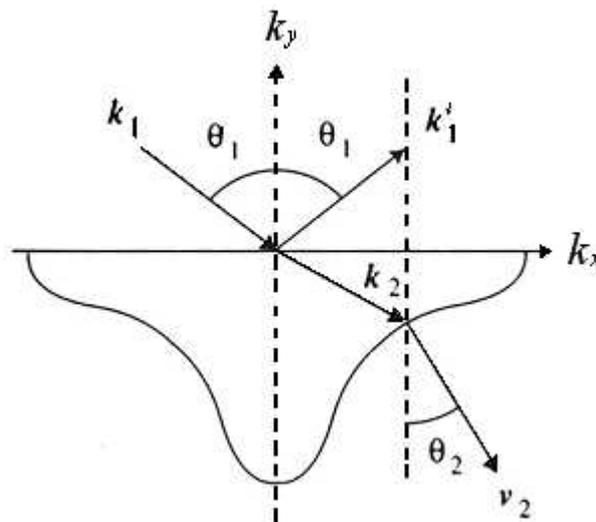


Figure I.3 : Relation de dispersion dans le plan (k_x, k_y) pour une fréquence fixe au-dessus du gap, extrait de Sakoda [Sakoda 01]

II. Modélisation numérique de la trajectoire du champ électromagnétique dans les cristaux photoniques diélectriques bidimensionnels dans la bande de fréquences permise

Pourquoi les cristaux photoniques bidimensionnels ? Le choix d'une structure bidimensionnelle est lié à un grand nombre d'applications des cristaux photoniques qui se situent depuis le domaine micro-onde jusqu'aux longueurs d'ondes voisines du micromètre (on peut obtenir avec ce type de structures, des filtres contrôlables, guides d'ondes, multiplexeurs ou démultiplexeurs etc...). La construction expérimentale de telles structures dans le domaine des micro-ondes ne pose aucun problème. Par contre, ce type de structures est difficilement réalisable aux longueurs d'onde très courtes comme dans le visible, ceci malgré de remarquable progrès récents [**Zelmann 03**].

L'étude du comportement d'un cristal photonique nécessite la connaissance de la trajectoire du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure. Pour effectuer cette étude nous avons calculé le diagramme de transmission (Figure II.2.1) pour localiser les bandes permises et interdites. Puis nous avons choisi une structure en forme d'un prisme BIP afin de montrer expérimentalement et numériquement la trajectoire du flux d'énergie, et de montrer l'évolution de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence. Autrement dit vérifier la trajectoire des solutions des fréquences voisines (effets de superprisme et de l'ultraréfractivié). L'une des premières mises en évidence d'une forte dispersion chromatique dans les cristaux photoniques est dû à [**Lin96**] et [**Kozaka98**].

II.1 Structure étudiée (Cristal photonique parfait)

La structure étudiée est un cristal photonique bidimensionnel BIP (2D) parfait, constitué de tiges de nylon, de permittivité $\epsilon = 3,5$, de diamètre $d = 5$ mm et de pas $a = 7$ mm. Le choix de ces paramètres géométriques est nécessaire pour obtenir une bande interdite mesurable entre 7GHz et 16 GHz. L'utilisation du nylon présente un certain nombre d'avantages, grâce à son coût attractif pour des réalisations industrielles et à ses propriétés mécaniques. Avant de commencer la caractérisation du cristal photonique, nous allons donner un diagramme de transmission mesuré et simulé du réseau carré de tiges diélectriques de nylon afin de connaître la position des bandes de fréquences permises et interdites. Puis un prisme de forme isocèle droit a été réalisé avec ce BIP pour déterminer les propriétés du cristal photonique.

II.2 Diagramme de transmission

Dans un premier temps, des simulations en incidence normale, ont été effectuées afin de pouvoir déterminer correctement le pas et le diamètre des tiges diélectriques permettant d'obtenir une bande photonique interdite pouvant être mesurée dans la gamme de fréquence des télécommunications micro-onde. Plus précisément dans la gamme de fréquence de 7 GHz à 16 GHz. Nous avons utilisé le logiciel de simulation HFSS. La largeur, le déplacement et la profondeur de la bande interdite sont liés aux paramètres géométriques, au nombre de couches et aux caractéristiques physiques de la structure. On désigne par les caractéristiques physiques de la structure le contraste d'indice entre les deux matériaux et le facteur de remplissage. Afin d'avoir une bande interdite plus large il faut choisir un contraste d'indice plus élevé. Le contraste d'indice est le rapport entre les indices des deux matériaux, donné par : $\delta_n = \frac{n_H}{n_L}$

si $n_H > n_L$

Le facteur de remplissage f (en matériau de haut indice par exemple), est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cette cellule.

Sur la figure II.2.1, on a superposé le diagramme de transmission calculé (HFSS) et mesuré en incidence normale d'un réseau carré de cinq tiges de Nylon de diamètre $d=5$ mm, pas $p=7$ mm et de permittivité $\epsilon=3,5$ en polarisation TM. Le diagramme de transmission mesuré est compris entre 7 et 27 GHz. Le spectre calculé est compris entre 5 et 32 GHz. Il faut noter que la caractérisation expérimentale du cristal photonique sera limitée entre 7 GHz et 16 GHz(à cause des conditions expérimentales dont nous disposons au sein du laboratoire). Si on tient compte des conditions de mesures ainsi que des effets de réflexion on a un bon accord entre la mesure et la simulation. Sur ce diagramme calculé on observe deux bandes interdites, une entre 13,34 et 17,12 GHz, la seconde entre 27,73 et 31GHz. On remarque aussi que la première bande est de largeur 3,78 GHz et a une profondeur -12 dB et que la deuxième est de largeur 3,27 GHz et de profondeur de -14 dB. La transmission dans la bande permise est quasi totale(oscillations entre 0 et -1dB). Ce diagramme nous permettra de localiser les bandes de fréquences permises et interdites afin de montrer les propriétés et le comportement du matériau dans ces deux différentes zones.

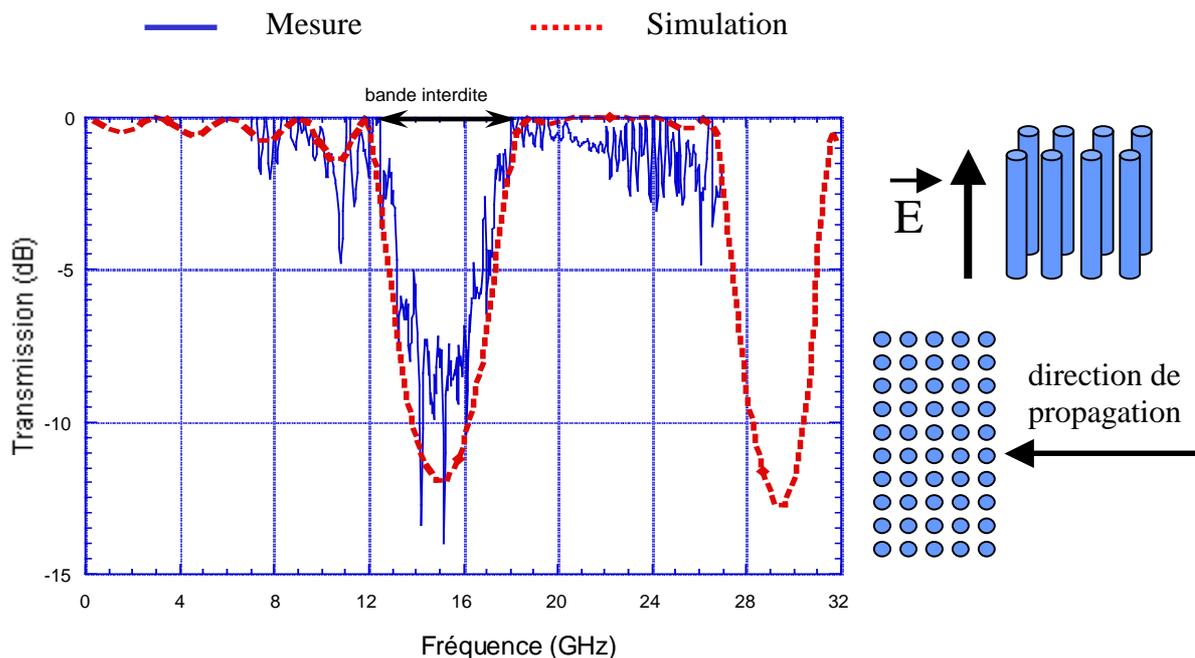


Figure II.2.1 : Diagrammes de transmission mesuré(courbe en traits pleins) et calculé (courbe en pointillé) pour un réseau carré de 5 couches constituées de tiges de Nylon de rayon $r=2.5mm$ de pas $p=7mm$ en polarisation TM.

Pour vérifier la propriété d'isotropie et d'homogénéité du cristal photonique dans la bande permise, on peut adopter la vision simple de l'optique géométrique où la propagation de l'énergie électromagnétique est représentée par celle des rayons lumineux dans un milieu d'indice unique n . Autrement dit, nous avons utilisé les lois de Snell-Descartes [Pérez 97] afin de déterminer les caractéristiques des matériaux. En effet ces lois permettent de retrouver l'indice de réfraction du matériau utilisé. Les structures que nous avons utilisées ne sont pas étudiées dans la gamme de fréquences pour lesquelles elle peuvent être considérées comme homogènes, puisque la longueur du pas du réseau est de l'ordre du quart de la longueur d'onde incidente. La permittivité diélectrique est une fonction des coordonnées (x,y) d'un Bip 2D. Autrement dit, le milieu n'est pas homogène puisque la permittivité diélectrique est une fonction de l'espace. Cependant, ces lois de l'optique géométrique seront quand même utiles pour montrer comment se comportent ces matériaux dans la gamme des fréquences permises. Des travaux théoriques effectués au-dessus de la bande interdite, montrent que les cristaux photoniques peuvent se comporter comme des milieux homogènes et ultraréfractifs [Gralak-01 ; Guerrin-03]. Pour vérifier ces propriétés nous avons choisi une structure en forme d'un prisme afin de montrer qu'il existe des effets de superprisme et d'ultraréfractivité étudiés

auparavant par [Lin 96] et [Kozaka 98] La figure II.2.2. montre le schéma d'un prisme homogène.

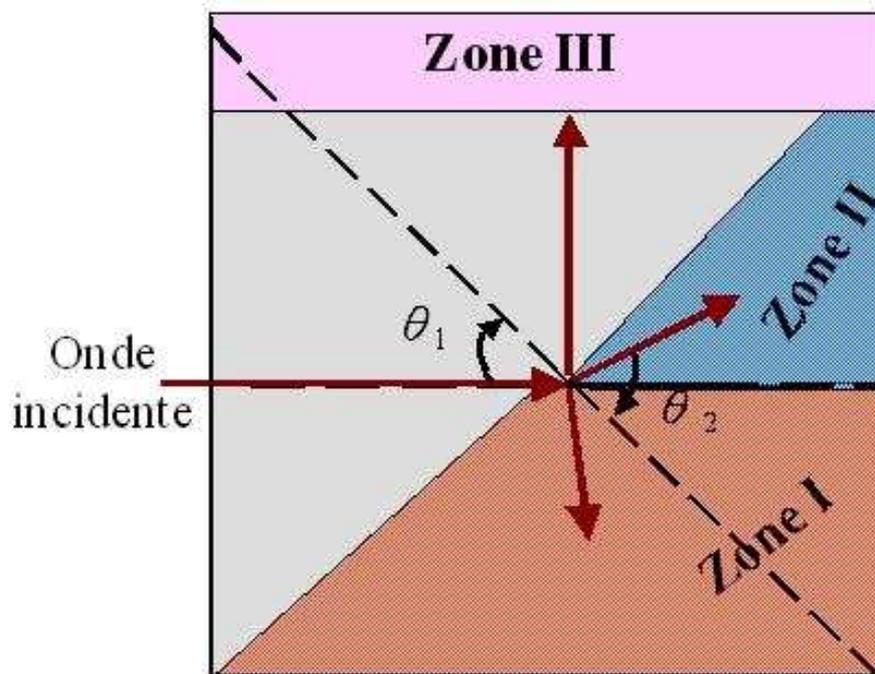


Figure II.2.2 : Schéma du Prisme. La figure montre trois zones: Zone I: Ultraréfractive: $n_1 < 1$
Zone II: Classique: $n_1 > 1$; Zone III: Ondes réfléchies.

Cette figure montre trois zones possibles de propagation d'une onde électromagnétique lorsqu'elle arrive sur une interface d'un cristal photonique.

La zone I est la zone de fonctionnement ultraréfractif. Elle représente la région de l'espace où l'indice effectif du milieu est inférieur à 1

La zone II représente l'espace de propagation classique où l'onde électromagnétique traverse l'interface sous un angle de réfraction avec un indice positif et supérieur à 1.

Enfin la zone III représente la zone des ondes réfléchies.

Le travail présenté ici s'appuie sur les simulations et les mesures des diagrammes de rayonnement dans la bande permise en champ proche [Balanis 97].

II.3 Simulations numériques avec HFSS : Cartographie du champ électrique et diagramme de rayonnement calculé avec HFSS

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel HFSS (High Frequency Structure Simulator) qui est un logiciel de simulation électromagnétique tridimensionnel, basé sur la méthode des éléments finis. Il permet d'obtenir des cartes du champ électromagnétique, le diagramme de rayonnement en champ proche et lointain et les paramètres S de la structure. Ce logiciel peut simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques ou diélectriques. L'utilisation de HFSS nécessite de dessiner la structure. On définit ensuite les matériaux qui la composent à partir d'une banque de matériaux existant sous HFSS. Il y a toujours possibilité de définir un nouveau matériau avec la permittivité électrique que l'on souhaite. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour cela il faut entourer la structure par une frontière. Sur celle-ci on précise les conditions aux limites. Ce logiciel permet de calculer le champ diffracté par n'importe quelle structure périodique ou non. Nous l'avons utilisé pour étudier les matériaux à bandes photoniques interdites diélectriques et métalliques.

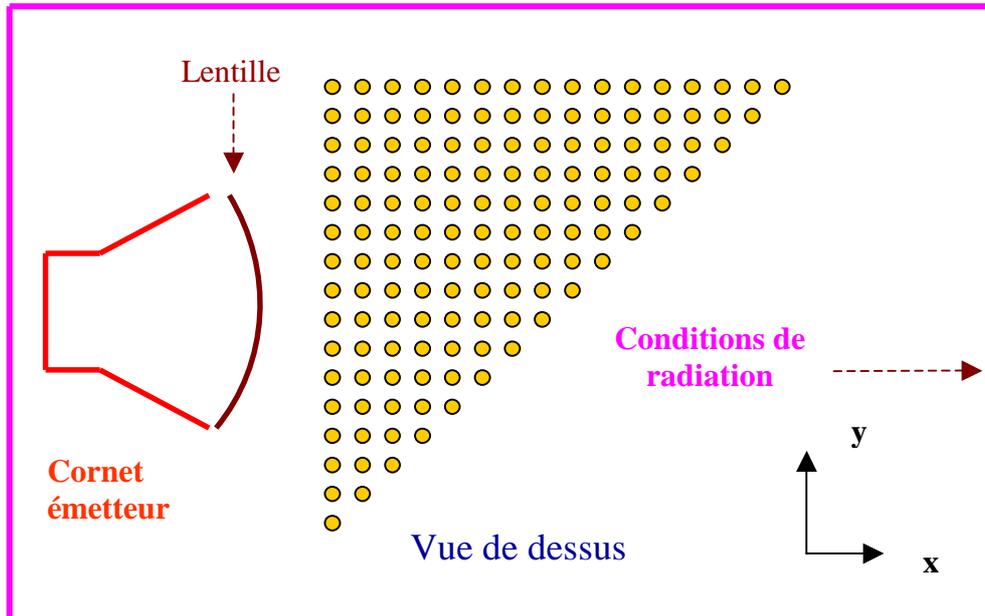
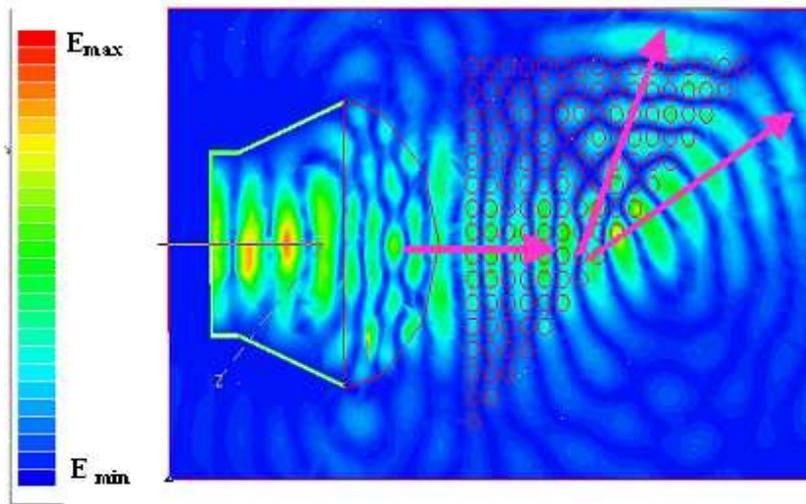
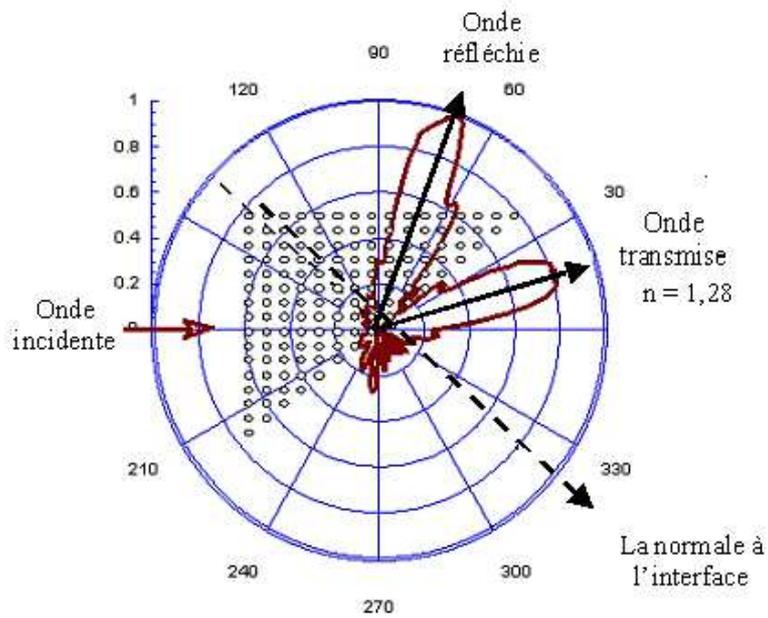


Figure II.3.1 : Vu au-dessus du schéma de simulation d'un Prisme de (16×16) tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=3,5$) de diamètre 5mm et de pas 7mm.

La figure.II.3.2 montre la cartographie du champ électrique représentant la propagation de l'onde dans un plan de coupe parallèle à la direction de propagation pour le prisme BIP diélectrique. La simulation a été effectuée en polarisation TM, c'est-à-dire que le champ électrique est parallèle aux tiges. Le Prisme-BIP est constitué de tiges diélectriques (de permittivité 3.5, de diamètre $d=5\text{ mm}$ et de pas $p=7\text{ mm}$) qui sont placées sous forme d'un prisme isocèle droit. Ainsi nous avons mis les conditions de rayonnement sur la boîte. Le cornet présente un port qui sert à envoyer les ondes électromagnétiques. La largeur du port d'entrée est identique à celle d'un cornet expérimental de 2,9 cm. Une lentille devant le cornet sert à focaliser les ondes sur le prisme. La longueur du cornet est de 5,2 cm (la longueur est plus petite de celle d'un cornet expérimental). Le choix de cette longueur est lié aux conditions de simulations (le calcul est difficilement réalisable avec un cornet plus grand).



a)



b)

Figure. II.3.2: La cartographie du champ a) et diagramme de rayonnement b) calculés avec HFSS à 11,18 GHz en champ lointain pour un prisme de (16×16) tiges en polarisation TM.

La figure II.3.2 représente la cartographie du champ électrique à une fréquence de 11 GHz (fréquence permise) ainsi que le diagramme de rayonnement. Le diagramme de rayonnement nous montre deux lobes. Un lobe représente la transmission et l'autre la réflexion. La cartographie du champ nous montre deux directions de propagation (voir les flèches), une partie de l'onde incidente traverse complètement la structure et l'autre est réfléchi.

La Figure.II.3.2.b représente le diagramme de rayonnement calculé dans la première bande permise en champ lointain. Pour une fréquence de 11 GHz on observe deux lobes. L'un apparaît à un angle $\varphi = 20^\circ$ avec une transmission de 0,65 et l'autre représente la réflexion pour un angle $\varphi = 80^\circ$. Nous avons calculé l'indice de réfraction effective du prisme BIP et nous l'avons trouvé de l'ordre de 1,28. Il faut noter que ce cristal photonique a le même comportement sur toute la gamme de fréquence permise (comportement de la figure II.3.2.b) et nous allons voir dans le paragraphe suivant que les courbes isofréquence ont la forme d'un cercle sur toute la gamme de fréquence permise

Suite à notre étude numérique, nous avons donc réalisé un prototype afin de vérifier expérimentalement les propriétés mises en évidence dans le paragraphe précédent.

II.4. Calcul de la relation de dispersion avec la méthode des ondes planes.

Nous avons utilisé la méthode des ondes planes décrite dans [**Annexe 1**] pour calculer les diagrammes de bande. Rappelons que ces diagrammes de bande synthétisent l'ensemble des diagrammes de dispersion $\omega(\vec{k})$ du cristal photonique. Pour calculer un diagramme de bande il faudrait considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en Physique du solide [**Kittel 70**], on montre que moyennant certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs \vec{k} situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. La première zone de Brillouin s'obtient en traçant les médiatrices des segments joignant l'origine aux nœuds les plus proches du réseau réciproque. A partir du domaine délimité, on peut couvrir tout l'espace réciproque grâce aux translations de vecteur.

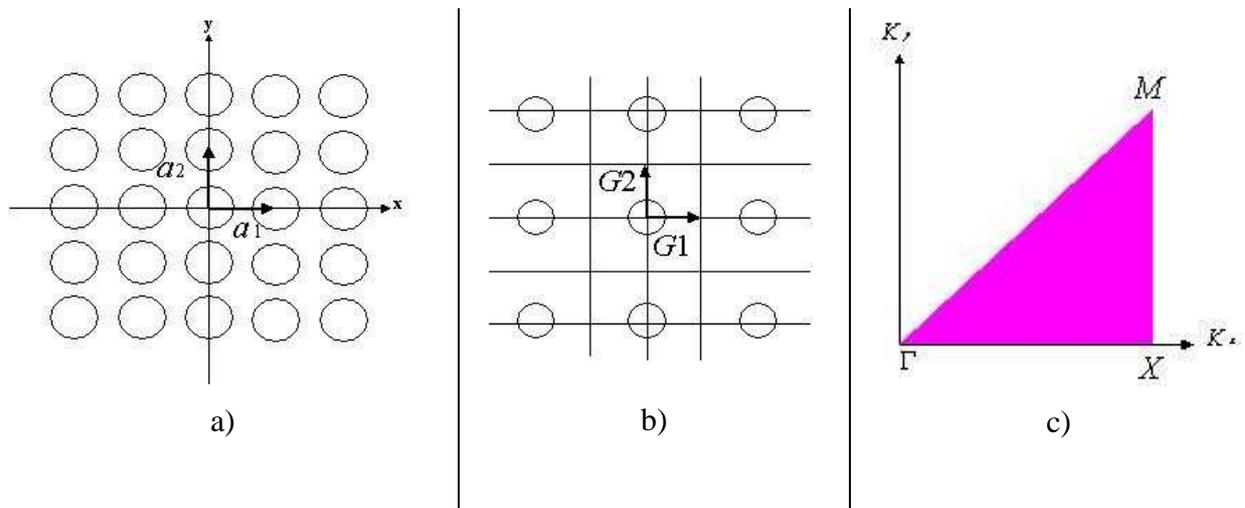


Figure II.4.1 : Cristal photonique bidimensionnel (Fig.a) et zones de Brillouin correspondantes(b et c). La figure b) représente le réseau réciproque avec des vecteurs de base ($G_1 ; G_2$) et la figure c) représente la zone de Brillouin irréductible.

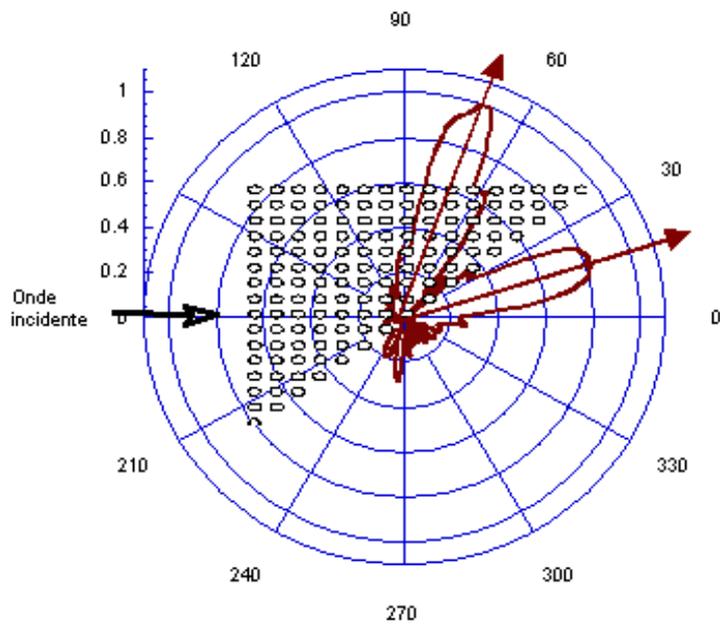
La figure II.4.1 montre un exemple d'un cristal photonique bidimensionnel (structure que nous avons caractérisée expérimentalement)

Nous avons largement utilisé la méthode des ondes planes dans notre étude pour étudier les propriétés du cristal photonique. La figure II.4.2.b montre la courbe iso-fréquence à 11GHz. La courbe en rouge de forme circulaire(le cercle en traits pleins) de rayon k_0 , représente la courbe dispersion du vide et la courbe en pointillés de rayon k_1 , représente la courbe de dispersion du cristal photonique. A cette fréquence on voit bien que le cristal photonique se comporte comme un milieu homogène linéaire et isotrope (L.H.I). Pour construire les vecteurs d'ondes transmis et \vec{K}'_{1_1} et \vec{K}'_{2_1} nous procédons aux étapes suivantes :

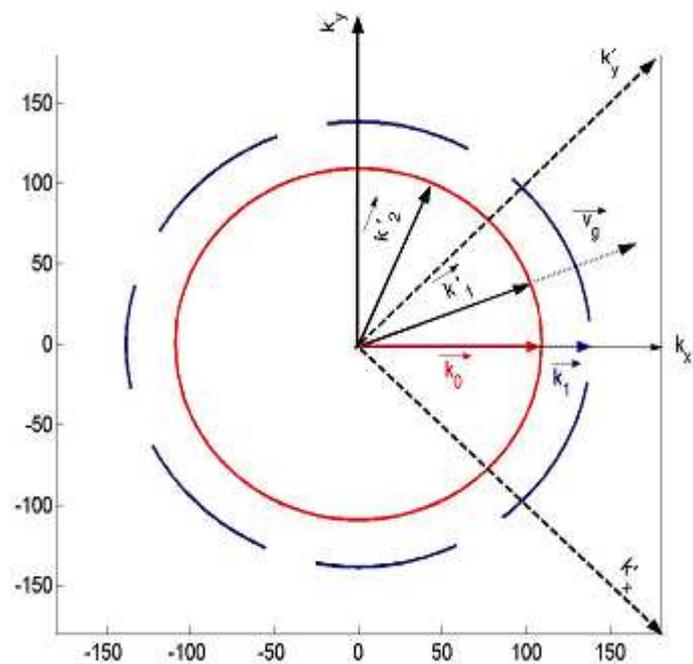
Soit \vec{K}_0 un vecteur d'onde qui arrive en incidence normale sur la première interface du cristal. Ce vecteur se couple avec les modes propagatifs du cristal et donne naissance à un vecteur d'onde transmis dans le cristal qu'on appelle \vec{K}_1 . Le vecteur \vec{K}_1 est obtenu à partir de la conservation de la composante tangentielle k_y . En effet la théorie des réseaux (conservation de la composante tangentielle à la limite du cristal) fait que la composante tangentielle du vecteur d'onde est conservée. En incidence normale $k_y = 0$ donc \vec{K}_0 et \vec{K}_1 sont dans la même direction. Il faut noter que \vec{K}_1 est solution dans le cristal.

Ce qui nous intéresse, c'est les solutions du vide, c'est à dire les vecteurs d'ondes transmis à l'extérieur du cristal. La figure II.4.2 montre les vecteurs d'ondes transmis \vec{K}_1 et \vec{K}_2 à l'extérieur du cristal. Ces vecteurs sont obtenus par le couplage du vecteur \vec{K}_1 et les solutions du vide. Ces solutions sont obtenues par la projection du vecteur \vec{K}_1 sur l'axe k_y (la conservation de la composante tangentielle k_y à l'interface du cristal, puisque le milieu est supposé infini dans direction k_y (avec $(k_x; k_y)$ la nouvelle base du vecteur d'onde \vec{K}_1)

Les deux vecteurs transmis du réseau réciproque confirment bien les deux directions obtenues sur le diagramme de rayonnement. La vitesse de groupe est dans la direction du vecteur du vecteur d'onde. Sur toute la gamme de fréquences permises, de 0 et 0,3 qui correspondent à 0 GHz et 13 GHz, les courbes de dispersion du cristal photonique ont une forme d'un cercle de rayon supérieur ou égal à celui du vide comme le montre les figure II.4.3a et b . La figure II.4.3a donne la relation de dispersion du cristal photonique en 3 dimensions sur toute la gamme de fréquences de 0 à 0,4 (fréquences normalisées) qui correspondent à 0 GHz et 17 GHz. Le plan horizontal donne le vecteur d'onde de Bloch K . L'axe vertical, donne la fréquence en GHz. La fréquence est toujours représentée en fonction du vecteur d'onde de Bloch. Mais maintenant toutes les valeurs possibles de la zone de Brillouin non réduite sont considérées et non seulement son contour. Si on fait la projection du diagramme de dispersion 3D de la figure II.4.3 b dans le plan (K_x, K_y) pour toute la gamme de fréquences de 0 à 0,3 qui correspondent à 0 GHz et 13 GHz, on trouve que les courbes isofréquences ont la forme d'un cercle (légende II.4.3.b). Au dessus de 13 GHz(ou 0,3), le diagramme de dispersion a une forme complexe. Ce comportement est expliqué par le fait que les modes de Bloch dépendent de l'angle d'incidence du vecteur d'onde. Dans la direction $\Gamma \rightarrow X$, il existe une bande interdite entre 13,5 GHz et 17 GHz (0,3 et 0,4). Par contre au voisinage du point M quel que soit l'angle d'incidence du vecteur d'onde et pour toutes les fréquences entre 0 GHz et 17 GHz, il existe des solutions.

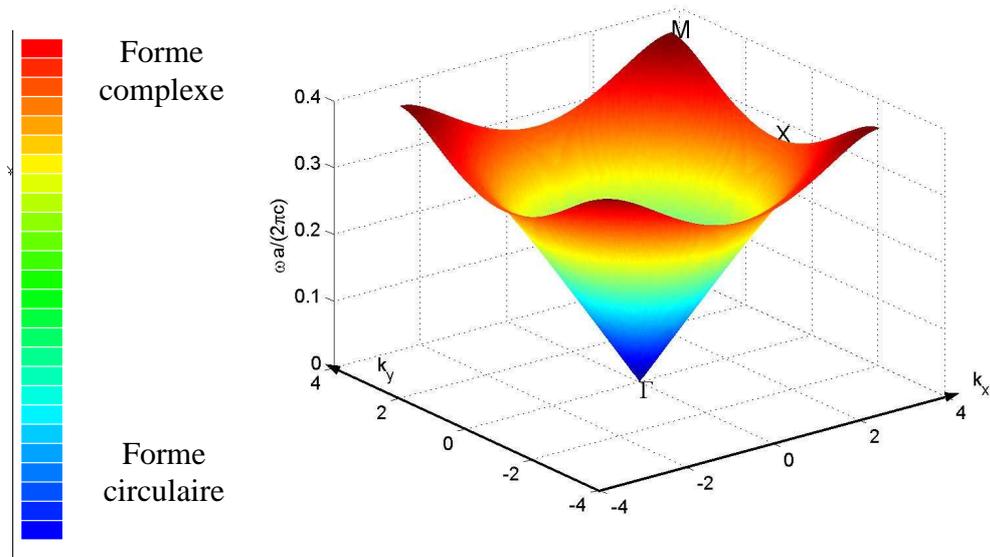


a)

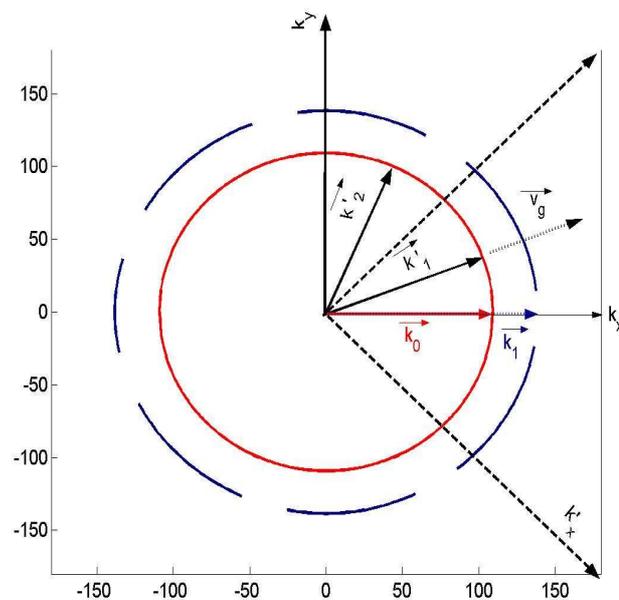


b)

Figure II.4.2. Diagramme de rayonnement et courbes de dispersion calculées à 11 GHz. La figure ((a)) montre deux directions de propagation du champ électrique. La figure (b) donne les vecteurs d'onde transmis du cristal dans le plan $(K'_x ; k'_y)$ qui est la deuxième base du vecteur d'onde K_1 . Le cercle rouge de rayon K_0 est celui du vide et la courbe Bleue en pointillés de rayon K_1 est celle du cristal photonique.



a)



b)

Figure II.4.3 : Diagrammes de dispersion du cristal photonique. La figure a) donne la relation de dispersion en trois dimensions sur la gamme de fréquence 1 à 16GHz. La figure b) donne la relation de dispersion du cristal photonique (la courbe en bleu de rayon K_1) et la relation de dispersion du vide (courbe rouge de rayon K_1) à 13GHz. Sur la figure b, nous avons donné les vecteurs d'onde transmis du cristal dans le plan ($K'x ; k'y$).

III. Démonstration expérimentale des propriétés du cristal photonique diélectrique dans la première bande de fréquences permises

Nous présentons ici les diagrammes de rayonnement expérimentaux d'un prisme-Bip constitué de tiges diélectriques de diamètre 5mm placées dans l'air avec un pas de 7 mm en Polarisation TM. Le prisme est fixe, positionné verticalement comme montre la figure III.-A Dans le plan horizontal deux cornets sont connectés à l'analyseur de réseau. L'émetteur est dans une position fixe situé à une distance de 13,5 cm par rapport au centre de l'Hypoténuse du prisme. Le récepteur effectue des mesures angulaires dans le plan horizontal sur 180° et à la même distance du centre de l'hypoténuse du Prisme-BIP . Les mesures ont été réalisées en champ proche. Le cornet en émission est placé à 7,9 cm en avant du prisme (à une distance de 13,5 cm de centre du prisme) et le cornet en réception est placé à une distance $a = 8,5$ cm (Figure III.A).

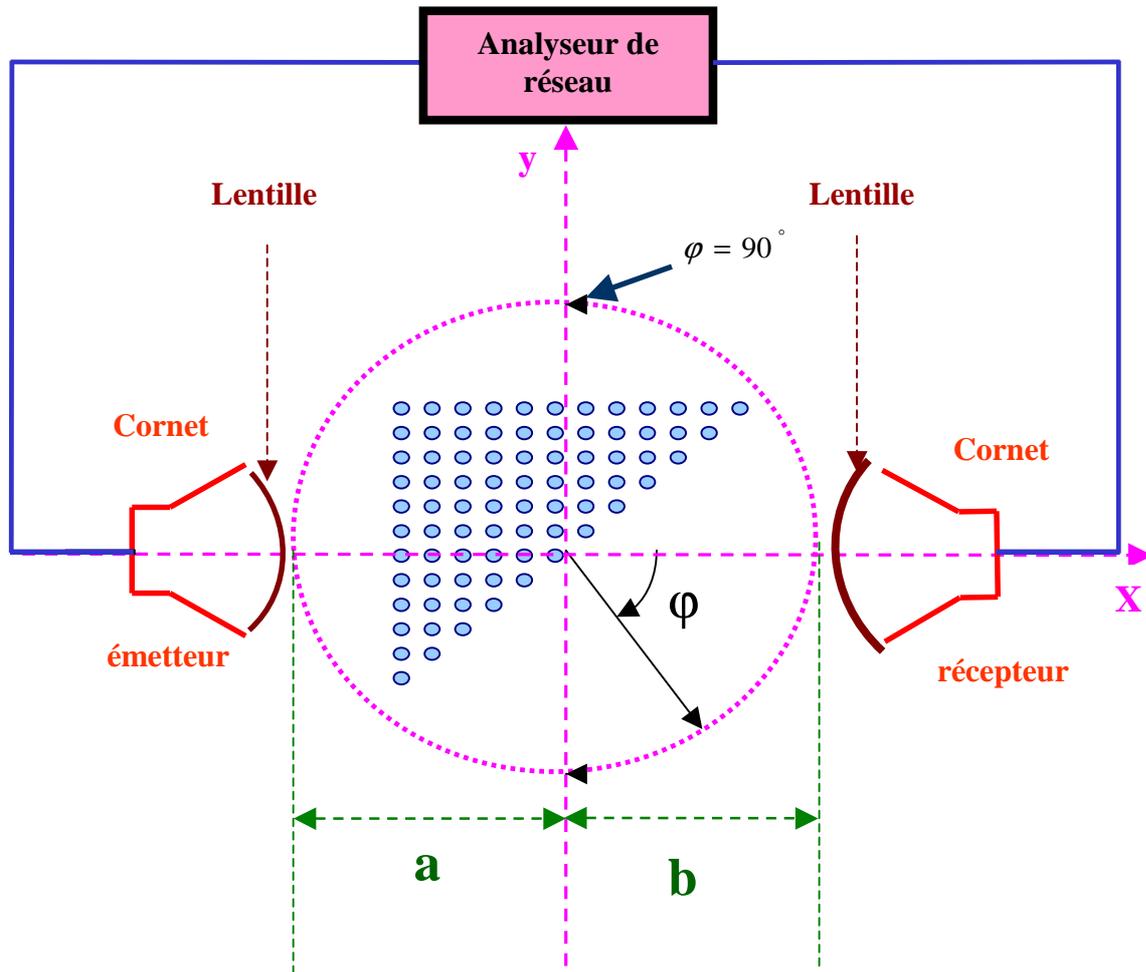


Figure III-A : Schéma de mesure expérimental d'un Prisme-Bip. Le cornet émetteur est fixe à une distance $a = 8,5$ cm dans le cas de mesures en incidence normale et à une distance $a = 13,5$ cm du centre de l'hypoténuse du prisme BIP ; le cornet récepteur situé à une distance $b = 13,5$ cm effectuant des mesures angulaires dans le plan horizontal sur 180° .

Ce dispositif permet de faire des mesures de diagrammes de rayonnement en polarisation TM ou TE. Dans le cas de la polarisation TM, le champ E est parallèle aux tiges (il est normal au plan OXY). Le prisme étudié est de forme isocèle-droit. Ce prisme Bip possède les mêmes caractéristiques citées au début du paragraphe. Les dimensions des cotés du prisme sont environ de 10,5 cm (soit un côté de l'ordre de $3,5\lambda$ si la longueur d'onde se situe autour de 3cm).

Les tiges ont une longueur de 20 cm et sont en Nylon. Sur deux plaques en PVC, a été percé une matrice de trous pour maintenir une planéité et une rigidité de tous les éléments de la structure les uns par rapport aux autres. Les tiges ont une épaisseur de 5 mm espacées de 7 mm. La Figure.III-B montre l'aspect du prisme expérimental. La permittivité relative des plaques n'est pas prise en compte puisqu'elles sont situées aux extrémités des tiges supposées hors du champ rayonné par les cornets).

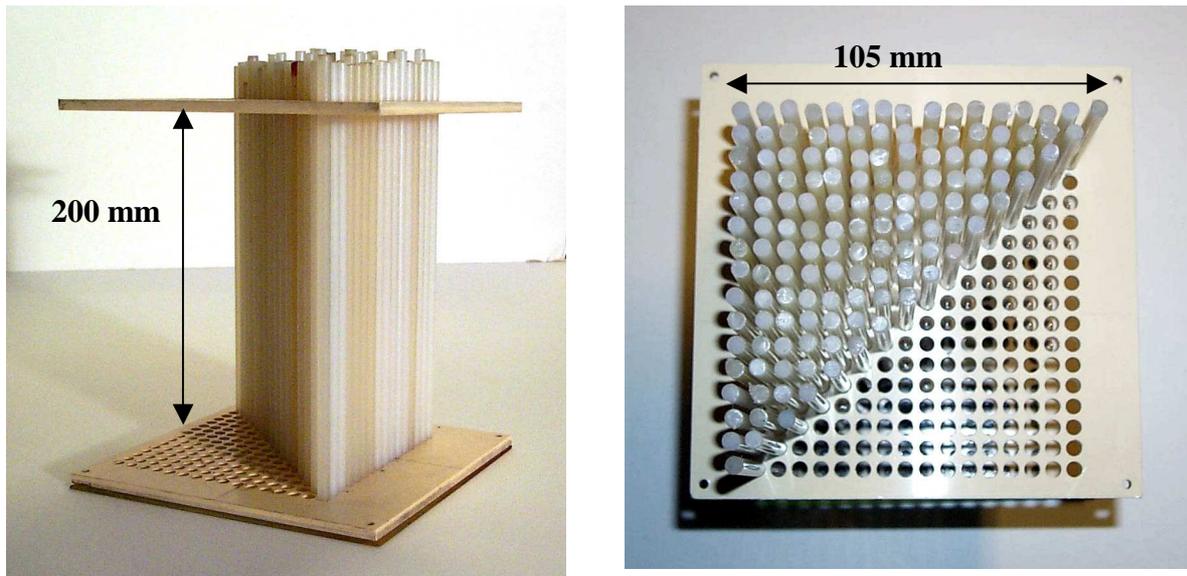


Figure III-B - Photo du prisme expérimental. La figure a) montre une vue des cotés du prisme et la figure b) montre une vue au dessus du Prisme. Le diamètre des tiges de 5mm, le pas $p = 7\text{mm}$ et de permittivité $\epsilon = 3,5$.

Avant de mesurer les diagrammes de rayonnement du prisme Bip dans la bande permise, nous avons mesuré le diagramme de transmission d'un réseau carré en incidence normale (Figure II.2.1) afin de localiser les bandes de fréquences permises et interdites. La bande permise est située entre 0 et 13,34 GHz et la bande interdite entre 13,35 GHz et 17,73 GHz. Si on tient compte des pertes produites par l'analyseur de réseau vectoriel, on obtient un bon accord entre la mesure et la simulation.

III.1. Diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM dans la première bande de fréquences permises

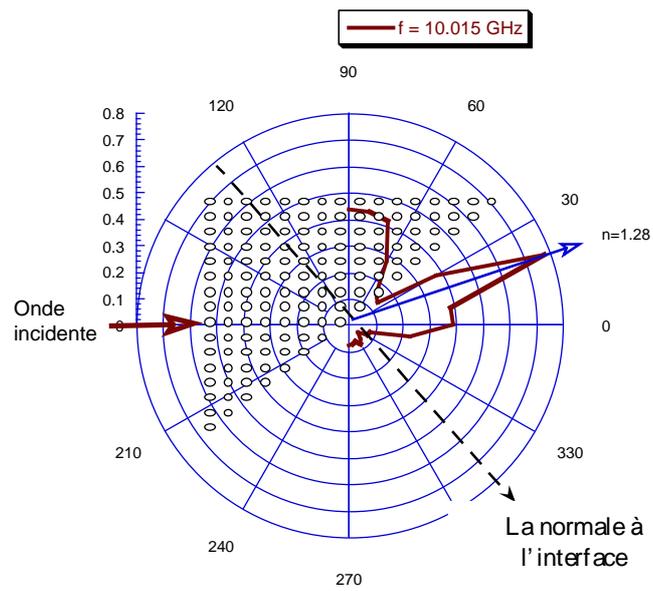
Nous mesurons maintenant les diagrammes de rayonnement en champ proche comme décrit en début de la section. Les figures III.1.1 et III.1.2 montrent les diagrammes de rayonnement en polarisation TM obtenus dans la bande de fréquences permises, de $f = 10$ GHz à 13,34 GHz. On rappelle que les mesures en incidence normale ont été effectuées à une distance de 13,5 cm et l'émetteur est placé à une distance de 8,5 cm (Figure III-A)

La figure III.1.1.a donne le diagramme de rayonnement du prisme expérimental de la figure III-B à 10 GHz. Sur ce diagramme on observe deux lobes, l'un est situé à un angle $\theta = 25^\circ$ qui représente la transmission, et l'autre lobe situé autour d'un angle $\theta = 85^\circ$ représente la réflexion. L'indice effectif du cristal est de $n = 1,28$.

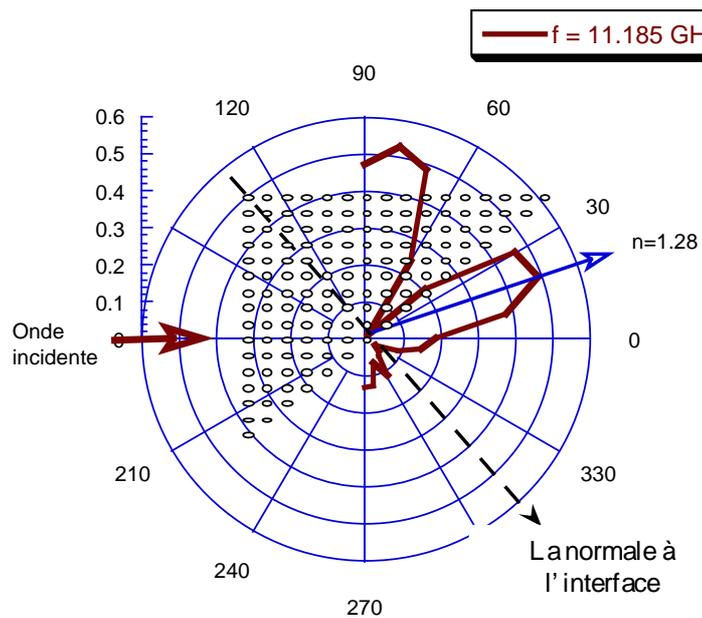
La figure III.1.1.b représente le diagramme de rayonnement du même prisme à 11 GHz. Cette figure montre le même comportement, un lobe situé à un angle $\theta = 25^\circ$ et l'autre lobe situé à un angle $\theta = 85^\circ$. L'indice effectif du milieu est de $n = 1,28$

Sur les figures III.1.2.a et b on retrouve le même comportement pour $f = 11,5$ GHz (fréquence permise) et $f = 13,345$ GHz (fréquence au bord de la bande interdite). Sur les deux diagrammes on retrouve le même comportement, un lobe autour de $\theta = 25^\circ$ et un autre autour de $\theta = 85^\circ$ correspondant à un indice effectif $n_{\text{eff}} = 1,28$.

Donc, pour les fréquences situées dans la bande permise, on retrouve le même phénomène, un lobe qui représente la transmission et un autre qui représente la réflexion. Les lobes s'affinent de plus en plus avec la fréquence. La transmission devient de plus en plus faible et la réflexion augmente de plus en plus en s'approchant de la bande interdite.

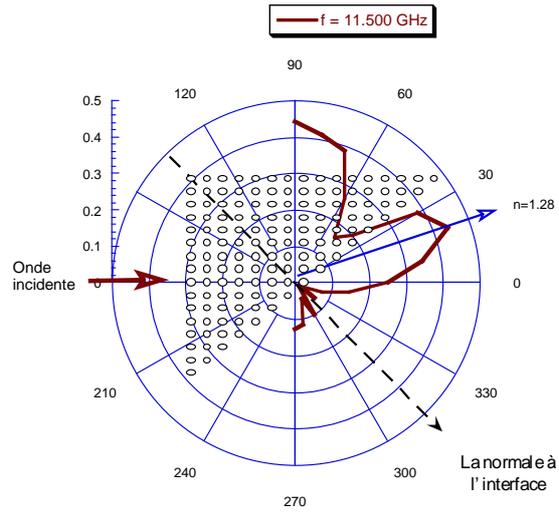


a)

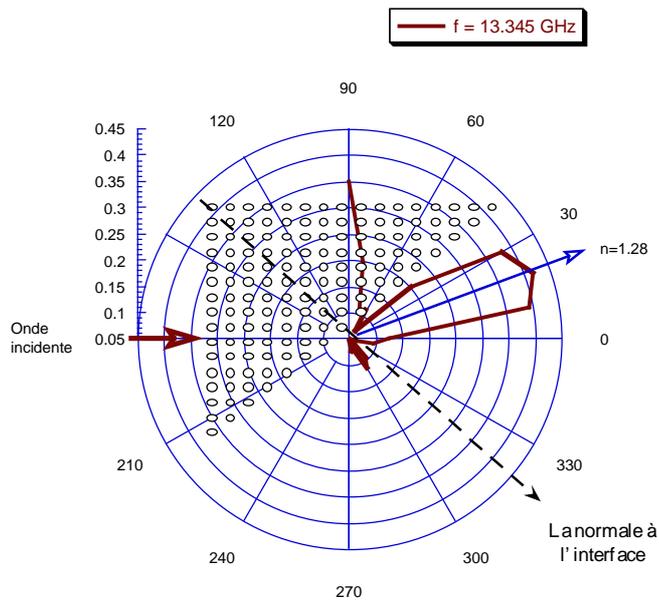


b)

Figure. III.1.1 - Digrammes de rayonnement mesurés du Prisme-Bip dans la bande permise à 10.015 GHz (figure a) et 11 GHz (figure b) en polarisation TM (échelle linéaire).



a)



b)

Figure. III.1.2 - Digrammes de rayonnement mesurés du Prisme-Bip dans la bande permise à 11.59GHz (figure a) et 13.345 GHz (figure b) en polarisation TM (échelle linéaire).

III.2. Le cristal photonique se comporte comme un milieu linéaire homogène isotrope(L.H.I).

Jusqu'ici on peut dire que le cristal se comporte comme un milieu homogène dans la première bande de fréquences permises uniquement. Mais est-il un milieu isotrope ?

Pour répondre à cette question on a effectué des mesures en incidence oblique comme montre le schéma de la figure III.2

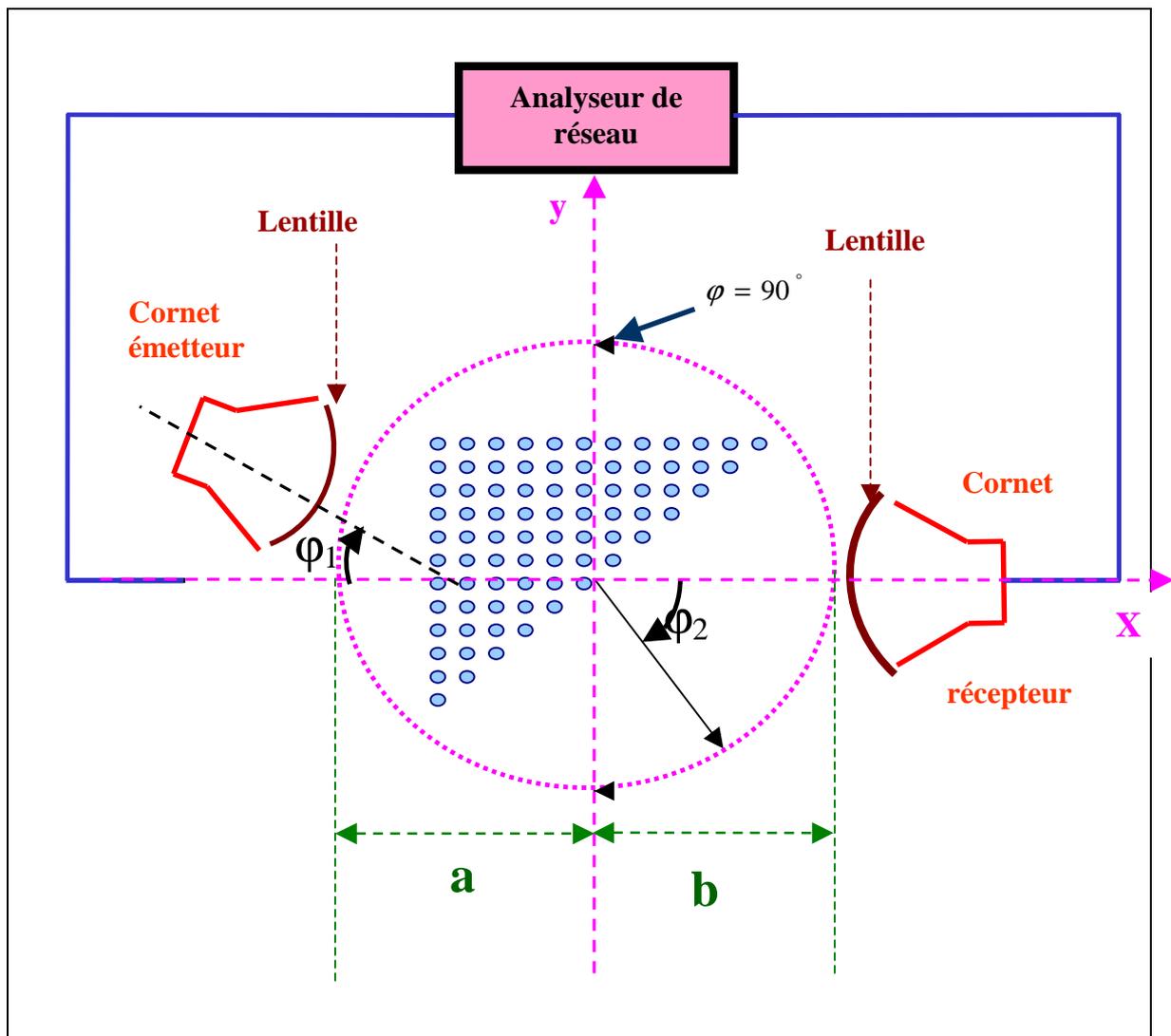


Figure. III.2 : Schéma de mesure en incidence oblique. Le cornet émetteur situé à une distance $a = 13.5$ cm du centre de l'hypoténuse du prisme BIP, effectue un déplacement angulaire de θ_1 ($0^\circ \leq \theta_1 \leq 30^\circ$) dans le plan horizontal (OXY). Pour chaque θ_1 le cornet récepteur effectue un déplacement angulaire sur 180° dans le plan horizontal

Comme au paragraphe précédent, les mesures ont été effectuées en champ proche, à une distance de 13,5 cm comme montre la figure. III.2.

Lorsqu'une onde électromagnétique arrive en incidence oblique sur un milieu homogène classique et selon la loi de Snell-Descartes l'indice du milieu est donné par :

$$n_2 = \frac{\sin(\theta_1)}{\sin \left[\text{Arcotg} \left(\sqrt{2} \times \frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)} + 1 \right) \right]}$$

où θ_1 est l'angle d'incidence et θ_2 est l'angle de réfraction

Nous avons choisi 4 angles d'incidences. $\theta_1=0^\circ$; 10° ; 20° et 30° (on entend par incidence normale la normale à la première interface du prisme). Les figures ci-dessous (III.2.2 à III.2.5) montrent les diagrammes de rayonnement mesurés aux différents angles d'incidence $\theta_1=0^\circ$; 10° ; 20° et 30° à une fréquence de 10 GHz. Dans le cas d'une incidence normale $\theta_1=0^\circ$ on observe deux lobes : l'un représente la transmission et l'autre présente la réflexion. L'indice effectif du matériau est de l'ordre de 1,38.

Pour tous les angles d'incidence, le même phénomène est observé, un lobe de transmission avec un indice effectif de 1,385. Enfin pour un angle $\theta_1 = 30^\circ$ on vérifie bien que l'indice est constant. Dans le tableau III.2.1, nous avons présenté les résultats de mesures des angles et des indices de réfraction du prisme expérimental en fonction de l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique.

Angle d'incidence i (°)	0	10	20	30
Angle de réfraction r (°)	75	58,45	45	35
L'indice de réfraction n	1.366	1.385	1.385	1.385

Tableau III.2.1: Tableau de mesure des angles de réfraction et des indices effectifs du prisme en cristal photonique diélectrique en fonction de l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique

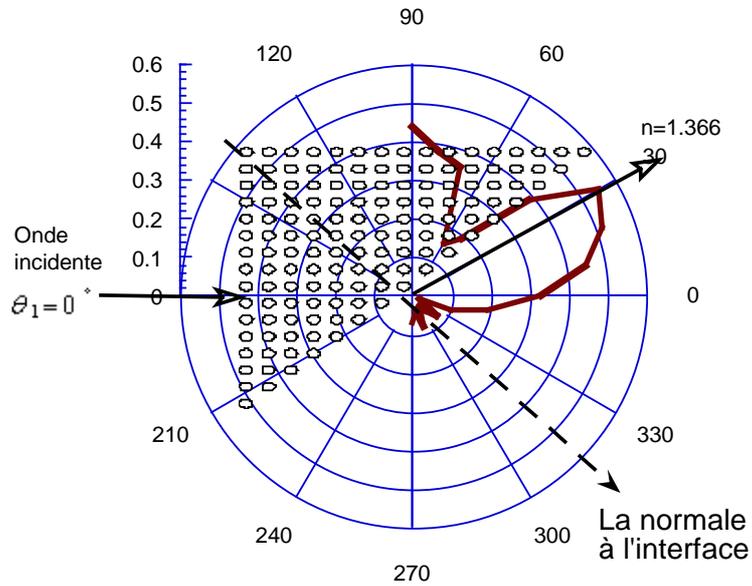


Figure. III.2.2- Diagramme de rayonnement mesuré à 10 GHz avec un angle d'incidence $\theta_1 = 0^\circ$

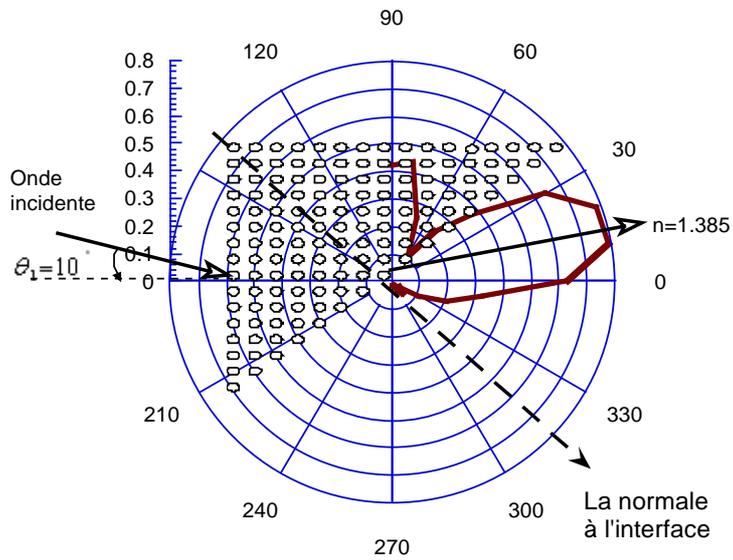


Figure. III.2.3 :Diagramme de rayonnement mesuré à 10.015 GHz avec un angle d'incidence $\theta_1 = 10^\circ$

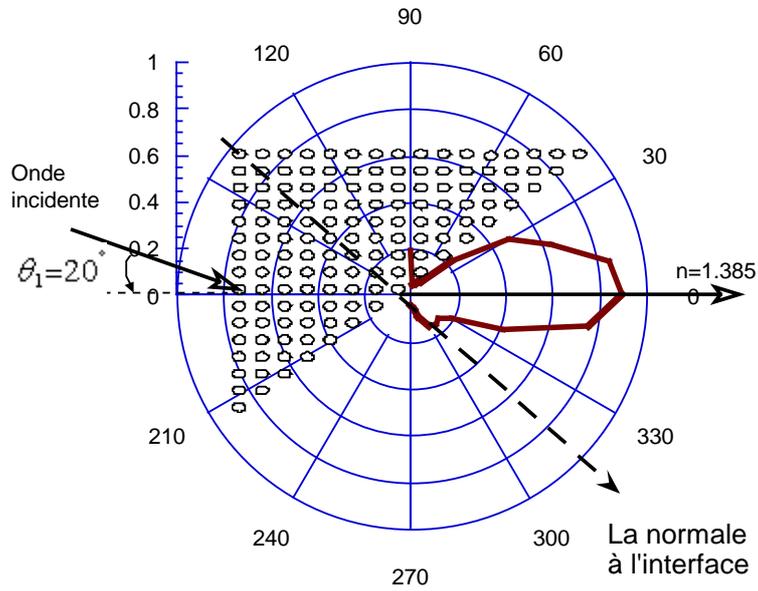


Figure. III.2.4: Diagramme de rayonnement mesuré à 10.015 GHz avec un angle d'incidence $\theta_1 = 20^\circ$

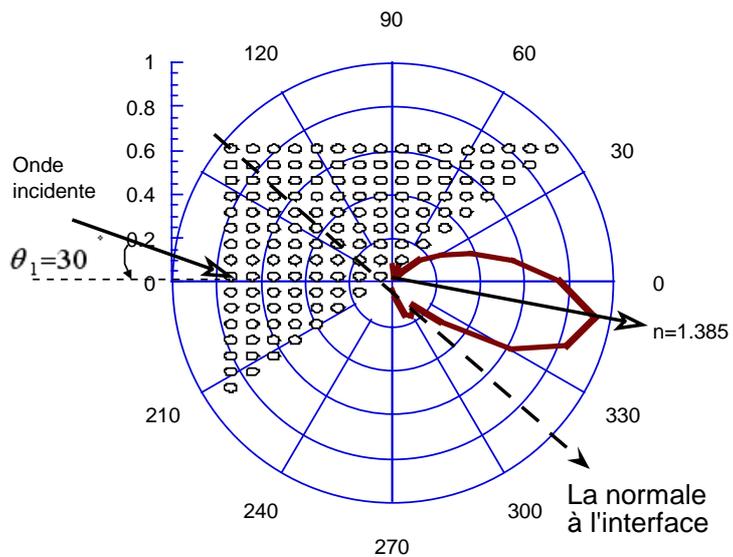


Figure. III.2.5: Diagramme de rayonnement mesuré à 10.015 GHz avec un angle d'incidence $\theta_1 = 30^\circ$

IV. Conclusion sur la première bande de fréquences permises

Nous avons étudié la trajectoire du champ électromagnétique pour des fréquences permises et nous avons montré que la réponse optique est une fonction scalaire de l'excitation pour les cristaux photoniques constitués de diélectriques de faibles permittivités. Leurs réponses sont invariantes par rotation. Ils ont donc le comportement des matériaux isotropes homogènes et linéaires. Compte tenu de la périodicité du cristal photonique, les solutions de l'équation de propagation dans le cristal s'expriment au moyen de modes de Bloch. Les composantes du champ électromagnétique associé au mode de Bloch s'écrivent sous forme $\psi_{\vec{k}} = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r})$ où la fonction $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ est une fonction périodique et \vec{k} est le vecteur d'onde de Bloch dans le cristal. Nous pouvons évaluer l'indice effectif du milieu par la loi de Snell-Descartes. La courbe iso fréquence du cristal photonique est un cercle de rayon $K_0 n_{eff}$ qui est supérieur à K_0 (le rayon du vide). Ces calculs numériques ont été validés expérimentalement.

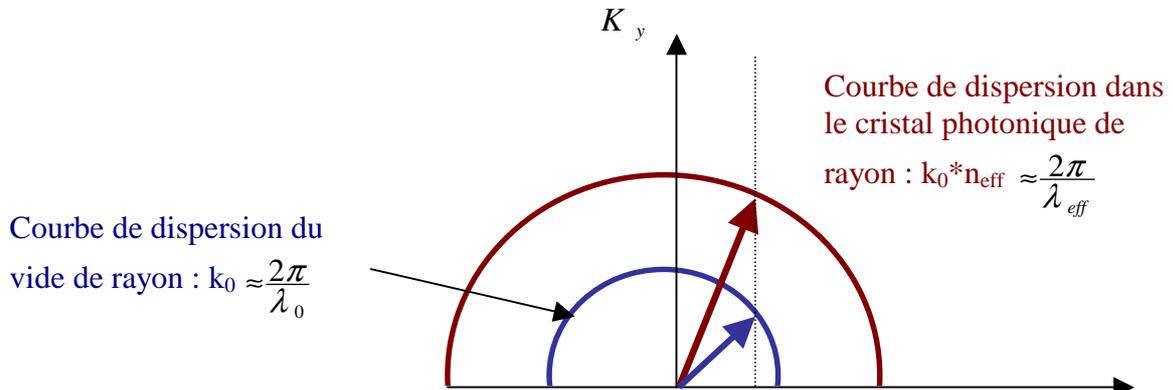


Figure IV-: Relation de dispersion dans le plan ($K_x ; K_y$) à une fréquence donnée appartenait à la bande permise. En bleu le cercle de dispersion dans le cristal. L'indice optique du cristal étant supérieur à 1, le rayon du cercle de dispersion dans le cristal étant supérieur au rayon de dispersion du vide. Comme à l'interface cristal/ vide, la composante K_x du vecteur d'onde est conservée.

V. Simulation numérique et étude expérimentale dans la bande de fréquences interdites

Dans ce paragraphe nous allons montrer expérimentalement les propriétés des matériaux à bandes interdites photoniques diélectriques (BIP) pour des fréquences dans la bande interdite (on désigne par là une bande interdite dans la direction $\Gamma \rightarrow X$). Des travaux théoriques ont été effectués par [Dowling94], suivis par certaines vérifications expérimentales [Kozaka 98-99], dans le but de prédire certaines des propriétés des cristaux photoniques. Récemment Joannopolous et Pendry ont montré que les matériaux BIP diélectriques possèdent des propriétés de réfraction anormale. Tous ces travaux étaient théoriques avec des vérifications numériques. Mais expérimentalement le problème n'a pas été encore achevé. En effet la réalisation expérimentale à l'échelle optique est difficile. Pour comprendre certaines propriétés des cristaux photoniques, nous nous sommes donc intéressés au domaine micro-onde.

Avant de commencer l'étude du cristal photonique dans la bande interdite nous allons tout d'abord montrer l'effet du nombre de couches sur le flux des photons dans la bande interdite.

V.1. L'effet du nombre de couches sur le flux des photons

Comme nous l'avons montré précédemment, le contraste d'indice d'un cristal photonique doit être suffisant pour donner lieu à l'apparition de bandes interdites. Ainsi le nombre de couches est aussi responsable de la profondeur de la bande interdite. Dans le but d'examiner ce point, nous avons calculé et mesuré les diagrammes de transmission en partant d'un cristal ayant deux couches et en rajoutant des couches au fur et à mesure (figure. V.1.1). On constate que plus le nombre de couches est grand, plus les bandes interdites sont profondes. Le nombre de pics dans la première bande permise correspond au nombre d'«inter-rangée» soit $N_{\text{pics}} = N_{\text{tiges}} - 1$ où N_{tiges} est le nombre de couches de tiges. Pour comprendre ce phénomène, on peut faire l'analogie avec la physique des solides où un potentiel périodique (de période a) serait formé de barrières de potentiel carré (de largeur $b < a$ et de hauteur V_0) [Cohen-Tannoudji73]. Ce modèle peut schématiser l'interaction existant

entre un électron se propageant dans un cristal et les atomes des réseaux cristallins. Au bord de la zone de Brillouin, la condition de Bragg est satisfaite et les ondes associées aux électrons, diffusées par deux atomes voisins, interfèrent de manière constructive en réflexion, et sont ainsi à l'origine de la bande interdite. La largeur de la bande interdite est liée au potentiel V_0 et à la largeur du potentiel b .

Dans le cas des cristaux photoniques, la profondeur de la bande interdite est liée à la taille de la structure. Le cristal agit comme une barrière qui s'oppose au flux des photons. Si la barrière est suffisamment fine, il y a une certaine probabilité qu'un photon qui frappe la barrière la traverse. Ceci est équivalent à l'effet tunnel dans le cas des semi-conducteurs.

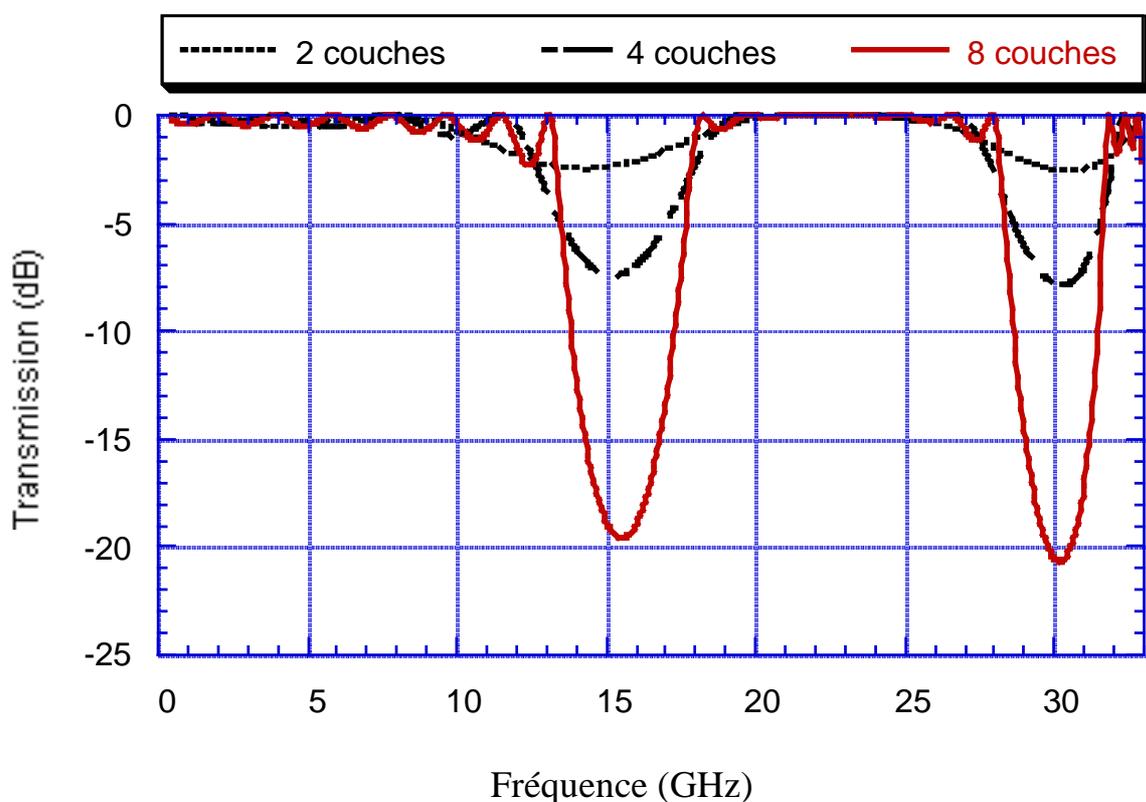


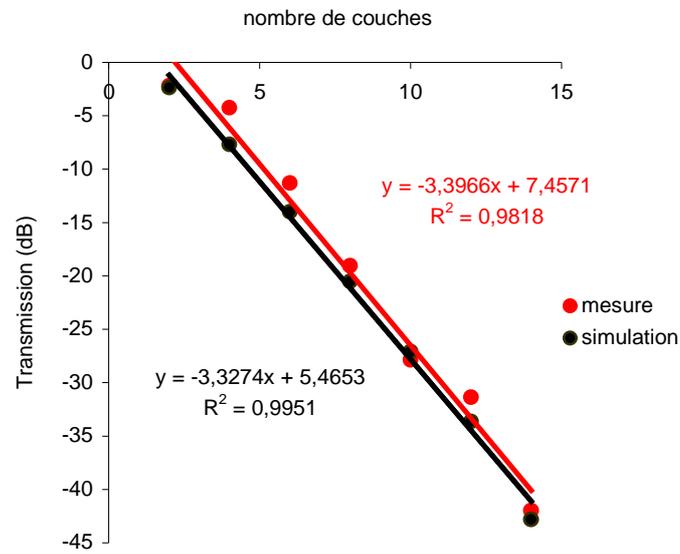
Figure. V.1.1: Diagrammes de transmission calculés avec la méthode de matrices de transfert (Translight) pour 3 réseaux carrés. La différence entre les réseaux est le nombre de couches. La courbe en pointillés montre la transmission d'un réseau constitué de 2 couches, celle en traits représente 4 couches et celle en traits pleins représente 8 couches. Chaque couche est constituée de tiges cylindriques de Nylon diamètre $d=5\text{mm}$, pas $a = 7\text{mm}$, et permittivité ($\epsilon=3,5$) ; rayon $r = 0,357a$. a est le pas entre les tiges.

Sur le spectre de la figure Figure.V.1.1, on vérifie bien que le nombre de pics de transmission N_{pics} qui vaut : $N_{\text{pics}} = N_{\text{couches}} - 1$ avec N_{couches} le nombre de couches de réseau (voir la courbe correspondant les réseaux de 4 et 8 couches).

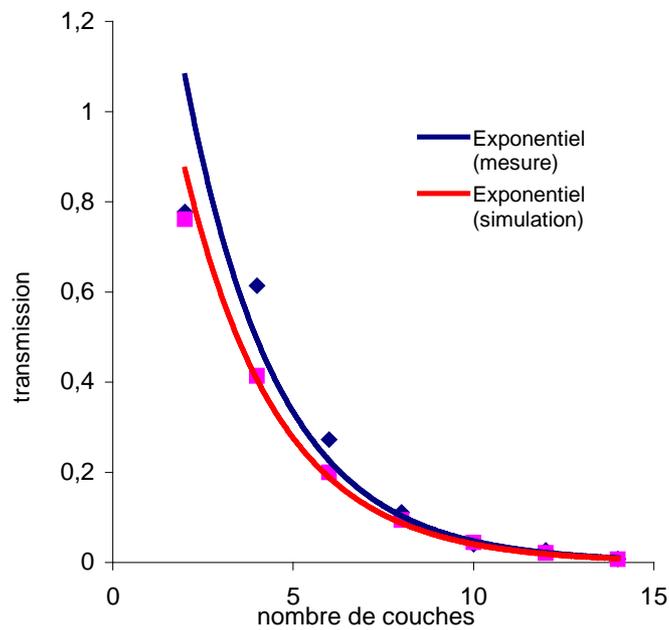
Si on regarde les courbes on constate que l'atténuation est proportionnelle aux nombres de couches dans la bande interdite. Pour cela nous allons utiliser la procédure de calibration.

Nous avons étudié la transmission en fonction de nombre de couches d'un cristal photonique à deux dimensions. La relation entre le nombre de couches et la transmission a été obtenue par le calcul du coefficient de corrélation R . La figure V.1.2 représente la transmission en fonction de nombre de couches pour une fréquence $f = 15,88$ GHz (fréquence interdite). Cette figure donne aussi les paramètres, a et b , de la fonction de corrélation $y = ax + b$, ainsi que la valeur quadratique du coefficient de corrélation R^2 qui montre une parfaite corrélation entre le nombre de couches et la transmission en dB. Sur toute la gamme de fréquence interdite, la relation entre le nombre de couches et la transmission dans la bande interdite est linéaire. Il est clair que la transmission est une fonction linéaire décroissante avec le nombre de couches. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un analyseur de réseau scalaire entre 7 GHz et 16 GHz et les simulations ont été faites avec la méthode des éléments finis (HFSS). Ainsi nous avons trouvé une valeur quadratique de la corrélation expérimentale $R_{\text{expérimentale}} = 0,99$ et théorique $R_{\text{théorique}} = 0,99$. Cela montre que les résultats théoriques et expérimentaux sont en parfait accord.

La figure V.1.2. b montre que les photons ont une probabilité de présence non nulle dans une région de l'espace qui, classiquement, leur serait interdite. Cette probabilité décroît exponentiellement en fonction de nombre de couches. On remarque bien que lorsque le nombre de couches est supérieur à 12, la probabilité de présence des photons devient négligeable.



a)



b)

Figure. V.1.2 : Courbes de transmission en fonction de nombre de couches calculées en rouge et mesurées en bleu dans la bande interdite. La figure a) donne la transmission en fonction du nombre de couches en dB et la figure b) donne la transmission en fonction du nombre de couches en échelle linéaire.

V.2. Structure bidimensionnelle infinie

Pour mieux comprendre ce qui se passe dans notre structure, nous allons étudier une structure bidimensionnelle diélectrique infinie constituée des mêmes paramètres géométriques que nous avons utilisés expérimentalement puis nous allons calculer les diagrammes de bande. La relation de dispersion dans un cristal photonique est beaucoup plus riche, pour expliquer les propriétés du cristal photonique.

Les figures V.2.1 et V.2.3 présentent les diagrammes de bandes d'un réseau carré de tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=3.5$) dans de l'air pour les polarisations transverse magnétique (TM) et transverse électrique (TE).

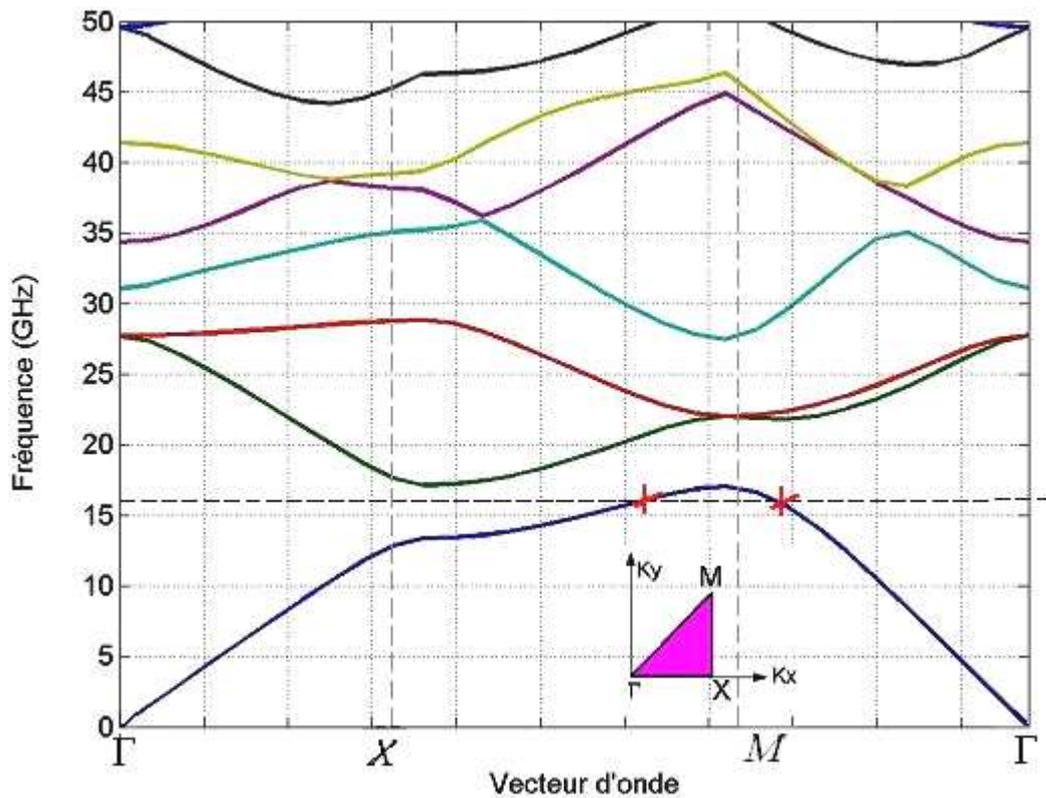


Figure V.2.1: Structure de bandes d'un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=3.5$) dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = 0,3571a$

La figure V.2.1 donne la relation de dispersion des modes de Bloch dans une structure diélectrique de tiges de nylon de permittivité $\epsilon=3,5$ et de rayon $r = 2,5 \text{ mm}$. Les tiges sont arrangées périodiquement avec un pas $p = 7 \text{ mm}$. On est placé dans le cas d'une polarisation

TM. C'est-à-dire que le champ électrique est parallèle aux axes des cylindres. Sur ce diagramme, la fréquence $f = \frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} (a = \|d_1\| = \|d_2\|)$ est présentée comme une fonction du vecteur d'onde de Bloch \vec{K} dans la première zone de Brillouin réduite. on rappelle que la zone de Brillouin réduite est un triangle isocèle rectangle ΓXM (voir la Figure.II.4.1). Le diagramme de bandes montre qu'il existe une bande interdite suivant la direction $\Gamma \rightarrow X$. En partant de l'origine, on atteint le bord de la zone de Brillouin au point de coordonnées $(1/2,0)$. On retrouve les deux bandes interdites qu'on a mesurées dans le cas de la figure II.2.1. La première bande est située entre 13,34 et 17,12 GHz et la deuxième est entre 17,73 et 31 GHz. Si on part de $X \rightarrow M$ on obtient une bande interdite, mais de largeur de l'ordre de 0,1 GHz. En effet sur la figure V.2.2. nous avons effectué un agrandissement de ce diagramme au voisinage de 17 GHz. On observe une bande interdite dans toutes les directions de propagation. Sa largeur est de l'ordre de 0,1 GHz. L'origine de l'élargissement de la bande interdite est lié à la permittivité diélectrique. Pour le vérifier nous avons gardé les mêmes paramètres géométriques de la structure (mêmes pas et diamètre) et nous avons changé la permittivité diélectrique des tiges ($\epsilon=8,9$) (voir la figure V.2.3). On observe bien une ouverture des bandes interdites de propagation dans toutes les directions du plan pour le mode TM.

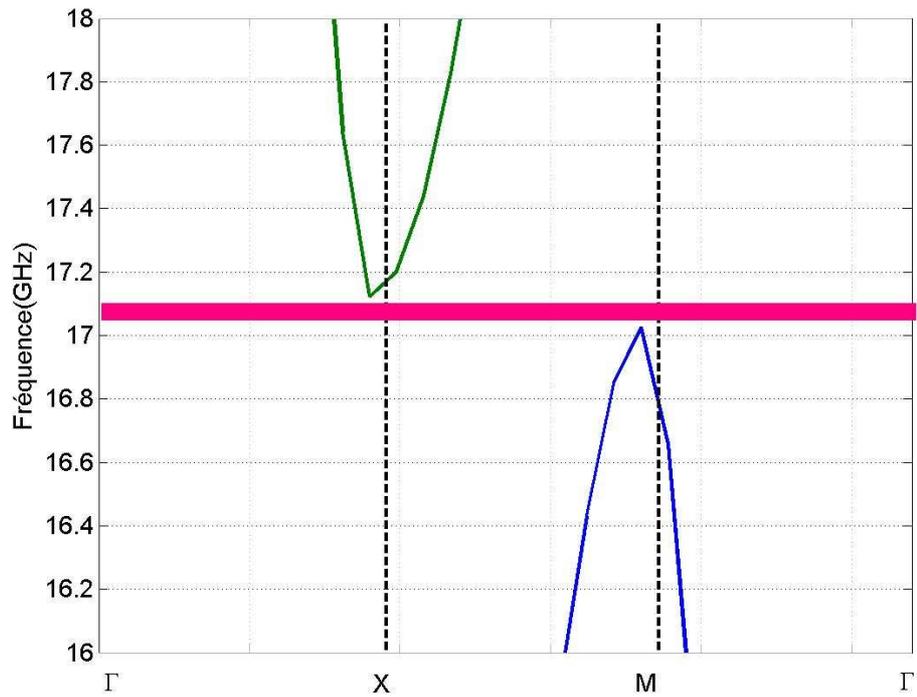
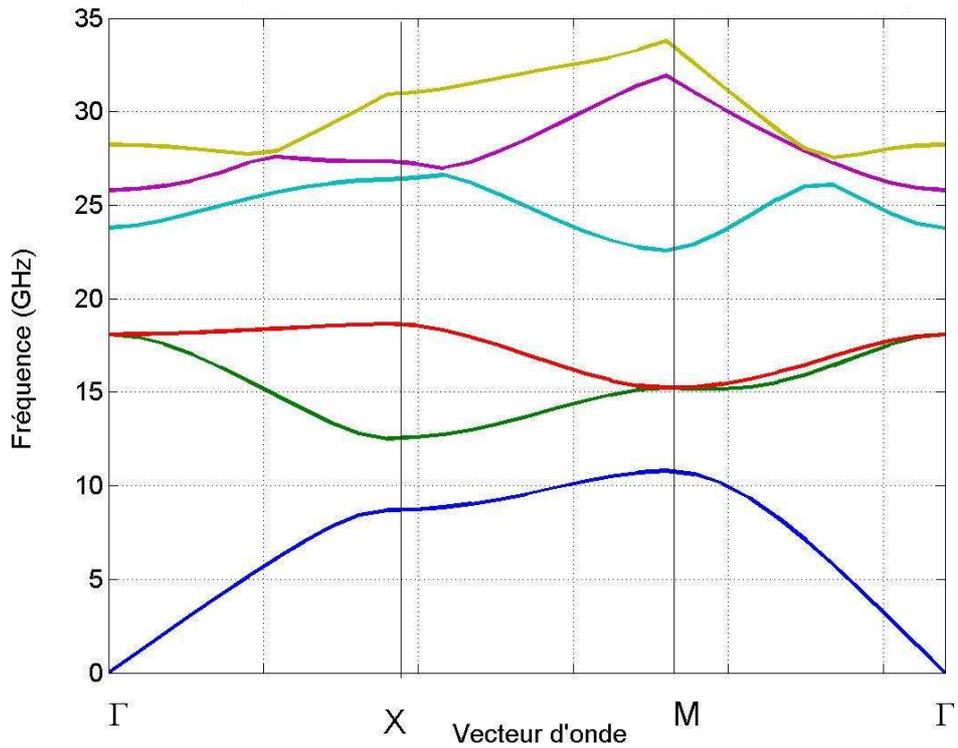


figure V.2.2 : Structure de bandes calculée entre 16 et 18 GHz d'un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=3,5$) dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = 0,3571a$.



FigureV.2.3: Structure de bandes d'un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=8,9$) dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = 0,3571a$

Il faut faire attention à la permittivité plus élevée des tiges, cela ne veut pas dire qu'on pourra obtenir une bande interdite "complète". Une bande interdite complète signifie qu'elle existe quelle que soit la polarisation et quelles que soient les directions de propagations (recouvrement de bande dans les différentes directions). La figureV.2.4 montre le diagramme de bande pour la même structure que la figure V.2.3 mais cette fois en polarisation TE.

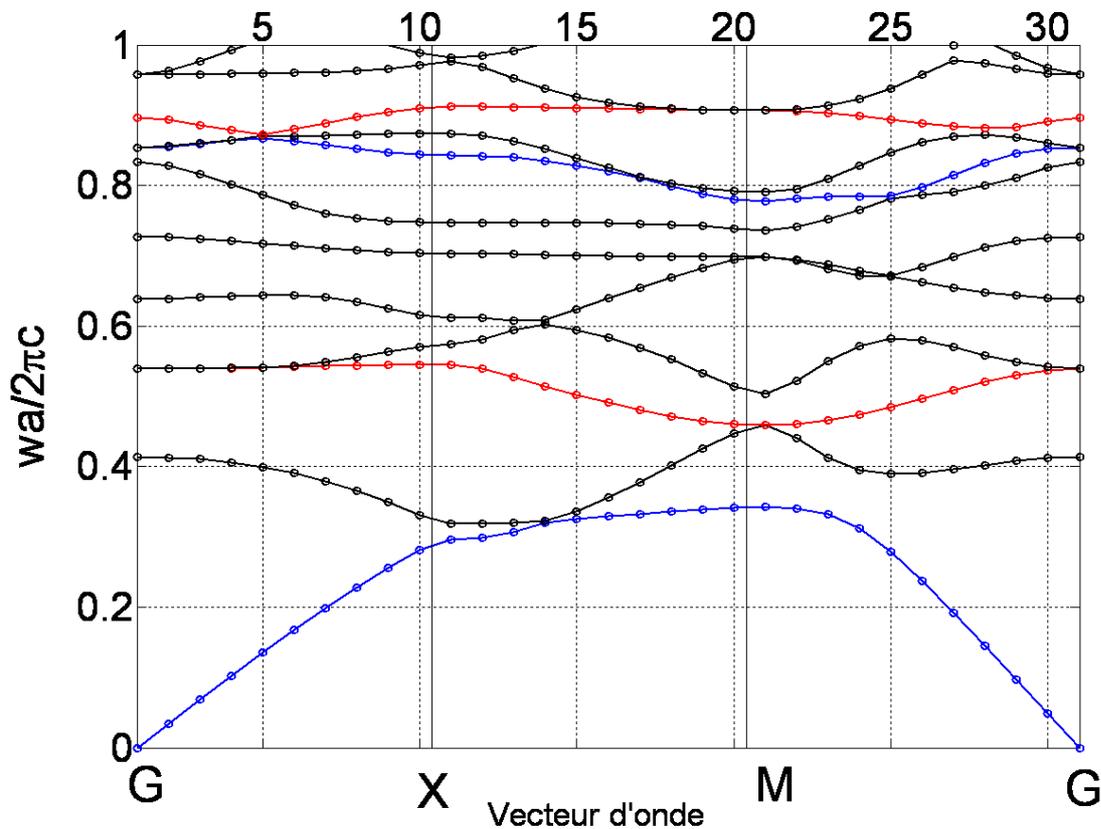
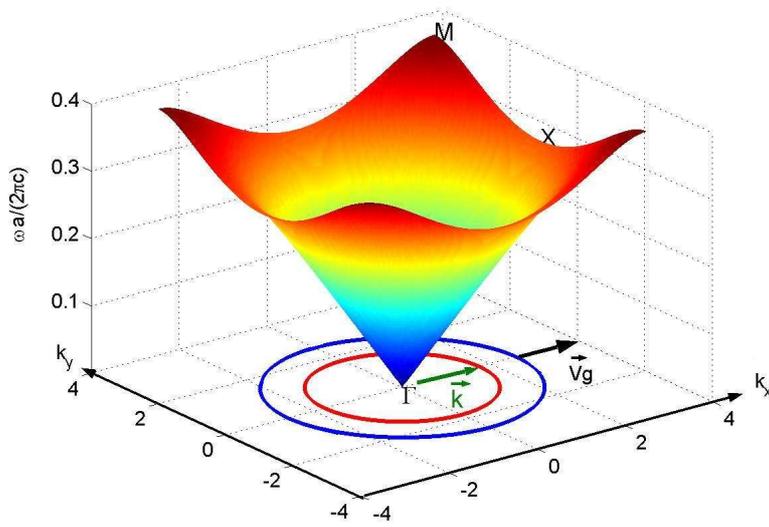


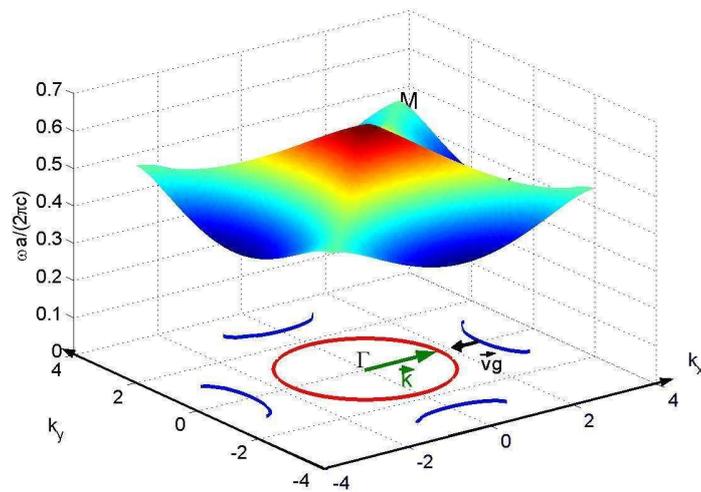
Figure V.2.4 : Structure de bande d'un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques diélectriques ($\epsilon=9$) dans de l'air, en polarisation TE de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = 0,3571a$

En polarisation TM, le champ électrique est parallèle aux axes des cylindres et se conserve à la traversée du diélectrique. Dans ce cas on peut obtenir une forte localisation du vecteur déplacement $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ au sein des cylindres et l'énergie du mode fondamental est minimisée. En revanche le premier mode excité se trouve principalement à l'extérieur des cylindres et son énergie est plus élevée. De plus la bande interdite qui le sépare du mode fondamental est donc de largeur élevée. En polarisation TE, le champ électrique se trouve dans le plan de propagation, perpendiculaire aux tiges cylindriques. La continuité des lignes de champ oblige le vecteur \vec{D} à passer hors du diélectrique, puisque les cylindres ne se sont pas connectés. C'est pour cela que les énergies de tous les modes TE sont plus élevées que celles des modes TM et que finalement, il n'y a pas de Bip complète.

Revenant à la figure V.2.1, cette représentation classique est empruntée à la physique des solides. Compte tenu de notre objectif, il est plus aisé de donner une représentation complète de cette relation de dispersion telle que la figure V.2.5 a et b la montre. La fréquence normalisée est toujours représentée en fonction du vecteur d'onde de Bloch. Mais maintenant toutes les valeurs possibles de la zone de Brillouin non réduite sont considérées et non plus seulement son contour. Le diagramme de la figure V.2.1 n'est autre que la représentation de l'intersection entre les nappes de la figure V.2.5.a et b et les plans verticaux passant par les bords de la zone de Brillouin. Sur la première bande permise et comme nous l'avons démontré au début du chapitre (cas de la figure V.2.5.a), la vitesse de groupe et le vecteur d'onde sont dans la même direction. Sur toute la gamme de fréquence de 0 à 0,3 (fréquence normalisée), ce qui correspond au domaine de 0 à 13 GHz, les courbes de dispersion ont la forme d'un cercle. Nous avons effectué une projection du diagramme de dispersion pour une fréquence de 13 GHz sur le plan $(k_x ; k_y)$. Si on regarde les iso-fréquences entre 13,5 GHz et 17,2 GHz (0,315 et 0,4 fréquences normalisées), on voit bien qu'elles ont une forme plus complexe. Sur la deuxième bande permise à partir de 17,2 GHz (0,4), les courbes de dispersion montrent que la vitesse de groupe et le vecteur d'onde sont dans le sens opposé. En effet sur la figure V.2.5.b, nous avons présenté la courbe iso-fréquence du vide (la courbe de forme circulaire) et celle d'un cristal photonique (4 courbes entourant le cercle) à 18 GHz.



a)



b)

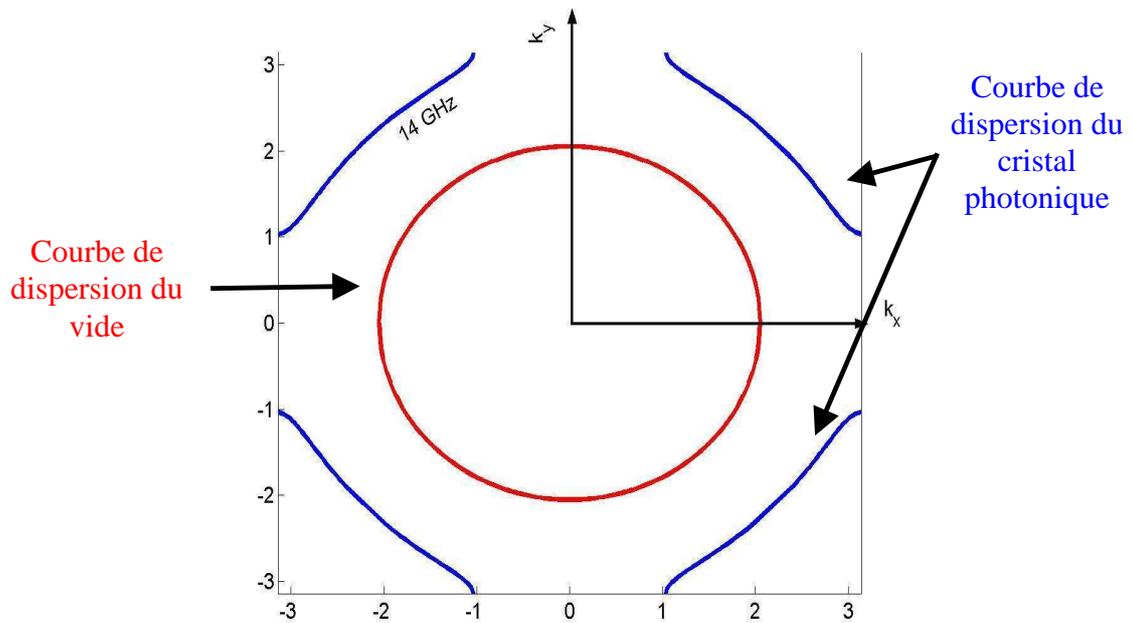
Figure V.2.5 : Digrammes de dispersion 3 D. La figure a) donne le diagramme de dispersion sur la première bande permise. La figure b) est celle de la deuxième bande permise.

Expérimentalement nous avons choisi une structure finie. La question qui se pose est la suivante : comment peut-on utiliser la relation de dispersion des modes de Bloch pour prédire les propriétés de notre structure ?

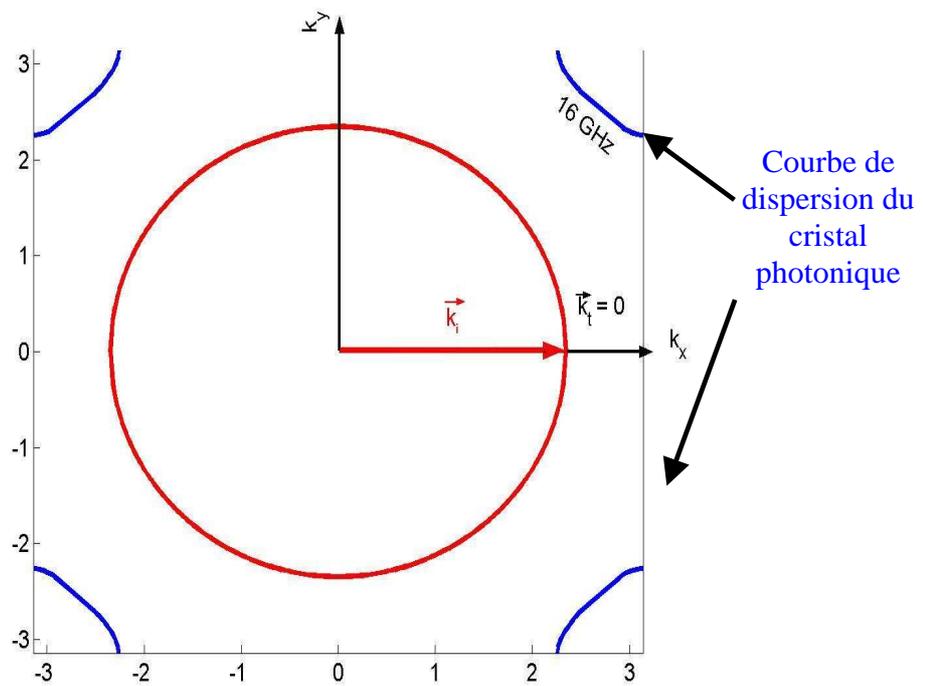
Le point clé est que la composante tangentielle du vecteur d'onde de Bloch est conservée à l'interface si on suppose que le prisme est de côté infini. Ce résultat a été démontré théoriquement pour une structure semi-infinie [Gralak 00]

Le diagramme de bande de la figure figure V.2.1 montre qu'il y a une bande interdite dans la direction $\Gamma \rightarrow X$. Dans le but d'étudier ce point, nous avons calculé les courbes isofréquence pour notre structure diélectrique entre 13,5 GHz et 16 GHz (fréquences interdite en polarisation TM et dans la direction $\Gamma \rightarrow X$).

Si on regarde les courbes de dispersion entre 13,5 GHz et 16 GHz dans la direction $\Gamma \rightarrow X$, il n'y a pas de vecteurs d'onde transmis. La figure montre bien qu'il n'y a aucun mode de propagation possible dans le cristal lorsque l'onde électromagnétique arrive en incidence normale sur la première interface du cristal photonique. Théoriquement, lorsque la fréquence d'émission se situe dans la bande interdite, il n'existe pas de modes de Bloch se propageant dans le cristal. Il n'y a donc pas à l'interface cristal /vide de couplage entre d'éventuels modes de Bloch et des modes se propageant dans le vide. La figure V.2.6 a et b montre les relations de dispersion pour deux fréquences qui se situent dans la bande interdite 14 GHz et 16 GHz pour la direction $\Gamma \rightarrow X$. Il n'y a pas de relation de dispersion pour les modes de Bloch du fait qu'on est dans le gap. On peut dire que le cristal diélectrique se comporte comme un milieu impénétrable dans cette direction, sauf pour les modes évanescents qui existent dans la structure. Lorsqu'on change les directions d'incidence, par exemple une excitation dans la direction $X \rightarrow M$ ou $\Gamma \rightarrow M$, on obtient des modes de Bloch comme le montre la figure V.2.6 a et b (courbes entourées du cercle du vide). A l'inverse de la figure V.2.7 qui représente la relation de dispersion du vide à une fréquence de 17,1 GHz. La propagation des modes de Bloch est interdite dans le cristal cette fois quelle que soit l'incidence. Il n'y a pas de couplage entre ces modes et les modes propagatifs du vide (cercle de rayon k_0) à l'interface cristal/ vide. Seule l'existence d'ondes évanescentes est permise dans le cristal. L'amplitude de ces ondes décroît exponentiellement avec la distance r à la source



a)



b)

Figure V.2.6 : Diagrammes de dispersion iso-fréquences pour $f = 14\text{GHz}$ (figure a) et $f = 16\text{GHz}$. Les courbes de forme circulaire donnent les relations de dispersion du vide et les autres courbes représentent les relations de dispersion du cristal photonique.

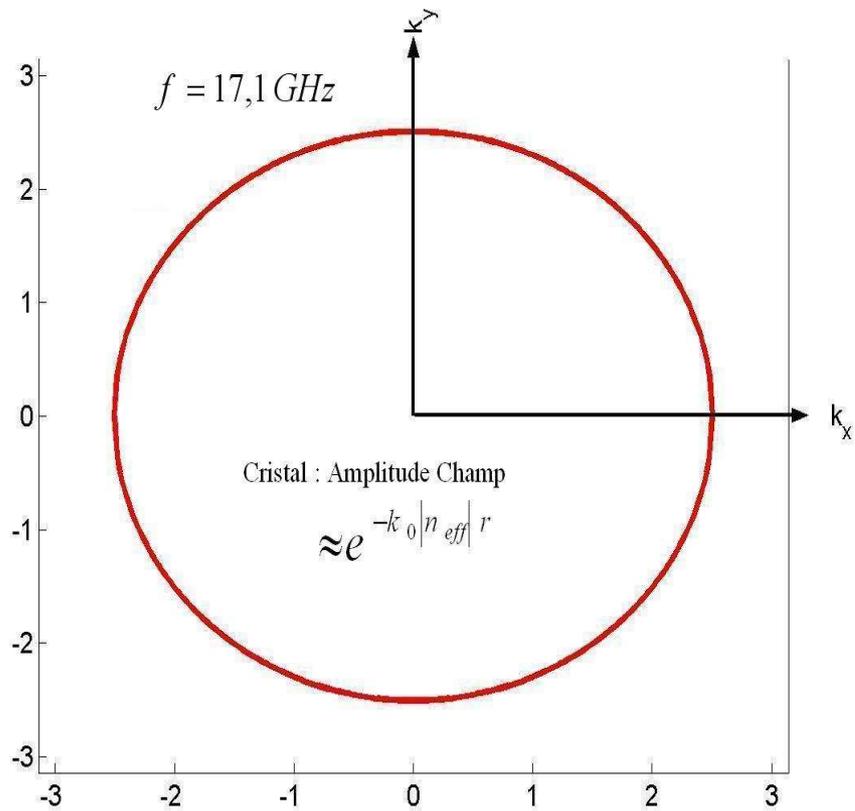


Figure V.2.7: Diagramme de dispersion du vide dans le plan (k_x, k_y) à 17.1 GHz . A cette fréquence aucun vecteur d'onde transmis dans le cristal. Seuls les modes évanescents d'amplitude $\approx e^{-k_0 |n_{eff}| r}$ qui peuvent se propager dans la structure.

V.3. Résultats de mesure au bord de la bande interdite

Comme nous l'avons montré précédemment les photons ont une probabilité de présence non nulle dans une région de l'espace qui, classiquement, leur serait interdite. Cette probabilité décroît exponentiellement en fonction de nombre de couches. Dans le but de vérifier ce point, nous avons effectué de mesures des structures de différentes épaisseurs. Pour cela nous avons réalisé 2 prismes BIP. L'un est constitué de 10 sur 10 tiges et l'autre de 16 sur 16 tiges.

Les figures V.3.1, V.3.2 et V.3.3 représentent les diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM pour les différentes fréquences appartenant à la bande interdite. On rappelle que ces fréquences sont interdites uniquement dans la direction $\Gamma \rightarrow X$. Ici on a choisi trois fréquences, 14 GHz ; 15,64 GHz et 16 GHz.

Les dimensions des deux prismes sont données par $L_{16sur16tiges} = 1,6 \times L_{10sur10tiges}$ où L est la largeur du côté du prisme isocèle. On voit bien que pour une structure de 16 sur 16 tiges, transmission devient plus faible.

La figure V.3.1 représente les diagrammes de rayonnement à 14 GHz pour deux prismes de (16×16) tiges et de (10×10) tiges. La courbe en pointillé est celle d'un prisme de (10×10). La courbe en traits pleins est celle d'un prisme de (16×16). La courbe en pointillé montre plusieurs lobes dont deux sont principaux. L'un est situé à un angle $\theta = 315^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,5 et l'autre est situé à un autre angle $\theta = 25^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,7. Revenant maintenant à la courbe en traits pleins (celle d'un prisme avec (16 × 16) tiges), on voit bien que la transmission est exponentiellement décroissante.

Si on choisit d'autres fréquences situées dans la bande interdite, par exemple pour une fréquence de $f = 15,64$ GHz, qui est le cas des figures V.3.2 et une autre $f = 16$ GHz, cas de la figure V.3.3, on retrouve le même comportement. La transmission décroît exponentiellement en fonction du nombre de couches. Cela explique que les solutions que nous avons obtenues expérimentalement sont des solutions de modes évanescents qui se couplent avec les modes propagatifs du vide et font que la courbe de transmission est non nulle dans le gap.

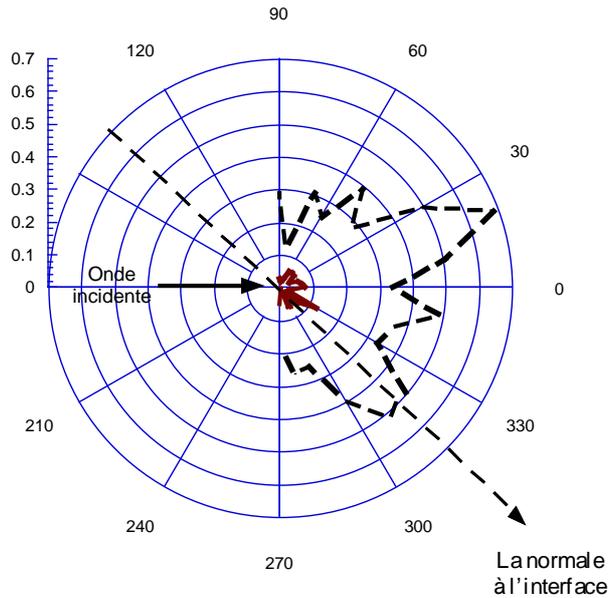


Figure V.3.1– Digrammes de rayonnement mesurés à 14 GHz en polarisation TM. Le diagramme correspondant à un prisme de 10 sur 10 tiges en pointillés, celui correspondant aux 16 sur 16 tiges est en traits pleins.

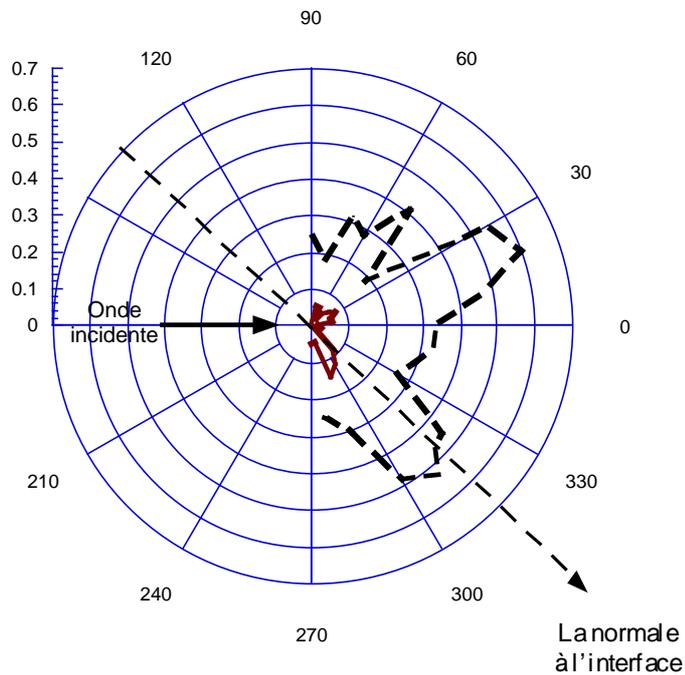


Figure V.3.2– Digrammes de rayonnement mesurés à 15.64 GHz en polarisation TM. Le diagramme correspondant à un prisme de 10 sur 10 tiges en pointillés, celui correspondant aux 16 sur 16 tiges est en traits pleins.

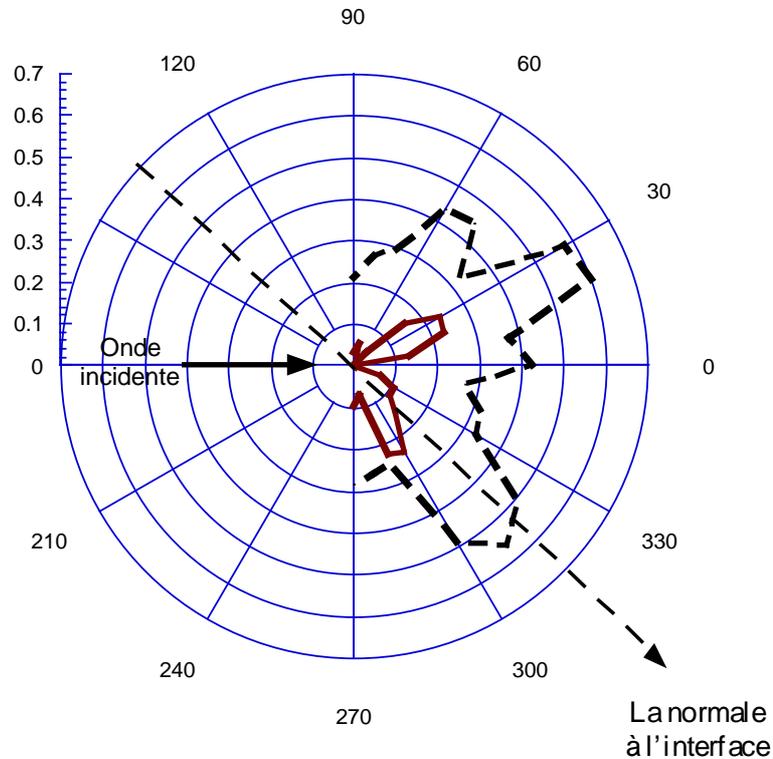


Figure V.3.3– Digrammes de rayonnement mesurés à 16 GHz en polarisation TM. Le diagramme correspondant à un prisme de 10 sur 10 tiges en pointillés, celui correspondant aux 16 sur 16 tiges est en traits pleins.

Maintenant nous cherchons à analyser le comportement du cristal photonique au bord de la bande interdite en fonction de l'incidence. Comme nous l'avons montré précédemment sur le diagramme de dispersion et en incidence normale, il n'y a aucun mode de propagation possible à cette fréquence. Par contre lorsque l'onde électromagnétique est en incidence oblique, on trouve des modes de Bloch au bord de la bande interdite, cas des figures V.2 et V.2.6. Mais qu'elle est la trajectoire des rayons lumineux dans le prisme en cristal photonique à ces fréquences ?

Pour répondre à cette question, dans un premier temps nous allons donner une estimation théorique du comportement de notre prisme à partir de la relation de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel puis nous montrerons quelques résultats expérimentaux.

Les figures V.3.4 et 5 donnent les courbes isofréquences du cristal photonique et du vide dans la zone de Brillouin non réduite au bord de la bande interdite. Les quatre courbes en bleu de chaque figure sont celles du cristal photonique, et la courbe en rouge de forme circulaire est celle du vide. Le choix de la zone de Brillouin non réduite nous permettra de déterminer les différents couplages possibles entre le cristal photonique et le vide. Parfois la première zone de Brillouin réduite n'explique pas tous les couplages. En effet les courbes isofréquence extérieures à la première zone de Brillouin peuvent donner un couplage avec le vide dont la solution dans le vide est différente de celle que donnerait le couplage de la relation de dispersion du cristal dans la première zone de Brillouin.

Sur la figure V.3.4 on montre que lorsqu'un vecteur d'onde \vec{K}_0 arrive en incidence sur la première interface du cristal se couple avec les modes propagatifs du cristal et donne naissance à deux vecteurs d'ondes transmis \vec{K}_1 et \vec{K}_2 . Ces vecteurs représentent les solutions du cristal photonique lorsqu'il est excité par une onde électromagnétique de vecteur d'onde \vec{K}_0 en incidence. Ils sont obtenus à partir de la conservation de la composante tangentielle k_y . La théorie des réseaux fait que la composante tangentielle du vecteur d'onde est conservée. Il faut noter que ces solutions sont des solutions dans le cristal. Donc pour obtenir des solutions dans le vide, c'est-à-dire les vecteurs d'ondes transmis à l'extérieur du cristal, il faut que les vecteurs d'ondes \vec{K}_1 et \vec{K}_2 se couplent avec les propagatifs du vide. Les solutions du vide sont obtenues par la projection de ces vecteurs \vec{K}_1 et \vec{K}_2 sur l'axe K_y .

(conservation de la composante tangentielle, voir la figure V.3.5). La figure V.3.5 montre que le vecteur \vec{K}_1 se couple avec le vide et donne naissance à un vecteur d'onde transmis dans le vide qui est le vecteur d'onde \vec{K}_t . Quant au vecteur d'onde \vec{K}_2 il ne se couple avec aucun mode du vide. Donc soit il reste dans le cristal, soit il se couple avec d'autres solutions du cristal pour donner naissance à un vecteur d'onde transmis ou réfléchi.

La figure V.3.6 résume la trajectoire des rayons milieux dans l'espace réel à partir des vecteurs d'ondes dans l'espace réciproque pour des fréquences interdites. Ici j'ai présenté uniquement un seul angle d'incidence. Que se passe-t-il maintenant si nous augmentons l'angle d'incidence ?

Dans ce cas, nous pouvons exciter des modes de Bloch qui correspondent aux parties situées dans les coins inférieurs (les parties en pointillée des courbes isofréquences du cristal sur la figure V.3.5). Dans ce cas le milieu devient ultraréfractif.

A l'entrée du prisme :

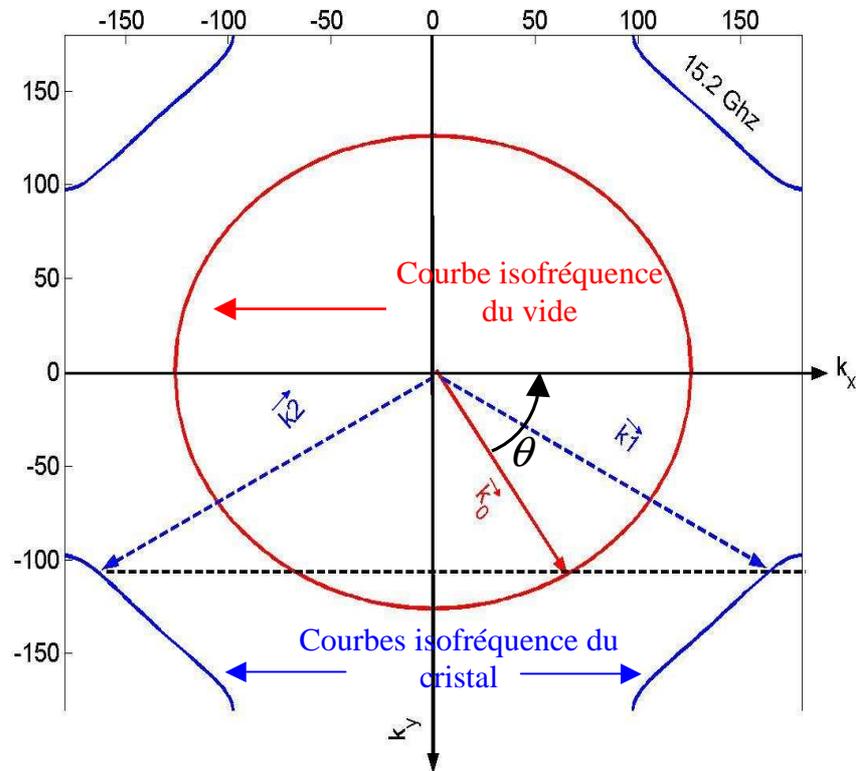


Figure V.3.4 : Diagrammes de dispersion iso-fréquences. La courbe en rouge donne la relation de dispersion du vide et les quatre courbes en bleu représentent la relation de dispersion du cristal photonique à 15,2 GHz. Le vecteur d'onde \vec{K}_0 arrive du vide en faisant un angle θ avec la première interface du prisme. Les vecteurs \vec{K}_1 et \vec{K}_2 sont des vecteurs d'onde transmis dans le cristal.

A la sortie du prisme :

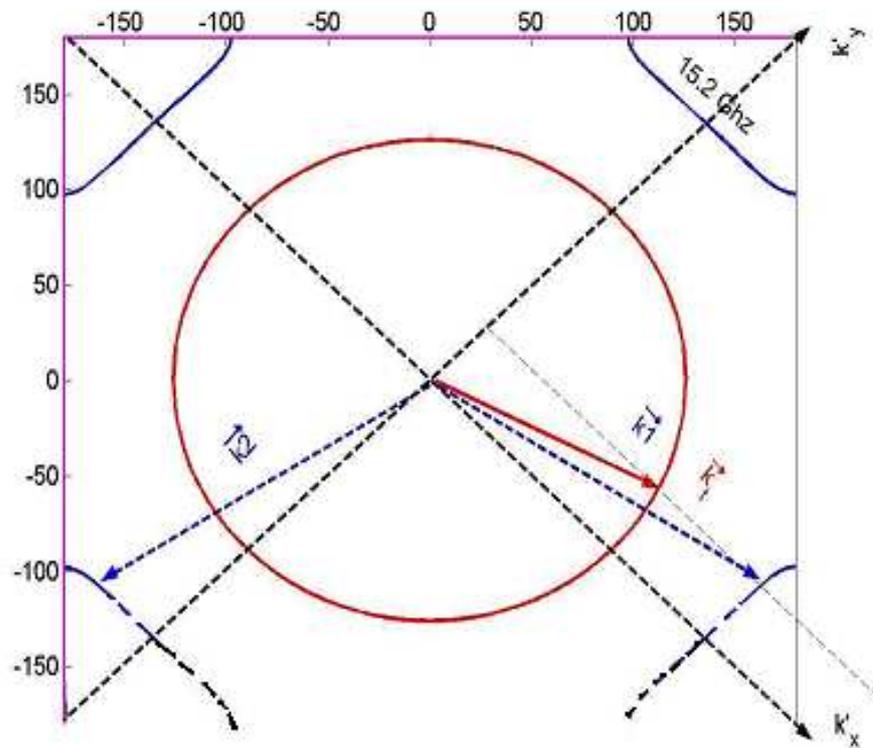


Figure V.3.5 : Diagrammes de dispersion iso-fréquences. Les courbes en rouge donne la relation de dispersion du vide et les quatre courbes en bleu représentent la relation de dispersion du cristal photonique à 15,2GHz. \vec{K}_t et \vec{K}_1 sont respectivement les vecteurs d'onde transmis dans le cristal et dans le vide.

Il faut noter que plus on approche de la bande interdite dans toutes les directions de propagation (dans le cas de notre cristal photonique à 17,1 GHz), plus le nombre de solutions diminue (les courbes isofréquences disparaissent autour de 17,1 GHz). On n'aura aucun mode de propagation possible.

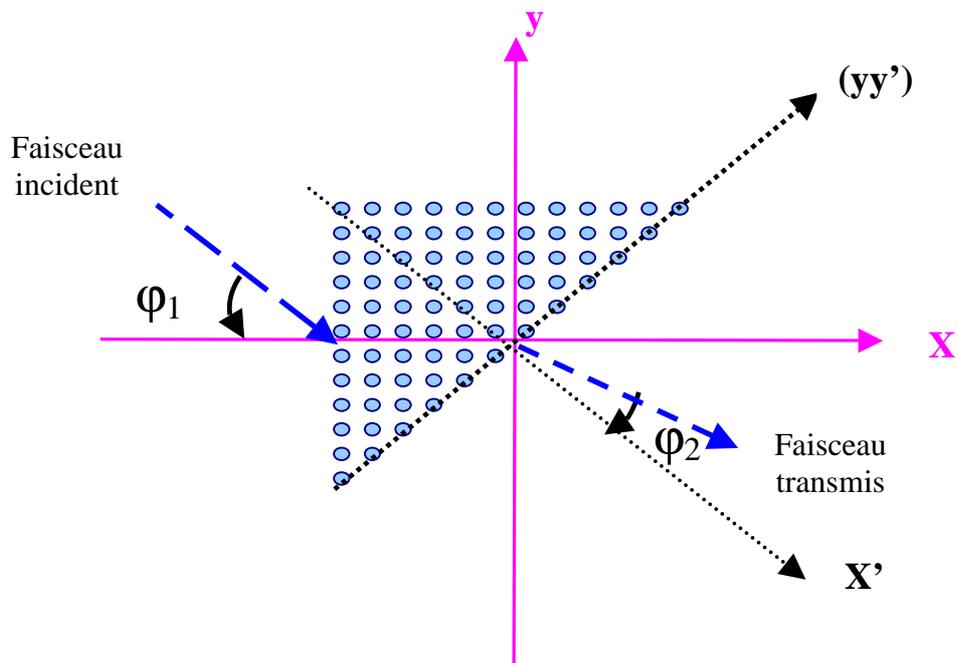


Figure V.3.6 : Schéma équivalent des figures V.3.5 et V.3.4 dans l'espace réel qui donne la trajectoire des rayons lumineux à 15,2 GHz à l'entrée et à la sortie du cristal.

Expérimentalement, nous avons effectué des mesures en incidence oblique. Ici on présente quelques résultats de mesure à 30° et puis 40° . Les mesures ont été limitées à 40° , car la taille du dispositif expérimental ne nous permet pas de faire des mesures au-delà de cet angle.

Les figures V.3.7.a ; b et c représentent les diagramme de rayonnement mesurés en champ proche pour des fréquences situées au bord de la bande interdite $f= 13,6$ GHz ; $f = 15$ GHz et $f= 16$ GHz.

Si on suppose que le cristal photonique est un milieu homogène linéaire et isotrope, son indice effectif en fonction de l'incidence peut être donné par les relations suivantes :

$$\text{Si : } \theta_2 \geq 0 ; n = \frac{\sin(\theta_1)}{\text{Sin} \left[\text{Arcot} g \left(\sqrt{2} \times \frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)} + 1 \right) \right]} \quad (2)$$

$$\text{Si : } \theta_2 < 0 ; n = \frac{\sin(\theta_1)}{\text{Sin} \left[\text{Arcot} g \left(\sqrt{2} \times \frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)} - 1 \right) \right]} \quad (3)$$

où θ_1 est l'angle d'incidence et θ_2 est l'angle de réfraction.

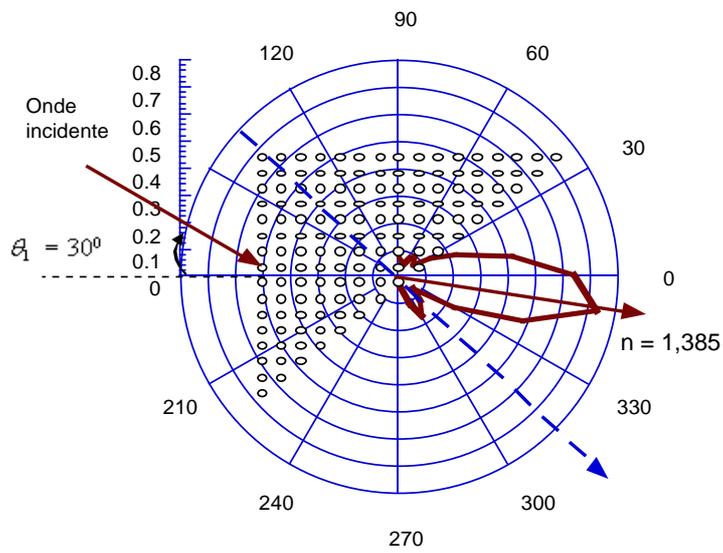
Les figures V.3.7.a donne le diagramme de rayonnement du prisme à 13,43 GHz. On observe un seul lobe principale situé à $\theta_2 = 350^\circ$, avec une transmission $T = 0,74$. et un indice effectif qui de l'ordre de $n = 1,385$.

Pour une fréquence $f = 15$ GHz, on observe un lobe situé à un angle $\theta_2 = 336^\circ$ avec une transmission de l'ordre de $T = 0,26$, avec un indice effectif $n = 1,12$.

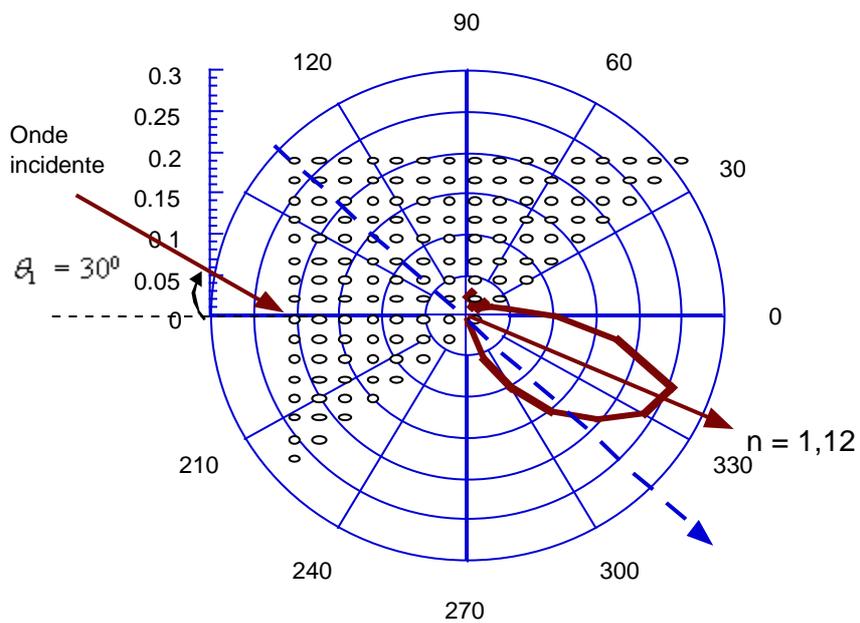
Pour une fréquence $f = 16$ GHz, on observe un lobe situé à un angle $\theta_2 = 315^\circ$ avec une transmission de l'ordre de $T = 0,16$, avec un indice effectif $n = 0,7$.

Ces figures montrent que lorsqu'on fait varier la fréquence, la transmission diminue, les angles de réfraction aussi.

La variation de la transmission est liée à la position de la fréquence par rapport à la bande interdite. Plus on approche de la bande interdite, plus la réflexion augmente.

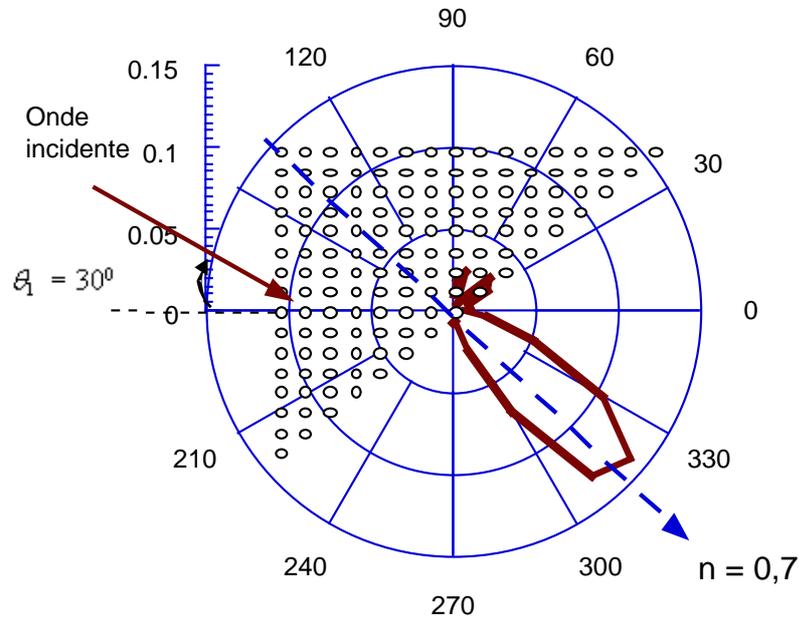


a)



b)

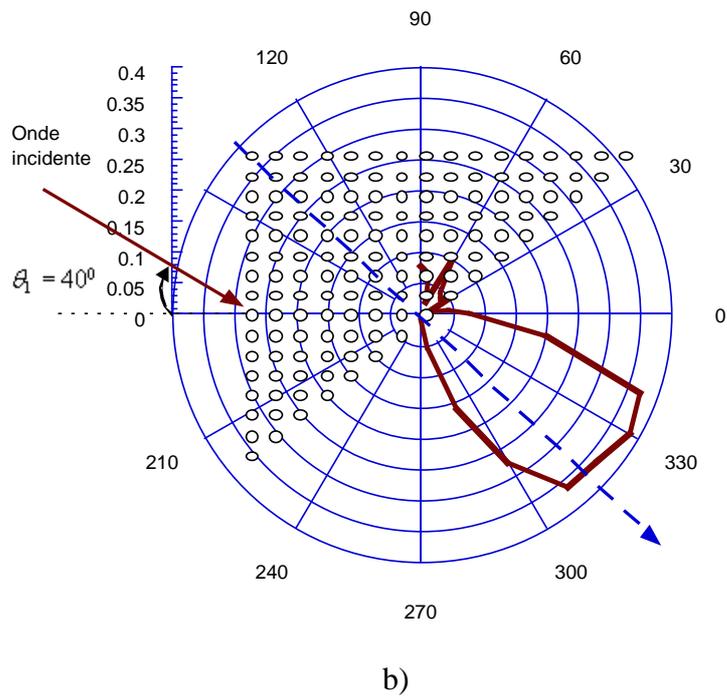
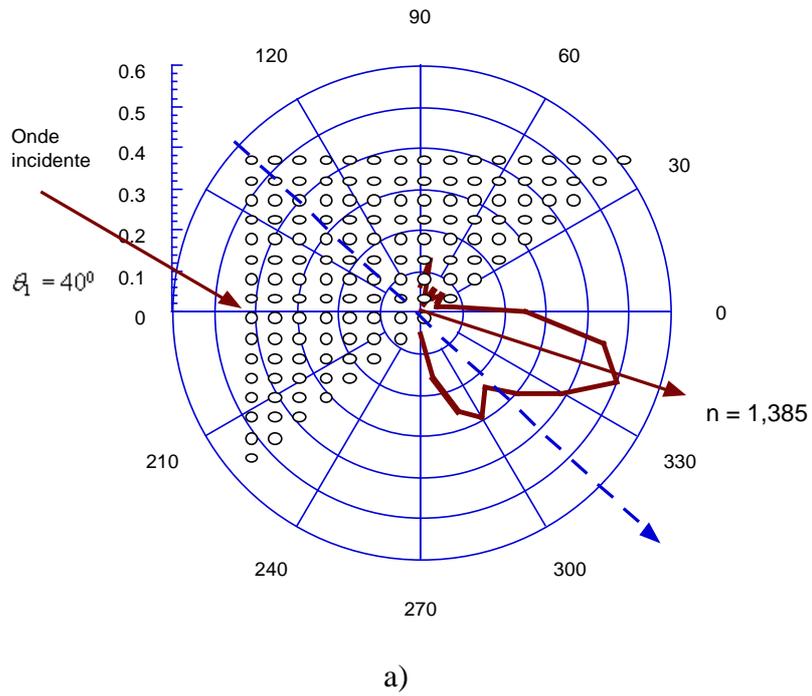
Figure V.3.7 : diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM pour un prisme de (16×16) tiges. Le faisceau incident fait un angle $\theta_1 = 30^\circ$ par rapport à la normale à la première interface du prisme. La figure a) est donnée à 13,4 GHz et la figure b) est donnée à 15 GHz



Figures V.3.7 c: diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM pour un prisme de (16×16) tiges à 16 GHz. Le faisceau incident fait un angle $\theta_1 = 30^\circ$ par rapport à la normale à la première interface du prisme.

Les figures V.3.8. a et b représentent les diagrammes de rayonnement du prisme pour une incidence de 40° .

La figure V.3.8. a donne le diagramme de rayonnement du prisme à 14,47 GHz et la figure V.3.8. b représente le diagramme de rayonnement à 16 GHz . Sur la figure V.3.8.a, on observe un lobe large situé à un angle $\theta_2 = 342^\circ$, avec une transmission de l'ordre de $T = 0,5$. La figure V.3.8. b représente le même comportement. Comme je l'ai évoqué précédemment l'élargissement des lobes est lié à la taille de la structure et les effets de bord. Donc il est difficile de déterminer la direction de propagation avec ce type de structure. Une solution serait d'augmenter la taille du prisme.



Figures V.3.7 C: diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM pour un prisme de (16×16) tiges à 14, 47GHz (figure a) et à 16 GHz (figure b) . Le faisceau incident fait un angle $\theta_1 = 40^\circ$ par rapport à la normale à la première interface du prisme.

Sur le tableau de la figure V.3.8, nous avons résumé le comportement du prisme expérimental en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence. Ces résultats montrent que dans les deux cas d'incidences à 30° et 40° et l'excitation de la structure à une fréquence de $f = 13,34$ GHz (fréquence au bord de la bande interdite), l'indice effectif du cristal photonique positif est constant et la transmission supérieure à 0,6. En effet sur la courbe isofréquence de la figure V.3.9, nous avons déterminé les vecteurs d'onde transmis dans l'espace réciproque pour une fréquence de 13,4 GHz. Cette figure montre que le vecteur d'onde transmis \vec{K}_t correspond bien au lobe mesuré expérimentalement de la figure V.3.7.a.

Revenant maintenant au tableau de la figure V.3.8 et analysons le comportement du cristal photonique à $f = 16$ GHz. A cette fréquence l'indice effectif varie en fonction de l'incidence (il est de 0,7 dans le cas d'une incidence de 30° et de 0,9 dans le cas d'une incidence de 40°) et la transmission devient plus faible (elle est de l'ordre de 0,15 dans le cas d'une incidence à 30° et de 0,22 dans le cas d'une incidence de 40°). La question qu'on peut poser est de savoir si le cristal photonique est un milieu inhomogène puisque l'indice effectif varie en fonction d'incidence ou bien si les transmissions que nous avons obtenues ne sont pas des solutions de Bloch , autrement dit, si les transmissions obtenues sont dues aux modes évanescents ?

La réponse à ces questions se trouve sur la courbe isofréquence de la figure V.3.10.

Cette figure donne les courbes isofréquences du vide (courbe en rouge) et du cristal photoniques (les quatre courbe en bleu) à 16 GHz. La courbe de dispersion du cristal photonique montre qu'il n'existe aucun mode de propagation possible pour des vecteurs d'ondes \vec{K}_0 qui arrivent en incidence inférieure à 50° par rapport à la première interface du prisme (cette incidence correspond à l'angle que fait le vecteur d'onde \vec{K}_0 avec l'axe K_x et donné par θ sur la figure V.3.10). Donc les transmissions obtenues expérimentalement sont dues aux effets équivalents à un effet tunnel. Ce point nous l'avons démontré précédemment.

Angle en degré (°)	Fréquence (GHz)	Transmission (linéaire)	Indice effectif (n_{eff})
30°	13,4	0,75	1,385
30°	15	0,25	1,2
30°	16	0,15	0,7
40°	13,4	0,61	1,39
40°	15	0,34	1,19
40°	16	0,22	0,9

Figure V.3.8 : Tableau de mesure d'indice effectif et de la transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence pour un prisme expérimental

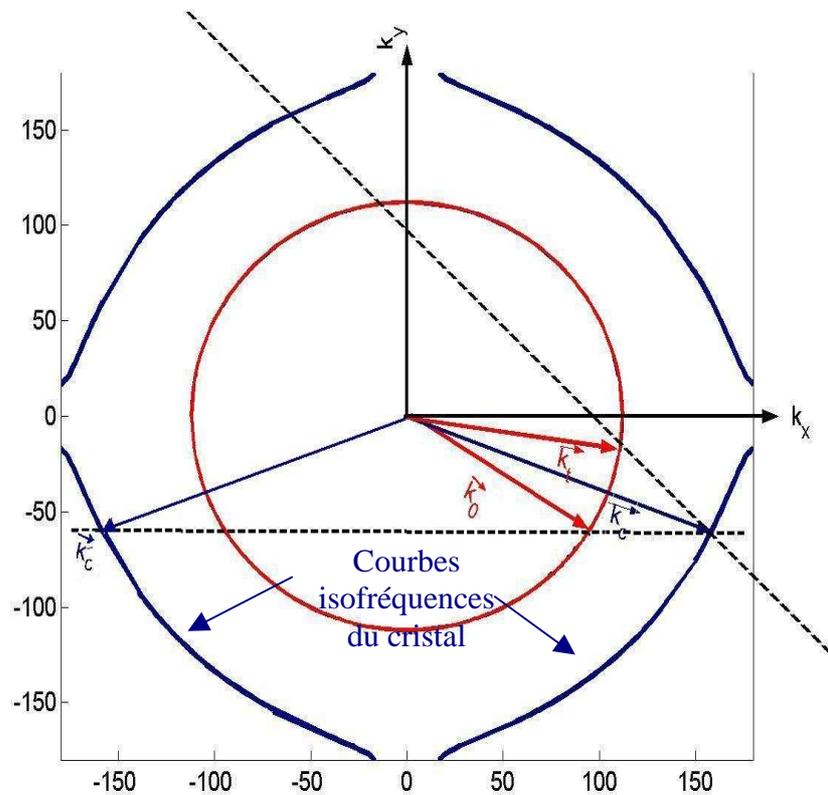


Figure V.3.9: courbe de dispersion iso-fréquences à 13,4 GHz. La courbe en rouge donne la relation de dispersion du vide et les quatre courbes en bleu représentent la relation de dispersion du cristal photonique à 13,4GHz . Le vecteur d'onde \vec{K}_0 arrive dans le vide en faisant un angle. Les vecteurs \vec{K}_c et \vec{K}_t sont des vecteurs d'onde transmis dans le cristal et \vec{K}_t le vecteur d'onde transmis dans le vide

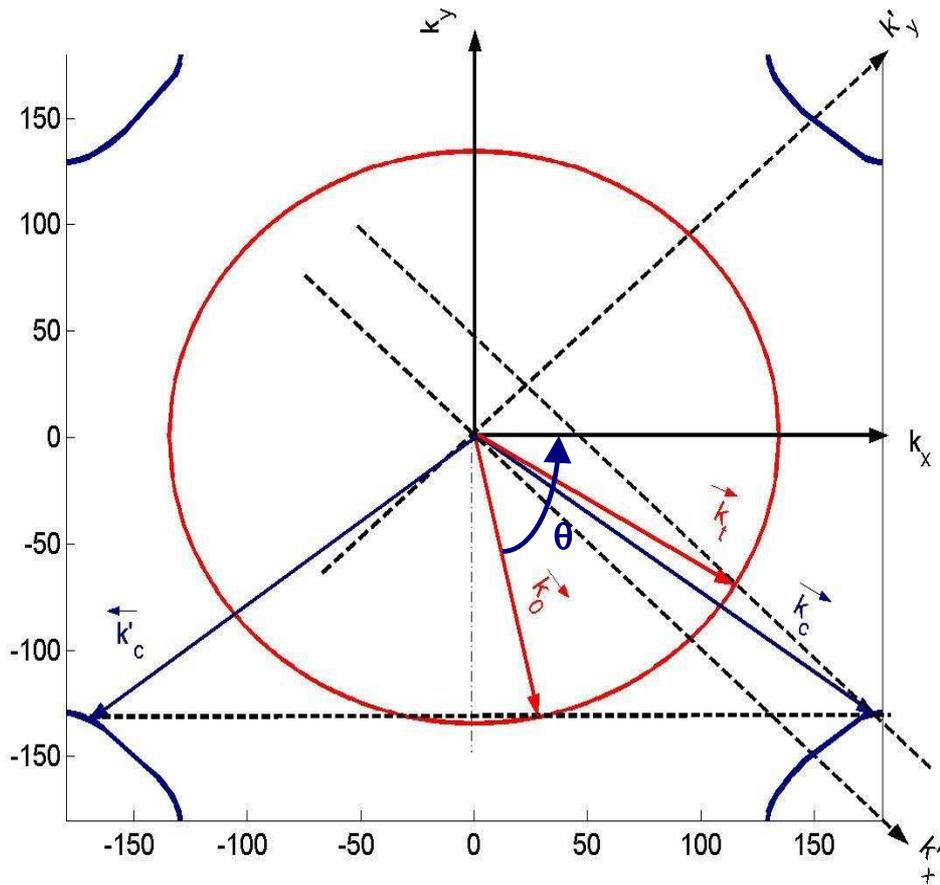


Figure V.3.10: courbe de dispersion iso-fréquences calculées à 16 GHz. La courbe en rouge donne la relation de dispersion du vide et les quatre courbes en bleu représentent la relation de dispersion du cristal photonique. Le vecteur d'onde \vec{K}_0 arrive dans le vide en faisant un angle θ avec l'axe k_x . Les vecteurs \vec{K}'_c et \vec{K}_c sont des vecteurs d'onde transmis dans le cristal et \vec{K}_t le vecteur d'onde transmis dans le vide

VI. Conclusion

Nous avons présenté les propriétés d'un prisme diélectrique en cristal photonique parfait bidimensionnel pour une gamme de fréquences micro-ondes. Plus précisément nous avons examiné la trajectoire du champ électromagnétique entre 7 GHz et 16 GHz.

Nous avons montré expérimentalement que les cristaux photoniques bidimensionnels se comportent comme des milieux homogènes linéaires et isotropes dans leur première bande permise. Ces propriétés ont été validées numériquement par des simulations basées sur la méthode des éléments finis et par le calcul de la relation de dispersion en utilisant la méthode des ondes planes.

Nous avons montré que la permittivité diélectrique est responsable de l'ouverture de bande interdite dans toutes les directions de l'espace. Nous avons montré que les photons ont une probabilité de transition non nulle dans une région de l'espace qui, classiquement leur serait interdite, et que cela mène à l'apparition de modes évanescents qui peuvent se coupler à l'interface cristal photonique avec les modes du vide et font que la transmission dans la bande interdite est non nulle. Nous avons montré aussi que l'ultraréfraction dans les cristaux diélectriques peut apparaître au bord de la bande interdite et que pour certaines angles d'incidence, cela nécessite une structure expérimentale de l'ordre de 10λ afin d'éviter les effets de bord et d'avoir une meilleure précision sur l'indice effectif du cristal photonique.

Références

[**Bravo-Abad 03**] J. Bravo-Abad, T. Ochiai, * and J. Sánchez-Dehesa "anomalous refractive properties of a two-dimensional photonic band-gap prism" Phys. Rev. B 67, 115116 (2003)

[**Balanis 97**] C. Balanis. Antenna Theory, Analysis and Design. second edition, John Wiley and Sons Inc., 1997.

[**Cohen-Tannoudji 73**] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, Mécanique quantique, Tome I (Hermann, Paris, 1973)

[**Dowling94**] J. P. Dowling and C. M. Bowden, " Anomalous index of refraction in photonic bandgap material" Journal of Modern Optics, 41, N° 2, 345-351 (1994)

[**Enoch 99**] S. Enoch, G. Tayeb, D. Maystre, Numerical evidence of Ultrarefractive optics in photonic crystals, Elsevier, Opt. Com. **161**, p.171 (1999)

[**Felbacq 94**] D. Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, Scattering by random set of parallel cylinders, J. Opt. Soc. Am. A, **11**, n° 9 (1994)

[**Garrigues 02**] J. Garrigues, méthode des éléments finis, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille(2002)

[**Gralak 00**] B. Gralak, S. Enoch and G. Tayeb, "Anomalous refractive properties of photonic crystals.", Journal of Optical Society of America A 17, 1012-1020 (2000)

[**Gralak 01**] B. Gralak, Etude théorique et numérique des propriétés des structures à bande interdites photoniques, thèse de Doctorat, Univ. de droit, d'Economie et des Sciences Aix-Marseille III, Faculté des Sciences et Techniques de saint Jérôme, août (2001)

[**Guérin 03**] N. Guérin, Etude théorique et numérique de la diffraction par des réseaux périodiques en électromagnétisme. Application aux cristaux photoniques et aux antennes directives compactes, thèse de Doctorat, Univ. de droit, d'Economie et des Sciences Aix-Marseille III, Faculté des Sciences et Techniques de saint Jérôme, août (2003)

[**Guo 01**] S. Guo and S. Albin, A simple plane wave implementation method for photonic crystal calculation, Optc. Society of America(2001)

[**Haché 02**] A. Haché and L. Poirier, Anomalous dispersion and superluminal group velocity in coaxial photonic crystal : theory and experiment, Phys. Rev. E, **65** (2002)

[**Joannopoulos 02**] C. Luo, Steven G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, All-angle negative refraction in three-dimensionally periodic photonic crystal, Appl. Phys. Lett. **80**, p. 2352 (2002)

[**Kittel 70**] C. Kittel, Introduction à la physique de l'état solide, collection DUNOD, 1970

[**Kozaka 98**] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. sato and S. Kawakami, Superprism Phenomena in Photonic Crystals, Phys. Rev. B, **58**, p. 10096 (1998)

[**Kozaka 99**] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. sato and S. Kawakami, Self-collimating phenomena in photonic crystals, App. Phys. Lett. **74**, p.1212 (1999)

[**Kozaka 99**] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. sato and S. Kawakami, photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering, App. Phys. Lett. **74**, p. 1370 (1999)

[**Lourtioz 03**] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunications, Lavoisier(2003)

[**Luo02**] Chiyang Luo, Steven G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, All-angle negative refraction without negative effective index, Phys. Rev. B, **65**, p. 201104 (2002)

[**Lin 96**] Lin Shawn-Yu Lin, V. M. Hietala, Li Wang, and E. D. Jones, Highly dispersive photonic band-gap prism, Opt., Lett., 21, N° 21, pp. 1771-1773 (1996)

[**Notomi 00**] M. Notomi, Theory of Light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap, Phys. Rev. B 62, N° 16, 10696 (2000)

[**Notomi 02**] M. Notomi, Negative refraction in photonic crystals, Opt. and Quant. Elect.**34**, p.133 (2002)

[**Pérez 97**] Pérez (J.-P.), Carles (R) et Fleckiner (R.), Electromagnétisme : Fondements et applications. Masson, 3^e édition, 1997.

[**Sakoda 01**] K. Sakoda: Optical Properties Of Photonic Crystals Manual, Springer, (2001)

[**Shen 02**] J. T. Shen and P. M. Platzman, Near field imagining with negative dielectric constant lenses, App. Phys. Lett. **80**, p. 3286 (2002)

[**Ösbay 94**] E. Ösbay, A. Abeyta, G. Tuttle, M. Tringides, R. Biswas, C. T. Chian, C. M. Soukoulis, K. M. Ho, Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods, Phys. Rev. B, p.1945 (1994)

Chapitre 3

Amplification de la transmission anormale dans les cristaux photoniques diélectriques bidimensionnels (Prisme-bip 2D)

Au cours du chapitre précédent, nous avons montré qu'aux basses fréquences, un cristal photonique diélectrique exempt de défauts de périodicité se comporte comme un milieu homogène linéaire et isotrope dans sa première bande de fréquences permises et que la vitesse de groupe est dans la même direction que la vitesse de phase. Nous avons montré que ce milieu peut avoir une vitesse de groupe négative et une vitesse de phase positive sur sa seconde bande permise. Nous avons également montré que des modes évanescents pouvant apparaître dans le gap se couplent avec les modes propagatifs du vide, et font que la courbe de transmission est non nulle dans la bande interdite.

Ce chapitre est consacré à l'amplification de la transmission anormale dans le domaine micro-onde. Pour cela nous conservons le même cristal photonique (même paramètres géométriques) étudié auparavant et nous introduisons des défauts ponctuels à l'intérieur de la structure.

Nous montrerons que nous pouvons contrôler la transmission anormale et amplifier son amplitude dans la bande interdite quelle que soit la taille du cristal photonique. Notre étude se situe exactement entre 7 GHz à 16 GHz.

Nous avons commencé par une étude préliminaire basée sur la méthode des éléments finis, pour estimer le comportement des cristaux photoniques avec défauts. L'étude expérimentale sera, par la suite, comparée aux résultats de la simulation numérique. Nous procédons également à l'étude d'un deuxième dispositif de taille plus large, pour tester les propriétés que nous avons obtenues dans le paragraphe précédent. Ce dispositif nous permettra de vérifier le contrôle de la transmission anormale et son amplification dans la bande interdite. Enfin, nous allons voir le comportement du matériau BIP selon une répartition régulière des défauts à l'intérieur de la structure.

I. Propriétés Générales des modes de défauts dans un cristal photonique

L'une des propriétés intéressantes des cristaux photoniques est l'apparition des modes électromagnétiques localisés dans la bande interdite lorsque un défaut est introduit dans leurs structures périodiques [Özby 96] [Tayeb 97] et [Gadot 99]. Selon la modification d'indice introduite ou la taille de la cavité, les modes de défauts peuvent apparaître au sein des différentes bandes interdites.

La création de ces défauts s'effectue soit par une modification locale de la permittivité diélectrique, ou par changement de taille d'un motif du cristal. La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'apparition des niveaux discrets d'énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois. Lorsque les bandes interdites sont omnidirectionnelles, le champ électromagnétique est effectivement concentré sur le défaut tandis qu'il est évanescent dans les régions voisines comme montre la figure I.

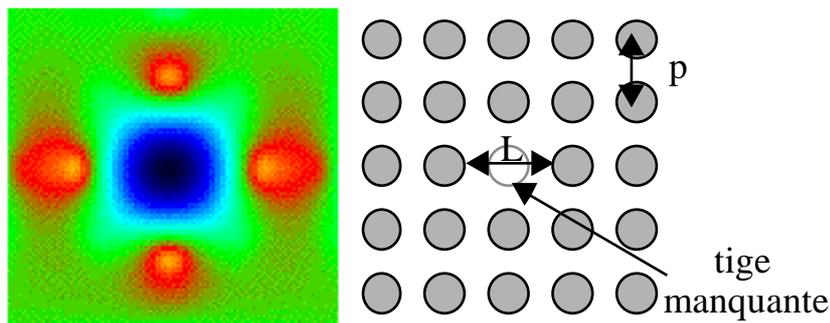


Figure I : carte de l'amplitude du champ associée à un mode de défaut ponctuel dans un réseau bidimensionnel carré composé de tiges diélectriques en alumine (les couleurs du rouge au violet correspondent à des amplitudes de champ allant du positif au négatif). Le rayon des tiges est de $0,25p$ où p est la période du réseau. L'onde incidente est une onde plane en incidence normale et polarisée TM (calcul FDTD)

II. Equation d'onde d'un cristal photonique avec défauts

Dans une structure bidimensionnelle perturbée, l'équation d'onde transverse électrique relative au champ électrique de fréquence ω est donnée par :

$$-\Delta E(r) = \frac{\omega^2}{C^2} * [\mathcal{E}(r) + \Delta\mathcal{E}(r)]E(r) \quad (\text{II.1})$$

Nous désignons par $\epsilon(r)$ la constante diélectrique relative à la structure périodique 2 D que l'on choisit comme structure de référence. La perturbation de cette structure est caractérisée par la déviation locale $\Delta\epsilon(r)$ de la constante diélectrique par rapport à cette valeur de référence. En effectuant un changement de variable $\overline{E(r)} = \sqrt{\epsilon(r)} * E(r)$, l'équation (II.1) devient :

$$-\left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon(r)}} \Delta \frac{1}{\sqrt{\epsilon(r)}}\right] \overline{E(r)} - \left[1 + \frac{\Delta\epsilon(r)}{\epsilon(r)}\right] \frac{\omega^2}{C^2} \overline{E(r)} = 0 \quad (\text{II.2})$$

La structure périodique correspond à l'opérateur :

$$\overline{H} = -\left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon(r)}} \Delta \frac{1}{\sqrt{\epsilon(r)}}\right]$$

Et la perturbation intervient dans l'écriture de l'opérateur :

$$U = -\left[1 + \frac{\Delta\epsilon(r)}{\epsilon(r)}\right] \frac{\omega^2}{C^2}$$

Le champ résultant est solution de l'équation :

$$(\overline{H} + U) \overline{E(r)} = 0$$

À ce niveau, plusieurs méthodes sont envisageables. La méthode de la super-cellule est adaptée à un cristal de dimension infinie contenant un réseau périodique de défauts [**Guo 02**]. Le calcul des modes de défaut par cette méthode consiste à placer le défaut au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées de motifs et l'on répète cette cellule suivant les directions de l'espace dans lequel s'organise la structure périodique d'origine. La structure calculée se ramène à un arrangement de défauts périodiques séparés d'un cristal photonique parfait. Cette méthode est fiable uniquement pour des structures parfaites ou constituées de défauts simples. J'ai utilisé cette méthode. Malheureusement dans le cas des

structures complexes, elle est difficilement utilisable pour prédire les propriétés d'une structure perturbée finie à partir de la connaissance des propriétés d'une structure infinie. Dans la réalité le cristal comportant des défauts n'est pas périodique. Donc nous avons utilisé une méthode numérique générale qui permet de calculer la propagation de l'onde dans un cristal fini comportant ces défauts en utilisant HFSS. Il existe aussi la méthode FDTD pour simuler des matériaux avec défauts (cas de la figure I).

III. Simulations numériques avec HFSS d'un prisme avec défauts

Dans ce paragraphe on va montrer l'influence des défauts sur la transmission anormale pour la structure BIP bidimensionnelle parfaite que nous avons utilisée précédemment. On rappelle qu'il s'agit d'un Prisme BIPs de 12 sur 12 tiges fabriquées avec des tiges de nylon de permittivité $\epsilon = 3,5$, de diamètre 5 mm et de pas $p = 7$ mm, placées dans l'air sous forme d'un prisme isocèle droit. Cette structure est aisée à modéliser par HFSS. Le seul inconvénient est l'effet de bord qui peut apparaître principalement aux basses fréquences et perturbera la précision du calcul de l'indice effectif du matériau.

III.1. Conditions de simulation

Pour simuler le prisme-Bip, nous avons donc utilisé le logiciel de simulation HFSS. Ce logiciel a déjà été utilisé dans les chapitres précédents. Nous allons employer d'une part des conditions de radiation pour simuler l'espace ouvert sur les quatre côtés de la structure et des conditions de murs électriques ou magnétiques sur les faces supérieure et inférieure pour simuler le prisme avec des tiges infinies suivant la polarisation. D'autre part, nous utiliserons un cornet émetteur avec un port d'entrée pour envoyer une onde électromagnétique sur le prisme comme le montre la figure suivante :

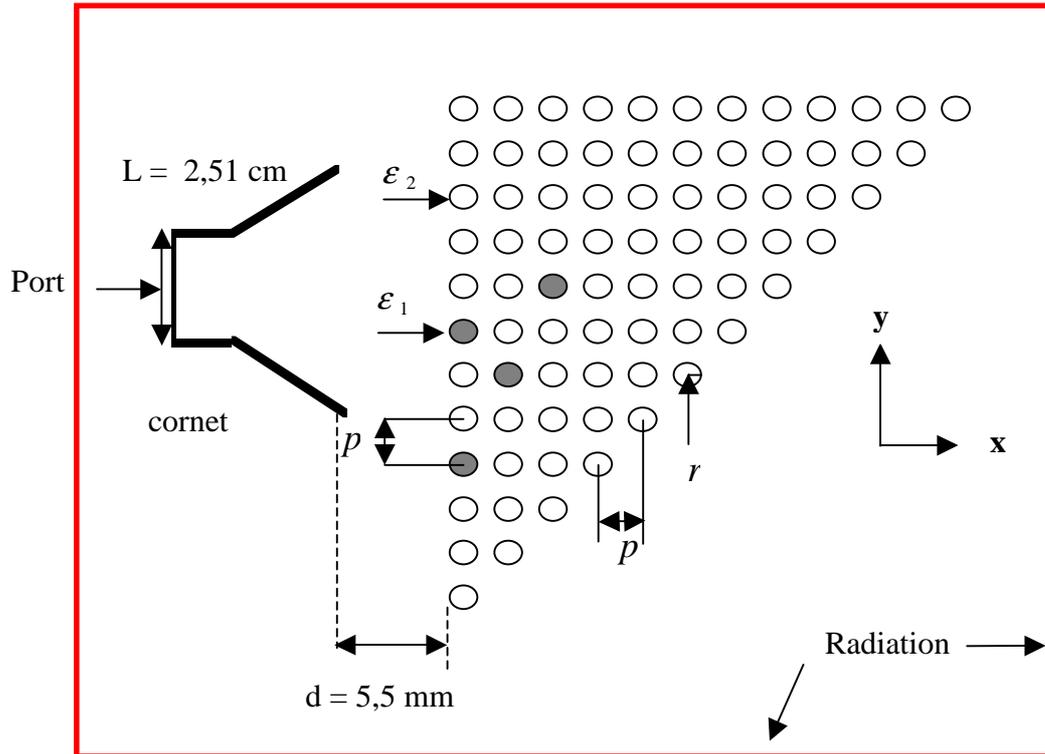


Figure III.1 : Schéma de simulation avec HFSS pour un Prisme BIP de 12 sur 12 tiges avec 4 défauts. La permittivité de chaque tige est de $\epsilon_2 = 3,5$ et la permittivité de défaut est de $\epsilon_1 = 1$, le rayon des tiges est de $r = 0,357 p$ où p est la période du réseau. L'onde est polarisée TM en incidence normale.

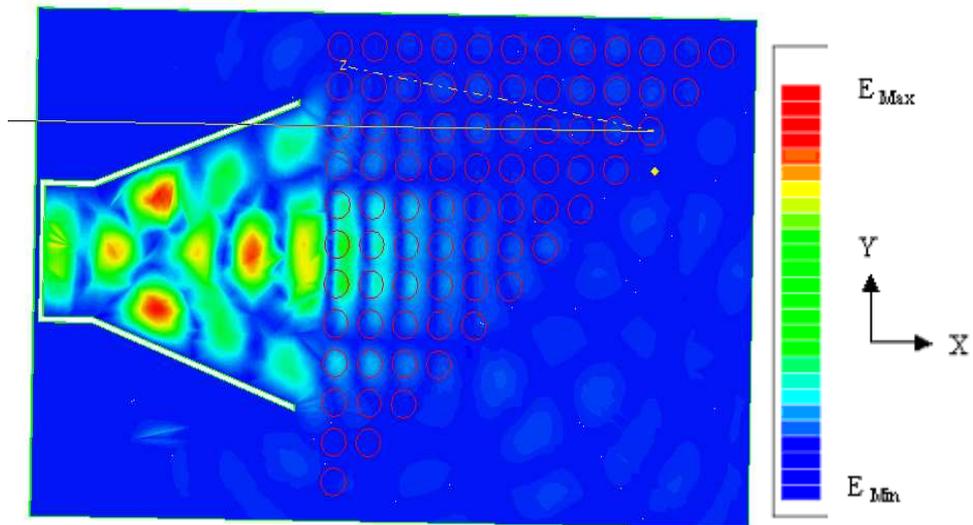
III.2. Propagation d'une onde électromagnétique

Les cristaux photoniques parfaits possèdent des propriétés de symétrie qui facilitent leur étude. Pour réaliser de véritables fonctions optiques, il est nécessaire de briser cette symétrie et d'introduire des défauts à l'intérieur de la structure. Ces défauts permettent d'obtenir des modes permis à l'intérieur du gap photonique. Les caractéristiques de ces défauts [Meade 91] [Villeneuve 96] ainsi que leurs applications en optoélectronique ont été étudiées par plusieurs équipes. Ils permettent de réaliser des filtres à haute finesse. Meade et al. [Meade 91] ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défaut dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par Sigalas et Sakoda [Sakoda 01]. Dans ce paragraphe nous allons montrer une nouvelle propriété comportementale d'un cristal photonique fini avec défauts et nous le comparons avec un cristal photonique parfait [Massaoudi 04];. La figure III.2.1 représente les distributions de champ électrique calculées pour un prisme parfait et un prisme avec quatre défauts. Les défauts résultent de l'absence des tiges. Les cartes du champ électrique sont

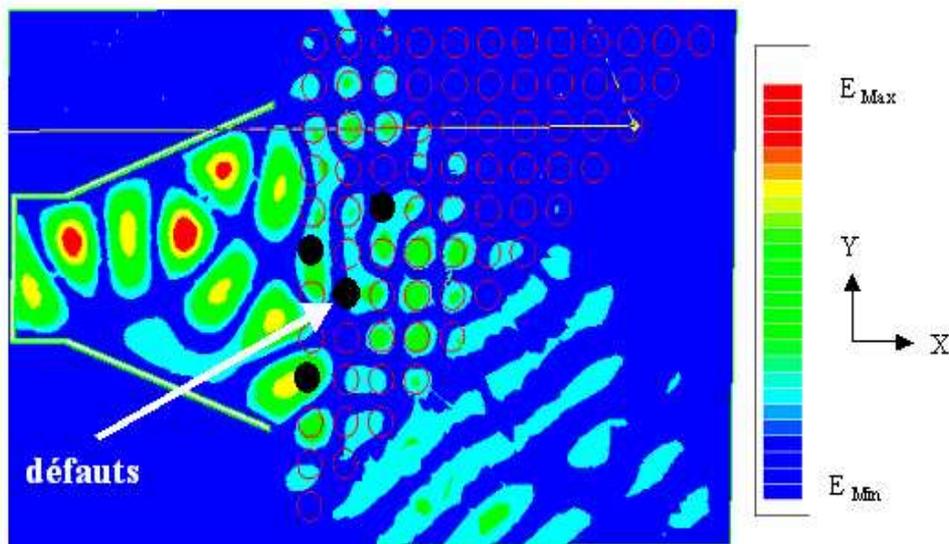
données à une fréquence de 15,685 GHz (fréquence dans la bande interdite). La permittivité diélectrique des tiges est $\epsilon=3,5$ ($n=\sqrt{3,5}\approx 1,87$). Des conditions de frontières absorbantes sont utilisées sur les quatre côtés du domaine de calcul. L'onde incidente est en polarisation TM. La structure de bande de la figure III.2.2 montre dans le cas d'une polarisation TM, qu'il existe une bande interdite entre 12,5 GHz et 18 GHz dans la direction $\Gamma \rightarrow X$, par contre, il existe des solutions au voisinage du point M de la première zone de Brillouin réduite. A cette fréquence, il n'existe pas de mode de Bloch se propageant dans la direction $\Gamma \rightarrow X$. Il n'y a donc pas à l'interface cristal/vide de couplage entre d'éventuels modes de Bloch et des modes se propageant dans le vide. Théoriquement les solutions qui apparaissent à la sortie du cristal dans la direction $\Gamma \rightarrow X$ sur la figure III.2.1 ne sont pas des solutions des modes de Bloch. Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent dans le cas d'un cristal photonique fini, la transmission décroît exponentiellement en fonction de l'épaisseur du cristal. Donc les solutions qui apparaissent dans cette direction peuvent être expliquées par un effet équivalent à l'effet tunnel. Dans le cas d'une structure avec défauts, la distribution de champ présente les caractéristiques voisines des modes de Bloch. En effet aux modes évanescents s'ajoutent les modes propagatifs. Comme il existe des solutions au voisinage du point M, l'onde incidente se couple avec ces modes et se propage dans le cristal. A la sortie elle se couple avec les modes du vide. L'existence de la bande interdite dans la direction $\Gamma \rightarrow X$ ne permet pas la propagation de l'onde électromagnétique. La figure III.2.1 montre que la présence de défauts augmente le couplage entre l'onde incidente et les modes propagatifs du cristal. On observe également que la répartition de champ électrique à l'intérieur du cornet est modifiée cela est dû aux réflexions entre le cristal et le cornet. Nous avons choisi une répartition particulière de défauts pour avoir une meilleure transmission. Les questions qui se posent sont :

- * Comment choisir la distribution de défauts pour avoir une meilleure transmission dans une bande de fréquences interdites ?

- * Est ce qu'une meilleure transmission pourra être obtenue quelle que soit la taille d'un cristal photonique ? Pour répondre à ces questions, nous avons effectué une étude sur une structure plus large de (16×16) tiges. Le choix de cette structure est adapté aux conditions expérimentales dont nous disposons au sein du laboratoire.



a)



b)

Figure III.2.1 : Module du champ a) associée à un prisme parfait et b) aux modes de défauts, représentant la propagation de l'onde dans le plan de coupe (X,Y), l'onde incidente est en polarisation TM (Le champ E est parallèle aux tiges). Le rayon des tiges est de $0,3571a$, où a est la période du réseau. La couleur en rouge correspond l'amplitude du champ maximal et la couleur en bleu correspond à l'amplitude du champ nulle.

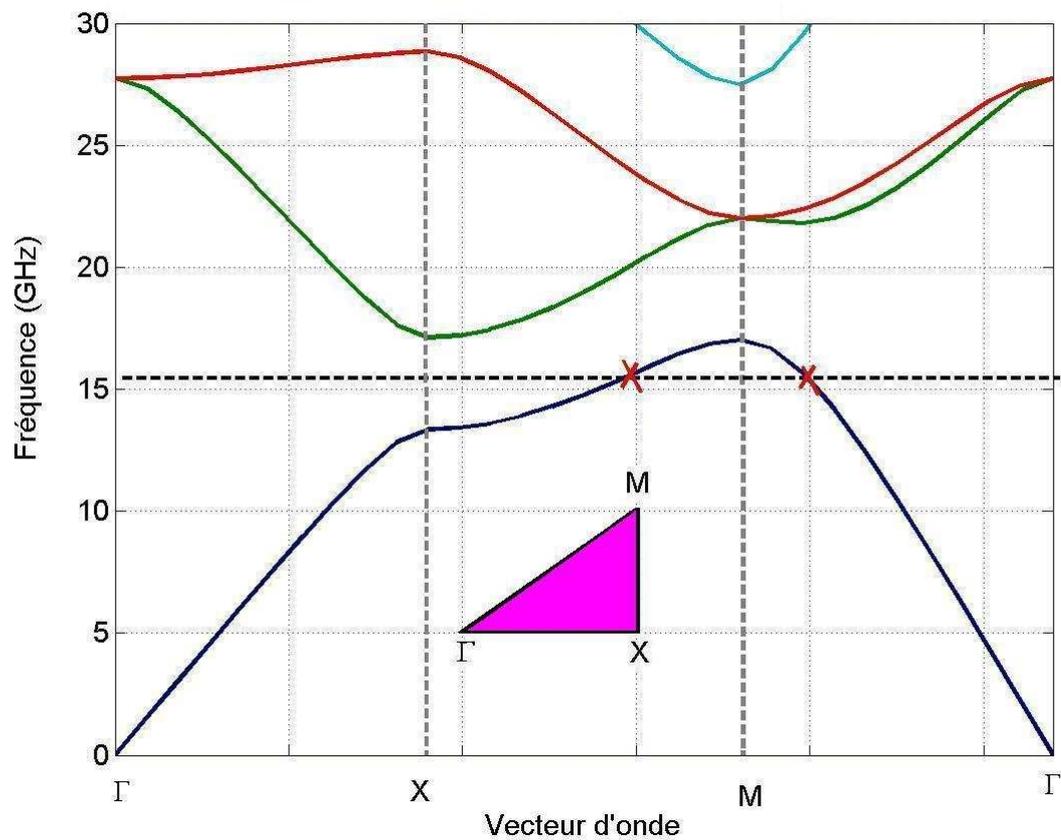


Figure III.2.2: Structure de bande d'un réseau carrée bidimensionnel de tiges cylindriques diélectrique ($\epsilon=3,5$) dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = 0,3571a$.

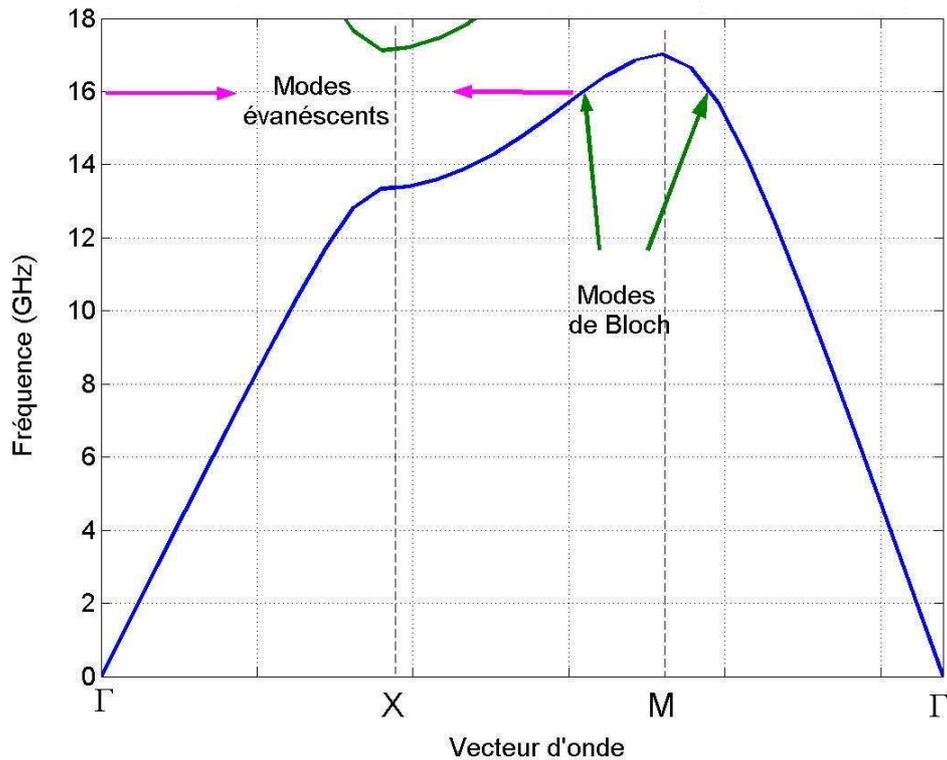
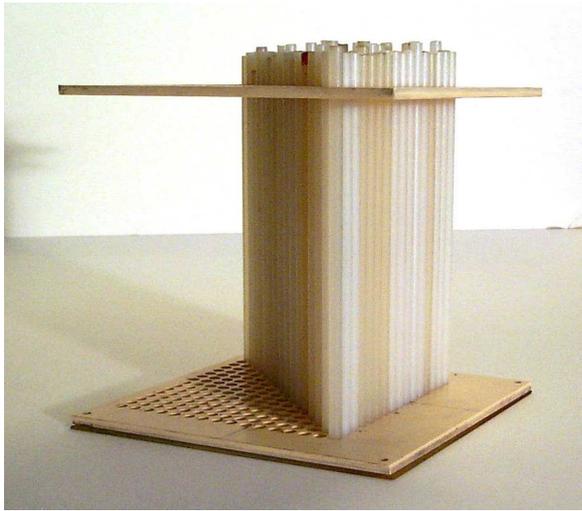


Figure III.2.3 : diagramme de dispersion du cristal 2D en polarisation TM. A 16 GHz, on a un GAP partiel, seuls des modes de Bloch avec un vecteur d'onde correspondant au voisinage du point M peuvent se propager dans le cristal.

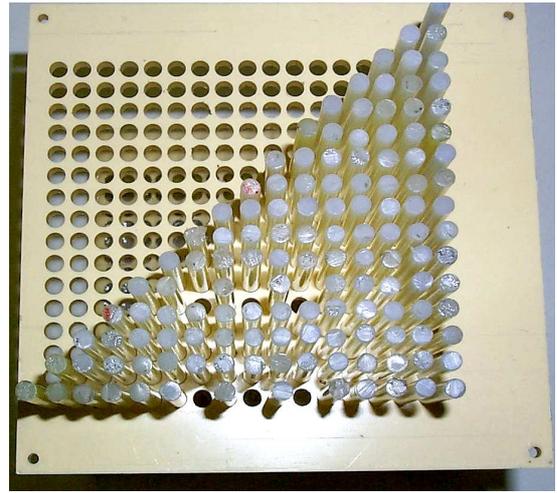
IV. Réalisation et caractérisation expérimentale

IV.1. Description et réalisation expérimentale

Nous avons fabriqué un prisme-Bip dopé en insérant des défauts à l'intérieur de la structure. Dans notre cas, les défauts étudiés ont consisté principalement à supprimer certaines tiges pour introduire le désordre dans la structure diélectrique. Le diamètre des tiges est de $d = 5$ mm, le pas du réseau de $p = 7$ mm, et la hauteur des tiges de 20 cm.



a)



b)

Figure IV.1 : Photo du prisme avec défauts. La figure a) montre une vue des cotés du prisme et la figure b) montre une vue au dessus du Prisme. Le diamètre des tiges de $d = 5\text{mm}$ et le pas du réseau de $p = 7\text{mm}$.

Le prisme-BIP correspond à un arrangement périodique de tiges placées dans l'air sous forme d'un isocèle triangle droit et avec (12×12) tiges. Les défauts correspondent à des tiges (voir figure IV.1). Un cornet émetteur est centré sur l'une des faces du Prisme à une distance de 8 cm par rapport au centre du Prisme. Le récepteur a été placé a une distance de 13,5 cm du même centre.

IV.2. Résultats de mesure d'un prisme avec et sans défauts

Les mesures qui ont été réalisées sur un prisme BIP sont exprimées en linéaire. La figure IV.2 donne les diagrammes de rayonnement pour un prisme BIP parfait (à gauche) et dopé (à droite) à la fréquence de 15,685 GHz. Dans le cas d'un prisme parfait on observe deux directions de propagation. L'une avec une transmission à 30° de l'ordre de 0,27 et l'autre à 290° une transmission de 0,12. Les défauts correspondant à des tiges retirées sont marqués avec des croix.

Dans le cas d'un prisme avec 4 défauts on observe aussi le même phénomène, soit un lobe dans la direction à 30° avec une faible transmission $T = 0,20$ et un autre lobe dans la direction anormale avec une transmission l'ordre de 0,58. Cette dernière est cinq fois plus élevée que celle d'un prisme parfait.

L'amplitude élevée de la transmission anormale est due aux défauts créés et à leur répartition à l'intérieur de la structure (l'étude de défauts sera détaillée dans les prochains paragraphes). On voit bien que la transmission est plus importante, autrement dit les ondes électromagnétiques ont les mêmes propriétés que celles des modes de Bloch. On remarque aussi que les lobes qui correspondent à une transmission normale gardent les mêmes directions (nous avons calculé l'indice de réfraction effective dans la bande permise. Nous l'avons trouvé de l'ordre de 1,28). Cela explique que les caractéristiques fondamentales du cristal ne sont pas modifiées.

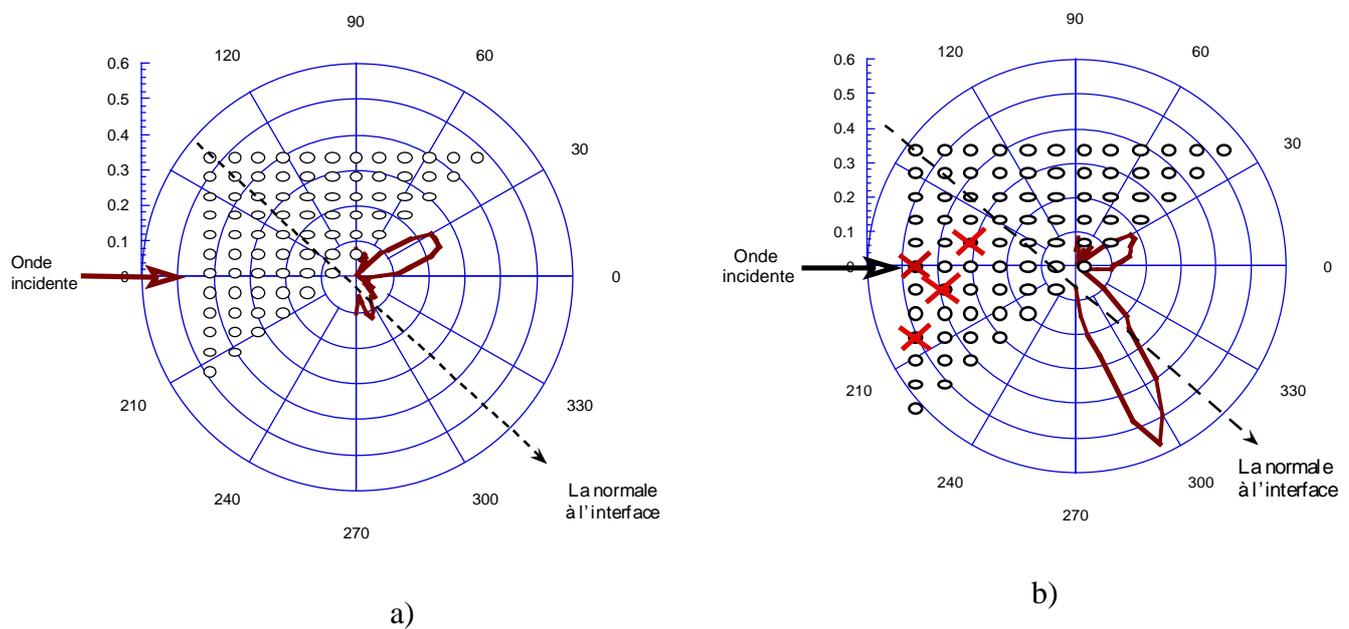


Figure IV.2 : Diagrammes de rayonnement mesurés d'un prisme-BIP parfait(a) perturbé(b) et de 12/12 tiges de Nylon à la fréquence de 15,685 GHz.

V. Comparaison entre les résultats de mesure et de simulation

La figure V donne les diagrammes de rayonnement mesuré (a) à l'aide de l'analyseur de réseau et calculé (b) avec HFSS. Le calcul et la mesure ont été effectués en champ proche et à une fréquence de 15,7 GHz. Sur les deux diagrammes (mesuré et calculé) on observe un lobe à un angle de -30° par rapport à la normale à l'interface du Prisme-BIP avec des transmissions de l'ordre de 0,6 (mesuré) et 1 (calculé). Les deux diagrammes sont en accord, sauf au niveau de la transmission. Ce décalage est dû aux conditions expérimentales. En effet, les conditions de mesure et de simulation ne sont pas identiques (il est difficile d'intégrer toutes les conditions expérimentales dans la simulation pour des raisons d'encombrement mémoire)

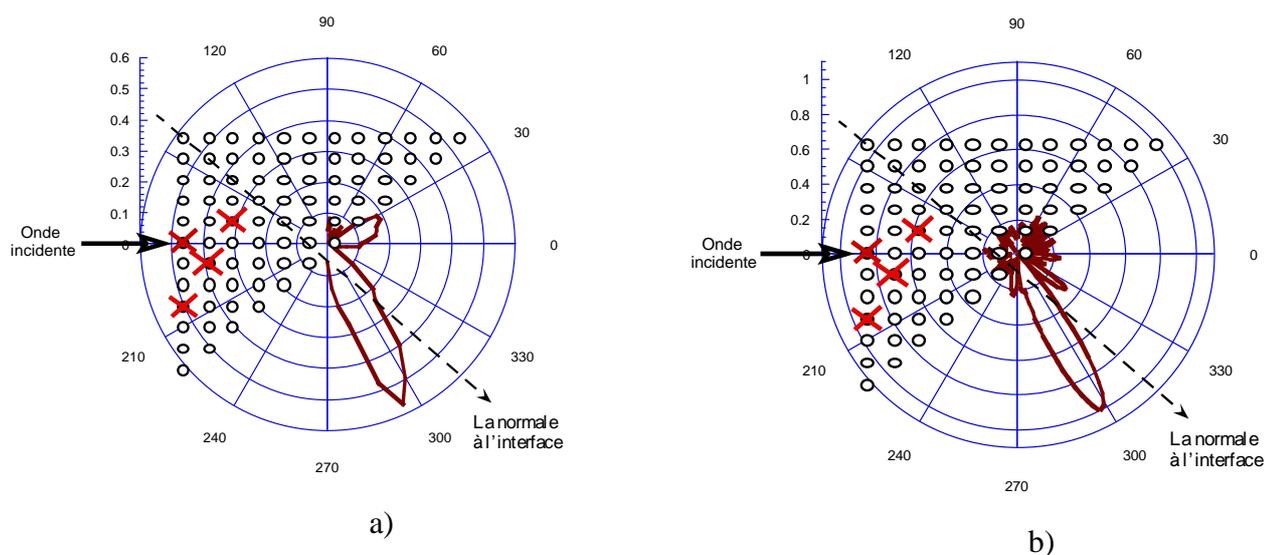


Figure V : Diagrammes de rayonnement mesuré a) et calculé b) à 15,685 GHz pour un prisme-BIP de 12/12 tiges avec quatre défauts. Le rayon des tiges est de $0,3571a$ où a est la période de la structure et de permittivité $\epsilon = 3,5$. L'onde incidente est supposée en en polarisation TM.

L'étape suivante consiste à vérifier l'amplification de la transmission anormale sur une structure plus large. Cette structure possède les mêmes paramètres (le pas, le diamètre et de permittivité) que la structure précédente. La conservation de ces paramètres nous permettra de conserver les positions des bandes permise et interdite qui peuvent être mesurées avec notre banc de mesure.

VI. Vérification de l'amplification de la transmission anormale sur une structure plus large.

Le choix d'une structure plus large a l'avantage de réduire les effets de bord et de déterminer avec une meilleure précision l'indice effectif du matériau dans la bande permise, même si elle présente certains inconvénients en simulation. En effet, nous avons effectué des mesures sur un Prisme BIP de (16×16) tiges et de (12×12) tiges (Figure VI.1). La comparaison entre les deux résultats nous montre que les effets de bord perturbent la précision sur le calcul de l'indice effectif du Prisme de 12 sur 12 tiges pour certaines fréquences dans la bande permise. Par contre dans le cas d'un prisme de 16 sur 16 tiges nous obtenons une meilleure précision sur la mesure de l'indice effectif. Au niveau de transmission les deux milieux ont la même transmission. Elle est de l'ordre de 0,5.

Il faut noter que le problème des effets de bord peut apparaître principalement aux basses fréquences lorsque la taille de la structure est trop faible par rapport à la largeur du faisceau et à la longueur d'onde.

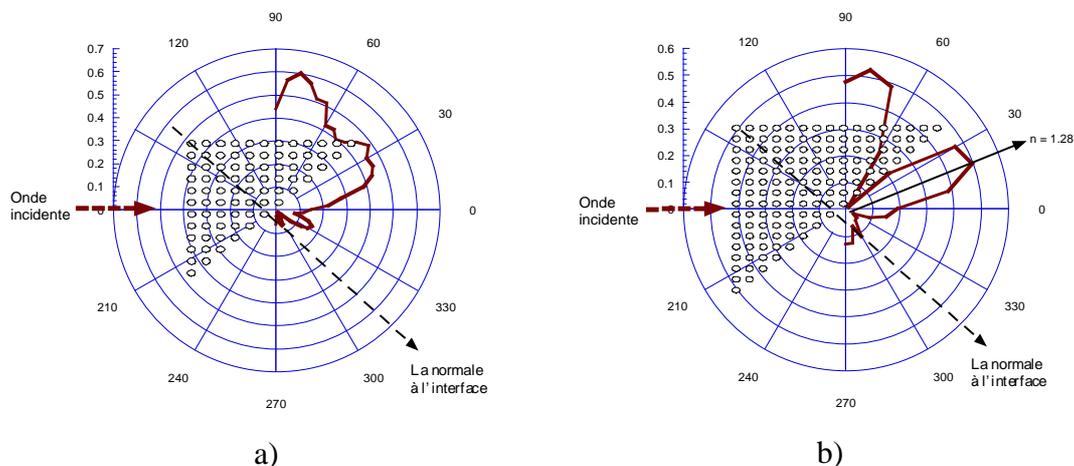


Figure VI.1: diagrammes de rayonnement mesurés en champ proche à 11,185GHz (fréquence permise). Les figures a) et b) donnent respectivement le diagramme de rayonnement d'un prisme de 12 sur 12 tiges de 16 sur 16 tiges en polarisation TM.

Une autre série de mesures a été réalisée sur un Prisme-BIP perturbé de 16 sur 16 tiges, ayant les mêmes paramètres géométriques (même période, même diamètre des tiges et même permittivité diélectrique) que la structure précédente (12×12) mais n'ayant pas la même répartition de défauts. Car lorsque la taille de la structure change, les positions de défauts changent et l'onde l'incidente ne peut pas exciter les mêmes modes électromagnétiques.

Donc on cherche à savoir si on peut amplifier la transmission quelque soit la taille d'une structure et on veut étudier l'évolution de la transmission en fonction de la répartition de défauts.

La figure VI.2. donne les diagrammes de rayonnement mesurés d'un prisme parfait (figure VI.2-a) constitué de (16×16) et d'un prisme avec trois défauts (figure VI.2-b) pour une fréquence $f=16\text{GHz}$. Dans les deux cas on observe les mêmes phénomènes montrés dans le paragraphe précédent. La transmission anormale est deux fois plus forte que celle d'un prisme parfait. La présence des trois défauts permet à l'onde incidente de se coupler à un des modes propagatifs du cristal

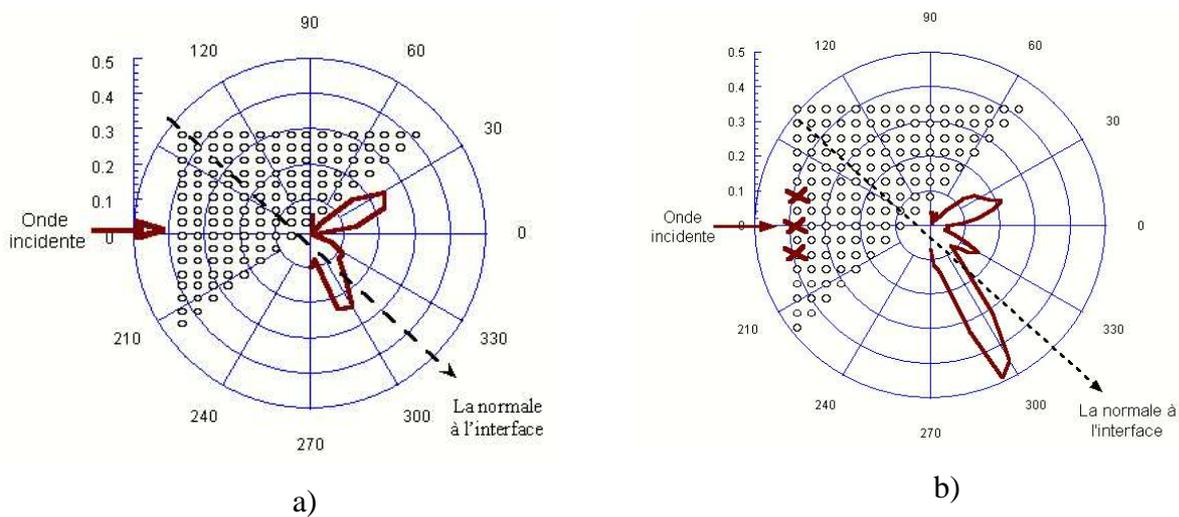


Figure VI.2: diagrammes de rayonnement obtenus pour un prisme-Bip parfait en a), et avec défauts en b). La fréquence est de 16 GHz, la période du cristal est de $p = 7$ mm.

Dans le cas d'une structure parfaite, on observe deux lobes qui se propagent dans deux directions différentes. A 16 GHz, la fréquence se situe dans la bande interdite autour du point Γ (voir la figure III.2.3). Il n'existe pas de modes de Bloch se propageant dans le cristal dans la direction $\Gamma \rightarrow X$. Il n'y a donc pas à la première interface vide/cristal de couplage entre des modes se propageant dans le vide (à la sortie du cornet) et d'éventuels modes de Bloch dans le cristal. Pour avoir des solutions de Bloch il faut exciter la structure autour du point M. En effet, si on regarde la figure III.2.3 à 16 GHz, on aura 2 solutions au voisinage du point M. Le résultat expérimental de la figure VI.2.b montre que les ondes incidentes à la

sortie du cornet ne se propagent pas uniquement dans la direction $\Gamma \rightarrow X$ et on observe que l'une des directions est amplifiée. Ceci peut s'interpréter comme l'apparition de solutions de propagation dans la bande interdite. Le diagramme de rayonnement montre un lobe qui apparaît à 295° et possède une transmission plus élevée à $T = 0,49$ que dans le cas du cristal parfait. Si on regarde la carte du champ électrique de la figure la figure III.2.1, on observe que l'onde incidente subit des réflexions à l'interface entre le cristal et le cornet et que par la suite sa trajectoire est modifiée. Elle excite les modes dans la direction $\Gamma \rightarrow M$ et par la suite on obtient une amplification apparente du phénomène d'ultra réfraction

Revenons à la figure VI.2 dans le cas du cristal parfait en a), les deux lobes observés sont des lobes résiduels dûs aux modes évanescents du champ incident qui traversent la structure par effet équivalent à l'effet tunnel. D'ailleurs, si on augmente le nombre de tiges, la transmission en sortie décroît exponentiellement, ce qui ne peut correspondre à des solutions de propagation dans le cristal. Nous avons vu ce point dans le chapitre précédent.

En résumé, l'étude a été faite sur une structure simple de tiges de Nylon. On a créé les cavités d'une manière à amplifier la réfraction anormale. Une question néanmoins se pose : comment créer des cavités à l'intérieur de la structure de manière à optimiser l'amplification dans une direction anormale?

Pour répondre à cette question nous avons effectué une série de mesures sur le prisme-BIP en changeant la position des cavités. Dans un premier temps une rangée de défauts a été créée dans la direction perpendiculaire à la propagation de l'onde incidente puis nous avons couplé une autre rangée de défauts. Ensuite des défauts ont été ajoutés dans la direction de l'onde incidente.

VII. Etude de défauts

VII.1. Etude dans la bande permise

VII.1.1. Cas d'une ligne de défauts perpendiculaire à la direction de propagation.

L'objectif visé est d'étudier la propagation du champ électromagnétique dans un cristal photonique comportant une ligne de défauts (figure VII.1.1.A). Pour cela une série de mesures a été effectuée sur le prisme BIP. Nous avons conservé le même nombre de défauts, en changeant uniquement leurs répartitions à l'intérieur de la structure et nous allons voir le comportement du cristal sur les différentes fréquences dans la bande permise. Sur chaque

figure, nous traçons les diagrammes de rayonnement pour les différentes fréquences appartenant à la bande permise.

Il faut rappeler que les longueurs d'onde avec lesquelles nous avons excité notre structure sont de l'ordre de $\lambda \approx 4 \times p$ (avec p le pas de la structure). Les figures VII.1.1.B et VII.1.1.C montrent en échelle linéaire les diagrammes de rayonnement pour 3 fréquences différentes. Ces fréquences illustrent le rayonnement du prisme au long de la bande permise.

Nous retrouvons le même type de comportement du prisme. Mais la transmission diminue en approchant de la bande interdite (pour $f = 11,005$ GHz la transmission est de 0,6 et pour $f = 12,04$ GHz elle est de 0,44). Dans cette gamme de fréquence, le cristal photonique se comporte comme un milieu homogène. En utilisant la loi de Snell-Descartes, on trouve que l'indice effectif du milieu est de l'ordre de 1,27. En faisant une translation de la chaîne de défauts à l'intérieur de la structure (figure VII.1.1.B), la réponse optique du milieu ne change pas, ainsi que le niveau de transmission. Apparemment traduire les défauts dans une gamme de fréquences permises, sur une ligne perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde, ne permet pas de changer les propriétés optiques du milieu effectif.

Si on couple les deux lignes de défauts comme le montre la figure VII.1.1.C, sur toute la gamme de fréquences permises on obtient le même phénomène : un lobe qui représente la transmission et un autre qui représente la réflexion. Par contre les amplitudes de transmission et de réflexion sont différentes. La transmission est moins importante par rapport au cas d'un prisme constitué d'une seule ligne de défauts, elle est de l'ordre de $T = 0,52$ tandis que dans le cas d'un prisme avec une seule ligne de défauts, la transmission est de l'ordre de 0,57. Sur la figure VII.1.1.D nous avons transposé les diagrammes de rayonnement à 10 GHz d'un prisme constitué d'une ligne de trois défauts sur la première rangée (la courbe en pointillé) et d'un autre prisme constitué de deux lignes de défauts couplés (en trait pleins). On montre le diagramme de rayonnement d'un prisme constitué d'un couplage de deux lignes de défauts. Cette différence peut être expliquée par le calcul des coefficients de réflexion et de transmission. En effet, nous avons montré dans le chapitre précédent aux fréquences permises que le cristal photonique se comporte comme un milieu homogène linéaire et isotrope avec un indice effectif n_{effectif} . Dans notre cas l'indice effectif du milieu change en fonction du nombre de tiges. Ainsi le cristal photonique 2D peut être vu comme une superposition de réseaux binaires 1D et de couches homogènes (de l'air).

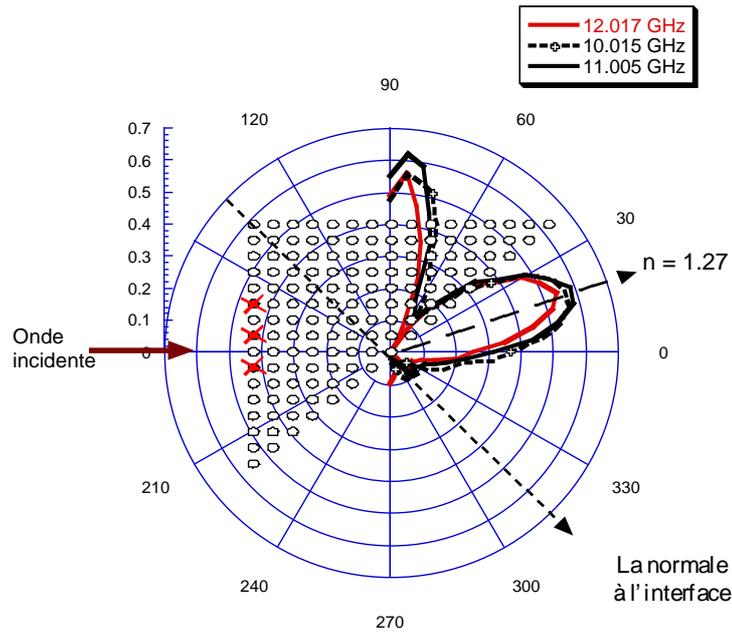


Figure VII.1.1.A : diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM dans la bande permise pour un prisme constitué d'une chaîne de défauts sur la première rangée. Les courbes en noir correspondant à 10,015 GHz en pointillés et 11,005 GHz en trait plein. Celle en rouge correspondant à 12,04 GHz.

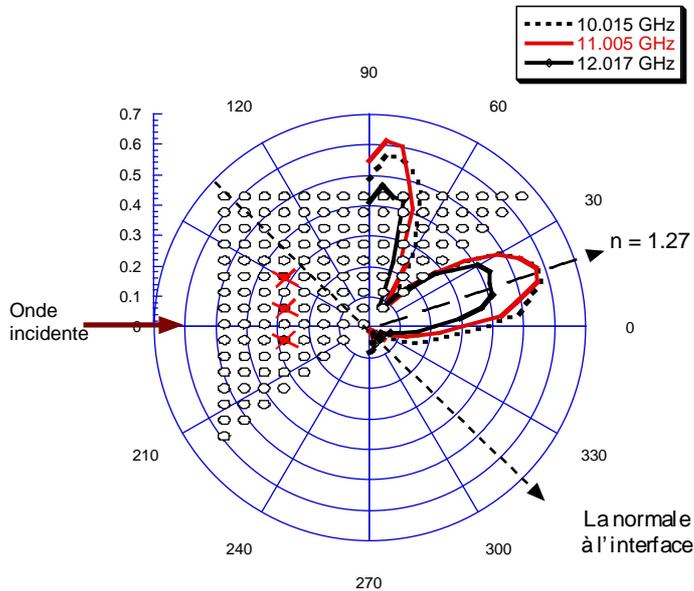


Figure VII.1.1.B: diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM dans la bande permise pour un prisme constitué d'une chaîne de défauts sur la quatrième rangée. La courbe correspondante à 10,015 GHz est en pointillés, celles de 11,005 et 12,017GHz est en traits plein rouge et noir respectivement.

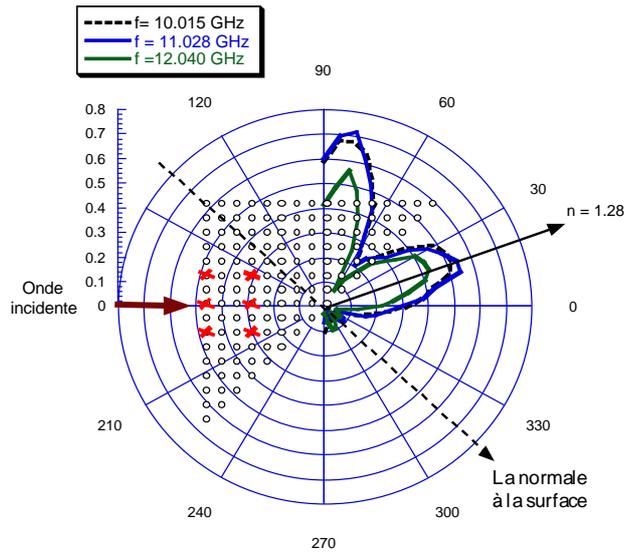


Figure VII.1.1.C: diagramme de rayonnement mesuré pour un prisme Bip avec 2 lignes de défauts couplés pour les fréquences de 10 à 12 GHz.

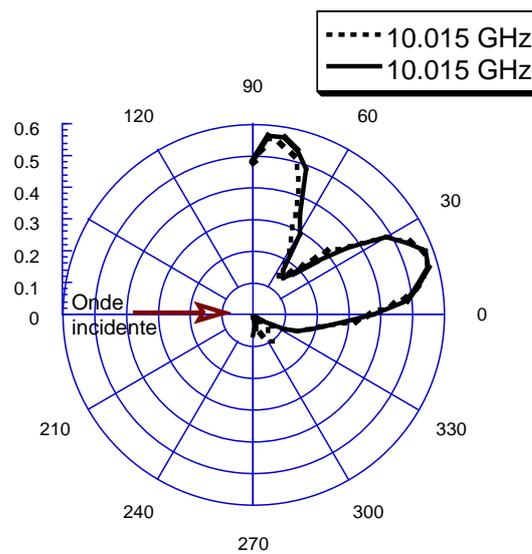


Figure VII.1.1.D : Comparaison entre les diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM à 10,015 GHz de la figure VII.1.1.A et VII.1.1.B. La courbe en pointillés est celle de 3 défauts situés sur la première rangée et la courbe en trait plein est celle de 3 défauts placés sur la quatrième rangée du prisme.

En conclusion dans la bande de fréquences permises, les défauts perpendiculaires à la direction de propagation ne changent pas la trajectoire du champ électromagnétique et le cristal photonique se comporte comme un milieu classique avec un indice effectif supérieur à 1.

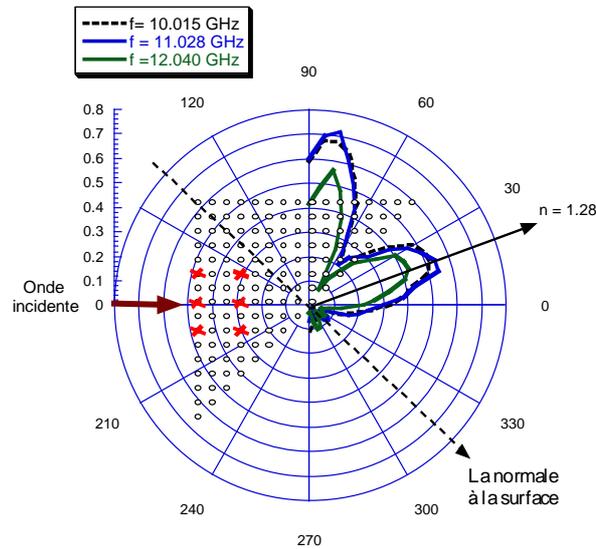


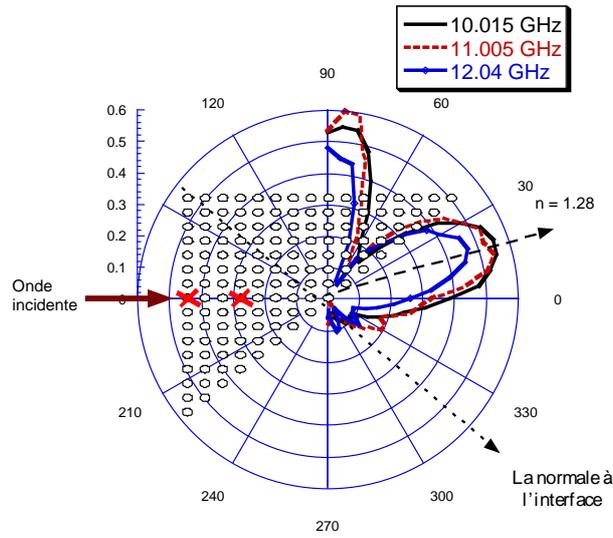
Figure VII.1.1.C: diagramme de rayonnement mesuré pour un prisme Bip avec 2 lignes de défauts couplés pour les fréquences de 10 à 12 GHz.

VII.1.2. Cas de défauts parallèles à la direction de propagation

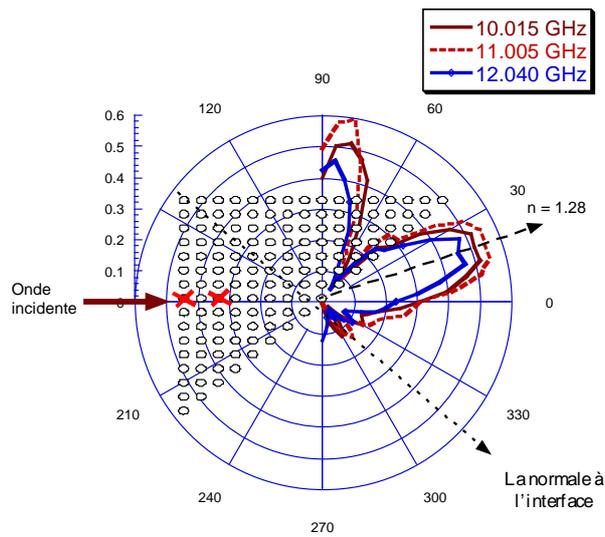
Dans ce paragraphe, on poursuit le même raisonnement, c'est à dire qu'on étudie le comportement du cristal photonique sur toute une gamme de fréquences permises. Mais cette fois on retire les tiges sur la même ligne située selon la direction de propagation. Nous avons choisi 2 défauts. La figure VII.1.2.a montre le comportement du cristal photonique pour trois différentes fréquences dans la première bande permise. Sur cette figure où nous avons changé la position de défauts. La figure VII.1.2.a donne les diagrammes de rayonnement pour trois fréquences, $f = 10.015$ GHz ; 11.005 et 12.04 GHz. La figure VII.1.2.a représente les diagrammes de rayonnement pour deux défauts décalés l'un par rapport à l'autre de 2 rangées de tiges. Et la figure VII.1.2-b donne les diagrammes de rayonnement aux mêmes fréquences mais cette fois les deux défauts sont décalés par une rangée de tiges. Sur les deux figures on

observe que les positions de défauts l'un par rapport à l'autre sur la même colonne n'a pas d'effet sur le comportement du milieu effectif dans la bande permise. Pour chaque fréquence appartenant à la bande permise, le cristal photonique se comporte comme un milieu homogène.

Si on ajoute un autre défaut sur la même colonne, le cas de la figure VII.1.2-C on observe toujours le même comportement, un lobe qui représente la réflexion et un autre qui représente la transmission.



a)



b)

Figure VII.1.2: Diagrammes de rayonnement mesurés dans la bande de fréquence permise pour deux défauts. La figure a) donne le diagramme de rayonnement des défauts espacés de deux rangées de tiges et la figure b) donne le diagramme de rayonnement de 2 défauts espacé

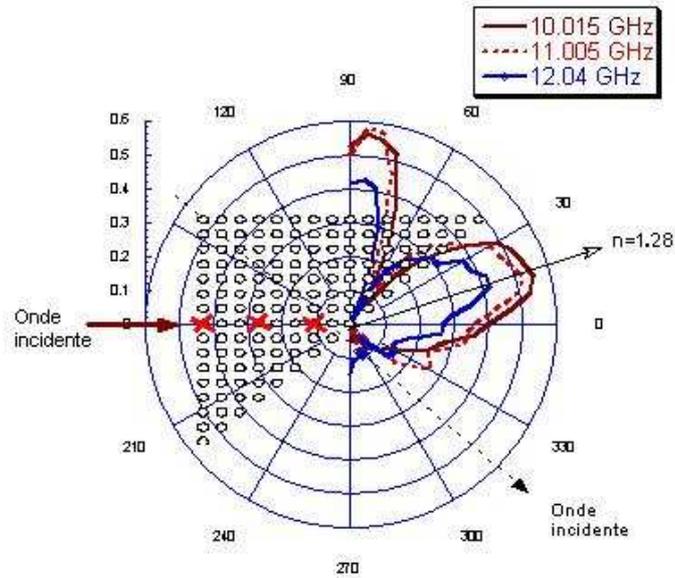


Figure VII.1.2.C: Diagramme de rayonnement mesuré dans la bande de fréquence permise pour 3 défauts.

Quelle que soit la répartition de défauts à l'intérieur de la structure dans la bande de fréquence permise le comportement du champ électromagnétique à l'intérieur du cristal photonique ne change pas. En effet les résultats des mesures de la figure VII.1.2.D montrent que dans la bande de fréquence permise, la répartition du même nombre de défauts n'influe pas sur le comportement effectif de la structure. Ainsi leur répartition à l'intérieur de la structure n'a pas d'effet sur l'indice effectif du milieu.

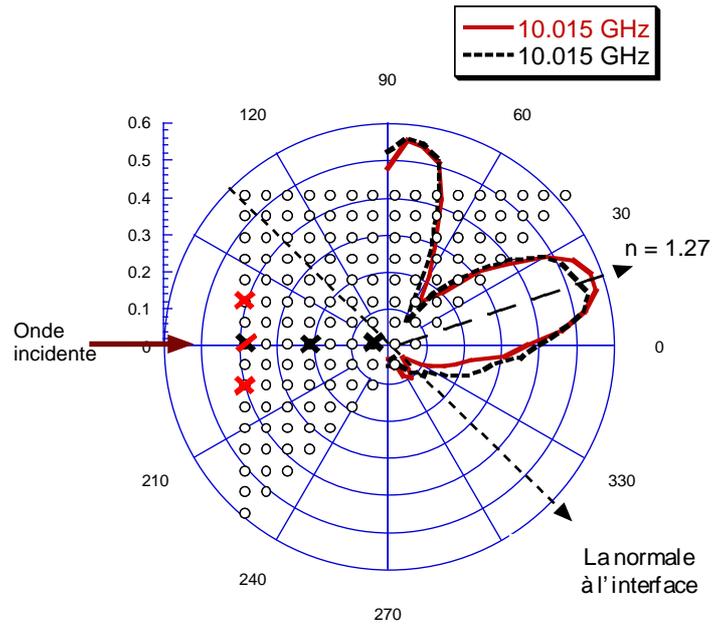


Figure VII.1.2.D: Diagrammes de rayonnement mesurés à 10,015 GHz (fréquence permise) pour 3 défauts. La courbe en noir est celle d'un prisme avec 3 défauts parallèles à l'onde incidente. La courbe en rouge est celle d'un prisme avec trois défauts perpendiculaires à la l'onde incidente. Les mesures sont en polarisation TM.

Si on fait une comparaison entre une structure parfaite et une structure avec trois défauts de surface, (cf. figure VII.1.2.E), on observe le même comportement : un lobe qui représente la transmission et un autre qui représente la réflexion sur toute une gamme de fréquences permise.

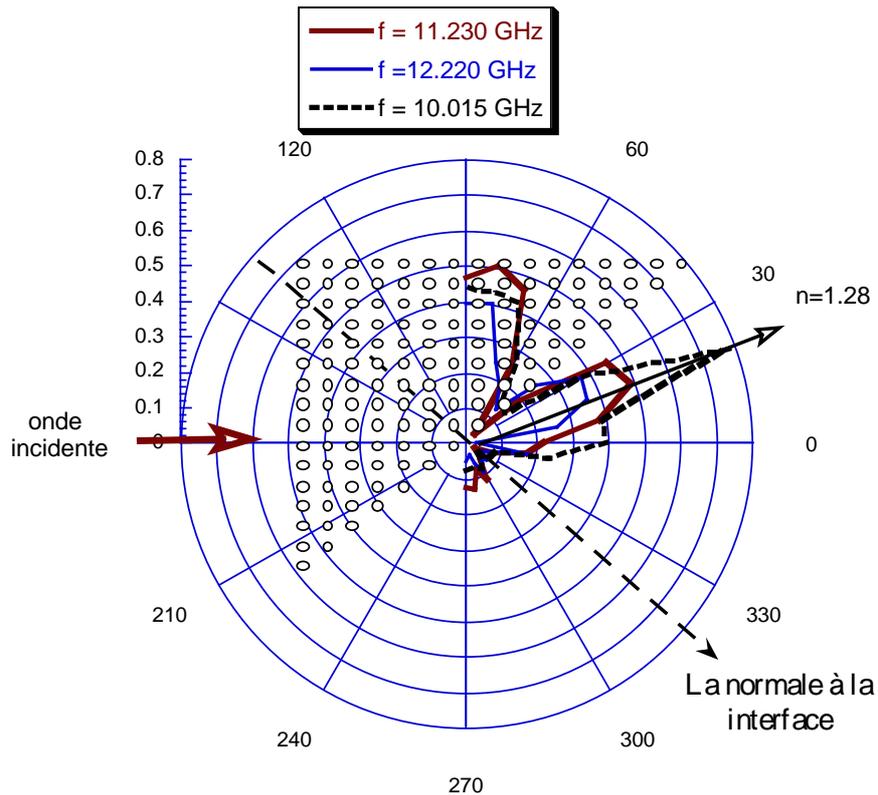


Figure VII.1.2.E: Diagrammes de rayonnement mesurés d'un prisme parfait aux différentes fréquences permises $f = 10.015$ GHz (courbe en pointillées) ; $11,23$ GHz(courbe en marron) et $12,23$ GHz(courbe en bleu) pour 3 défauts. Les mesures sont en polarisation TM.

VII.2. Calcul théorique de la permittivité

Un travail théorique a été effectué par Felbacq et al. [Felbacq 94] pour calculer la permittivité effective pour le cristal photonique, nous allons l'appliquer à notre structure pour calculer son indice effectif théorique. Cette propriété a été aussi démontrée expérimentalement sur un réseau carré [McCall 91] et théoriquement par Sakoda [Sakoda 01]

D'après la théorie de Felbacq et al. aux basses fréquences et en polarisation TM (champ E est parallèle aux tiges), le champ traversé par l'ensemble des cylindres est isotrope ; d'autre part ; le système global est homogène et la permittivité diélectrique effective du cristal photonique est positive et donnée par :

$$\varepsilon = 1 + (\varepsilon_i - 1) \times \left(N \times \frac{\rho^2}{R_0^2} \right) \quad (1)$$

avec ε : la permittivité effective du cristal photonique

ε_i : la permittivité de tiges

N : le nombre de tiges du cristal photonique

R_0 : le rayon du cristal photonique ou le rayon global de la structure

ρ : le rayon des tiges.

Si on applique cette relation à notre structure de 16 sur 16 tiges avec 2 défauts on a :

- Le nombre de tiges $N = 133$ tiges.

$$N = \left\{ \left(16 \times \frac{17}{2} \right) - 3 \right\} = \{ (1+2+3+4+\dots+16) - 3 \} = \{ 16 * (17/2) - 3 \} = 133 \text{ tiges.}$$

- La permittivité des tiges $\varepsilon_i = 3,5$
- Le rayon des tiges $\rho = 2,5 \text{ mm}$
- Le rayon global de la structure $R_0 = 77,78 \text{ mm}$
- La permittivité effective théorique $\varepsilon = 1,34$

Nous avons utilisé la relation (1) pour déterminer l'indice effectif n_{eff} du milieu et nous avons trouvé $n \approx 1,16$.

Ce qui montre que les résultats de mesures et la théorie sont en bon accord (si on tient compte des conditions de mesures faites avec un pas angulaire de 5° , et une ouverture du cornet qui perturbe la précision).

Donc dans la bande permise et aux basses fréquences, les matériaux à bande interdites photonique avec défauts se comportent comme des matériaux homogènes et leur indice effectif dépend uniquement du nombre de tiges, du rayon global de la structure et de la permittivité élémentaire des tiges. Ainsi la répartition des défauts à l'intérieur de la structure n'a aucun effet sur la trajectoire du champ électromagnétique à la sortie du prisme.

VII.3. Etude dans la bande interdite

VII.3.1. Cas de défauts de surface

Dans ce paragraphe nous allons montrer la réponse du cristal photonique en fonction de la répartition de défauts sur la première interface du prisme, comme le montre les figures VII.3.1.1 ; VII. 3.1.2 ; VII.3.1.3 ; VII.3.1.4.

La figure VII.3.1.1 représente le diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM à 16 GHz pour un prisme constitué d'un seul défaut. Sur le diagramme de rayonnement on observe plusieurs lobes mais avec une transmission qui ne dépasse pas 0,22. Si on suppose que ce défaut est situé à la même position sur la première interface d'un prisme infini, théoriquement ces lobes vont décroître exponentiellement en fonction du nombre de couches. Nous l'avons démontré dans le chapitre précédent. Donc il est difficile de dire que les lobes qu'on observe sur le diagramme de rayonnement sont dûs aux couplages entre l'onde incidente et les propagatifs du cristal puisque la transmission est très faible.

Il faut noter aussi qu'avec la méthode des supercellules il est difficile de prédire les propriétés d'une structure finie à partir de la connaissance des propriétés d'une structure infinie. En effet nous l'avons utilisé pour déterminer les modes propagatifs de Bloch dans le cristal photonique. Malheureusement elle n'est pas adaptée aux cas des structures finies et avec défauts, car le calcul n'est possible qu'à condition de réintroduire artificiellement la périodicité brisée par le défaut lui-même.

Donc pour mieux comprendre ce qui se passe dans notre structure avec défauts, nous avons continué l'étude expérimentale.

La figure VII. 3.1.2 donne le diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM à une fréquence de 16 GHz. Le prisme est constitué de deux défauts de surface symétriques. Ici nous avons fixé la fréquence pour comparer avec le résultat des mesures de la figure précédente. Sur cette figure on observe bien que le lobe situé à 300° est amplifié deux fois par rapport à celui de la figure VII.3.1.1 La transmission est $T = 0,41$. Par contre pour les deux autres lobes ont une transmission plus faible. Si on ajoute un autre défaut (cf. VII.3.1.3) on remarque bien qu'à la même fréquence, que la transmission a augmenté encore par rapport à la figure VII.3.1.2 et VII.3.1.1, elle est de $T = 0,49$.

Revenons au cas de la figure VII.3.1.4. La transmission du lobe qui correspond à 300° est de $T = 0,503$ et la transmission des lobes secondaires leur transmission devient plus faible par

rapport aux deux cas précédents et ne dépasse pas 0,08. Si on ajoute un autre défaut (cas de la figure VII.3.1.5), la transmission du lobe qui correspond à 300° devient faible mais on observe l'apparition d'un lobe secondaire comme dans les cas des figures VII.3.1.1 et VII.3.1.3. Le point commun à ces trois figures est le défaut situé sur la 8ème ligne (défaut au centre de l'interface, au milieu l'onde incidente). On peut dire que ce défaut est responsable de l'excitation du mode qui apparaît à l'angle $\theta = 300^\circ$

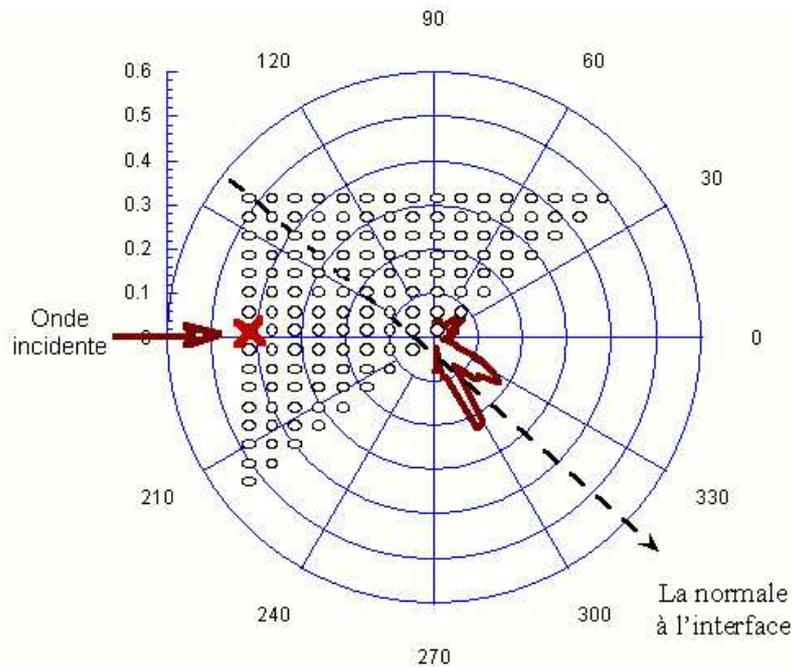


Figure VII.3.1.1 : Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec un défaut. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

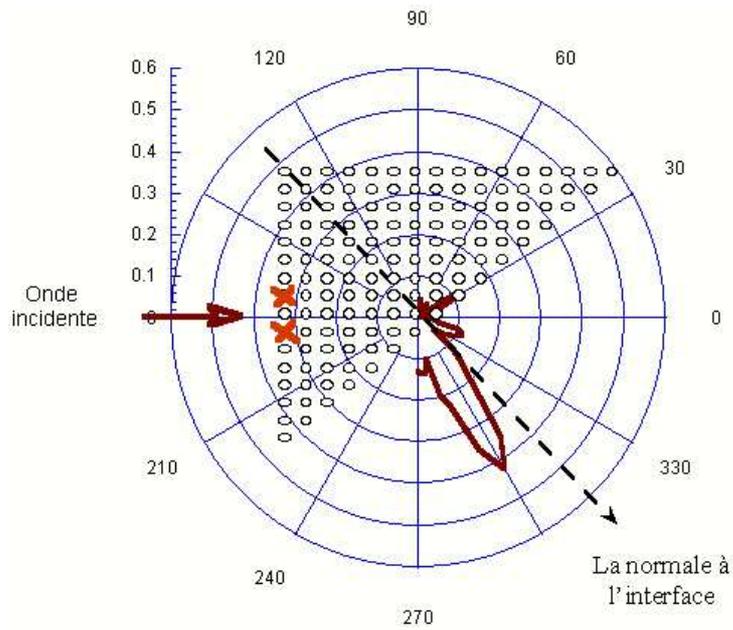


Figure VII.3.1.2 : Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 2 défauts. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

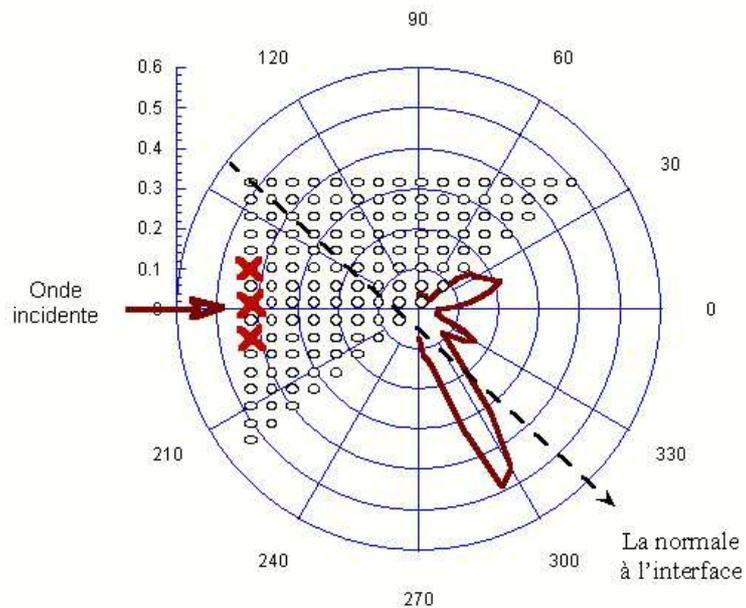


Figure VII.3.1.3 : Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 3 défauts. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

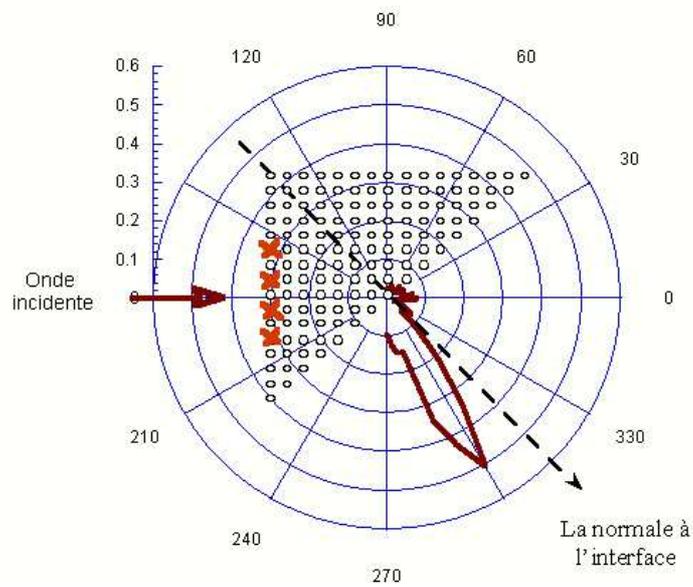


Figure VII.3.1.4 : Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 4 défauts. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

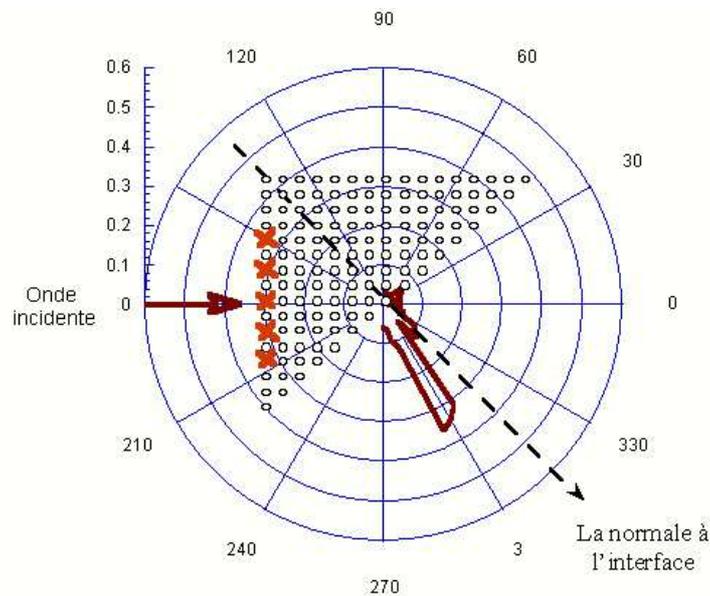


Figure VII.3.1.5: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 5 défauts. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

Remarque :

Dans ce qui précède, nous avons étudié le comportement du cristal photonique avec défauts de surface pour une seule fréquence interdite ($f = 16$ GHz). Il faut noter que ce type de comportement est observé à peu près sur toute la gamme de fréquences interdite. Dans l'idée de vérifier ce point, nous avons donné les diagrammes de rayonnement mesurés pour une autre fréquence située au fond de la bande interdite (exemple $f = 15,5$ GHz), tel que le montre la figure VII.3.1.6. On observe le même comportement que celui des figures VII.3.1.1 ; VII. 3.1.2 ; VII.3.1.4 et VII.3.1.5.

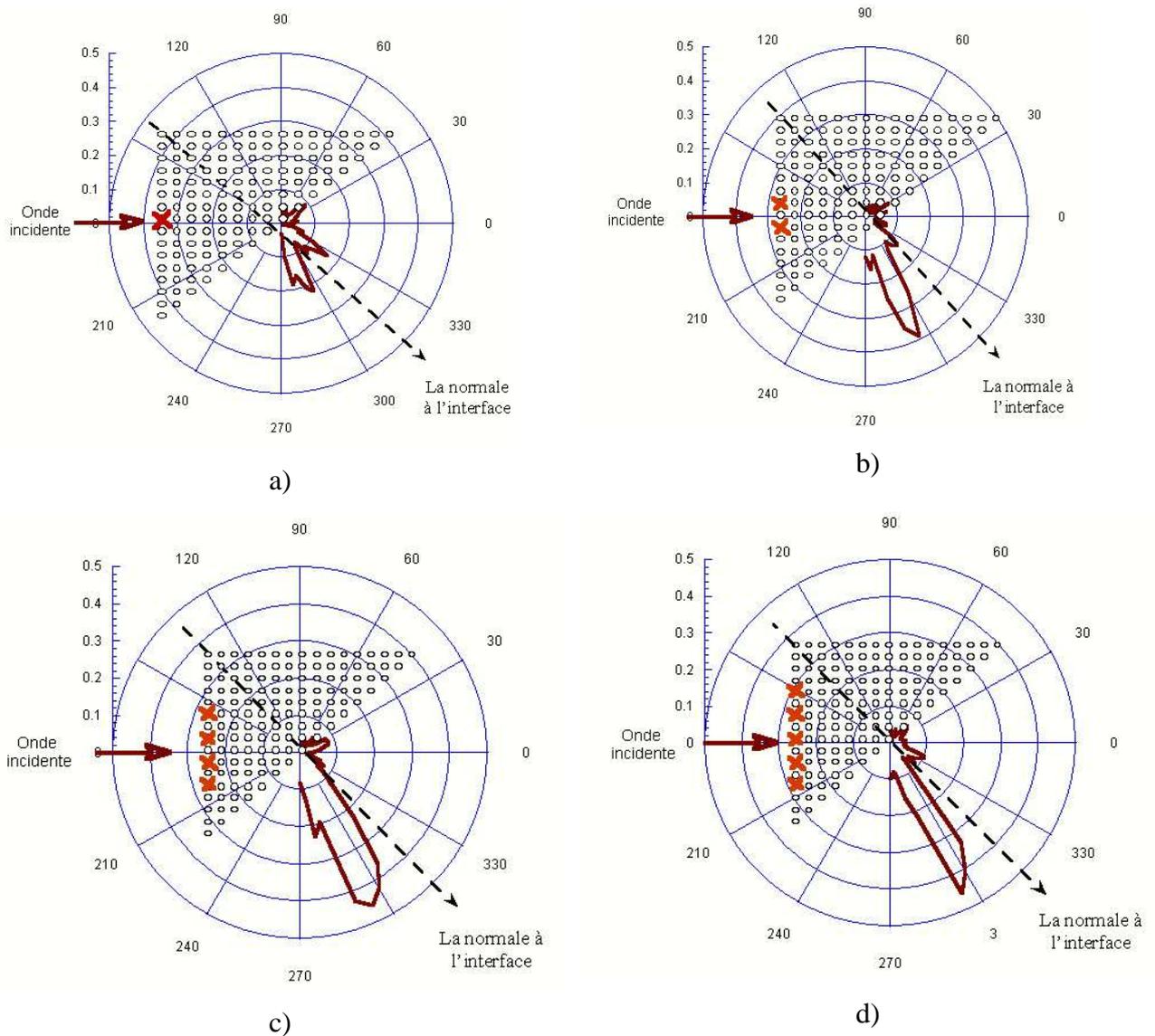


Figure VII.3.1.6 : Diagrammes de rayonnement mesurés à 15,5 GHz pour quatre prismes de (16×16) tiges avec un défaut (figure a) ; deux défauts (figure b) ; quatre défauts (figure c) et cinq défauts (figure d) . Les diagrammes de rayonnement sont donnés en polarisation TM.

VII.3.2. Défauts de profondeur

Dans ce paragraphe, nous allons étudier le comportement du cristal photonique lorsque les défauts se déplacent en profondeur de la structure, comme le montre la figure VII.3.2.1. On observe le même phénomène sur la figure VII.3.2.2. Mais les deux lobes situés aux angles $\theta = 300^\circ$ et $\theta = 330^\circ$, ont une transmission plus faible. Un lobe représente une transmission

de l'ordre de $T=0.13$ et l'autre une transmission $T=0.06$. Par contre pour le lobe situé à 27° la transmission reste constante par rapport au cas de la figure VII.3.2.2.

Revenons maintenant au cas d'un prisme parfait (cas de la figure VII.3.2.3). On retrouve le même comportement que celui d'un prisme constitué de défauts en profondeur. Donc quand on éloigne les cavités de la source, il est difficile d'exciter la structure, et les transmissions des modes électromagnétiques deviennent plus faibles. Comme nous l'avons montré dans le deuxième chapitre, la transmission dans la bande interdite décroît exponentiellement en fonction de nombre de couches. Donc les défauts en profondeur, n'ont pas d'effet sur l'onde électromagnétique, puisqu'un réseau périodique parfait devant ces défauts ces défauts (un écran). Donc on peut obtenir pour des fréquences interdites que des effets de réflexion ou des effets équivalents aux effets tunnels en électronique.

Si on couple deux rangées de défauts comme le montre la figure VII.3.2.4, on observe toujours deux lobes principaux. Mais avec des transmissions faibles de l'ordre de 0.2, ainsi que des lobes secondaires. Quand on augmente le nombre de défauts, et en particulier quand on crée un réseau périodique de défauts, on change la nature du cristal. Par conséquent ses diagrammes de bande et de transmission changent. Par ailleurs, si les défauts sont couplés les uns aux autres, de nouveaux modes électromagnétiques apparaissent. C'est le cas des lobes secondaires qu'on observe. Les modes peuvent se coupler ensuite à l'onde incidente en entrée et aux modes du vide en sortie.

Le couplage des cavités entre elles sur la première interface du matériau doit être responsable du contrôle de la propagation des ondes à l'intérieur de la structure, puisque la transmission augmente nettement à 300° lorsqu'au moins deux défauts sont couplés.

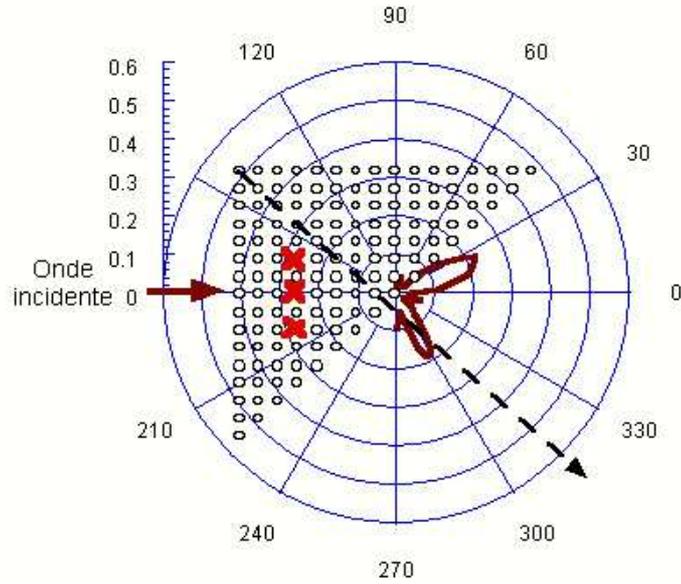


Figure VII.3.2.1 : Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 3 défauts situés sur la quatrième rangée. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

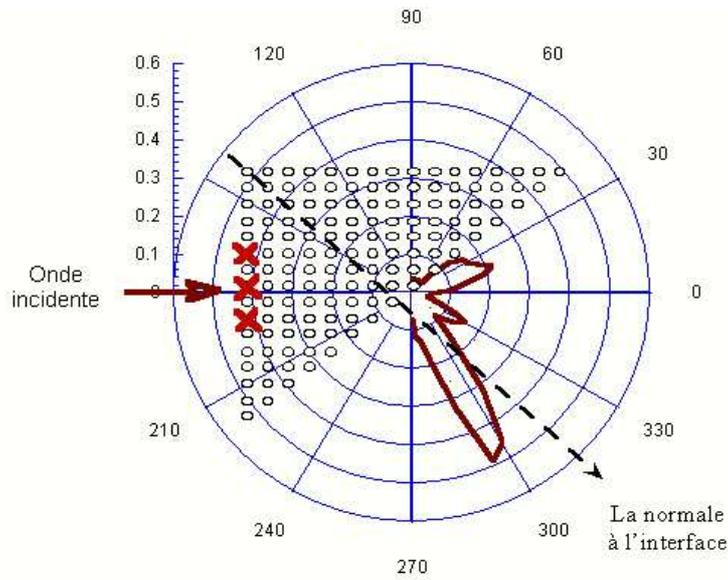


Figure VII.3.2.2: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 3 défauts situés sur la première rangée. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

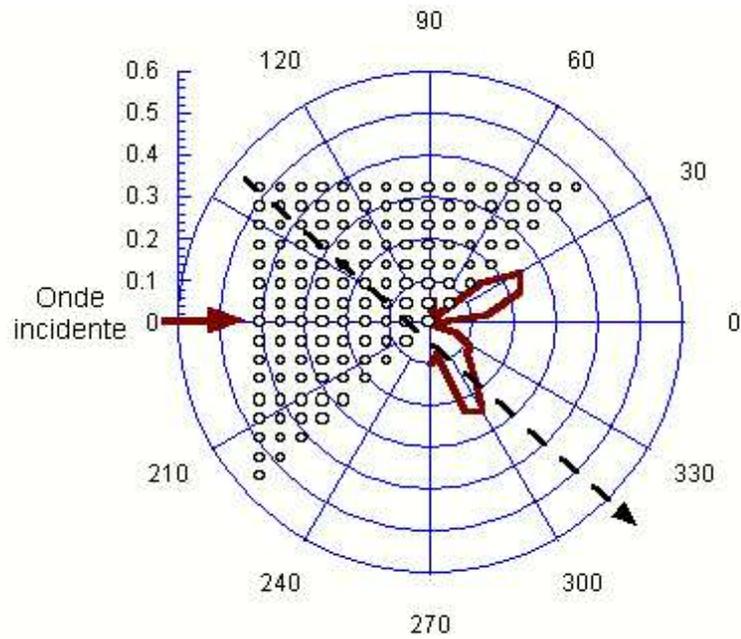


Figure VII.3.2.3: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme parfaitde (16×16) tiges. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

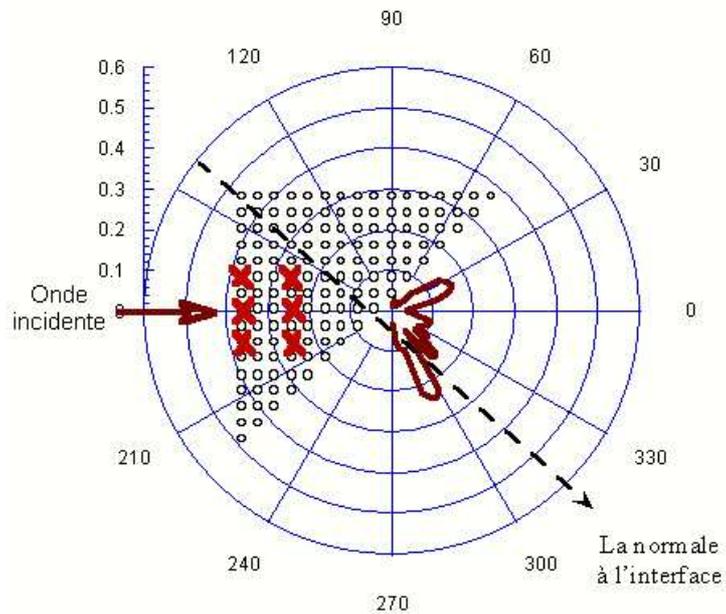
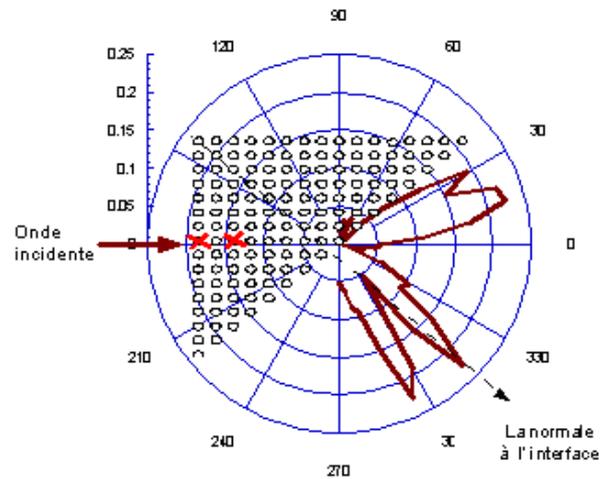


Figure VII.3.2.4: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 6 défauts situés sur la première rangée et la quatrième rangée des tiges. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM

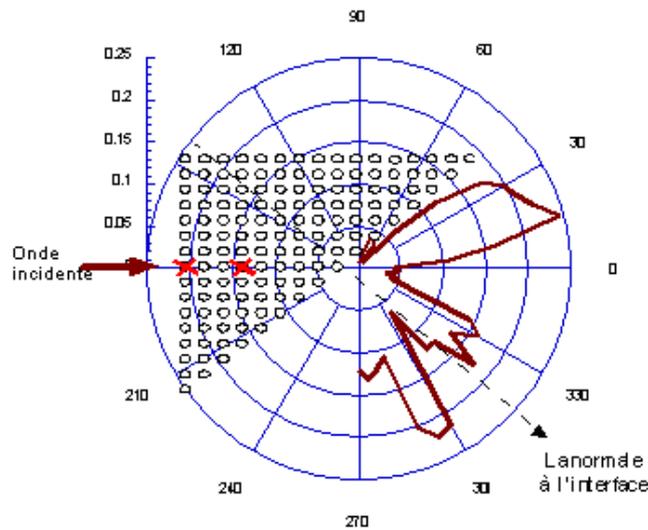
VII.3.3. Cas de défauts parallèles à la direction de propagation.

Dans ce paragraphe, nous montrerons l'effet des défauts dans la direction parallèle à la direction de propagation de l'onde incidente. Nous avons choisi une série de deux défauts et de trois défauts.

La figure VII.3.3.1 représente les diagrammes de rayonnement mesurés à 16 GHz pour un prisme-BIP de (16×16) tiges avec 2 défauts. La figure (a) donne le diagramme de rayonnement d'un prisme avec deux défauts. L'un se situe au centre de la première rangée de tiges et le deuxième défaut est décalé par une rangée de tiges. Les deux défauts se trouvent dans la même direction de l'onde incidente (cf. figure VII.3.3.1-a). La figure VII.3.3.1 -b représente le diagramme de rayonnement à la même fréquence pour le même type de défauts. Mais les deux défauts sont décalés de deux rangées. Sur les deux diagrammes de rayonnement on observe le même comportement (trois lobes dans les mêmes directions). Les deux diagrammes de la figure VII.3.3.1 montrent un lobe à un angle de 30° , qui correspond bien à un indice effectif de 1.28 (bien sûr si on suppose que le milieu est homogène). On observe aussi deux autres lobes avec des transmissions différentes. Si on regarde le lobe situé à 315° dans le cas des deux figures, on trouve que sa transmission dépend de la position des cavités. En effet dans le cas de défauts voisins ou décalés d'une seule rangée, on obtient une transmission de 0,23. Par contre si on décale ces deux défauts de deux rangées, la transmission revient à 0,18. Il faut noter que sur toute la gamme de fréquences interdites on obtient le même phénomène. Ici nous avons montré uniquement le comportement du matériau à une seule fréquence.



a)



b)

Figure VII.3.3.1: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz pour un prisme de (16×16) tiges avec 2 défauts. Le diagramme de rayonnement est donné en polarisation TM. La figure a) donne le diagramme de rayonnement d'un prisme avec 2 défauts décalés d'une rangée de tiges et la figure b) donne le diagramme du prisme avec 2 défauts décalés de deux rangées de tiges.

Si on ajoute un autre défaut, (cf. figure VII.3.3.2), on observe que le comportement du matériau ne change pas au niveau des lobes principaux situés à 25° et à 300° . Par contre pour le lobe situé à 315° , la transmission est de l'ordre de $0,25^\circ$.

Si on rajoute encore un autre défaut (cf. la figure VII.3.3.3) on observe que la transmission du lobe principal (le lobe situé à 315°) a diminué de nouveau et est de l'ordre de 0,16. On observe d'autres lobes secondaires.

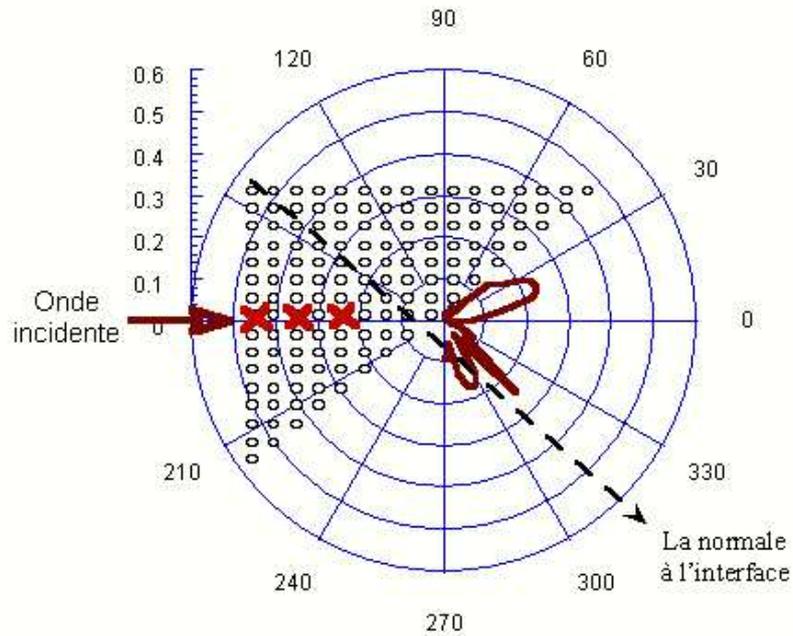


Figure VII.3.3.2: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz en polarisation TM pour un prisme de (16×16) tiges avec 3 défauts. Les défauts sont décalés l'un par rapport à l'autre d'une rangée de tiges.

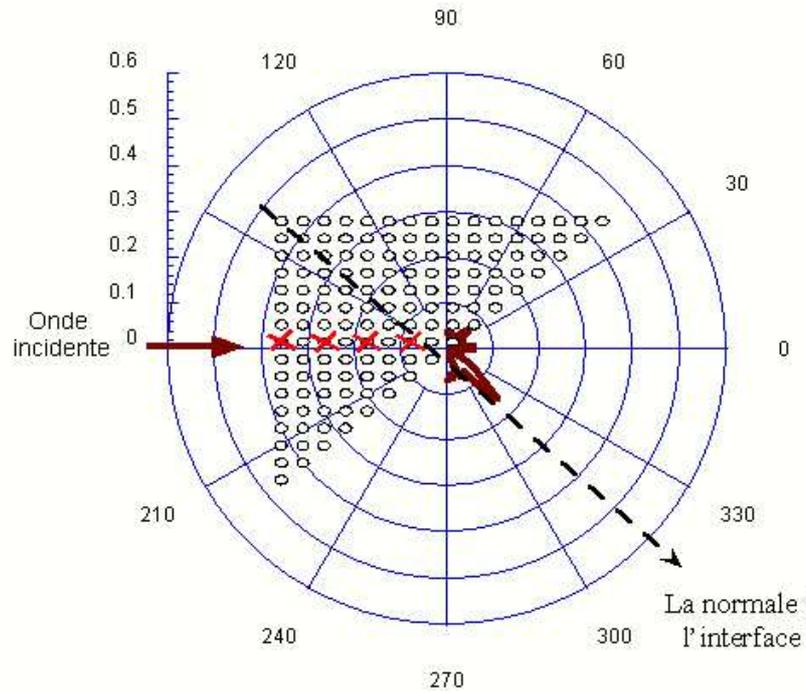


Figure VII.3.3.3: Diagramme de rayonnement mesuré à 16 GHz en polarisation TM pour un prisme de (16×16) tiges avec 4 défauts. Les défauts sont décalés l'un par rapport à l'autre d'une rangée de tiges.

Pour conclure, nous ferons une comparaison entre une structure constituée de défauts de surface avec celle constituée du même nombre de défauts, mais parallèles à la direction de propagation (cas de la figure VII.3.3.4). Sur les deux figures on observe le même nombre de modes, mais leur transmission change. Dans le cas d'une structure avec les défauts de surface la transmission est amplifiée dans une direction bien précise (à 300°) par contre dans le cas de défauts parallèles à la direction de propagation leur effet est négligeable sur la transmission. En effet lorsque ces défauts se situent périodiquement dans la direction de propagation, on obtient une nouvelle structure avec des nouvelles propriétés. Par contre lorsque ces défauts se situent sur la première interface on oblige l'onde électromagnétique à changer de direction et par conséquent à exciter des modes dans cette nouvelle direction.

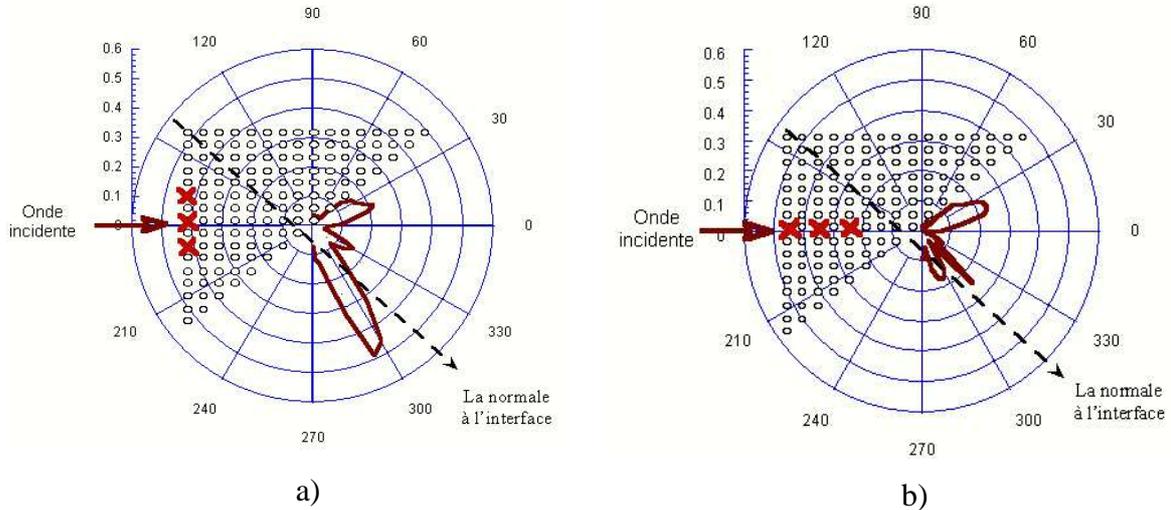


Figure VII.3.3.4 : Diagramme de rayonnement mesurés à 16 GHz pour un prisme avec 3 défauts. La figure est celle d'un prisme constitué de défauts perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde incidente et la figure b) est celle d'un prisme constitué de défauts parallèles à la direction de propagation.

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que les matériaux à bande interdites photoniques diélectriques avec défauts se comportent comme des milieux homogènes dans la bande de fréquence permise (similaires aux milieux parfaits) ou des milieux classiques et leur indice effectif est une constante qui est indépendante de la répartition de défauts.

Nous avons montré également que dans la bande de fréquences interdites, les défauts permettent le contrôle (annulation, apparition ou amplification) de certains modes électromagnétiques.

Dans le cas des défauts parallèles à la direction de propagation, nous avons montré que la transmission des modes électromagnétiques est liée à la position des cavités par rapport à l'onde électromagnétique et au couplage entre ces cavités. Nous avons montré que la transmission de ces modes reste encore faible. Ce type de défauts (défauts dans la direction de l'onde incidente) change les caractéristiques fondamentales de la structure. Quant aux

défauts de surface ils peuvent modifier la trajectoire du champ électromagnétique et la transmission sera amplifiée d'une manière significative dans une direction bien précise.

Références

- [**Berthier 93**] S. Berthier 93. Optique des milieux composites. Polytechnica, Paris, 1993.
- [**Chelnokov 98**] Chelnokov A., Rowson S., Lourtioz J-M , Duvilaret L., Coutaz J. L., “ Light controlable defect modes in three-dimensional photonic crystals”, Electron. Lett. Vol.34 , n° 20, p. 1966-1967, 1998.
- [**Felbacq 94**] D. Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, Scattering by random set of parallel cylinders, J. Opt. Soc. Am. A, **11**, n° 9 (1994)
- [**Gadot 99**] F. Gadot, Modelisation et caactérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier(1999).
- [**Garrigues 02**] J. Garrigues, méthode des éléments finis, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille(2002).
- [**Guo 02**] S. Guo, and S. Albin, <http://www.lions.odu.edu/~sguox002>
- [**Joannopoulos 95**]. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, Photonic Crystal : Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press (1995).
- [**John 87**] S. John, Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices, Phy. Rev. Lett. 58, 2486(1987)
- [**Lourtioz 03**] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunication, Lavoisier(2003).
- [**McCal 91**] S. L. MacCall, P.M Platzman, R. Dalichaouch, D. Smith, S. Schultz: Phys. Lett. 67, 2017 (1991)
- [**Meade 91**] Meade R. D., Brommer K.D, Rappe A.M., Joannopoulos J. D, Photonic bound state in periodic dielectric materials, Phys. Rev. B 44, 13772(1991).

[**Meade 93**] Meade R. D., Brommer K.D, Rappe A.M., Joannopoulos J. D., Alerhand O.L., "Accurate theoretical analysis of photonic band gap materials" Phys. Rev.B 48, 1993.

[**Massaoudi 04**] Massaoudi,S.; Gadot, F.; Akmansoy, E.; De Lustrac, A, *Amplification of the Anomalous Refraction in a PGG-prism*, 27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas, Santiago de Compostelle ,Espagne, du 9-11 mars 2004.

[**Özbay 96**] E. Özbay, B. Temelkuran, M. Sigalas, G. Tuttle, C.M. Soukoulis, and K-M. Ho, Defect structures in metallic photonic crystals, Appl. Phys. Lett., 69 (25), pp.3797 (1996)

[**Sakoda 01**] K. Sakoda: Optical Properties Of Photonic Crystals Manual, Springer, (2001)

[**Sakoda 95**] K. Sakoda, Optical Transmittance of a two- dimensionnal triangular photonic lattice, Phys. Rev. B 51, 4672(1995).

[**Tayeb 97**] G. Tayeb and D. Maystre, Rigorous theoretical study of finite-size two-dimensional photonic crystals doped by microcavities, Journal of Optical Society of America A, vol. 14 (N°.12): pages 3323-3332, décembre 1997.

[**Villeneuve 96**] P. R Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry and tunability and coupling efficiency, Phys. Rev. B 54, 7837(1996)

[**Yablonovitch 91**] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. Rappe, K. D. Brommer, and J.D. Joannopoulos, Donor and acceptor modes in photonic band structure, Phys. Rev. Lett. 67, 3380(1991).

Chapitre 4

Etude numérique et expérimentale de l'ultraréfraction dans les cristaux photoniques métalliques

Les premiers matériaux à bandes interdites photoniques ont été réalisés avec des métaux et non des diélectriques [**Lourtioz 03**]. L'utilisation des grilles métalliques périodiques pour filtrer les ondes radioélectriques selon leur polarisation remonte aux années 1919. L'idée de créer des diélectriques artificiels à partir de métaux, pour obtenir une permittivité totalement contrôlable dans le domaine micro-ondes, date des années 1950 [**Harvey 50**].

Les métaux présentent un certain nombre d'avantages grâce notamment à leurs propriétés mécaniques et leur coût attractif pour des réalisations industrielles. Aux fréquences micro-ondes les pertes deviennent négligeables. Les métaux sont quasiment de parfaits réflecteurs avec de faibles absorptions [**McGurn 93**]. Les matériaux à bandes interdites photoniques métalliques (BIPMs) possèdent de plus des propriétés bien spécifiques comme on pourra les découvrir dans ce chapitre. Puisque les propriétés électromagnétiques des métaux sont différentes de celles des diélectriques, il nous faut d'abord rappeler dans la première partie de ce chapitre l'indice de réfraction et les effets associés aux charges libres présentes dans ces milieux.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude numérique de la trajectoire du champ électromagnétique dans un prisme en cristal photonique métallique. Nous allons examiner l'ultraréfraction dans le domaine micro-ondes, plus précisément entre 7 GHz et 16 GHz.

La dernière partie est consacrée à une vérification expérimentale de l'ultraréfraction dans un prisme en cristal photonique métallique.

I. Indice de réfraction dans les métaux :

I.1. Modèle Simplifié

Dans ce paragraphe nous cherchons à déterminer la réponse d'un métal à une excitation électromagnétique, pour cela nous procédons à une étude macroscopique et microscopique.

Dans le cas des milieux métalliques les équations de Maxwell comportent un terme supplémentaire de courant $J = \sigma E$ et s'écrivent :

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t} & \operatorname{div} D &= \rho & D &= \varepsilon E \\ \operatorname{rot} H &= J + \frac{\partial D}{\partial t} & \operatorname{div} B &= 0 & B &= \mu H \\ J &= \sigma E \end{aligned}$$

L'équation de propagation du champ électrique devient :

$$\operatorname{rot} (\operatorname{rot} (E)) = \operatorname{grad} (\operatorname{div} E) - \Delta E$$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} (\operatorname{rot} (E)) &= \operatorname{rot} \left(-\frac{\partial B}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial \operatorname{rot} (H)}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial D}{\partial t} + J \right] \\ &= -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial (\varepsilon E)}{\partial t} + J \right] \\ &= -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial J}{\partial t} \end{aligned}$$

d'où

$$\operatorname{rot} (\operatorname{rot} (E)) = \operatorname{grad} (\operatorname{div} E) - \Delta E = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{a})$$

En régime harmonique où on peut représenter le champ E sous la forme suivante :

$$E = E_0 e^{-i\omega t},$$

$$\text{et l'équation (a) devient : } \operatorname{rot} (\operatorname{rot} (E)) = \operatorname{grad} (\operatorname{div} E) - \Delta E = \mu \omega^2 \left(\varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega} \right) E \quad (\text{b})$$

soit $\tilde{\epsilon} = \epsilon + i \frac{\sigma}{\omega}$: appelée permittivité diélectrique effective, elle intègre les effets des charges libres associées aux termes de conductivité σ ; ϵ se rapporte aux interactions dipolaires qui mettent en jeu les électrons liés du métal.

La condition de la neutralité électrique du matériau impose : $\text{div}(\tilde{\epsilon} E) = 0$. Dans le cas d'un milieu homogène $\tilde{\epsilon}$ est constante. Donc $\text{div}(E) = 0$, on retrouve l'équation d'Helmholtz :

$$\Delta E = -\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_r E \quad (\text{b})$$

avec :

$$\tilde{\epsilon}_r = \frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon_0}$$

Cette équation a la même forme que celle d'un milieu diélectrique

$$\Delta E + \kappa^2 E = 0$$

avec

$$\kappa^2 = \left(\frac{n \omega}{c} \right)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_r$$

d'où l'expression de l'indice optique du métal :

$$n^2 = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right)$$

I.2. Modèle de Drude :

Maintenant, il reste à chercher l'expression de la conductivité σ (comportement des électrons libres).

La conductivité dépend en réalité, de la fréquence et son évolution peut être approché par le model de Drude [**Drude 90**]

Dans les métaux on trouve des électrons liés comme dans les diélectriques, mais on trouve également des électrons libres.

En l'absence du champ électromagnétique extérieur les électrons libres se déplacent aléatoirement dans le métal (pas de courant électrique). Dans ce modèle, le mouvement d'un électron du métal en présence du champ électrique sinusoïdal est supposé résulter de deux forces : la force associée au champ électrique et une force de freinage due aux collisions avec les atomes du réseau. L'équation du mouvement de l'électron prend alors la forme :

$$m_e \ddot{X} + m_e \gamma \dot{X} = q E_0 e^{j \omega t} \quad (\text{A})$$

m_e : la masse des électrons

γ : le coefficient de freinage

q : la charge d'un électron

ω : la fréquence angulaire

E_0 : le champ incident

Pour comprendre l'origine du facteur de pertes γ , il faut prendre la solution homogène de l'équation (A), autrement dit en l'absence du champ incident,

$$m_e \ddot{X} + m_e \gamma \dot{X} = 0$$

La solution de cette équation est sous la forme :

$$X = X_0 - \frac{1}{\gamma} V_0 e^{-\gamma t}$$

Les électrons ont une vitesse initiale V_0 qui s'atténue exponentiellement en fonction de γ . L'inverse de la constante d'affaiblissement, appelée le temps d'affaiblissement ou le temps de relaxation est donné par $\tau = \frac{1}{\gamma}$. Il est typiquement de l'ordre de 10^{-14} s.

La solution inhomogène de l'équation différentielle (A) en présence d'une excitation extérieure (le champ électromagnétique) est :

$$X_0 = - \frac{q}{m_e (\omega^2 - i \gamma \omega)} E_0$$

Ce mouvement périodique donne naissance à un flux de courant, dont la densité scalaire en régime harmonique est donnée par :

$$j = N q \dot{X} = \frac{N q}{m_e(\gamma - j\omega)} E$$

N est la densité volumique des électrons dans le métal.

En comparant cette expression avec celle de la densité de courant

$$j = \sigma E$$

On déduit l'expression de la conductivité en fonction de la fréquence :

$$\sigma = \frac{N q^2}{m_e(\gamma - j\omega)}$$

Si on remplace la conductivité σ par cette expression dans celle de l'indice du métal, il devient :

$$n^2 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \frac{N q^2}{\omega \varepsilon_0}$$

Dans cette relation on trouve la contribution des électrons libres (conductivité) et des électrons liés (la partie réelle). on rappelle que ε se rapporte aux interactions dipolaires qui mettent en jeu les électrons liés du métal. Ces dernières peuvent être négligées à des fréquences suffisamment basses ($\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1$) et l'indice de réfraction devient :

$$n^2 = \tilde{\varepsilon} = 1 - \frac{N q^2}{m_e \varepsilon_0} \times \frac{1}{\omega(\omega + i\gamma)} \text{ et puisque } \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$$

avec :

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{N q^2}{m_e \varepsilon_0} \times \frac{1}{(\omega^2 + \gamma^2)} \text{ est la partie réelle de la permittivité}$$

$$\text{et } \varepsilon_2 = \frac{N q^2}{m_e \varepsilon_0 \omega} \times \frac{\gamma}{(\omega^2 + \gamma^2)} \text{ est la partie imaginaire de la permittivité.}$$

La partie réelle ε_1 peut basculer entre une valeur positive et négative et la fréquence de permutation s'appelle la fréquence plasma dont l'expression est :

$$\omega_p^2 = \frac{N q^2}{m_e \varepsilon_0} \text{ (on rappelle qu'un plasma est un milieu où les concentrations de charges}$$

positives et négatives sont égales, avec un type de charges au moins mobile).

Dans le domaine des basses fréquences allant des fréquences radio jusqu'à l'infrarouge pour les métaux ordinaires, nous avons les inégalités $\omega \ll \gamma \ll \omega_p$ de telle sorte que la permittivité et la conductivité peuvent être approchées par :

$$\tilde{\epsilon}_r = \left[1 - \frac{N q^2}{m_e \epsilon_0} \times \frac{1}{\omega(\omega + j\gamma)} \right] \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega j \gamma (\frac{\omega}{j\gamma} + 1)} \approx +j \frac{\omega_p^2}{\omega \gamma}$$

$$\sigma = \frac{N q^2}{m_e (\gamma - j\omega)} = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{(\gamma - j\omega)} \approx \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\gamma}$$

Alors que la conductivité du métal est représentée par un nombre réel, la permittivité relative est représentée par un nombre imaginaire pur. Pour une onde plane de fréquence ω qui se propage dans le milieu, le nombre d'onde associé, que l'on obtient à partir de $\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_r$ est

$$\kappa^2 = j \frac{\omega}{c^2} \times \frac{\omega_p^2}{\gamma} = j \frac{\omega}{c^2} \times \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

$$\kappa = \frac{(1+j)}{c} \times \sqrt{\frac{\sigma \omega}{2 \epsilon_0}}$$

La partie imaginaire κ correspond à une atténuation de l'onde dans le métal.

Le coefficient de réflexion en intensité est donné par [Born 65] :

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \quad \text{avec} \quad \tilde{n} = \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon_0}} \approx (1+j) \sqrt{\frac{\sigma}{2 \epsilon_0 \omega}}$$

Plus la fréquence est basse, plus R se rapproche de l'unité. Ainsi dans le domaine micro-ondes, les pertes métalliques sont effectivement très faibles et les métaux se comportent comme des réflecteurs parfaits.

Dans le domaine des hautes fréquences optiques proches du visible et de l'ultraviolet, les paramètres ω_p , ω et γ s'ordonnent différemment et l'on a typiquement $\gamma < \omega_p \approx \omega$ [Lourtioz 03], la permittivité effective du métal peut alors être décrite par la formule approchée :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2 \left(1 - j \frac{\gamma}{\omega} \right)}{\left(\omega^2 + j\gamma \right)} \right] = \epsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2 - j \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega}}{\left(\omega_p^2 + j\gamma \right)} \right] \approx \epsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + j \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega^3} \right]$$

partant de là deux situations peuvent être considérées : $\omega \gg \omega_p$ et $\omega \approx 1$ le métal devient transparent

Dans le domaine de l'infrarouge et du visible, la fréquence optique est bien inférieure à la fréquence plasma et le terme $-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ est le terme dominant dans le second membre de l'équation précédente. La permittivité est représentée par un nombre réel négatif et l'indice de réfraction est un nombre purement imaginaire. Autrement dit le cristal reste un bon réflecteur.

II. Cristal photonique métallique

Le domaine des micro-ondes reste le domaine privilégié des métaux, car un conducteur parfait est également un réflecteur sans pertes. C'est donc dans ce domaine que les cristaux photoniques métalliques suscitent encore aujourd'hui le plus d'intérêt. L'une des principales caractéristiques des cristaux photoniques métalliques concerne l'existence d'une bande interdite partant de la fréquence nulle et qu'on appelle bande de type plasmon par analogie avec la résonance plasma observée pour les métaux aux fréquences optiques. C'est à J. Pendry que revient l'idée de cette analogie pour le cas des cristaux photoniques constitués de fils métalliques dont l'épaisseur est très faible devant la période du cristal et devant la longueur d'onde.

Nous reproduisons ici la démarche simplifiée de J. Pendry.

Nous considérons un réseau carré 2D de fils métalliques, que nous supposons de longueur infinie, et parallèles à l'axe Oz (figure II). Une onde incidente interagit avec le cristal en polarisation TM (lorsque le champ E est parallèle aux tiges) et induit un courant I dans chaque fil. Le champ magnétique créé par un fil unique se situe alors dans le plan (Oxy). Pour une distance r à l'axe du fil, faible devant la longueur d'onde, l'amplitude du champ magnétique s'écrit :

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2 \pi r} = \frac{\mu_0 \pi r^2 N e v}{2 \pi r}$$

avec :

v : la vitesse de déplacement de charges électriques dans le fil,

rc : le rayon du fil métallique.

N : la densité de charges électrique dans le fil. On peut d'autre part introduire le potentiel vecteur A selon la définition : $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$

Dans le cas d'un réseau carré, on montre par ailleurs [Pendry 98] que l'amplitude du vecteur \vec{A} est donnée par :

$$A(r) = \frac{\mu_0 \pi r_c^2 N e v}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right)$$

La présence du champ magnétique se traduit par une contribution supplémentaire $e\vec{A}$ à la quantité de mouvement des charges électriques. Cette contribution est dominante devant le terme $m\vec{v}$, si bien que l'on peut introduire une masse effective m_{eff} telle que $m_{\text{eff}}v \approx eA$. Pour traiter l'analogie entre le réseau de fils et un métal massif, il faut moyenner la densité de porteurs charges et la masse effective sur tout l'espace. Pour cela il faut une homogénéisation. Cette homogénéisation aboutit aux expressions suivantes [Pendry 96] [Pendry 98] pour la densité effective de charge:

$$N_{\text{eff}} = n \frac{\pi r_c^2}{a^2} \quad (*)$$

$$m_{\text{eff}} = \frac{\mu_0 \pi r_c^2 N e^2}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{2r_c}\right) \quad (**)$$

Par analogie avec les métaux la fréquence plasma est donnée par

$$\omega_{p,\text{eff}}^2 = \frac{n_{\text{eff}} e^2}{\epsilon_0 m_{\text{eff}}} = \frac{2\pi C^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{2r_c}\right)}$$

Avec C , la vitesse de la lumière dans le vide.

On voit bien qu'à la différence du métal massif, la fréquence plasma ne dépend ici que des paramètres géométriques de la structure et non pas des paramètres intrinsèques du matériau. Cette propriété nous permettra de contrôler la longueur d'onde de coupure plasma. Cette longueur d'onde plasma peut être dans le domaine micro-onde si les paramètres sont judicieusement choisis. Lorsque la fréquence tend vers zéro, la structure se comporte alors comme un matériau homogène dont la permittivité relative effective ϵ est donnée par la relation suivante :

$$\epsilon = 1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad [\text{Pendry 99}]$$

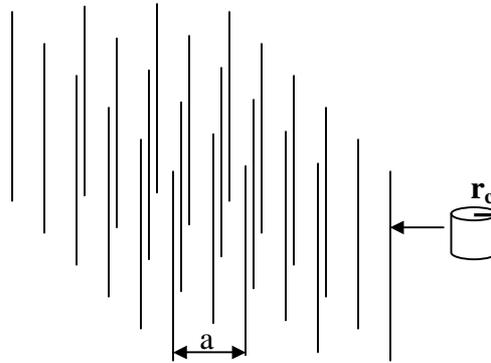


Figure II : Réseau carré de fils métalliques très fins ($r_c \ll a$) dont les propriétés aux basses fréquences sont analogues à celles d'un métal massif au voisinage de la résonance plasma

La figure II.1 montre le comportement théorique d'une structure métallique bidimensionnelle en fonction de la longueur d'onde lorsque le rapport $\frac{\lambda}{a}$ et $\frac{\lambda}{r}$ tend vers l'infini. Pour $\lambda \leq \lambda_p$, le matériau se comporte comme un matériau diélectrique homogène de permittivité relative effective ϵ compris entre 0 et 1. Pour $\lambda > \lambda_p$ le matériau possède une permittivité relative effective ϵ négative ce qui correspond à un indice imaginaire pur, les ondes dans le matériau sont alors évanescentes, et ce dernier devient impénétrable, sans perte. λ_p , est appelée alors la longueur d'onde de plasma. Le matériau possède donc un gap pour toutes les longueurs d'ondes supérieures à la longueur d'onde de coupure λ_p , (gap basses fréquences)

La courbe théorique de la figure II.1 n'est vraie en toute rigueur que lorsque les rapports $\frac{\lambda}{a}$ et $\frac{\lambda}{r}$ tendent vers l'infini. Toutefois, il a été montré [Guida 98] que le comportement théorique de ϵ restait globalement vrai même lorsque la longueur d'onde était de l'ordre de grandeur de la période a de la structure ou de rayon r des fils. Nous allons le voir en détail par la suite.

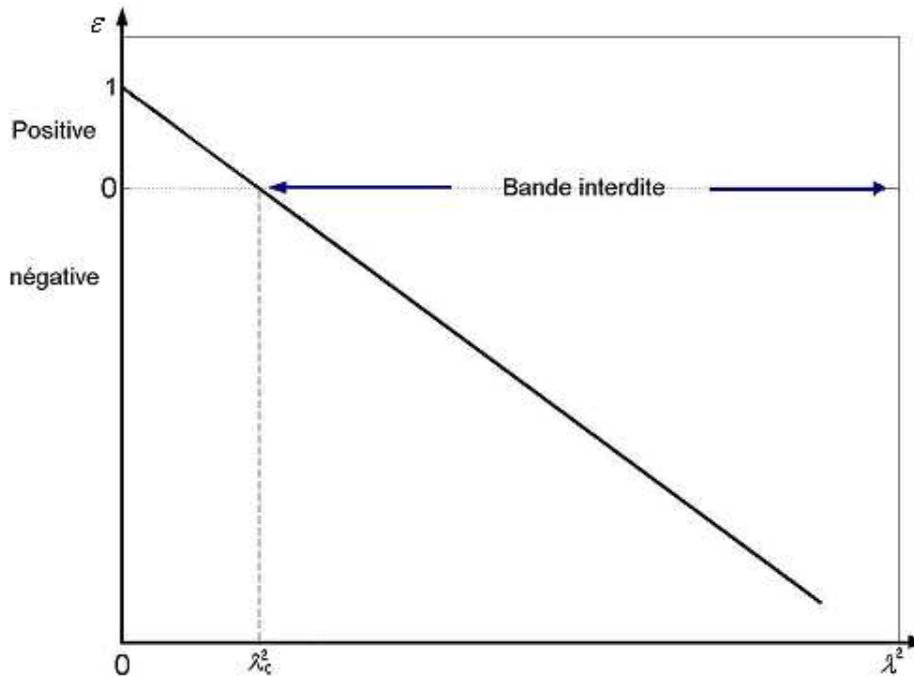


Figure II.1 : Permittivité relative effective d'un cristal photonique composé de tiges infiniment conducteur. λ_p représente la longueur d'onde de coupure (longueur d'onde de plasma) pour laquelle la permittivité est nulle.

III. Etude numérique de la trajectoire du champ électromagnétique dans un cristal photonique métallique bidimensionnel parfait.

La structure étudiée est un prisme en cristal photonique, constitué de tiges métalliques de diamètre $\varnothing = 2$ mm. Ces tiges sont arrangées avec une période $a = 15$ mm sous forme d'un isocèle droit tel que le montre la figure III. Pourquoi le choix de tels paramètres géométriques (le diamètre et le pas) ?

On cherche à étudier les propriétés physiques d'un cristal photonique métallique possédant une bande permise et une bande interdite entre 7 et 16 GHz. Plus précisément, on cherche à étudier la propriété d'ultraréfraction dans le domaine des télécommunications micro-ondes [Annexe3]. Cette propriété ouvre la voie à des applications en télécommunications micro-ondes.

La photo montre que chaque coté du prisme est de 195mm (soit un coté d'à peu près 10λ si la longueur d'onde se situe autour de 16 GHz). Comme au chapitre précédent la longueur des tiges est de 20 cm et deux plaques en PVC dans lesquelles on a créé un réseau de trous périodiques de période 15 mm et de diamètre de 2 mm. Ces plaques permettent de maintenir

les tiges de la structure. La permittivité relative des plaques n'est pas prise en compte car les tiges métalliques sont supposées infiniment longues et l'onde électromagnétique ne voit pas les plaques (la longueur des tiges est à peu près 10λ , si la longueur d'onde se situe autour de 16 GHz).



Figure III: Photo du prisme métallique. La figure a) montre la vue du côté du prisme et la figure b) montre la vue au dessus du prisme. La longueur de chaque côté est de 19,5 cm.

Avant de commencer la caractérisation numérique et expérimentale du cristal photonique, nous allons donner un diagramme de transmission mesuré et simulé d'un réseau carré de tiges métalliques afin de connaître la position des bandes de fréquences permises et interdites. Puis le prisme de la figure III a été réalisé avec ce BIP pour déterminer les propriétés du cristal photonique.

III.1. Diagramme de transmission d'un réseau carré.

Comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre, le cristal photonique diélectrique possède toujours une bande permise aux basses fréquences. La première bande photonique correspond à la condition de Bragg : $\frac{\lambda}{2} \approx a$, où λ représente la longueur d'onde dans le cristal et a la période du cristal. Le spectre du cristal photonique métallique comporte une même succession de bandes interdites et de bandes permises. Mais la partie basse fréquence en est fondamentalement différente. Sur la figure III.1, nous avons superposé le diagramme de transmission calculé avec HFSS et mesuré en incidence normale d'un réseau carré de six couches de cuivre de diamètre $\varnothing = 2$ mm et de pas $a = 15$ mm en polarisation TM (le champ électrique est parallèle aux tiges). La mesure a été effectuée avec un analyseur de réseau vectoriel connecté à deux cornets. Le cornet en émission est placé à 52 cm en avant des tiges, le cornet en réception est placé à 66,5cm en arrière des tiges.

La modélisation du diagramme de transmission du cuivre est identique à celle d'un réseau carré diélectrique étudié dans le deuxième chapitre. On rappelle que pour obtenir le diagramme de transmission calculé avec HFSS tel que le montre la figure au dessous, on utilise les conditions aux limites périodiques.

Pour obtenir une bande photonique interdite et une bande permise entre 7 GHz et 16 GHz dans un premier temps, des simulations ont été effectuées afin de pouvoir déterminer correctement le pas et le diamètre des tiges. Et comme nous l'avons évoqué dans le deuxième chapitre, le déplacement et la profondeur de la bande interdite sont liés aux paramètres géométriques, au nombre de couches et aux caractéristiques physiques de la structure. Plus le pas du cristal photonique est grand, plus la bande interdite est décalée vers les basses fréquences.

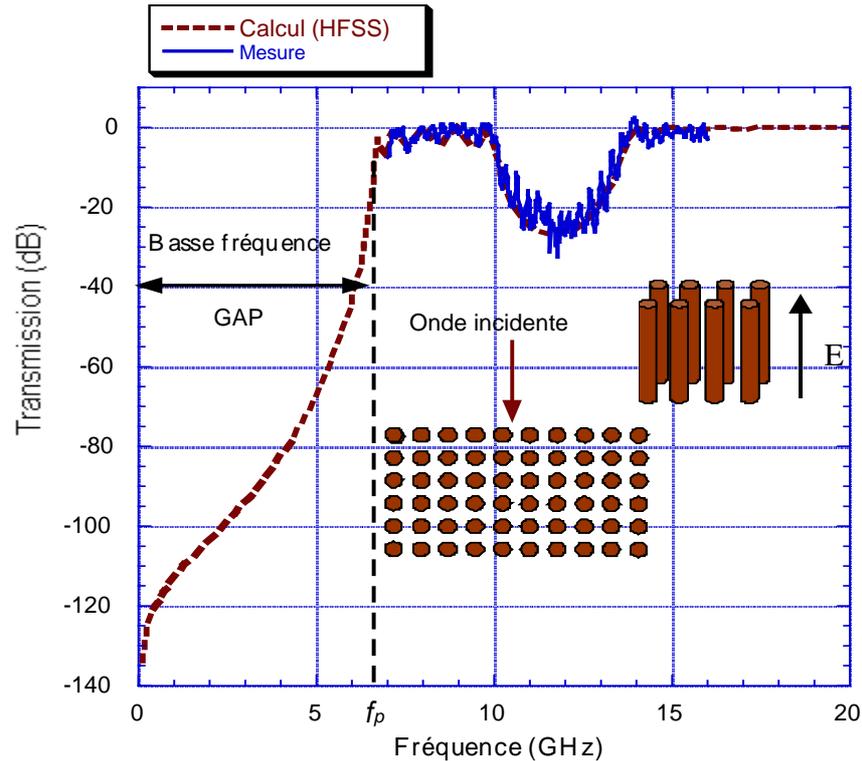


Figure III.1: Diagramme de transmission d'un réseau carré de 6 couches de tiges de cuivre, de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $a=15$ mm en polarisation TM. La fréquence de coupure est de $f_p = 6,54$ GHz.

La figure III.1 suggère que le cristal photonique métallique se comporte comme un matériau dont les propriétés sont similaires à un milieu homogène pour $f \geq f_p$ avec $f_p = 6,6$ GHz (nous allons voir ce point en détail dans les paragraphes qui suivent) et proche d'un matériau homogène impénétrable, sans perte d'indice optique imaginaire pur pour $f_p \geq f$. En effet, dans ce dernier cas, le cristal photonique métallique possède une bande interdite aux basses fréquences pour laquelle tout mode propagatif est interdit dans la structure. Seuls les modes évanescents à l'intérieur du cristal qui se couplent avec les propagatifs du vide font que la courbe de transmission est non nulle lorsque $f \leq f_p$.

Il faut noter que le diagramme de transmission est insuffisant pour déterminer les propriétés de notre structure. Il nous donne l'information sur l'amplitude de transmission d'une structure, mais on ne peut pas localiser toutes les bandes de fréquences permises et interdites dans tout le plan de propagation. Autrement dit ce diagramme ne peut pas prédire les

propriétés de la structure quelle que soit l'incidence d'une onde électromagnétique. Pour cela nous aurons besoin d'un diagramme de bande.

III.2. Diagrammes de bandes.

Les diagrammes de bandes d'un cristal photonique nous permettent une prédiction des propriétés d'une structure finie à partir de la connaissance des propriétés d'une structure infinie. La figure III.2.1 montre la relation de dispersion des modes de Bloch calculés avec HFSS pour un réseau carré métallique bidimensionnel de diamètre $\varnothing = 2$ mm et de pas $a = 15$ mm en polarisation TM. Ce diagramme montre également une bande interdite en dessous de la fréquence plasma. La fréquence plasma est autour de 6,54 GHz.

La figure III.2.1, montre aussi une deuxième bande interdite mais uniquement dans la direction $\Gamma \rightarrow X$, de largeur 3,2 GHz, située entre 10,3 et 13,5 GHz. L'avantage du diagramme de bande par rapport au diagramme de transmission, c'est qu'il nous permet, d'avoir les modes de Bloch dans le cristal photonique et de localiser les bandes interdites et permises dans toutes les directions de l'espace. Quant au diagramme de transmission, il nous donne uniquement la transmission dans une direction bien précise. L'avantage du diagramme de transmission, est de pouvoir le comparer aisément avec les résultats des mesures. Les étapes de calcul de la courbe de dispersion avec HFSS sont décrites en annexe II

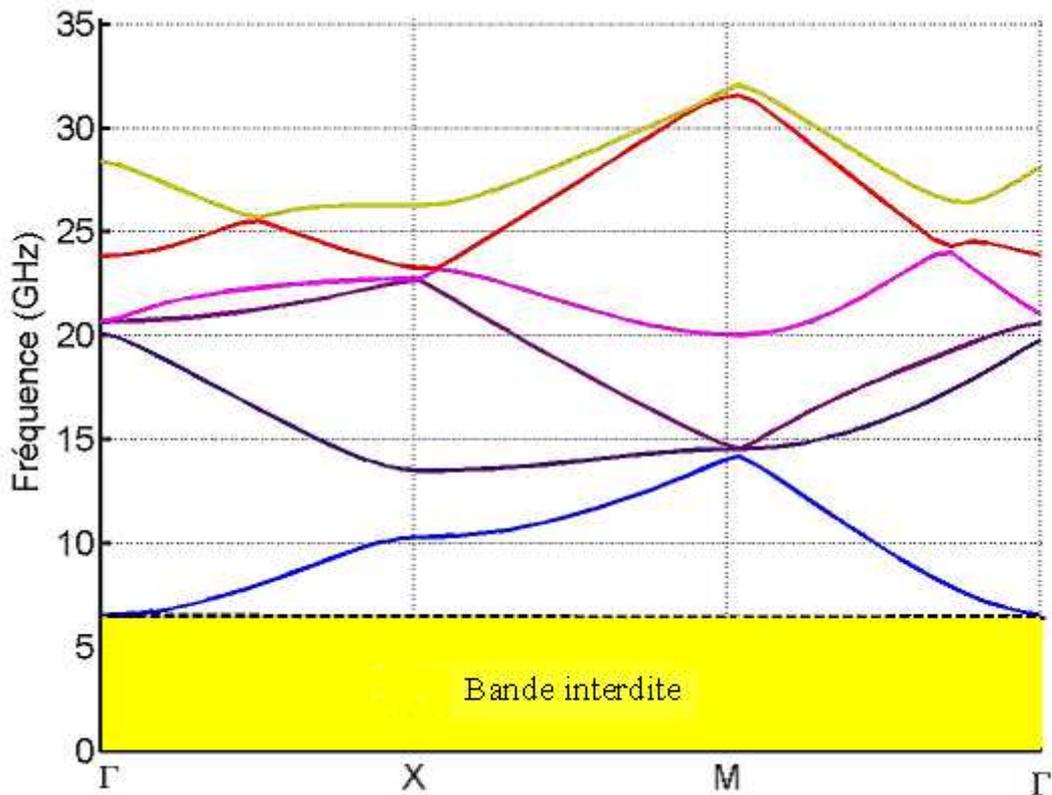


Figure III.2.1: Structure de bandes calculée avec HFSS pour un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques de cuivre dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=||d_1||=||d_2||=1$ et de rayon $r = \frac{1}{15} a$.

Pour donner une représentation dans la première zone de Brillouin réduite telle que la figure III.2.1 le montre, on calcule les modes propres correspondant à chaque vecteur d'onde $k (k_x ; k_y)$ dans la zone de Brillouin réduite.

Compte tenu de notre objectif (étude des propriétés du cristal photonique), il est plus important de donner les modes propres correspondants à toutes les valeurs possibles de $k (k_x ; k_y)$ dans la zone de Brillouin réduite. Donc on effectue un balayage de l'espace défini par $K = \{ \{k_x = 0^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ\}; \dots ; \{k_x = 10^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ\}; \dots ; \{k_x = 180^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ\} \}$ qui permet d'en déduire les iso-fréquences comme le montre la figure III.2.2. Cette figure donne une représentation plus complète de cette relation de dispersion. Ici nous sommes limités à 14 GHz, car notre objectif est de déterminer le comportement du cristal photonique dans la première bande permise(zone des phénomènes inhabituels) et sa deuxième bande interdite. La fréquence est toujours représentée en fonction du vecteur d'onde de Bloch. Mais

maintenant toutes les valeurs possibles de la zone de Brillouin sont considérées et non seulement son contour. Le diagramme de la figure III.2.1 n'est autre que la représentation de l'intersection entre les nappes de la figure III.2.2 et les plans verticaux passant par les bords de la zone réduite de Brillouin (représentée dans le plan (k_x, k_y)).

La figure III.2.2, montre aussi que la fréquence plasma est située autour de 6,54 GHz. Les courbes de dispersion situées entre 6,54GHz et 10 GHz, ont une forme d'un cercle lorsqu'on fait une projection dans le plan $(K_x ; K_y)$. Ce point, nous allons le voir par la suite. La figure IV.2.2, montre aussi que pour des fréquences au dessus de 10GHz, les courbes ont une forme complexe. Dans le but de vérifier ce point, nous prenons par exemple une fréquence, $f = 11$ GHz et nous faisons la projection du diagramme de dispersion à cette fréquence sur le plan $(k_x ; k_y)$, on obtient les quatre courbes en noir tel que la figure le montre.

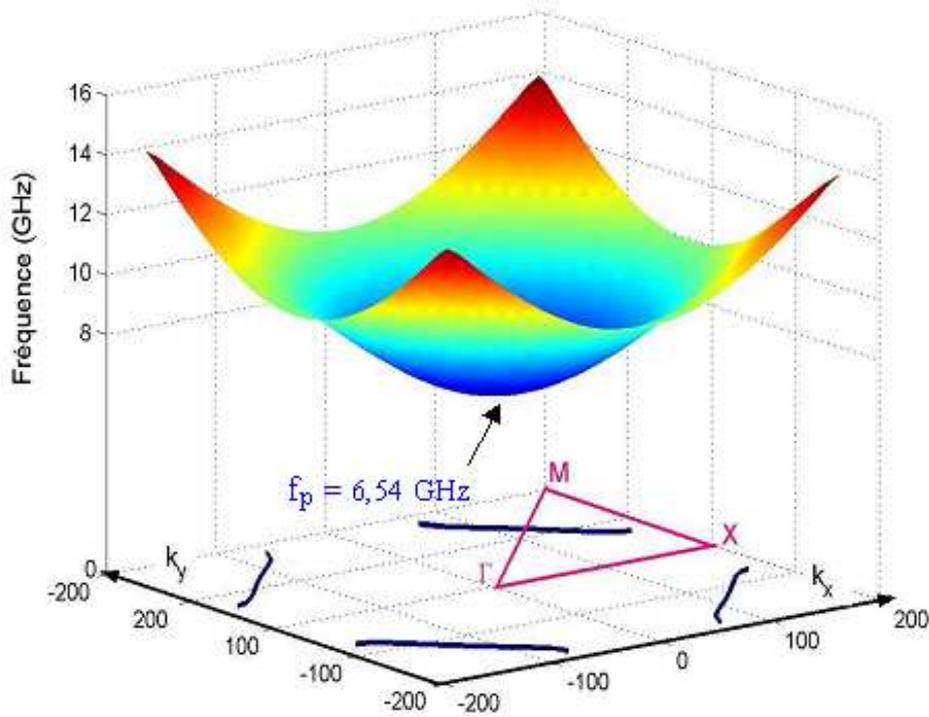


Figure III.2.2: Diagramme de dispersion 3D calculé avec HFSS pour un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques de cuivre dans de l'air, en polarisation TM de pas $a = \|d_1\| = \|d_2\| = 1$ et de rayon $r = \frac{1}{15}a$. Les quatre courbes en noir, représentent la courbe isofréquence du cristal photonique métallique à 11 GHz. Le triangle dans le plan $(k_x ; k_y)$ représente la zone de Brillouin réduite. k_x et k_y sont donnés en degré

Il faut noter que notre objectif est de caractériser un prisme fini en cristal photonique métallique. Le choix d'une structure infinie nous permettra de prédire les propriétés d'une structure finie à partir de la connaissance des propriétés d'une structure infinie. Dans un premier temps, nous allons donner une estimation théorique du comportement du prisme métallique à travers les courbes de dispersion et la cartographie du champ électrique. Puis nous allons calculer le diagramme de rayonnement et enfin nous allons vérifier ces propriétés expérimentalement.

III.3. Simulation du prisme BIP métallique dans la première bande de fréquences permises: cartographie du champ électrique et diagrammes de rayonnement

La simulation a été effectuée en polarisation TM, c'est-à-dire le champ électrique est parallèle aux tiges. Le Prisme-BIP est constitué de tiges métalliques, de diamètre $\varnothing = 2\text{mm}$ et de pas $a = 15\text{ mm}$. Les tiges sont placées sous forme d'un isocèle droit. Ainsi nous avons mis les conditions de radiation sur la boîte. Le cornet présente un port et sert à envoyer les ondes électromagnétiques. La largeur du port d'entrée est identique à celle d'un cornet expérimental. Elle est de $2,5\text{ cm}$. La distance entre le port et le prisme est de $L = 5,5\text{ cm}$ (la distance est plus petite que celle de l'expérience ($L = 43\text{ cm}$)). Le choix de cette longueur est lié aux conditions de simulations (le calcul est difficilement réalisable avec des structures plus grandes). La figure III.3 montre le schéma de simulation

La figure III.3.1 donne la cartographie du champ électrique du prisme métallique pour une fréquence $f = 7\text{ GHz}$. Cette figure montre que la trajectoire de l'onde électromagnétique à l'extérieur du cristal est dirigée vers la normale à l'interface de sortie du prisme (la direction de propagation est indiquée par la flèche). Pour déterminer aisément la direction de propagation, nous avons calculé le diagramme de rayonnement tel que la figure III.3.2 le montre. A cette fréquence, on obtient le même comportement présenté sur la carte du champ. Le diagramme de rayonnement est dirigé suivant une direction proche de la normale à l'interface du prisme.

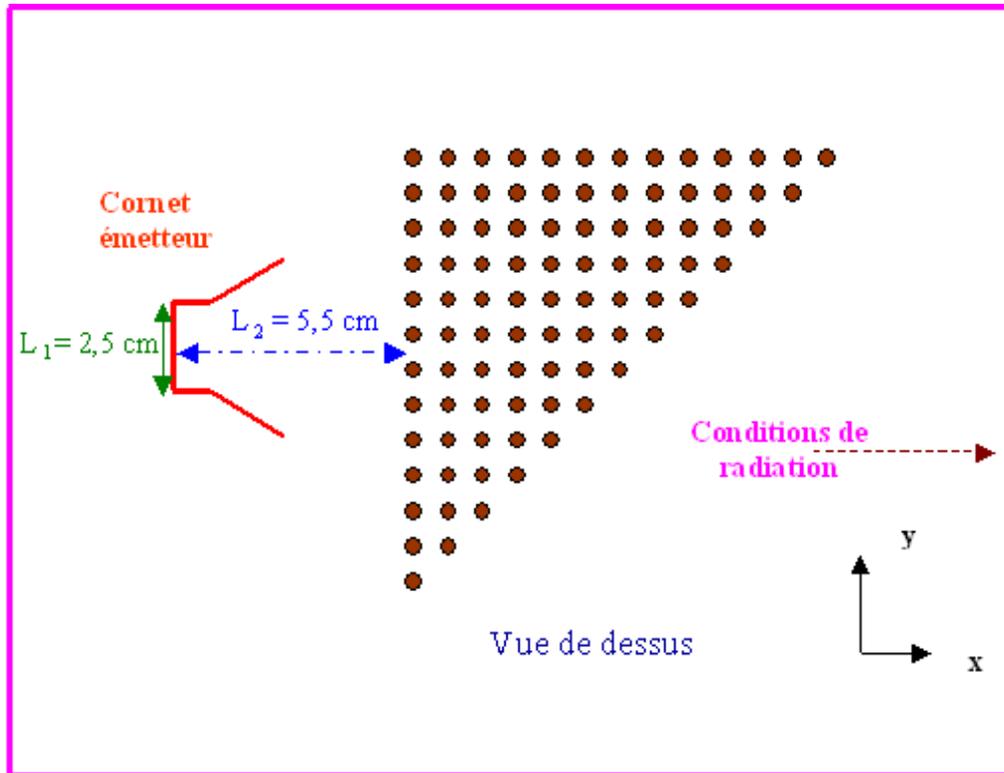


Figure III.3: Vue de dessus du schéma de simulation d'un Prisme de (13×13) tiges cylindriques métalliques de diamètre $\phi = 2 \text{ mm}$ et de pas $a = 15 \text{ mm}$. Les simulations ont été faites en polarisation TM. Sur les faces supérieures et inférieures de la boîte rose on a appliqué le champ E. Sur les surfaces latérales on a appliqué les conditions de radiation.

Par comparaison avec les structures métalliques, pour des fréquences permises la trajectoire du champ électrique dans les cristaux diélectriques est totalement modifiée. La figure III.3.3 donne la cartographie du champ électrique du prisme diélectrique à 7 GHz étudié dans le deuxième chapitre. On rappelle que le rayon des tiges est de $\phi = 2,5 \text{ mm}$ de pas $a = 7 \text{ mm}$. Comme nous l'avons montré précédemment les paramètres géométriques et la permittivité diélectrique d'un cristal photonique sont responsables de l'ouverture et l'apparition des bandes permises et interdites. Donc pour comparer les deux structures dans leurs premières bandes permises et à 7 GHz, on a choisi ces paramètres géométriques ($a = 7 \text{ mm}$ et $\phi = 5 \text{ mm}$ dans le cas d'un diélectrique et $a = 15 \text{ mm}$; $\phi = 2 \text{ mm}$ dans le cas d'un métallique).

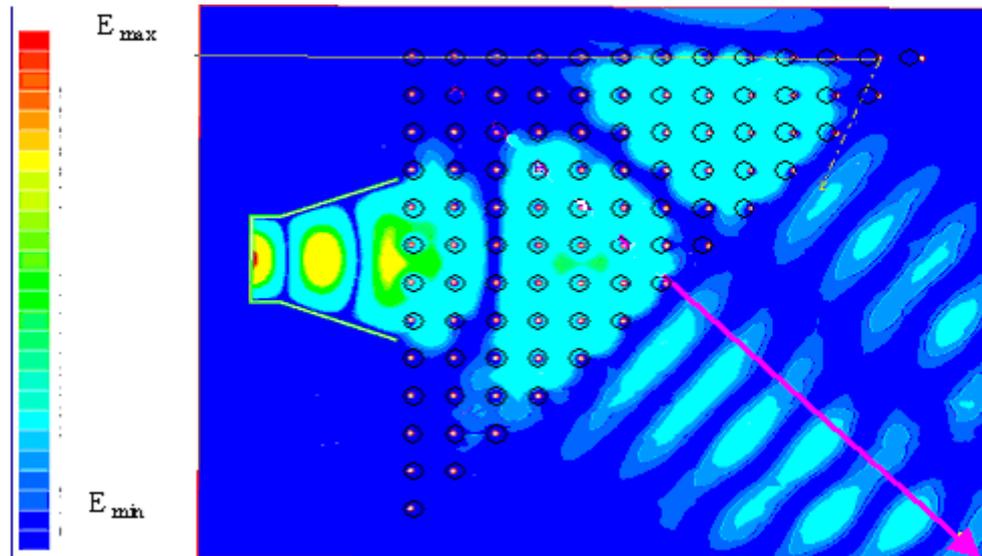


Figure III.3.1: Cartographie de champ électrique calculée à 7 GHz pour un prisme métallique de (13×13) tiges. Le diamètre des tiges est de $\phi = 2$ mm et de pas $a = 15$ mm représentant la propagation de l'onde dans le plan de coupe parallèle à la direction de propagation.

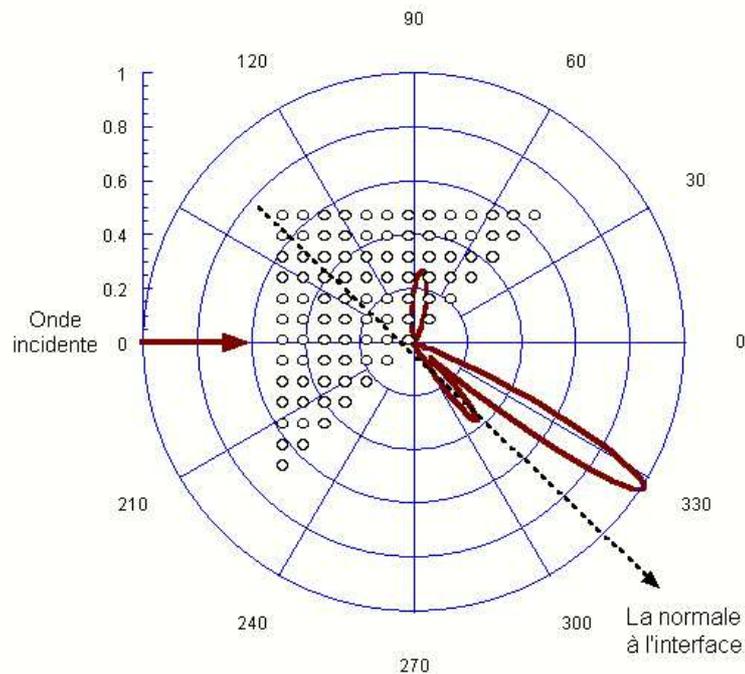


Figure III.3.2: Diagramme de rayonnement calculé avec HFSS à 7 GHz pour un prisme métallique de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm en champ lointain. La simulation en polarisation TM

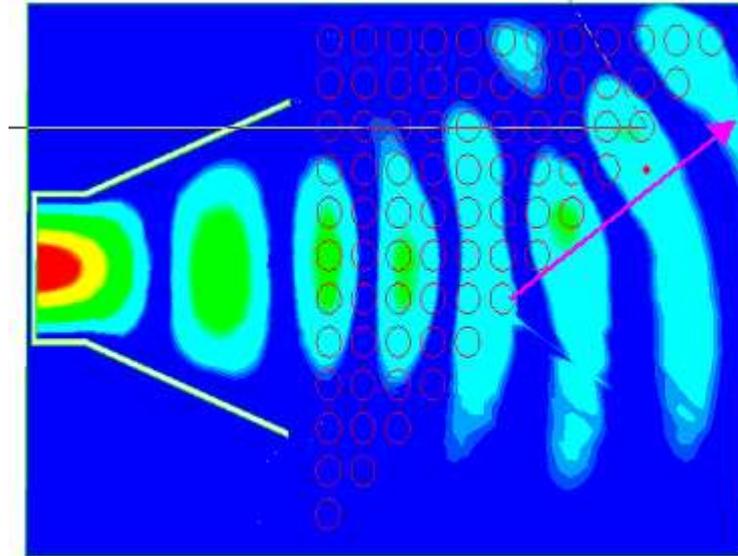


Figure III.3.3: Cartographie du champ électrique calculée à 7 GHz pour un prisme diélectrique de (13×13) tiges. le diamètre des tiges est de $\phi = 5$ mm et de pas $p = 7$ mm, et représentant la propagation de l'onde dans le plan de coupe parallèle à la direction de propagation.

Il faut noter que les mesures ont été effectuées en champ Proche [[**Balanis 97**], donc, il est plus intéressant de calculer les diagrammes de rayonnement en champ proche afin de les comparer avec les résultats expérimentaux.

Nous avons calculé les diagrammes de rayonnement pour trois différentes fréquences au dessus de la fréquence plasma, tel que les figures a ; b et c les montrent.

La figure III.3.4 : donne le diagramme de rayonnement pour une fréquence $f = 7$ GHz. On observe deux lobes l'un est situé à un angle $\phi = 322^\circ$ avec une transmission $T = 1$ et l'autre est situé à un angle $\phi = 304^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,7.

La figure III.3.5 : représente le diagramme de rayonnement pour une fréquence $f = 8$ GHz. On observe le même comportement, deux lobes l'un est situé à un angle $\phi = 337^\circ$ avec une transmission $T = 1$ et l'autre est situé à un angle $\phi = 318^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,8.

La figure III.3.6: montre le diagramme pour une fréquence $f = 9$ GHz. On observe deux lobes l'un est situé à un angle $\phi = 341^\circ$ avec une transmission $T = 1$ et l'autre est situé à un angle $\phi = 328^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,7.

Les trois figures montrent une variation angulaire des lobes transmis en fonction de la fréquence. Si on regarde le lobe principal des trois figures : le lobe qui correspond au maximum de transmission, varie en fonction de la fréquence. Les calculs en champ proche donnent le détail sur la trajectoire du champ électrique mais uniquement sur une distance bien déterminée. Par contre ils sont insuffisants pour déterminer une trajectoire complète du champ électromagnétique. Pour cela nous avons calculé les diagrammes de rayonnement en champ lointain tel que le montre les figures III.3.7.a ; b ; c

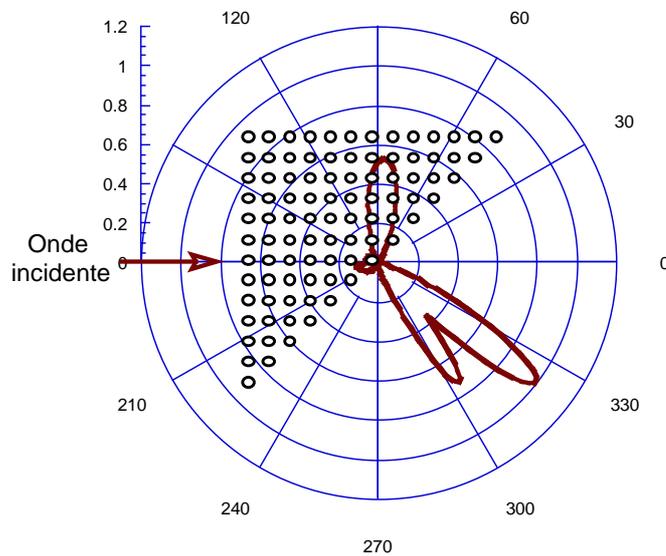


Figure III.3.4 : Diagramme de rayonnement calculé avec HFSS à 7 GHz pour un prisme métallique de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm en champ proche ($d = 118,5$ cm). La simulation en polarisation TM

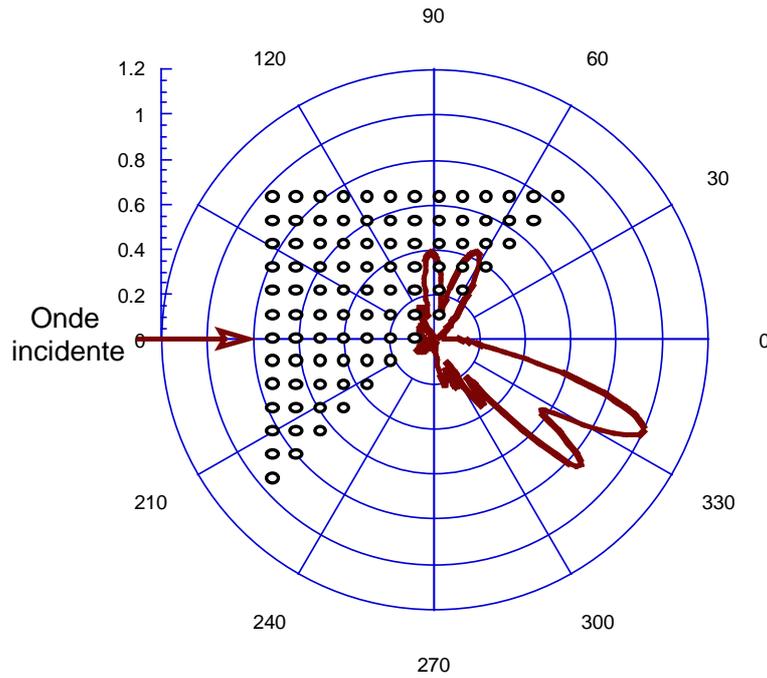


Figure III.3.5: Diagramme de rayonnement calculé avec HFSS à 8 GHz pour un prisme métallique de diamètre $\varnothing = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm en champ proche ($d = 118,5$ cm). La simulation en polarisation TM

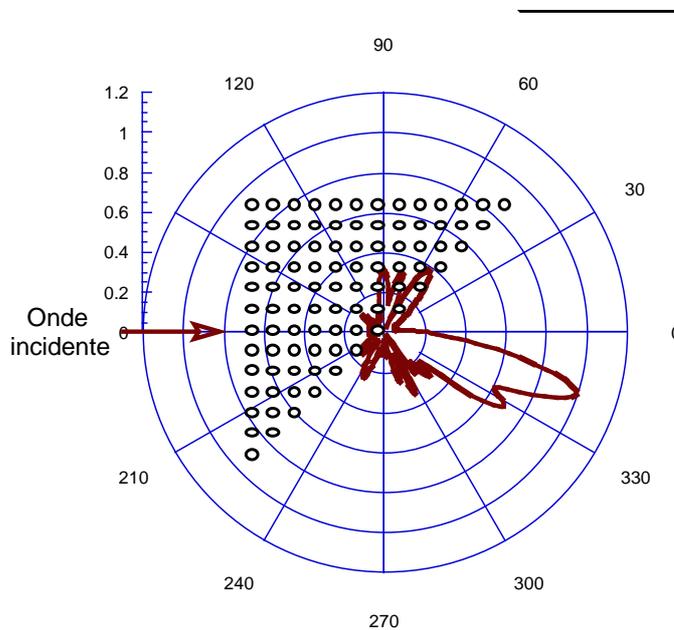
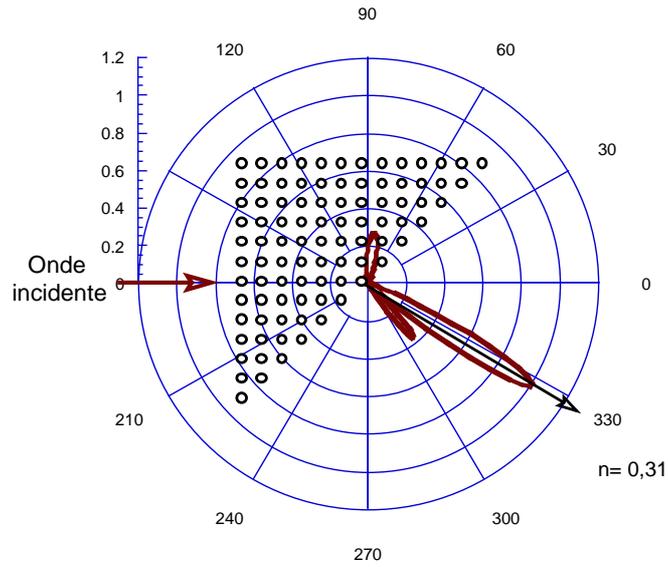
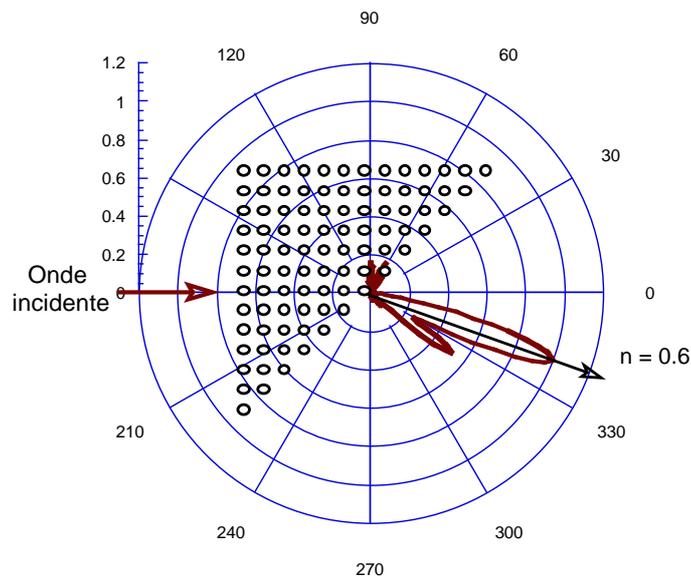


Figure III.3.6: diagramme de rayonnement calculé avec HFSS à 9 GHz pour un prisme métallique de diamètre $\varnothing = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm en champ proche ($d = 118,5$ cm). La simulation en polarisation TM



a)



b)

Figure III.3.7: Diagrammes de rayonnement calculés avec HFSS en polarisation TM pour un prisme métallique (13*13) en champ lointain pour deux fréquences au dessus de la fréquence plasma. La figure donne le diagramme de rayonnement à 7 GHz et la figure b représente le diagramme de rayonnement à 8 GHz.

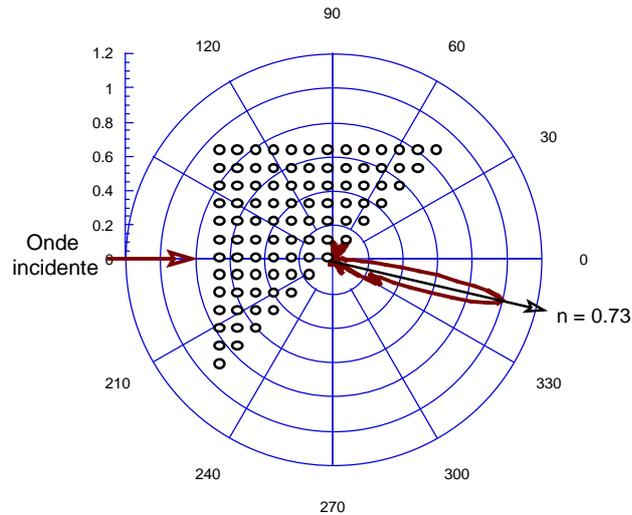


Figure III.3.7.c : Diagramme de rayonnement calculé avec HFSS à 9 GHz en polarisation TM pour un prisme métallique de (13×13) tiges en champ lointain.

La figure III.3.8 représente l'indice effectif du prisme métallique en fonction de la fréquence. La relation entre l'indice effectif et la fréquence a été obtenue par le calcul de ce coefficient de corrélation R. La valeur quadratique du coefficient de corrélation est $R^2 = 0,9$.

La figure III.3.8 montre que la fréquence plasma est autour de 6,16 GHz, fréquence pour laquelle l'indice effectif du cristal photonique est nul (équation de la droite est : $y = 0,2823x - 1,7394$). Si on regarde la courbe isofréquence on trouve que la fréquence plasma est autour 6,57 GHz. Cette différence est due en fait à la taille du prisme (effets de bord), puis aux erreurs sur le calcul de l'indice (l'indice effectif est déterminé à partir du diagramme de rayonnement et de la loi de Snell-Descartes). Avec la méthode des ondes planes, la structure est supposée infinie dans les deux directions de l'espace.

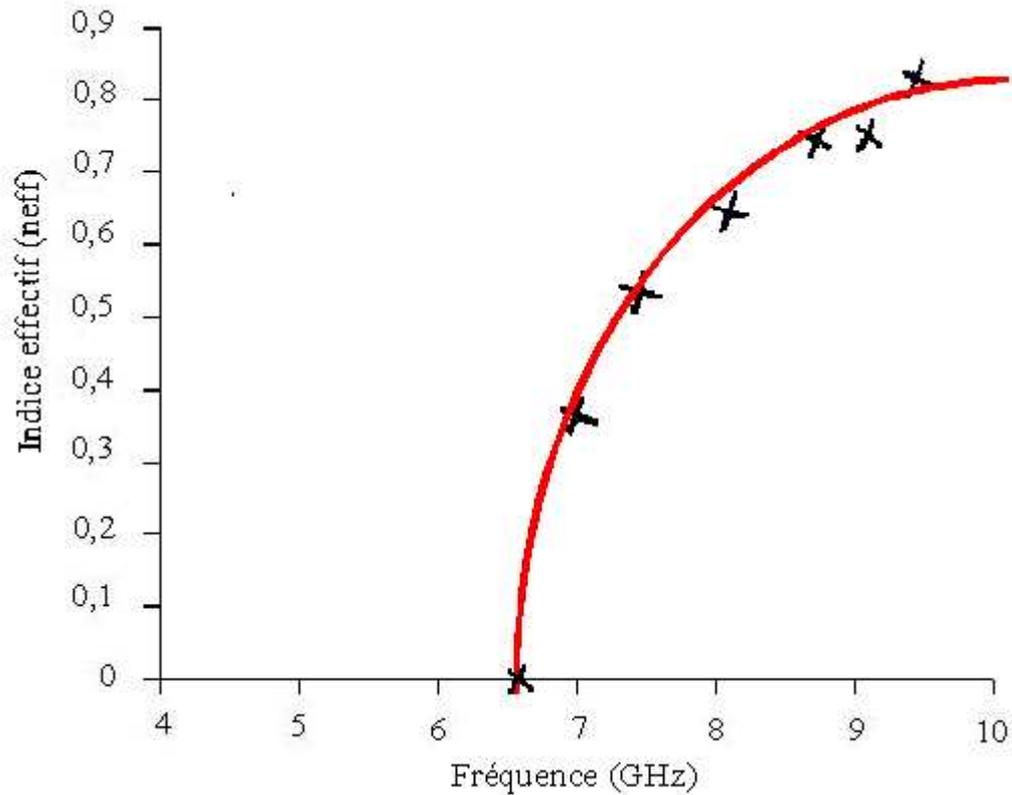


Figure III.3.8: Indice effectif calculé avec HFSS pour le prisme métallique de (13×13) tiges de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm.

IV. Etude expérimentale d'un cristal photonique métallique parfait

Nous allons étudier le comportement du prisme Bip constitué de tiges métalliques de diamètre de 2mm placées dans l'air avec un pas de 15 mm en Polarisation TM sous forme d'un isocèle droit. Le prisme est fixe, positionné verticalement comme le montre la figure IV. Dans le plan horizontal deux cornets sont connectés à l'analyseur de réseau vectoriel. L'un est émetteur dans une position fixe située à une distance de 55 cm par rapport au centre de l'Hypoténuse du prisme. Le récepteur effectue des mesures angulaires dans le plan horizontal sur 180° et à une distance de 66,5 cm du centre de l'hypoténuse du prisme-BIP. Les mesures ont été prises en champ proche avec un pas de 2° .

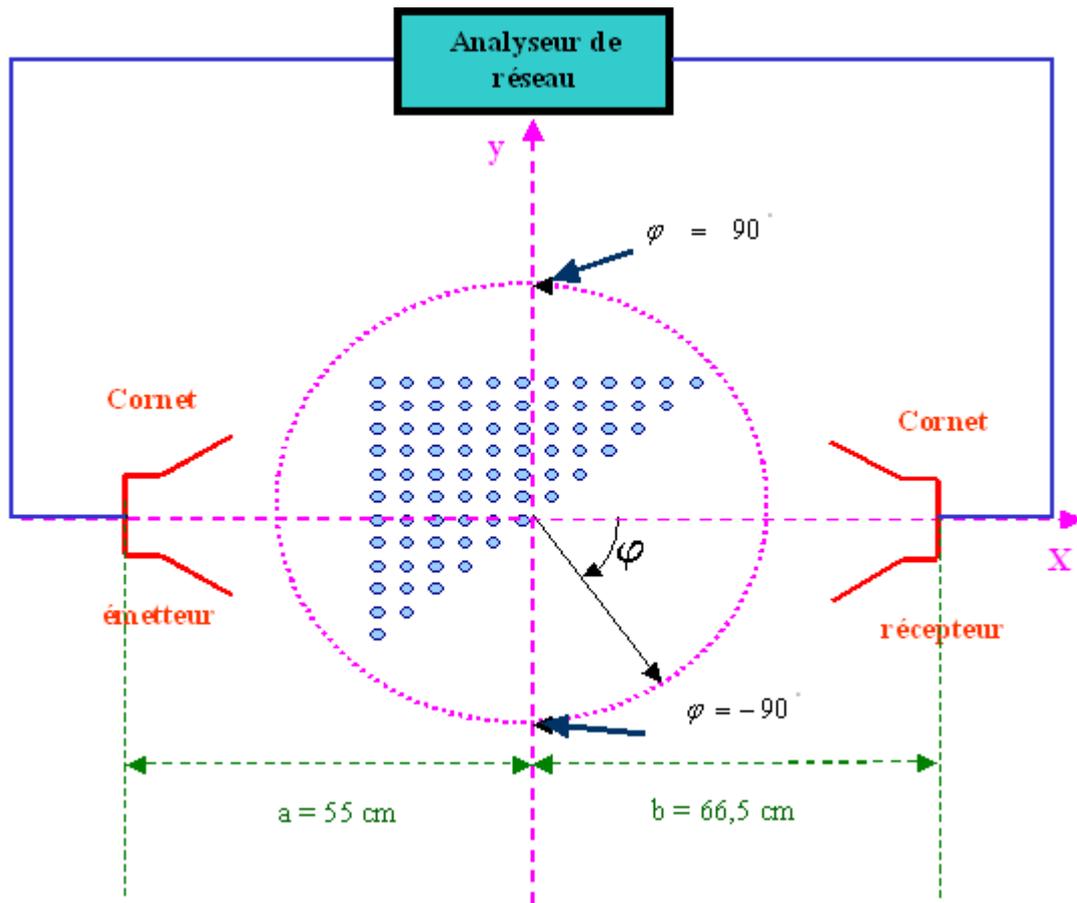


Figure IV: Schéma de mesure expérimental d'un Prisme-Bip métallique. Le cornet émetteur est fixe à une distance $a = 55$ cm du centre de l'hypoténuse du prisme et le cornet récepteur situé à une distance $b = 66,5$ cm effectuant des mesures angulaires dans le plan horizontal sur 180° .

La figure montre aussi deux bandes interdites et deux bandes permises. La première bande interdite située entre 0 GHz, et 6,5 GHz, est appelée bande de type plasmon par analogie avec la résonance plasma observée pour les métaux massifs aux fréquences optiques. La deuxième bande interdite est entre 10,3 GHz et 13,5 GHz. La première bande permise située entre 6,54 GHz et 10 GHz ; enfin la deuxième bande permise commence à partir 13,8 GHz. Notre étude est consacrée à la première bande de fréquences permises et la deuxième bande de fréquences interdites.

Dans un premier temps nous allons caractériser notre structure dans sa première bande permise, c'est-à-dire entre 6,54 GHz et 10 GHz. Notons qu'au dessous de 7 GHz nous complétons notre étude expérimentale par des calculs numériques (les mesures sont limitées à 7 GHz). Et pour déterminer le comportement de la structure nous allons choisir certaines

fréquences situées entre 7 GHz et 10 GHz. Nous avons choisi trois fréquences, leur position sont indiquées par des flèches en pointillé sur le diagramme de transmission. A chaque fréquence nous mesurons les diagrammes de rayonnement correspondants. Enfin nous étudierons la deuxième bande de fréquences interdites.

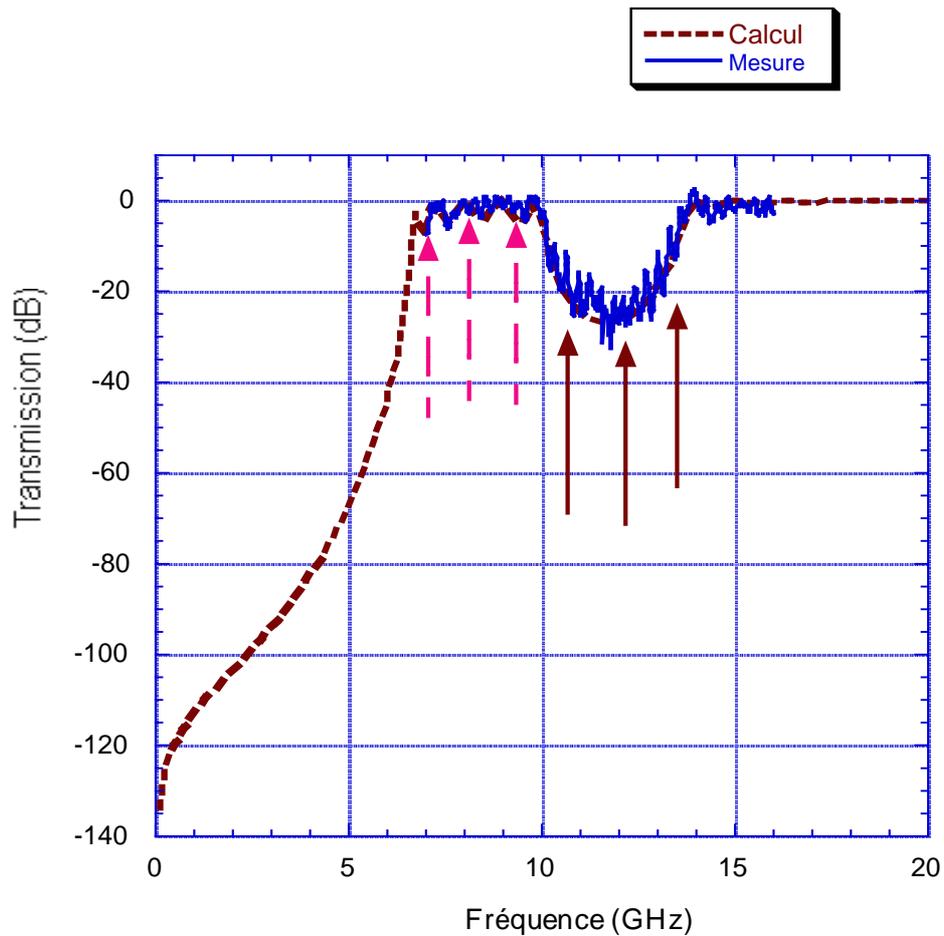


Figure IV4.1-B : Diagramme de transmission d'un réseau carré de 6 couches de tiges de cuivre, de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $d=15$ mm en polarisation TM. La fréquence de coupure est de $f_c = 6.54GHz$.

Dans ce paragraphe, nous allons montrer le comportement du cristal photonique selon une gamme de fréquence donnée.

IV.1. Etude dans la première bande permise:

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la bande de fréquences permises du cristal photonique métallique commence à la fréquence plasma, c'est-à-dire autour de 6,54 GHz, alors que les mesures sont au-dessus de cette fréquence. Donc il faut d'abord montrer le comportement du cristal photonique au voisinage de 6,54 GHz puis étudier les autres fréquences. La figure IV.4.1.1 représente le diagramme de dispersion calculé avec HFSS en 3D. Ce diagramme donne les courbes de dispersion sur la première bande permise et la seconde bande interdite c'est-à-dire entre 6,54 GHz et 14 GHz. La figure montre qu'au-delà de

10 GHz le diagramme de dispersion a une forme complexe. Les fréquences au-dessus de 10 GHz se situent dans la deuxième bande interdite. Pour le moment on se limite aux fréquences permises, fréquences situées en dessous de 10 GHz.

La figure IV.4.1.2 montre les courbes isofréquences. Chacune de ces courbes isofréquence représente la projection du diagramme de dispersion 3D sur le plan $(k_x ; k_y)$ pour une fréquence donnée. Sur la figure IV.4.1.3 nous présentons 3 courbes isofréquence pour 6,6 GHz ; 7 GHz et 9 GHz. Ces courbes ont toutes la forme d'un cercle. On observe aussi que le rayon des cercles isofréquence dépend de la fréquence utilisée. Plus on approche de la fréquence plasma plus ce rayon tend vers un point (le rayon de la courbe de dispersion correspondant à 6,54GHz (fréquence autour de la fréquence plasma) est plus petit que les rayons de dispersion des autres courbes au dessus de cette fréquence). Pour déterminer l'indice effectif au voisinage de la fréquence plasma, nous avons calculé le diagramme de rayonnement avec HFSS (cf. figure IV.4.1.3). Cette figure montre le diagramme de rayonnement du prisme à 6.6 GHz en polarisation TM. Il est constitué d'un lobe principal et des lobes secondaires. Les lobes secondaires correspondent aux réflexions avec la première interface du prisme. Le lobe principal est dirigé dans la direction normale à l'interface du prisme et correspond à un indice effectif $n \approx 0$. Cela veut dire que la vitesse de phase tend vers ∞ . D'autre part, le vecteur vitesse de groupe étant représenté par la normale à la courbe isofréquence. La courbe isofréquence est réduite à un point. Donc dans ce cas la direction de vitesse de groupe est indéterminée.

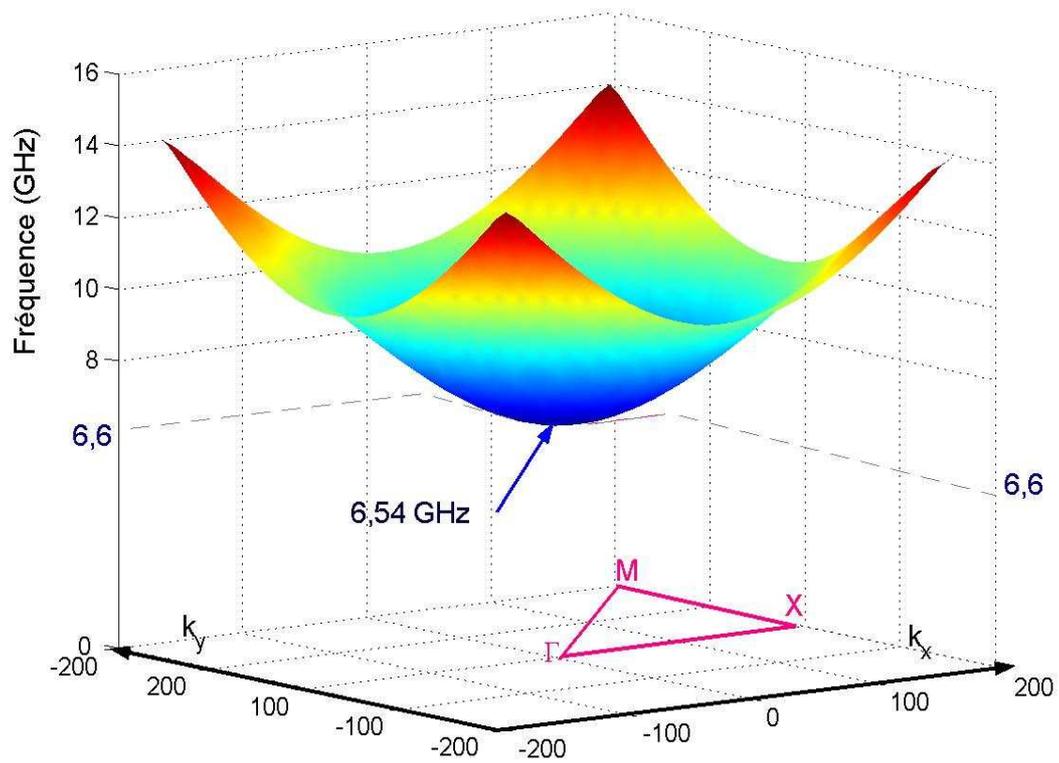


Figure IV.4.1.1 : Diagramme de dispersion 3D calculé avec HFSS pour un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques de cuivre dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = \frac{1}{15} a$. Les traits dans le plan $(k_x ; k_y)$ représentent la zone de Brillouin réduite.

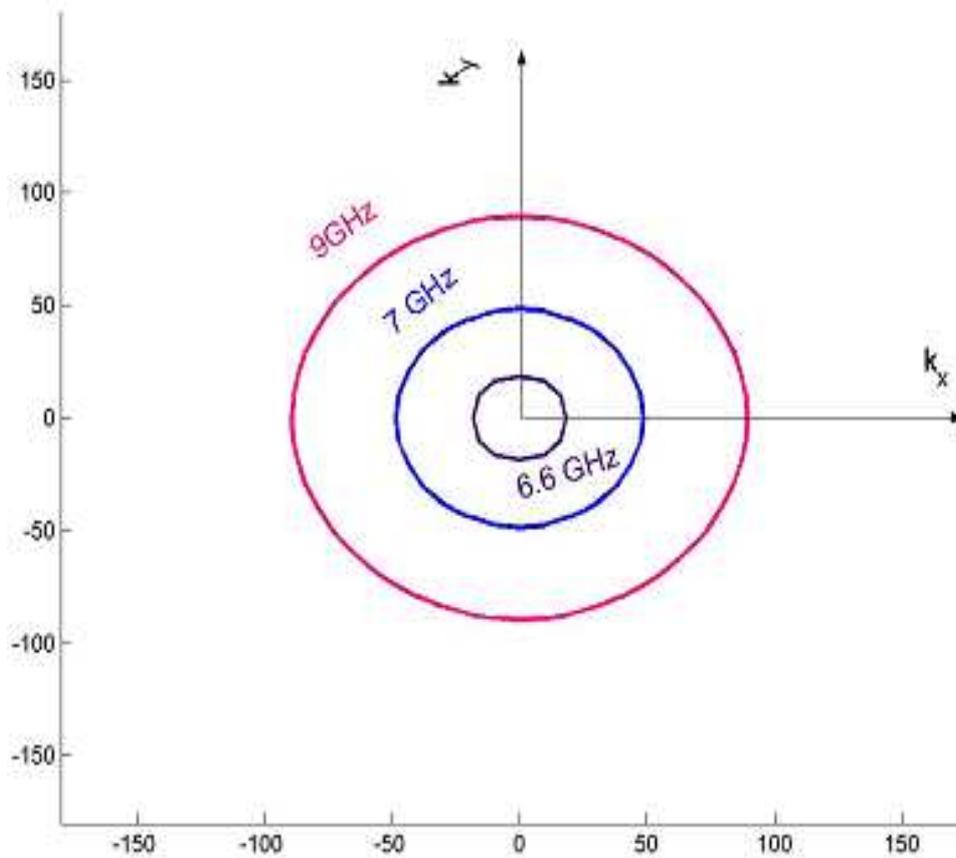


Figure IV.4.1.2: Relations de dispersion calculées avec HFSS à 6.6 GHz, 7 GHz et 9 GHz, dans le plan ($k_x ;k_y$) pour un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques de cuivre dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=||d_1||=||d_2||=1$ et de rayon $r = \frac{1}{15} a$. La courbe en rouge est celle du vide et la courbe en bleu est celle du cristal photonique.

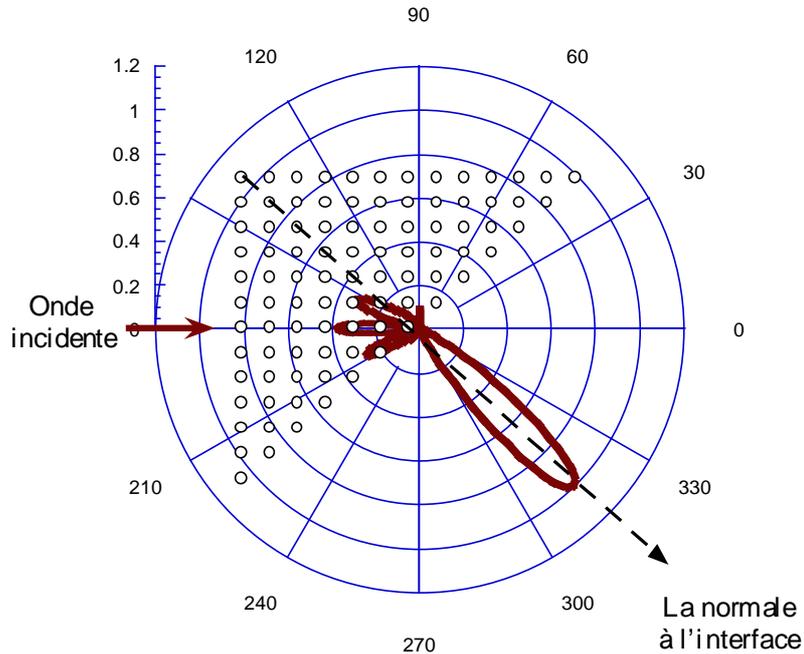


Figure IV.4.1.3 : Diagramme de rayonnement calculé avec HFSS pour une fréquence 6,6 GHz (fréquence autour de la fréquence plasma)

Nous mesurons ici les diagrammes de rayonnement en champ proche. Pour étudier le comportement du cristal dans la bande permise, on a choisi trois fréquences appartenant à cette bande de fréquence au dessus de la fréquence plasma $f = 7$ GHz,; $f = 8$ GHz et 9 GHz. Leurs positions sont indiquées par des flèches en pointillé sur le diagramme de transmission de la figure IV.4.1-B

Les figures IV.4.1.4; IV.4.1.5 et IV.4.1.6 montrent les diagrammes de rayonnement en polarisation TM obtenus à $f = 7$ GHz, à 8 et 9 GHz au dessus de la fréquence plasma.

La figure IV.4.1.4: représente le diagramme de rayonnement du prisme métallique à 7GHz. Sur le diagramme on observe trois lobes, l'un situé autour d'un angle $\varphi = 315^\circ$ avec une transmission de $T = 0,6$, l'autre situé à un angle $\varphi = 332^\circ$ avec une transmission de $T = 0,7$ et le troisième représente la réflexion situé à un angle $\varphi = 85^\circ$ avec une transmission de 0,4. Si on regarde la courbe isofréquence du cristal présenté sur la figure IV.4.1.2 , cette courbe a une forme circulaire. Donc théoriquement l'un des deux lobes n'existe pas puisque le milieu

est homogène. Mais lequel et pourquoi? On revient à la courbe isofréquence de la même figure, à 7 GHz le cercle du vide est loin d'être un point. Autrement dit, l'indice effectif est supérieur à zéro. Donc le lobe situé à 315° , théoriquement ne peut exister, car ce lobe correspond à un indice effectif nul. Peut être ce lobe est-il dû aux mesures qui ont été effectuées en champ proche et sur une structure finie. Si on utilise la loi de Snell-Descartes pour déterminer l'indice effectif du milieu, on trouve $n = 0,32$.

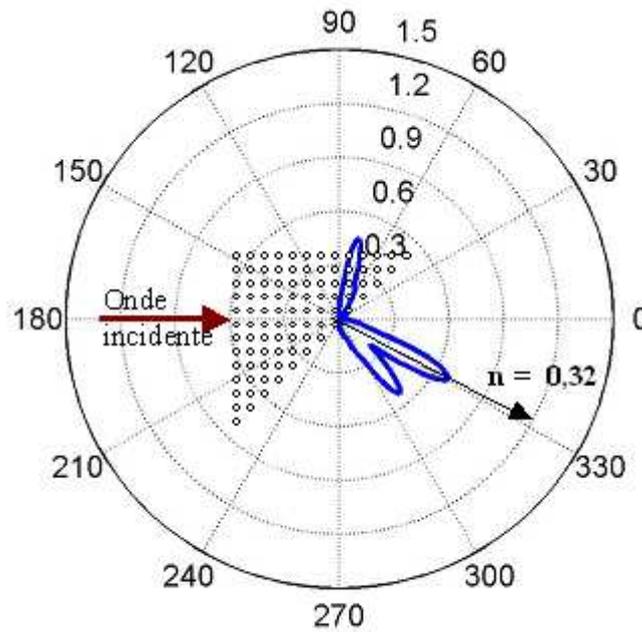


Figure IV.4.1.4- Diagramme de rayonnement mesuré (échelle linéaire) à 7 GHz (fréquence permise) d'un prisme métallique en polarisation TM.

La figure IV.4.1.5: montre le diagramme de rayonnement du même prisme métallique à 8GHz. Cette figure montre un lobe situé à un angle $\varphi = 342^\circ$ avec une transmission $T = 0,98$ d'autres lobes représentent les réflexions situées autour de $\varphi = 70^\circ$. L'indice effectif du milieu est de $n = 0,64$.

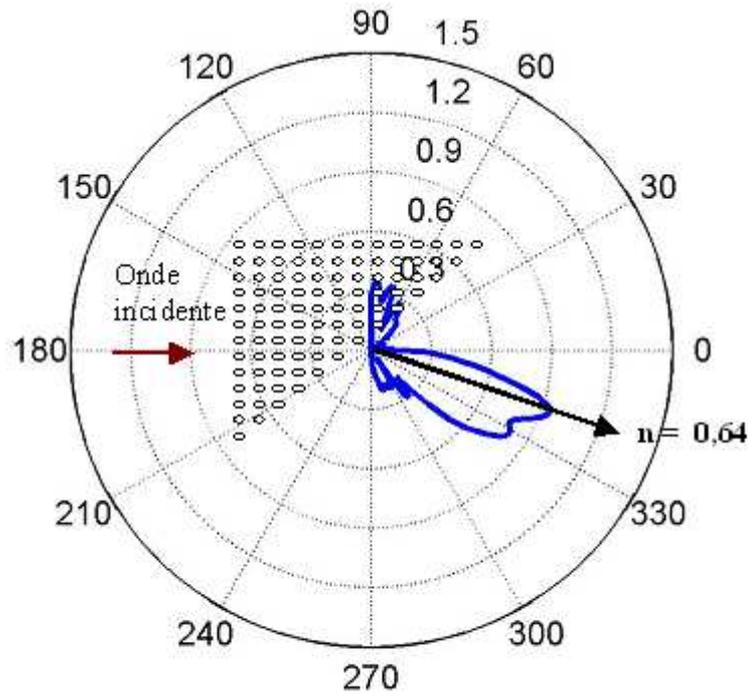


Figure IV.4.1.5 : Diagramme de rayonnement mesuré (échelle linéaire) à 8. GHz (fréquence permise) d'un prisme métallique en polarisation TM

La figure IV.4.1.6: donne le diagramme de rayonnement à 9 GHz : On observe un lobe à un angle $\varphi = 350^\circ$ avec une transmission $T=1,09$ avec des lobes de réflexion autour de $\varphi = 70^\circ$ et l'indice effectif du milieu est de $n = 0,8$.

Cette figure montre que la transmission est supérieure à 1. En effet, on a défini la transmission expérimentale comme le quotient entre le champ mesuré avec et sans la structure. Un effet de focalisation du champ peut être observé à l'emplacement du cornet, Dans ce cas la transmission mesurée est supérieure à 1. Ces effets peuvent être observés dans le cadre de structures bidimensionnelles métalliques [Tayeb 97].

Sur les trois figures les lobes correspondant aux indices effectifs inférieurs à 1, représentent la réfraction anormale. Et l'indice effectif du milieu varie en fonction de la fréquence, et peut

être déterminé selon la relation suivante : $n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}} \approx \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$. Avec

$\omega_p < \omega$.

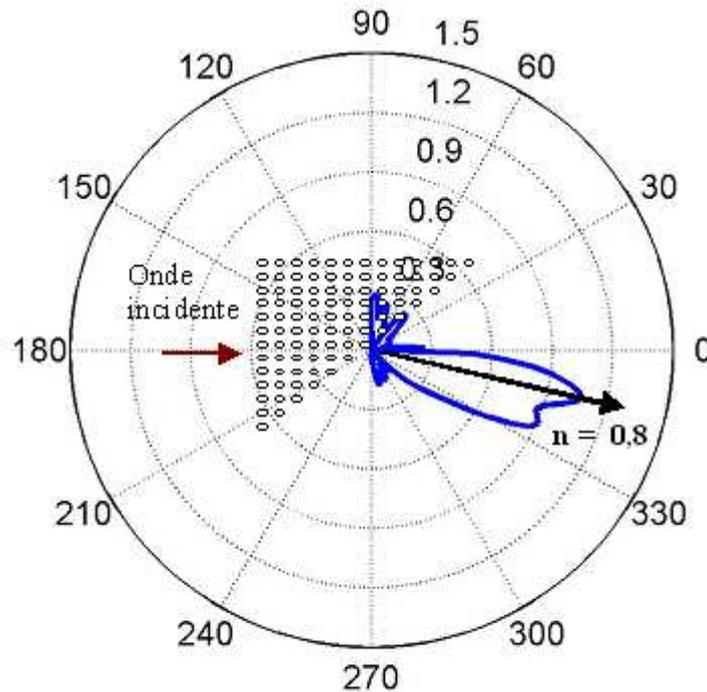


Figure IV.4.1.6 : Diagramme de rayonnement mesuré (échelle linéaire) à 9GHz (fréquence permise) d'un prisme métallique en polarisation TM

La figure IV.4.1.7 résume le comportement expérimental du cristal photonique métallique en fonction de la longueur d'onde entre 2,98 cm et 4,28 cm. Ces longueurs correspondent respectivement à 10 et 7 GHz. La figure représente l'indice effectif du milieu en fonction de la longueur d'onde. Lorsque la fréquence d'utilisation tend vers la fréquence plasma, l'indice effectif du milieu tend vers zéro. La longueur d'onde correspondant à la fréquence plasma théorique est $\lambda = 4,56 \text{ cm}$. Ici si on regarde l'équation de la droite qui relie les points expérimentaux on trouve la longueur d'onde expérimentale $\lambda = 4,98 \text{ cm}$. Cette différence est liée aux effets de bord qui perturbent la précision de l'indice effectif expérimental du milieu (lobes larges).

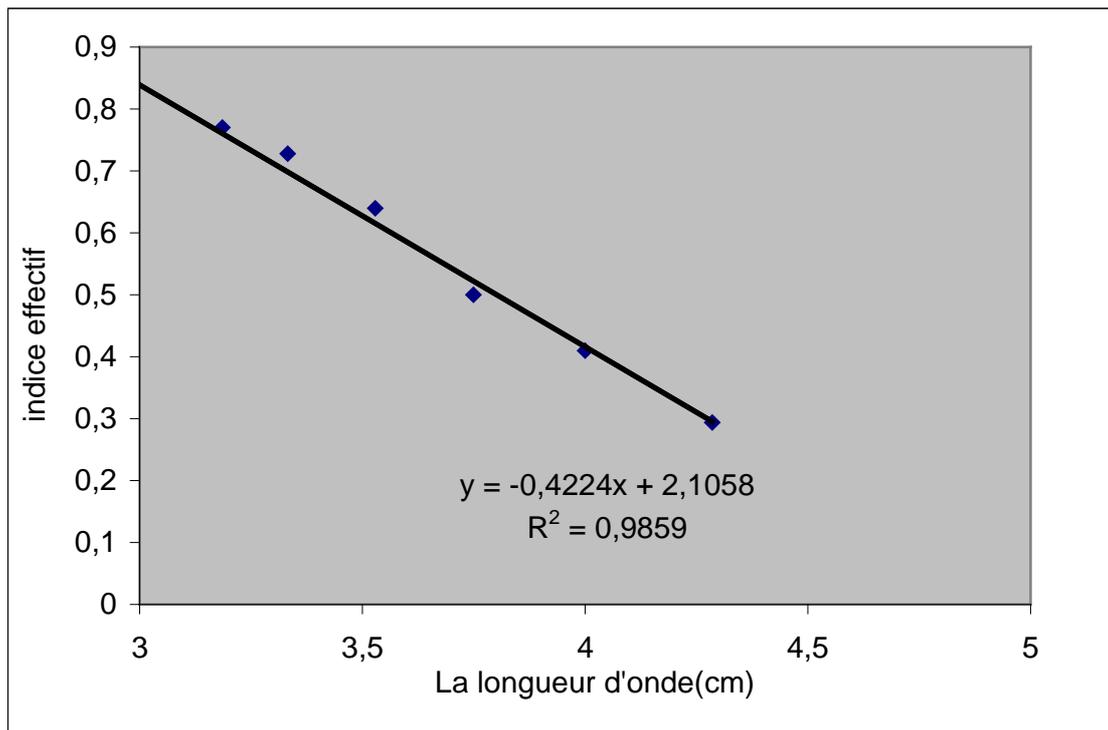
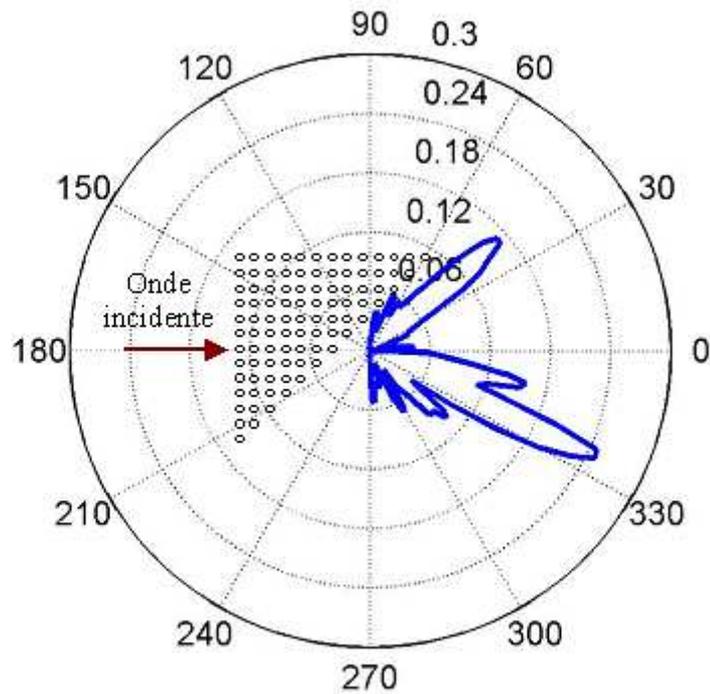


Figure IV.4.1.7 : Indice effectif relatif mesuré en fonction de la longueur d'onde pour le prisme métallique de la figure III.1. Le prisme constitué de tiges de cuivre de diamètre $\varnothing = 2$ mm placées périodiquement sous forme d'un isocèle droit avec pas $p = 15$ mm. Les mesures sont en polarisation TM.

IV.2. Etude dans la bande interdite

Nous représentons de la même manière les diagrammes de rayonnement pour trois différentes fréquences situées dans la bande interdite, $f = 10,7$ GHz, $12,55$ GHz et $13,3$ GHz. Leurs positions sont indiquées par des flèches en traits pleins sur le diagramme de transmission de la figure IV.4.1-B.

La figure IV.4.2.1 représente le diagramme de rayonnement du prisme à $10,7$ GHz. Sur ce diagramme on observe un lobe dans la direction anormale, situé à un angle $\varphi = 333^\circ$ et des lobes de réflexions situés autour de $\varphi = 40^\circ$. La transmission du lobe principal est $T = 0,25$.



La figure IV.4.2.1 - Diagramme de rayonnement mesuré à 10,7 GHz (échelle linéaire) en polarisation TM dans la bande interdite

La figure IV.4.2.2 donne le diagramme de rayonnement du prisme à 12,55 GHz. Sur ce diagramme on observe le même comportement, un lobe dans la direction anormale situé à un angle $\varphi = 333^\circ$ avec une transmission de $T = 0,12$ et un lobe secondaire situé à un angle $\varphi = 300^\circ$ avec une transmission de l'ordre $T = 0,05$ et des lobes de réflexions. Si on compare les deux figures IV.4.2.1 et IV.4.2.1, la transmission des lobes principaux varie car les positions des deux fréquences sont différentes, l'une se situe au bord de la bande interdite ($f = 10,7$ GHz) tandis que l'autre fréquence est au fond de la bande interdite.

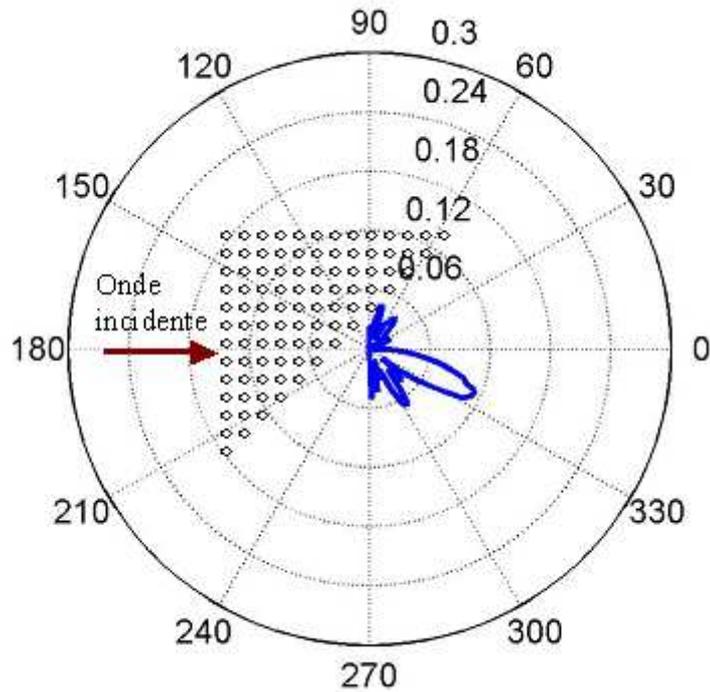


Figure IV.4.2.2 - Diagramme de rayonnement mesuré à 12.55 GHz (échelle linéaire) en polarisation TM dans la bande interdite

La figure IV.3.8 représente le diagramme de rayonnement du prisme métallique pour une $f = 13,3$ GHz. Sur ce diagramme on observe un lobe situé à un angle $\varphi = 333^\circ$ avec une transmission de $T = 0,2$ et un autre lobe secondaire situé autour de $\varphi = 270^\circ$ avec une transmission de $T = 0,15$ et des lobes de réflexion. Les trois figures montrent que les angles de réfraction, angles entre les lobes principaux et la normale à l'interface du prisme, ne varient pas en fonction de la fréquence (le lobe situé à un angle $\varphi = 333^\circ$ ne varie pas en fonction de la fréquence). Dans la bande de fréquences permises, nous avons montré que les lobes représentant la réfraction anormale varient en fonction de la fréquence, et l'indice effectif du milieu peut être déterminé selon la relation suivante :

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}} \approx \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}.$$

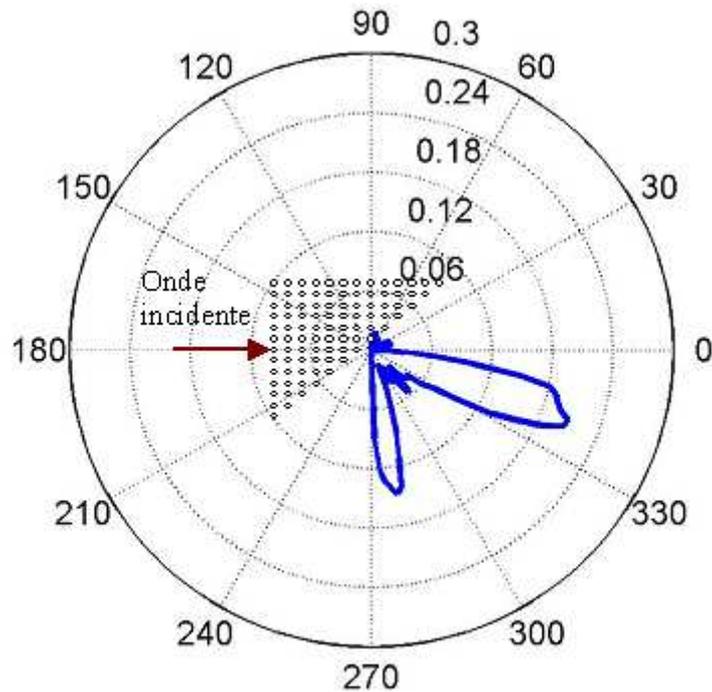


Figure IV.4.2.3 : Diagramme de rayonnement mesuré à 13.3 GHz (échelle linéaire) en polarisation TM dans la bande interdite

Pour déterminer la nature des lobes expérimentaux qui apparaissent dans la direction anormale et pour des fréquence interdites (dans la direction $\Gamma \rightarrow X$), nous avons besoin des courbes isofréquences. La figure IV.4.2.4 donne la courbe de dispersion isofréquence dans la zone de Brillouin non réduite pour une fréquence de 12,55 GHz. Ces courbes nous permettront de déterminer les modes de Bloch qui peuvent exister dans tout le plan de propagation selon une incidence donnée. Dans notre cas, l'onde électromagnétique est toujours en incidence normale sur la première interface du prisme (voir la figure IV.3.4.1) et supposée plane. On a choisi uniquement une seule courbe de dispersion isofréquence. Mais il faut noter que sur toute la gamme de fréquences interdite dans la direction $\Gamma \rightarrow X$ (entre 10,3 GHz et 13,5 GHz) les courbes de dispersion isofréquences ont les mêmes allures que celle montré à 12,55 GHz. Cette figure donne la relation de dispersion du vide (la courbe de forme circulaire) et la courbe de dispersion du cristal photonique (les quatre courbes dans le coin). Le vecteur \vec{k}_i représente le vecteur d'onde dans le vide en incidence normale, selon la direction k_x . L'onde électromagnétique arrive en incidence normale sur la première

interface du cristal photonique. La conservation de la composante tangentielle $k_y=0$ montre que le vecteur d'onde transmis dans le cristal est nul ($\vec{k}_t = \vec{0}$). Donc théoriquement, il n'existe aucun mode de Bloch possible pour des fréquences interdites pour une onde plane en incidence normale.

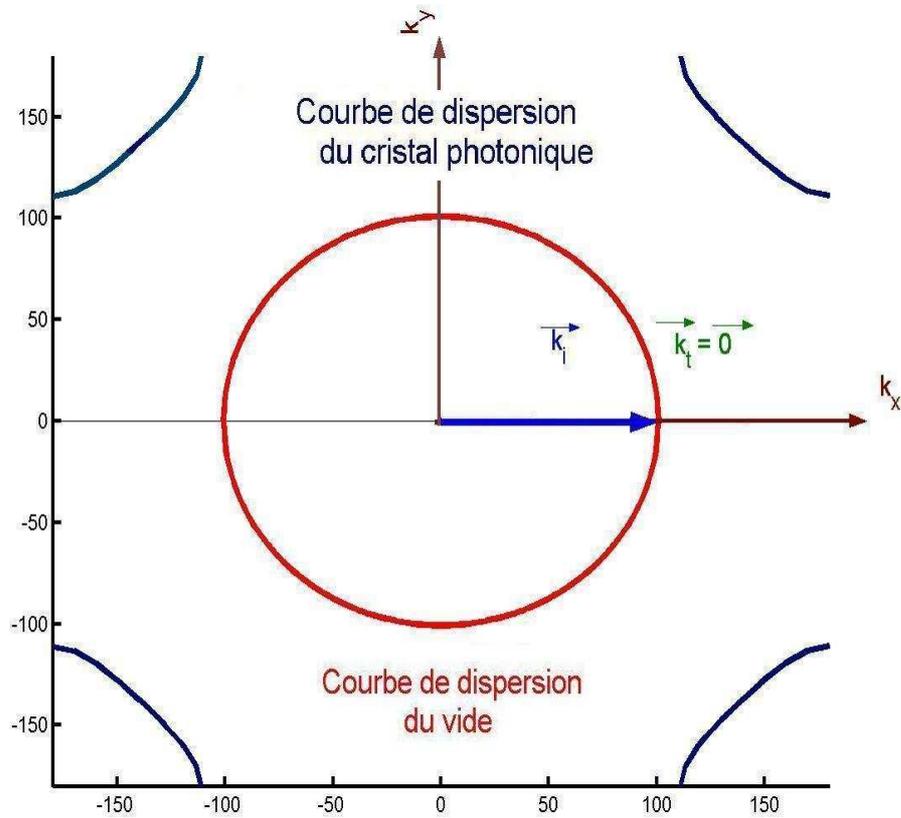


Figure IV.4.2.4- Courbes de dispersion du vide (courbe en rouge) et du cristal photonique (courbe en bleu) calculées avec HFSS en polarisation TM à 12, 55 GHz (fréquence interdite)

Il nous manque encore un élément pour expliquer les figures IV.4.2.1; IV.4.2.1.2 et IV.4.2.1.3, la transmission en fonction du nombre de couches ou l'effet de nombre de couches sur le flux des photons.

Comme nous l'avons évoqué dans le deuxième chapitre la transmission des cristaux diélectriques pour les fréquences interdites est une fonction exponentielle décroissante. Dans ce paragraphe, nous avons étudié la relation entre le nombre de couches et la transmission du

cristal photonique métallique. Le cristal photonique étudié est constitué de tiges de cuivre, de diamètre $\varnothing = 2\text{mm}$ et de pas $a = 15\text{mm}$ en polarisation T M (conservation des paramètres géométriques que nous avons utilisés pour le prisme métallique). La relation entre le nombre de couches et la transmission a été obtenue par le calcul de ce coefficient de corrélation R. La valeur quadratique du coefficient de corrélation R^2 montre une parfaite calibration entre le nombre de couches et la transmission en dB. Il est clair que la transmission est une fonction linéaire décroissante avec le nombre de couches. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un analyseur de réseau à 11.63 GHz, (fréquence interdite dans la direction $\Gamma \rightarrow X$) et les simulations ont été faites avec la méthode des éléments finis (HFSS). Ainsi nous avons trouvé une valeur quadratique de la corrélation expérimentale $R_{\text{expérimental}} = 0.98$ et théorique $R_{\text{théorique}} = 0,97$. Cela montre que les résultats théoriques et expérimentaux sont en parfait accord. Les équations des courbes de lissage $y = 0,7397e^{-1,2017 \cdot x}$ (expérimentale) et $y = 0,6366e^{-1,0832 \cdot x}$ (théorique) montre que, les photons ont une probabilité de présence non nulle dans une région de l'espace qui, classiquement, leur serait interdite. Cette probabilité décroît exponentiellement en fonction du nombre de couches. Nous avons montré, dans le cas des cristaux diélectriques que lorsque le nombre de couches est supérieur à 12, la probabilité de présence des photons devient négligeable. Par contre en ce qui concerne les cristaux métalliques la probabilité de présence des photons devient négligeable à partir de 4 couches.

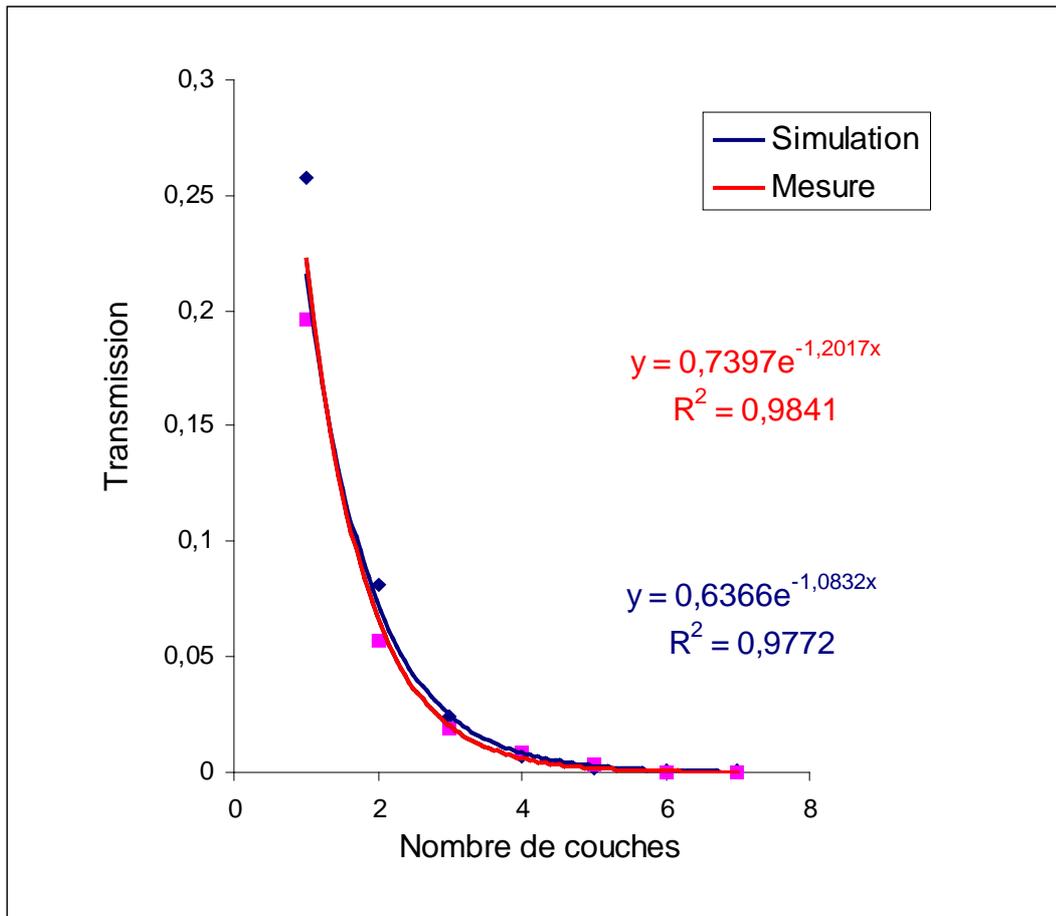


Figure IV.4.2.5 : Courbes de transmission d'un réseau carré en fonction de nombre de couches calculé en bleu et mesuré en rouge à 11.6 GHz (fréquence interdite). Le réseau carré est constitué de tiges métalliques de diamètre $d = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm. Les mesures et les simulations sont en polarisation TM.

Enfin les lobes des figures IV.4.2.1 ; IV.4.2.2 et IV.4.2.3 sont des effets équivalents aux effets tunnel. Puisque le prisme a une taille finie, la probabilité de transition des photons est non nulle, ce qui fait que la transmission est non nulle dans la bande interdite.

Dans les calculs, nous avons étudié une structure infinie où les vecteurs d'onde transmis sont nuls.

V. Conclusion

Nous avons montré qu'aux basses fréquences plus précisément dans la première bande de fréquences permises, les matériaux à bandes interdites photoniques métalliques se comportent comme des milieux homogènes et leur indice effectif est inférieur à 1. Nous avons montré qu'au voisinage de la fréquence plasma, l'indice effectif du cristal photonique métallique tend vers zéro. Autrement dit la vitesse de phase tend vers l'infini. Contrairement aux structures diélectriques, qui ont les propriétés des milieux classiques, c'est-à-dire avec un indice de réfraction supérieur à 1 .

Nous avons montré que dans la bande de fréquences interdites, les photons ont une probabilité de transition non négligeable dans la région de l'espace qui leur serait interdite et que cette probabilité décroît exponentiellement en fonction du nombre de couches.

Un des grands avantages de ce matériau est sa propriété d'ultraréfraction, qui permet de contrôler l'émission. Ce matériau est moins coûteux et son encombrement est minimum. Il est parfaitement réflecteur (très peu de couches suffisent pour obtenir de très profondes bandes interdites). Le domaine d'application des cristaux photoniques métalliques s'oriente ainsi vers une amélioration du rendement des antennes.

Références :

[**Balanis 97**] C. Balanis. Antenna Theory, Analysis and Design. second edition, John Wiley and sons Inc., 1997.

[**Harvey 59**] Harvey A., wave propagation in periodic structures: Electric Filters and crystal lattices, IRE Trans.8, p. 30, 1959.

[**McGurn 93**] A. R. McGurn , A. A. Maradudin, Photonic band structures of two-and three-dimensional periodic metal or semiconductor array, Phys. Rev. B., 48 (23), pp.15576-15579, 1993

[**Drude 90**] Drude P., Ann. D. Phys., vol. 39, 1890.

[**Born 65**] Born M., Wolf E., Principles of Optics, Pergamon Press, Londres, 1965

[**Pendry 96**] Pendry J.B, Holden A.J., Stewart W.J., Youngs. I, Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures, Phys., Rev., Lett., 76, vol.25, p.4773-4776, 1996.

[**Pendry 98**] Pendry J.B, Holden A.J., Robnins D.J., Stewart W.J., low frequency plasmons in thin-wire structures, J. Phys: Condens. Matter, 10, p.4785-4809, 1998.

[**Pendry 98**] Pendry J.B, Holden A.J., Robnins D.J., Stewart W.J., Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena, IEEE Trans. Microw. Theory 47, (11), p.2075-2084,1999.

[**Tayeb 97**] G. Tayeb and D. Maystre, Rigorous theoretical study of finite-size two-dimensional photonic crystals doped by microcavities, Journal of Optical Society of America A, vol. 14 (N°.12): pages 3323-3332, décembre 1997.

Chapitre 5

Simulations numériques et étude expérimentale d'un prisme métallique avec défauts

Au cours du chapitre précédent, nous avons montré qu'aux basses fréquences, un cristal photonique métallique parfait se comporte comme un milieu homogène et ultraréfractif dans sa première bande de fréquences permise. Plus précisément autour de la fréquence plasma l'indice effectif du cristal photonique tend vers zéro, autrement dit la vitesse de phase tend vers l'infini.

Nous avons montré que dans la bande de fréquences interdites, il n'existe aucun mode de propagation possible. Seuls les modes évanescents qui peuvent se coupler avec les propagatifs du vide font que la transmission est non nulle dans le gap.

Ce chapitre est consacré à l'étude des propriétés du prisme métallique avec défauts dans une gamme de fréquences 7 GHz et 14 GHz. Pour cela nous conservons le même cristal photonique (même paramètres géométriques) étudié dans le quatrième chapitre, et nous introduisons des défauts ponctuels à l'intérieur de la structure tel que la figure suivante le montre.

Dans un premier temps nous avons commencé par une étude basée sur la méthode des éléments finis pour estimer le comportement des cristaux photoniques avec défauts. L'étude expérimentale sera, par la suite, comparée aux résultats numériques. Enfin nous allons voir le comportement du BIPMs selon une répartition régulière des défauts à l'intérieur de la structure.



Figure: Photo du prisme avec défauts. La figure a) montre une vue des cotés du prisme et la figure b) montre une vue au dessus du Prisme. Le diamètre des tiges de $d = 2\text{mm}$ et le pas du réseau de $p = 15\text{mm}$.

I. Simulations numériques avec HFSS d'un prisme métallique avec défauts

Comme dans le troisième chapitre, on va montrer l'influence des défauts sur la transmission dans la bande de fréquences interdites pour la structure BIP bidimensionnelle parfaite que nous avons utilisée dans le chapitre précédent (chapitre 4). Le prisme BIPs métallique est constitué de (13×13) tiges fabriquées avec des tiges de cuivre, de diamètre $\phi = 2\text{ mm}$ et de pas $a = 15\text{ mm}$, placées dans l'air sous forme d'un prisme isocèle droit.

Les simulations ont été effectuées en polarisation TM, c'est-à-dire le champ électrique est parallèle aux tiges. Pour comparer les propriétés d'un prisme dopé avec celles d'un prisme parfait, on a utilisé les mêmes conditions et schémas de simulation du chapitre 4.

La figure I montre les conditions de simulation du prisme avec défauts. Les défauts représentent un enlèvement des tiges. On rappelle que nous avons mis les conditions de radiation sur la boîte. La largeur du port d'entrée est identique à celle d'un cornet expérimental de $2,5\text{ cm}$. La distance entre le port et le prisme est de $L = 5,5\text{ cm}$ (la distance est plus petite que dans l'expérience ($L = 43\text{ cm}$)).

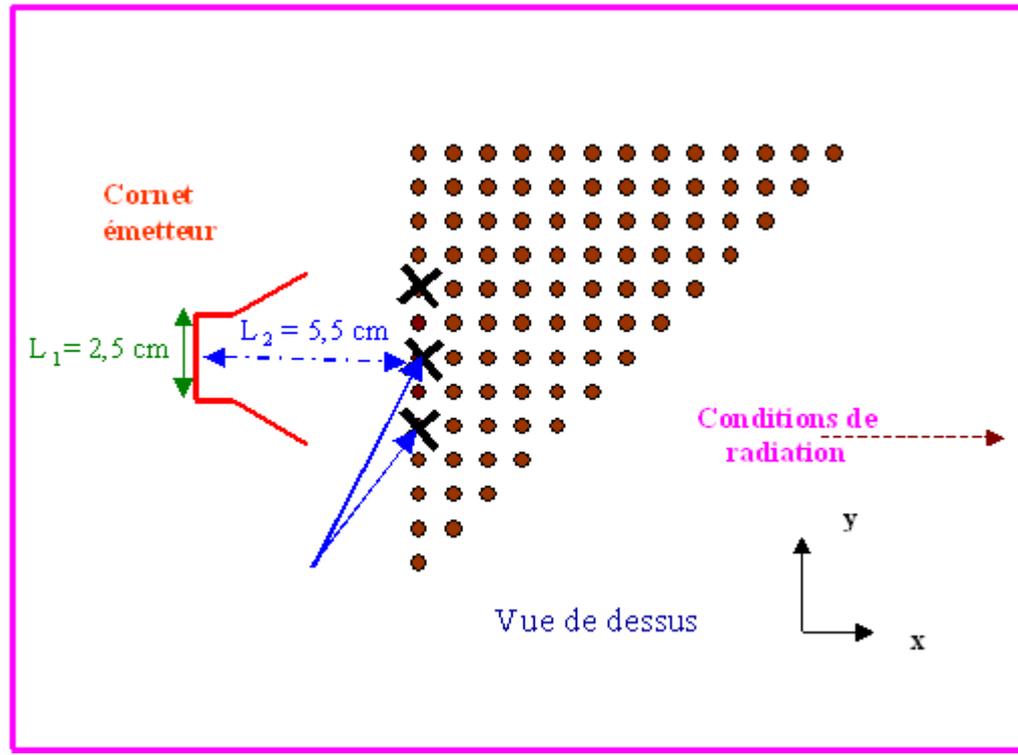


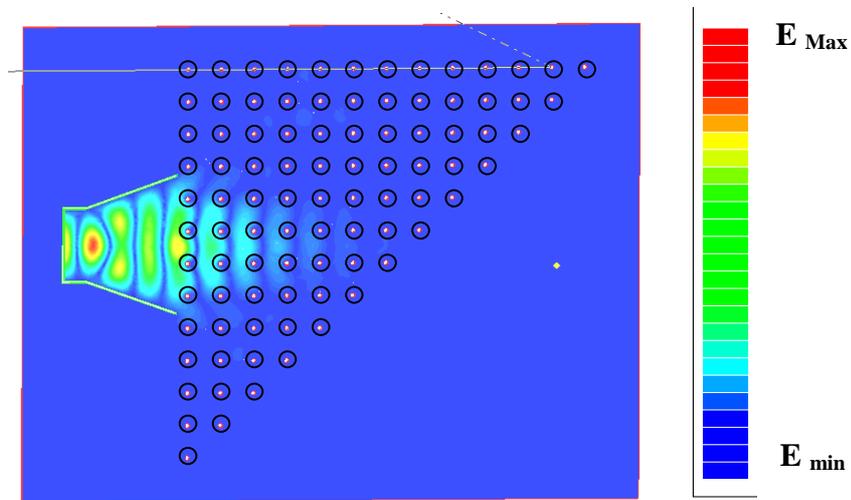
Figure I : Schéma de simulation avec HFSS d'un Prisme BIP métallique de 13×13 tiges avec 3 défauts. Les défauts représentent l'absence des tiges, le rayon des tiges est de $r=0,066a$ où a est la période du réseau $a= 15$ mm. L'onde polarisée TM en incidence normale.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, pour réaliser de véritables fonctions optiques, il peut être nécessaire d'introduire des défauts à l'intérieur de la structure. Ces défauts permettent d'obtenir des modes permis à l'intérieur du gap photonique. Les caractéristiques de ces défauts permettent en particulier de réaliser des filtres à haute finesse. On rappelle que Meade et al. [Meade 91] ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences de mode de défaut dans un cristal photonique de réseau carré.

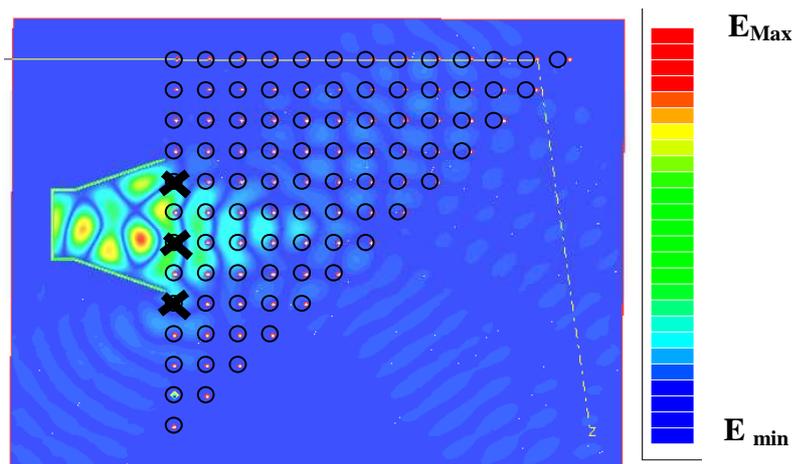
Comme dans le troisième chapitre, nous allons étudier les propriétés d'un cristal photonique fini avec défauts et nous le comparerons avec un cristal photonique parfait.

La figure I.1.1 représente les distributions de champ électrique calculées pour un prisme parfait et un prisme avec trois défauts. Les défauts résultent de l'absence des tiges. Les cartes du champ électrique sont données à une fréquence de 12 GHz (fréquence dans la bande interdite). Des conditions de frontières absorbantes sont utilisées sur les quatre côtés du domaine de calcul.

Dans le cas d'une structure parfaite (figure I.1.b), l'amplitude du champ électrique est concentrée sur le port du cornet en émission. Cela est dû aux effets de réflexion entre la structure et le cornet (puisque la fréquence se situe dans la bande interdite). Par contre dans le cas de la structure avec défauts (figure I.1.b) on observe une partie transmise du champ électrique et une autre partie réfléchi de la structure de bande de la figure I.1.2 montre dans le cas d'une polarisation TM , qu'il existe une bande interdite entre 10,3 GHz et 13,5 GHz dans la direction $\Gamma \rightarrow X$, par contre, il existe des solutions au voisinage du point M de la première zone de Brillouin réduite. A cette fréquence, il n'existe pas de mode de Bloch se propageant dans la direction $\Gamma \rightarrow X$. En effet, la cartographie du champ électrique montre qu'il n'existe pas de solution dans cette direction. On n'observe que des réflexions entre le cornet et la première interface de la structure. Dans le cas d'une structure avec défauts la distribution de champ présente les caractéristiques voisines des modes de Bloch. En effet aux modes évanescents s'ajoutent les modes propagatifs. Comme il existe des solutions au voisinage du point M. L'onde incidente se couple avec ces modes et se propage dans le cristal. A la sortie elle se couple avec les modes du vide. L'existence de la bande interdite dans la direction $\Gamma \rightarrow X$ ne permet pas la propagation de l'onde électromagnétique. La figure I.1.b montre la présence de défauts qui permet un couplage entre l'onde incidente et les modes propagatifs du cristal. On observe également que la répartition de champ électrique à l'intérieur du cornet est modifiée. Cela est dû aux réflexions entre le cristal et le cornet. Nous avons choisi une répartition particulière de défauts. Mais dans ce qui suit nous allons étudier en détail le comportement du cristal photonique suivant d'autres répartitions de défauts.



a)



b)

Figure I.1 : Module du champ a) associée à un prisme parfait et b) aux modes de défauts, représentant la propagation de l'onde dans le plan de coupe (X,Y).La fréquence d'utilisation est de 12 GHz et l'onde incidente est en polarisation TM (Le champ E est parallèle aux tiges). Le rayon des tiges est de $0,066a$, où a est la période du réseau. La couleur en rouge correspond à l'amplitude du champ maximale et la couleur en bleu sombre correspond à l'amplitude du champ nulle.

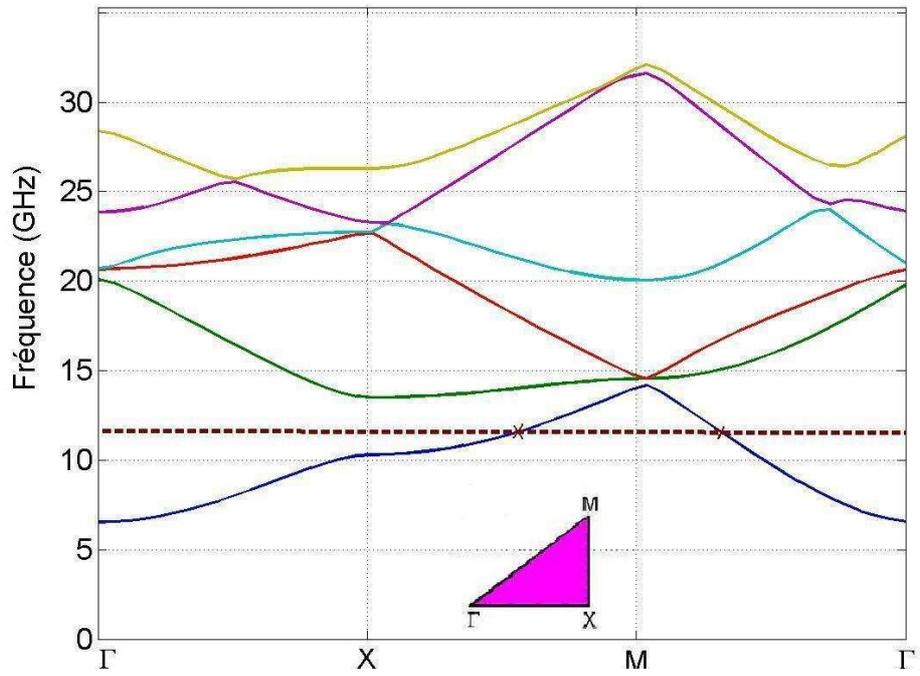


Figure I.1.2: Structure de bande d'un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques métalliques dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = 0.066a$

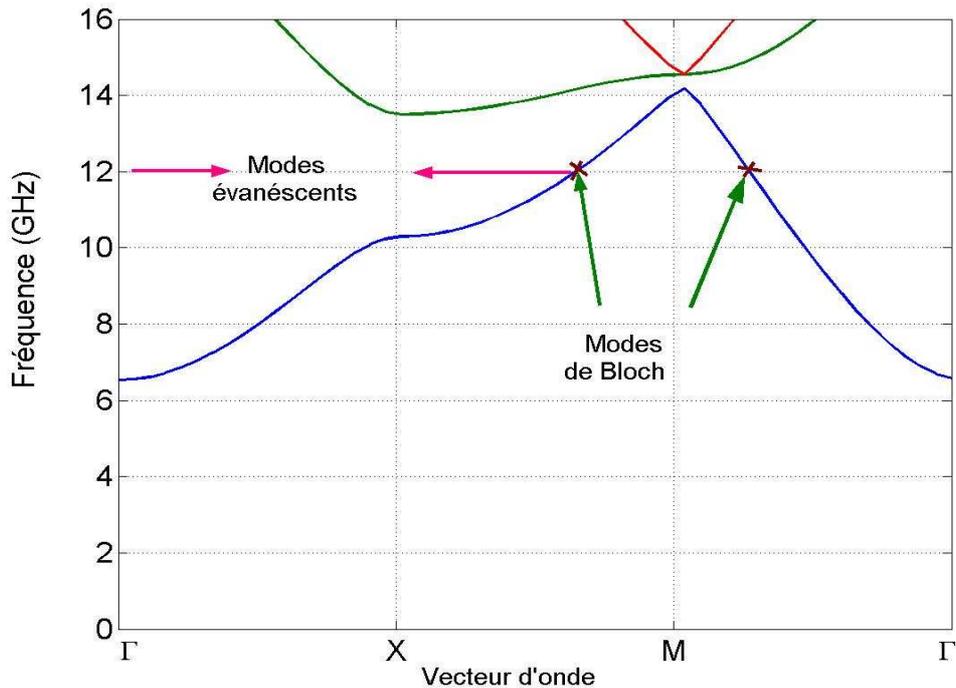


Figure I.1.3 : Diagramme de dispersion du cristal 2D en polarisation TM. A 12 GHz, on a un GAP partiel. Seuls des modes de Bloch avec un vecteur d'onde correspondant au voisinage du point M peuvent se propager dans le cristal.

II. Etude expérimentale du prisme-BIP métallique avec défauts dans la première bande permise

L'objectif de cette étude est de montrer expérimentalement les propriétés d'un matériau à bandes interdites photoniques (BIP) métallique avec défauts . Nous cherchons plus précisément à examiner l'évolution des modes électromagnétiques en fonction de la répartition de défauts à l'intérieur de la structure entre 7 GHz et 14 GHz.

Dans un premier temps, nous rappelons le diagramme de transmission du BIP bidimensionnel métallique afin de localiser les positions des bandes de fréquences permises et interdites. Puis un prisme BIP avec défauts sera réalisé afin de montrer expérimentalement la présence de l'ultraréfraction pour des fréquences appartenant à la bande permise et de montrer l'évolution du comportement du champ électromagnétique en fonction de la répartition de défauts.

Avant de mesurer les diagrammes de rayonnement du Prisme avec défauts, et afin d'évaluer ces propriétés, nous rappelons la courbe de transmission d'une structure composée de 6 couches de tiges métalliques pour localiser la bande de fréquences permises et interdites. On rappelle que la mesure est en polarisation TM. L'émission et la réception

sont réalisées par deux cornets : le cornet émetteur est placé à 47 cm en avant des tiges, le récepteur est placé à 62 cm en arrière des tiges. La figure II montre la courbe de transmission expérimentale (la courbe en bleu) ainsi que la courbe numérique calculée avec HFSS (courbe en rouge) des 6 couches de tiges métalliques de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm. La première bande permise située entre 6,6 GHz (fréquence plasma) et 9,5 GHz. La première bande interdite est située entre 10 GHz et 13,5 GHz. La deuxième bande permise commence à partir de 13,5 GHz.

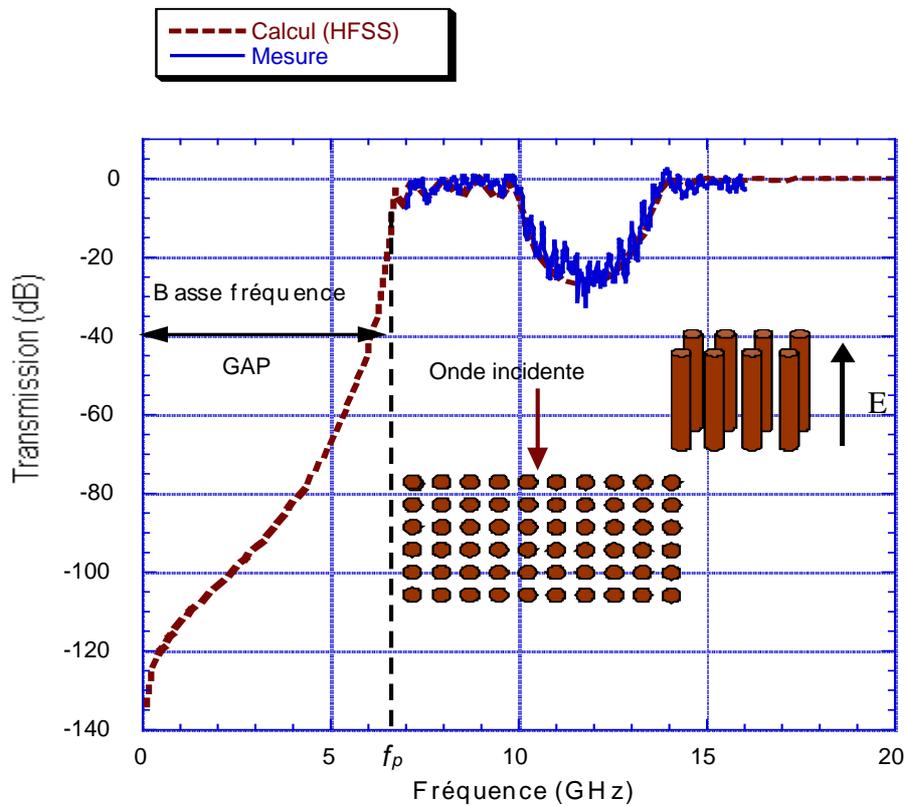


Figure II. : Diagramme de transmission mesuré (courbe en traits pleins) et calculé avec HFSS (courbe en pointillés) d'un réseau carré de 6 couches de tiges de cuivre, de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $d=15$ mm en polarisation TM. La fréquence de coupure est de $f_c = 6.61$ GHz.

Sur chaque bande de fréquence permise et interdite nous allons déterminer les propriétés du cristal photonique avec défauts.

II.1. Cas de défauts perpendiculaires à la direction de propagation

L'objectif de ce paragraphe est de montrer le comportement du prisme métallique avec défauts sur la première bande permise, entre 7 GHz et 10 GHz. Dans un premier temps, nous allons présenter les résultats de mesure du prisme avec défauts de surface puis nous les comparons avec les défauts de profondeur.

Comme dans le chapitre précédent, nous avons fabriqué un Prisme-Bip dopé en insérant des défauts à l'intérieur de la structure. Dans notre cas, les défauts étudiés représentent des tiges manquantes dans la structure métallique. Le diamètre des tiges est de $d = 2$ mm, le pas du réseau est de $p = 15$ mm, et la hauteur des tiges de 20 cm. Je désigne par les défauts de surface, les défauts situés sur la première interface du prisme et par les défauts de profondeur, les défauts situés à l'intérieur du cristal photonique. Ces défauts sont perpendiculaires à la direction de propagation.

II.1.1. Cas de défauts de surface

Pour montrer les propriétés du prisme métallique avec défauts de surface, nous allons mesurer les diagrammes de rayonnement, puis nous allons les comparer avec celui du prisme parfait. Dans un premier temps, nous commençons par enlever une tige au centre de la première interface, puis deux tiges symétriques par rapport au centre ainsi de suite.

Je rappelle que la plateforme expérimentale qui nous permet de réaliser des mesures est décrite dans le chapitre précédent. Les mesures sont réalisées en champ proche avec un analyseur vectoriel, le domaine de fréquences de mesure est compris entre 7 GHz et 16 GHz.

Diagrammes de rayonnement : nous mesurons maintenant les diagrammes de rayonnement en champ proche d'un prisme BIP avec défauts. Les mesures ont été effectuées avec un pas de 2° entre -90° et $+90^\circ$. Le schéma de mesure est identique à celui du chapitre précédent (voir la figure 4 du quatrième chapitre). Pour montrer l'effet de défauts sur le comportement du cristal photonique, dans un premier temps, on fixe la fréquence (nous allons choisir arbitrairement une seule fréquence située entre 7 GHz et 9,5 GHz), en changeant uniquement le nombre de défauts sur la surface de la structure (les défauts sont dans la direction perpendiculaire à l'onde incidente).

Les figures II.1 montrent respectivement en échelle linéaire les diagrammes de rayonnement d'un prisme avec 1 défaut ; 2 défauts ; 3 défauts et 4 défauts.

La figure 1 donne le diagramme de rayonnement pour $f = 8$ GHz d'un prisme avec un seul défaut situé au centre de la première interface. Sur ce diagramme on observe un lobe situé autour d'un angle $\theta = 342^\circ$ avec une transmission de l'ordre de $T = 0,97$ et des lobes de réflexion situés autour de $\theta = 85^\circ$. D'autres lobes autour de $\theta = 300^\circ$ qui peuvent être dûs aux modes évanescents dans le cristal qui se couplent avec les propagatifs du vide. Ces lobes nous les avons vus sur le prisme parfait et d'après les courbes isofréquence que nous avons déterminées dans le chapitre précédent (pour $f = 8$ GHz, la courbe isofréquence a une forme circulaire) ces lobes n'existent pas théoriquement.

La figure 2 représente le diagramme de rayonnement pour une fréquence $f = 8$ GHz du prisme métallique avec deux défauts symétriques par rapport au centre de la première interface. Cette figure montre le même comportement que celui de la figure 1, un lobe situé autour d'un angle $\theta = 342^\circ$, avec une transmission l'ordre de $T = 1$. On observe aussi des lobes de réflexion situés autour de $\theta = 85^\circ$. Si on ajoute un autre défaut tel que la figure 3 le montre: à la même fréquence on obtient le même comportement que celui de la figure 1 et 2, un lobe situé autour d'un angle $\theta = 342^\circ$, avec une transmission un peu plus élevée par rapport au cas d'un prisme avec deux défauts. Elle est de l'ordre de $T = 1,08$. La focalisation est importante par rapport aux cas précédents. On observe aussi des lobes de réflexion situés autour de $\theta = 85^\circ$.

La figure 4 donne le diagramme de rayonnement pour un prisme métallique constitué de 4 défauts. Cette figure montre le même comportement que celui des trois autres figures. On observe un lobe principal situé autour d'un angle $\theta = 342^\circ$ et des lobes de réflexion situés autour de $\theta = 85^\circ$.

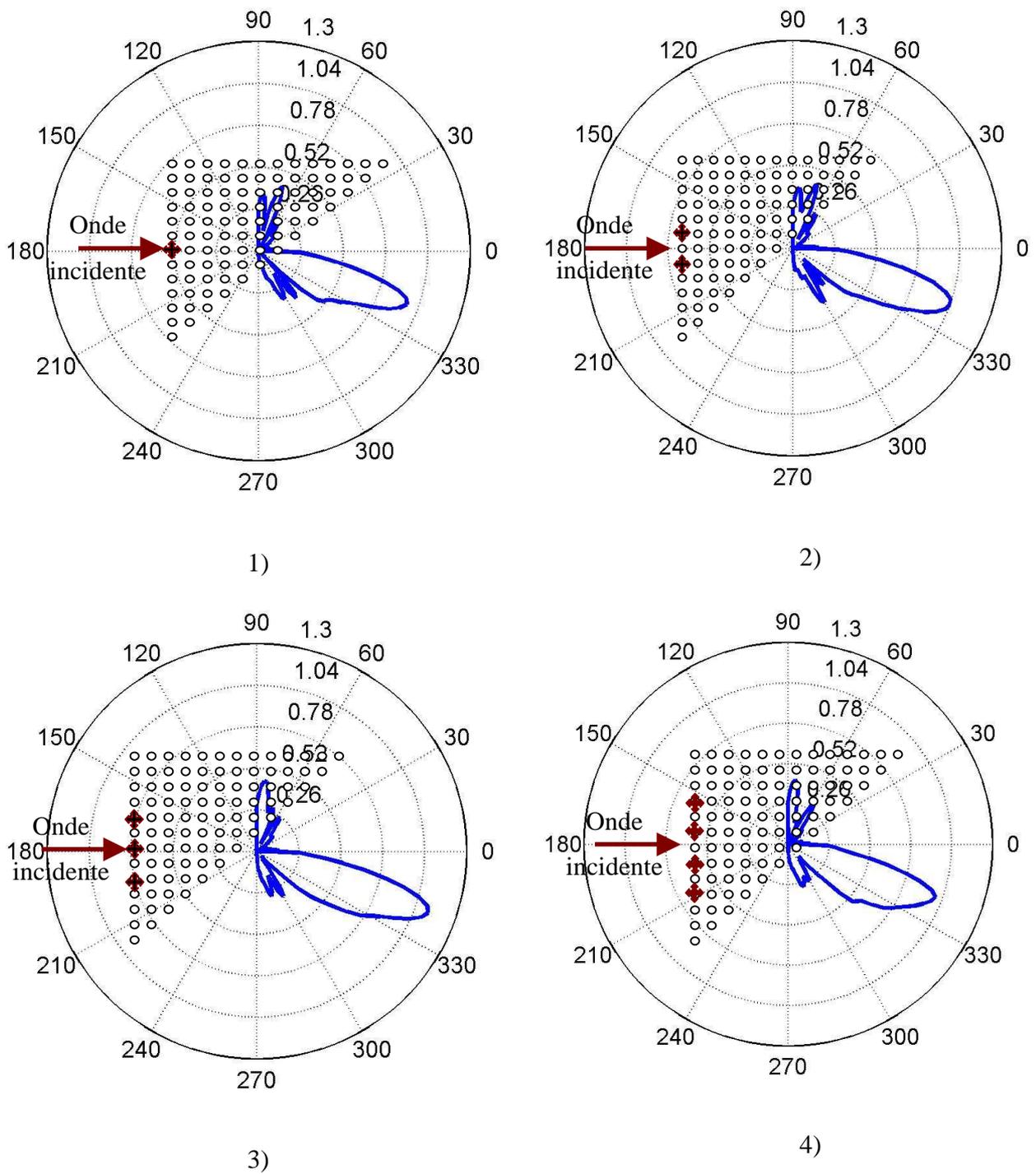


Figure II.1- Diagrammes de rayonnement mesurés à 8GHz (fréquence permise) en polarisation TM d'un prisme métallique avec un défaut (1) ; deux défauts (2) ; trois défauts (3) et quatre défauts (4)

La figure II.1.1 (a) représente les diagrammes de rayonnement d'un prisme constitué de 5 défauts, la figure (b) est celle d'un prisme parfait. A la même fréquence, on observe le même comportement : un lobe situé autour d'un angle $\theta = 342^\circ$ avec transmission $T = 0,98$, et des lobes de réflexion situés autour de $\theta = 85^\circ$.

Les défauts de surface tendent à augmenter l'énergie rayonnée dans le lobe principal. L'amplitude de ce lobe passe de 0,98 pour le cristal parfait à 1,2 pour le cristal avec 3 défauts de surface.

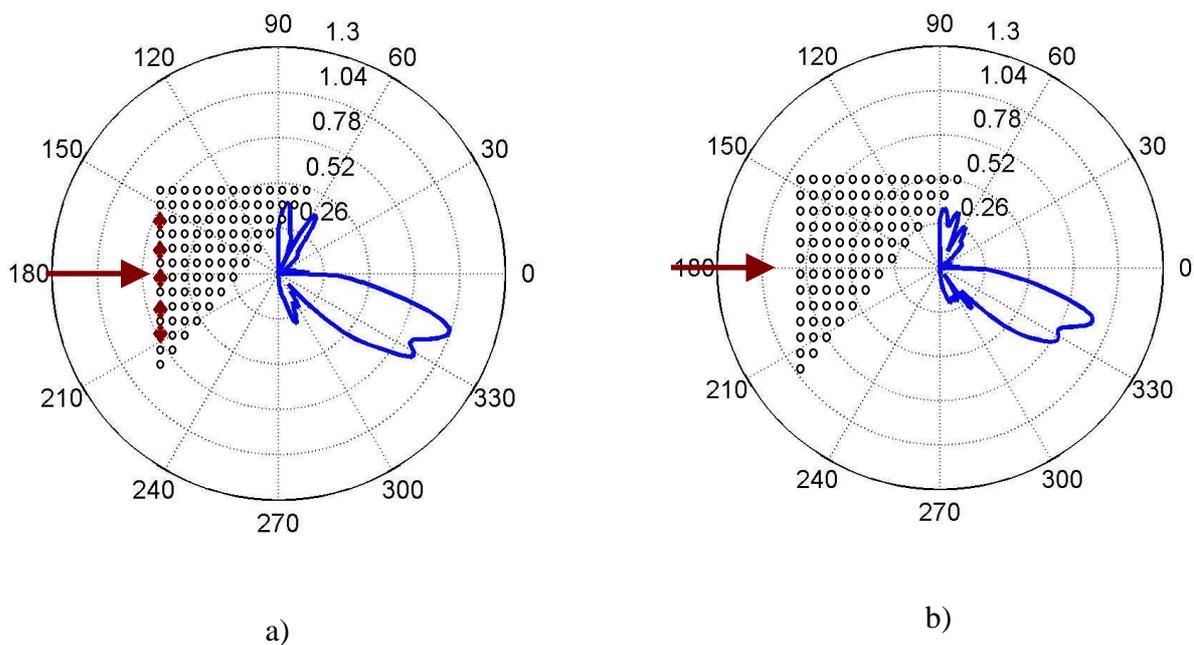
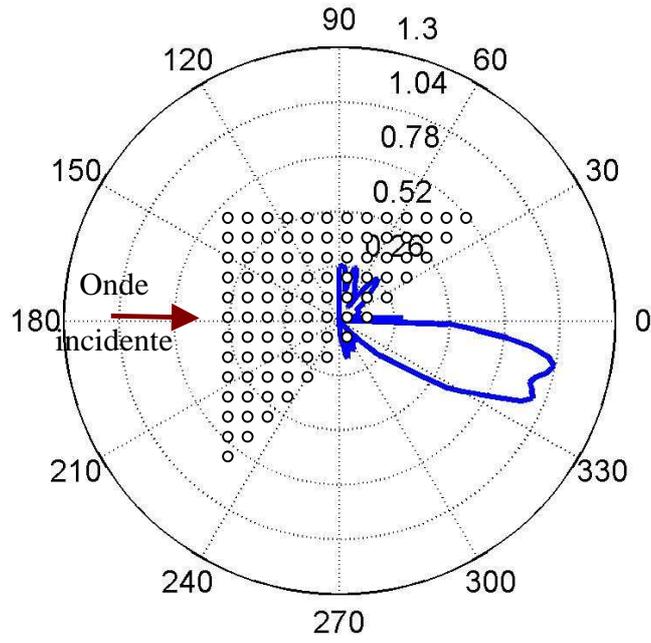


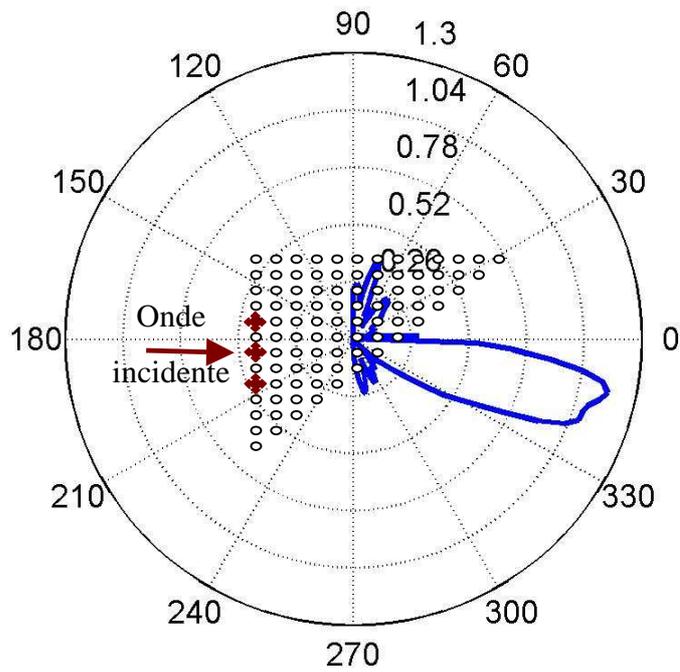
Figure II.1.1 : Comparaison entre les diagrammes de rayonnement mesurés à 8GHz en polarisation TM d'un prisme métallique avec 5 défauts (a) et un prisme parfait (b). Les mesures sont en polarisation TM.

Ici nous avons choisi une seule fréquence permise. Mais on retrouve le même comportement pour d'autres fréquences dans la première bande permise. Les figures II.1.2.a et b montrent les diagrammes de rayonnement d'un prisme avec trois défauts (figure a) et un prisme parfait (figure b) pour une fréquence $f = 9\text{GHz}$.

Sur les deux diagrammes de rayonnement on observe le même comportement, un lobe principal situé à un angle $\theta = 345^\circ$, avec une transmission de $T = 1,04$, dans le cas d'un prisme parfait et de $T = 1,2$ dans le cas d'un prisme avec 3 défauts on observe aussi des lobes secondaires, représentant les réflexions avec des transmissions de l'ordre de $T = 0,26$.



a)



b)

Figure II.1.2: diagrammes de rayonnement mesurés pour $f = 9$ GHz (fréquence permise) en polarisation TM pour un prisme parfait (figure a) et un prisme avec 3 défauts (figure b)

Donc comme dans les diélectriques, les défauts de surface ne modifient pas la trajectoire du champ électromagnétique dans les cristaux photoniques métalliques. La trajectoire du champ électromagnétique dans les cristaux avec défauts de surface est identique à celle dans les cristaux photoniques parfaits.

Maintenant nous allons montrer le comportement du cristal photonique avec défauts de surface lorsque la fréquence varie dans la bande permise tel que le montrent les figures II.1.3 a ; b et c.

Ici nous avons choisi le cas d'une structure avec trois défauts. Mais on peut choisir d'autres configurations de défauts.

Pour $f = 7,54$ GHz (fréquence permise), le diagramme de rayonnement montre un lobe principal situé à un angle $\varphi = 335^\circ$ avec une transmission $T = 1$, qui correspond à un indice effectif $n = 0.48$ et des lobes secondaires de réflexion autour de l'angle $\varphi = 80^\circ$

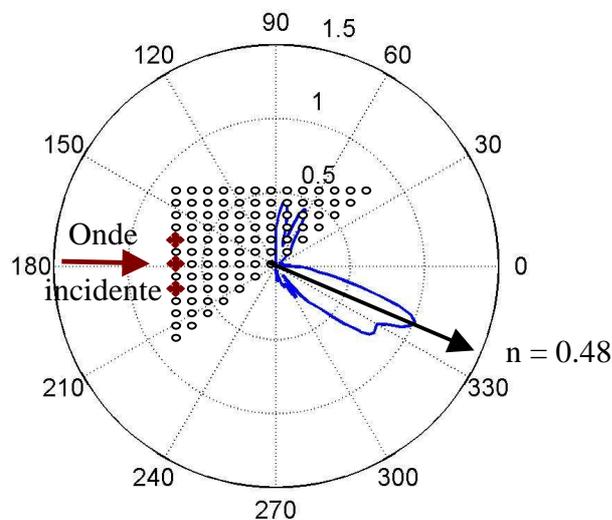


Figure II.1.3.a : Diagramme de rayonnement mesuré à 7,54 GHz en polarisation TM d'un prisme métallique de la figure V.1.

Pour $f = 9$ GHz (fréquence permise), le diagramme de rayonnement montre un lobe principal situé à un angle $\varphi = 345^\circ$ avec une transmission $T = 1, 2$ qui correspond à un indice effectif $n = 0.7$ et des lobes secondaires de réflexion autour de l'angle $\varphi = 80^\circ$

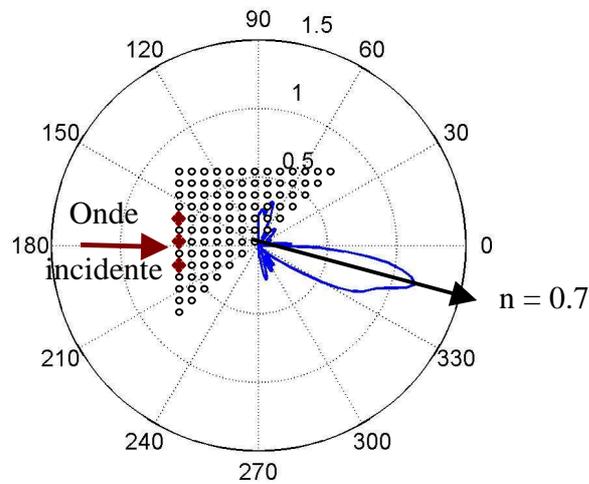


Figure II.1.3.b : Diagramme de rayonnement mesuré à 9 GHz en polarisation TM d'un prisme métallique avec 3 défauts en surface.

Pour $f = 9,5$ GHz (fréquence permise), le diagramme de rayonnement montre un lobe principal situé à un angle $\varphi = 350^\circ$ avec une transmission $T = 0,75$ inférieure aux autres cas de figures précédentes. En effet lorsqu'on approche de la bande interdite la transmission diminue. L'indice effectif du milieu est de $n = 0.81$ et des lobes secondaires de réflexion autour de l'angle $\varphi = 50^\circ$.

En conclusion :

Dans la première de fréquences permises, les cristaux photoniques avec défauts de surface se comportent comme les cristaux photoniques parfaits. Autrement dit ces matériaux ont le comportement des milieux homogènes et ultraréfractifs dans leur première bande permise et l'indice effectif devient de plus en plus faible autour de la fréquence plasma.

Les défauts augmentent la focalisation de l'onde transmise dans le lobe principal.

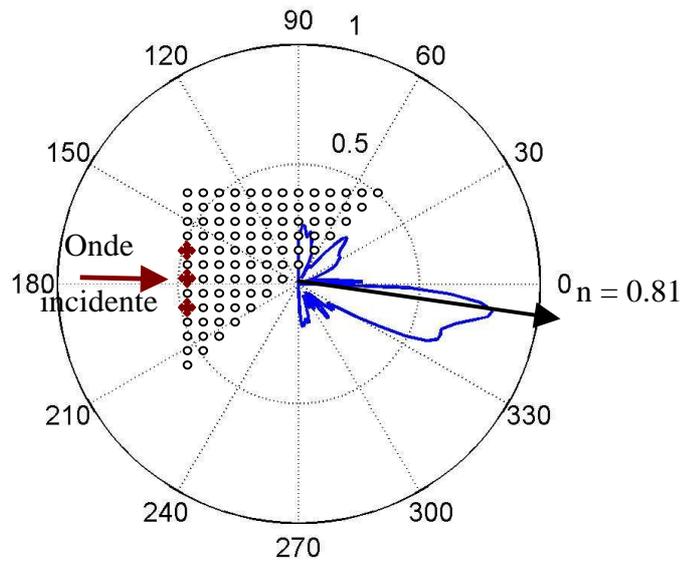


Figure II.1.3.c Diagramme de rayonnement mesuré à 9,5 GHz (fréquence permise)

II.1.2 Défauts de profondeur

Maintenant, nous cherchons à montrer le comportement du prisme lorsque nous effectuons un déplacement des défauts en profondeur. Pour cela nous allons choisir une fréquence fixe située dans la bande permise ainsi que le nombre de défauts et nous allons voir comment évolue le comportement du prisme BIP métallique.

Les figures II.1.4.a et II.1.4.b donnent les diagrammes de rayonnement du prisme avec trois défauts à 8GHz.

La figure II.1.4.a : représente le diagramme de rayonnement pour $f = 8$ GHz (fréquence permise) du prisme avec 3 défauts situés sur la deuxième rangée. Cette figure montre un lobe situé à un angle $\varphi = 340^\circ$ avec une transmission $T = 0,97$ et d'autres lobes situés autour de $\varphi = 80^\circ$, représentent la réflexion

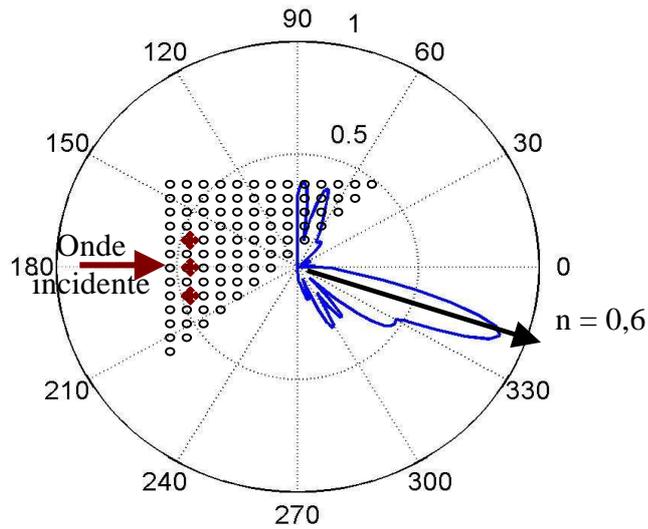
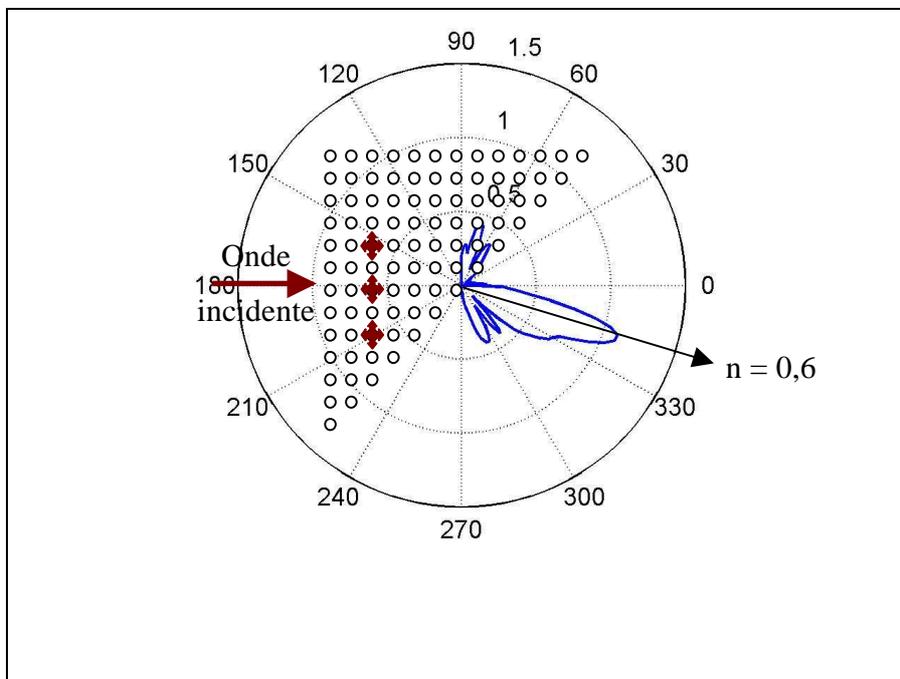


Figure II.1.4.a : Diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM à 8GHz pour prisme avec trois défauts situés sur la deuxième rangée de tiges (Position 1).

La figure II.1.4.b représente le diagramme de rayonnement pour $f = 8 \text{ GHz}$ (fréquence permise) du prisme avec 3 défauts situés sur la troisième rangée. Cette figure montre un lobe situé à un angle $\varphi = 340^\circ$ avec une transmission $T = 1,18$ et d'autres lobes, situés autour de $\varphi = 80^\circ$, représentent la réflexion .



La figure II.1.4.b : Diagramme de rayonnement mesuré à $f = 8,08 \text{ GHz}$ d'un prisme métallique de (13×13) avec trois défauts situés sur la troisième rangée (Position 2)

La figure II.1.4.c montre le diagramme de rayonnement pour $f = 8,08$ GHz (fréquence permise) du prisme avec 3 défauts situés sur la cinquième rangée. On observe le même comportement que celui de la figure IV.5.2.8.a et b, un lobe qui représente la réfraction anormale avec une transmission $T = 1,25$ et d'autres lobes qui représentent les réflexions. Le déplacement de défauts à l'intérieur de la structure n'a aucun effet sur le comportement du cristal photonique pour des fréquences permises (indice effectif du milieu est constant $n = 0,6$)

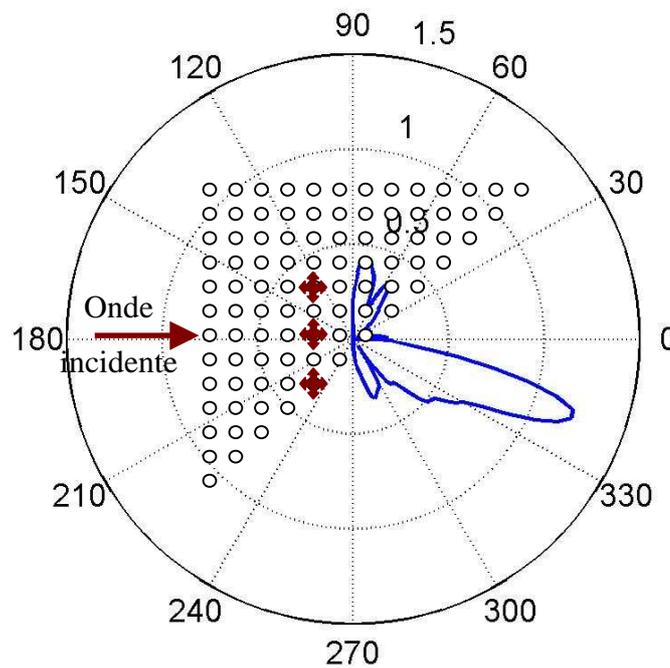


Figure II.1.4.c: Diagramme de rayonnement mesuré à $f = 8,08$ GHz d'un prisme métallique de (13×13) avec trois défauts situés sur la cinquième rangée (Position 3).

Sur le tableau II.1.4. d nous avons résumé la transmission en fonction de la position de défauts

Apparemment traduire les défauts dans une gamme de fréquences permises, sur une ligne perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde, modifie l'amplitude du lobe principal transmis (voir tableau ci après).

Défauts de surface	1,1
Positon 1	0,97
Positon 2	1,18
Positon 3	1,25
Pas de défauts	0,98

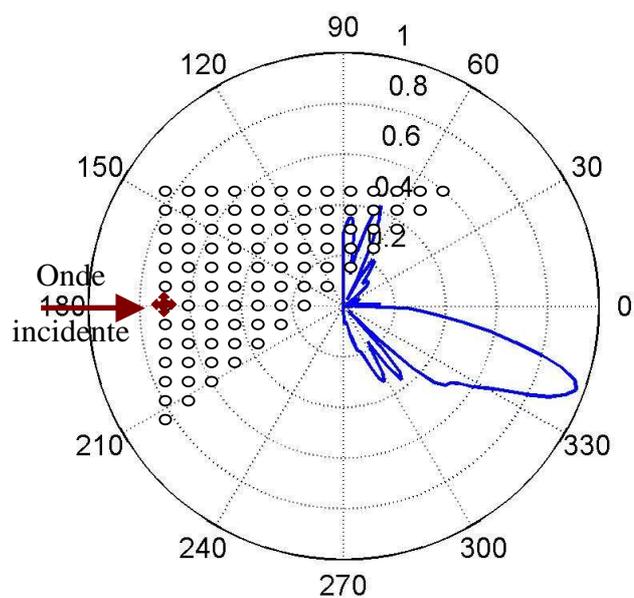
Tableau II.1.4.d :Amplitude de transmission en fonction de la position de défauts par rapport à la surface du prisme

II.2 Cas de défauts parallèles à la direction de propagation

On retire les tiges sur la même colonne située selon la direction de propagation. Les figures II.1.5.a .a et b , c et d donnent respectivement les diagrammes de rayonnement pour une fréquence $f = 8,08\text{GHz}$ (fréquence au milieu de la bande permise) d'un prisme avec un défaut, deux défauts, trois défauts et quatre défauts situés dans la direction de propagation.

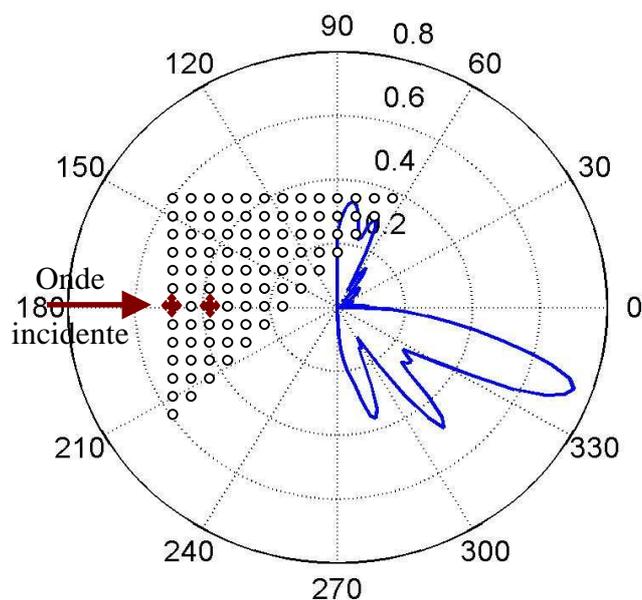
La figure II.1.5.a représente le diagramme de rayonnement du prisme métallique avec un seul défaut situé au milieu de sa première interface pour une fréquence $f = 8,08\text{ GHz}$. Sur cette figure on observe le même comportement que celui d'un prisme parfait (le cas de la figure II.1). Un lobe situé autour d'un angle $\theta = 342^\circ$ avec transmission $T = 0,98$, et des lobes de réflexion situés autour de $\theta = 85^\circ$. comme nous l'avons montré précédemment les défauts de surface ne changent pas les propriétés du cristal pour des fréquences permises.

La figure II.1.5.b montre le diagramme de rayonnement du prisme avec deux défauts à la même fréquence. Sur cette figure on observe un lobe principal situé à un angle $\theta = 342^\circ$ avec une transmission $T = 0,78$, plus faible par rapport au cas d'un prisme avec un seul défaut et deux lobes secondaires situés aux angles $\theta = 290^\circ$ et $\theta = 310^\circ$ avec des transmissions respectives de $T = 0,38$ et $0,45$ plus élevées que pour le cristal sans défaut.



a)

Figure II.1.5.a : diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM pour une fréquence, $f = 8,08$ GHz d'un prisme métallique de (13×13) avec un défaut situé au centre de la première interface du prisme.



La figure II.1.5.b : diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM pour une fréquence $f = 8,08$ GHz d'un prisme métallique de (13×13) avec deux défauts (croix en marron).

La figure II.1.5.c montre le diagramme de rayonnement du prisme avec trois défauts pour une fréquence $f = 8,08$ GHz. Sur cette figure on observe deux lobes principaux situés aux angles $\theta = 340^\circ$ et $\theta = 315^\circ$ avec une transmission $T = 0,65$. On observe aussi un lobe de réflexion situé autour d'un angle $\theta = 85^\circ$

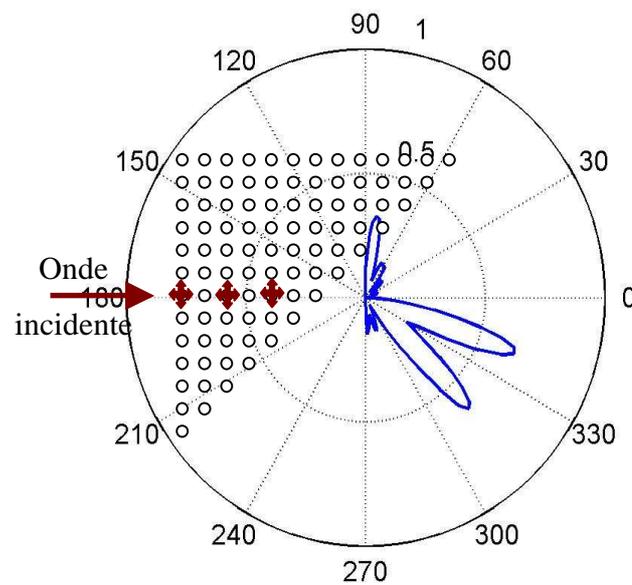
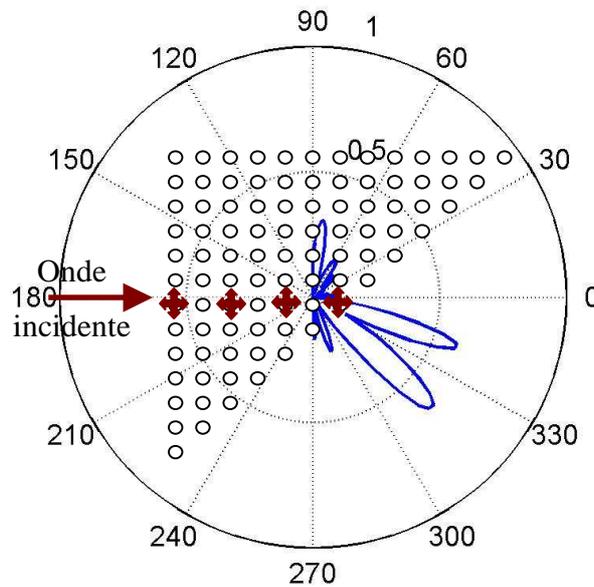


Figure II.1.5.c : diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM pour une fréquence $f = 8,08$ GHz d'un prisme métallique de (13×13) avec trois défauts (croix en marron).

La figure II.1.5.d représente le diagramme de rayonnement du prisme avec quatre défauts pour une fréquence $f = 8,08$ GHz. Sur cette figure on observe deux lobes principaux situés aux angles $\theta = 340^\circ$ et $\theta = 315^\circ$, l'un avec une transmission $T = 0,68$ et l'autre avec $T = 0,65$. On observe aussi un lobe de réflexion situé autour d'un angle $\theta = 85^\circ$



La figure II.1.5.d : diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM pour une fréquence $f = 8,08$ GHz d'un prisme métallique de (13×13) avec quatre défauts (croix en marron).

Les figures II.1.5.a ; b ; c ; et d, montrent que les défauts situés dans la direction de propagation de l'onde électromagnétique, se couplent avec l'onde incidente et permettent l'apparition des nouveaux modes électromagnétiques pour des fréquences permises. Dans le cas des défauts de surface et comme nous l'avons montré précédemment, le couplage est faible et n'aboutit pas à l'apparition des nouveaux modes électromagnétiques. En effet lorsque l'onde électromagnétique traverse les défauts de surface, elle rencontre un milieu équivalent à un milieu parfait et les propriétés du milieu effectif seront à peu près les mêmes que celles d'un prisme parfait. Par contre lorsque ces défauts se répètent dans la direction de l'onde incidente, on se trouve devant un réseau de lacunes périodiques, cela mène à une modification des paramètres géométriques de la structure, et on obtient une nouvelle structure avec des nouvelles propriétés et nouveaux modes électromagnétiques.

Dans le troisième chapitre, nous avons montré dans la bande de fréquences permises, le cristal photonique diélectrique avec défauts se comporte comme un milieu homogène linéaire isotrope et son indice effectif est supérieur à 1. Dans ce chapitre, nous avons montré que le cristal métallique avec défauts se comporte comme un milieu homogène ultraréfractif avec un

indice effectif inférieur à 1. Nous avons montré que les défauts de surface ou de profondeur changent le comportement du cristal photonique. Les défauts situés dans la direction de propagation de l'onde incidente changent la transmission du cristal photonique et font apparaître de nouveaux modes électromagnétiques.

Les défauts de surface modifient la focalisation de l'onde transmise. Ces comportements ouvrent la porte à de nouvelles applications. Suivant le type de configuration de défauts utilisée, on pourra soit amplifier le lobe principal de transmission (défauts de surface), soit émettre dans plusieurs directions (défauts longitudinaux). D'autres configurations sont évidemment possibles. Ceci montre la versatilité de ces matériaux BIP métalliques avec ou sans défauts. L'étape suivante serait d'utiliser des défauts commandables que l'on pourrait activer à la demande.

Dans le prochain paragraphe nous allons montrer comment se comporte le cristal photonique avec défauts dans la bande interdite.

III. Etude dans la deuxième bande interdite

III.1. Cas de défauts perpendiculaires à la direction de propagation

L'objectif de ce paragraphe est de pouvoir montrer l'effet de défauts de surface et de profondeur sur la transmission anormale dans la bande interdite. On rappelle que la bande interdite qui nous intéresse dans le BIP métallique est la deuxième bande interdite, le choix de la structure de pas 15 mm et de diamètre 2 mm a été retenu car elle permet de tester cette deuxième bande avec le dispositif expérimental présent au laboratoire.

III.1.1. Défauts de surface

Pour l'étude de défauts de surface, nous allons poursuivre le même raisonnement que nous avons utilisé dans la bande permise. Nous allons choisir un défaut au centre de la première interface, puis deux défauts symétriques par rapport au centre de la première interface et ensuite trois défauts.

La figure III.1.1 donne les diagrammes de rayonnement d'un prisme parfait (figure a), un avec 1 défaut de surface (figure b); 2 défauts (figure c) et trois défauts (figure d) pour une fréquence $f = 12$ GHz (le choix de cette fréquence est arbitraire). Dans le cas d'un prisme parfait, on observe un lobe situé autour d'un angle $\theta = 330^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,12 et un autre lobe de réflexion situé autour d'un angle $\theta = 60^\circ$. Comme nous l'avons

montré précédemment pour des fréquences comprises entre 10,3 GHz et 13,5 GHz, en incidence normale et à travers les courbes isofréquences, il n'existe aucun mode de Bloch possible. Donc les solutions observées sur la figure III.1.a peuvent être liées aux modes évanescents à l'intérieur du cristal.

Sur le diagramme de rayonnement de la figure III.1.b, cas du prisme avec un défaut situé au centre de l'interface, on observe le même comportement d'un prisme parfait mais la transmission des pics est légèrement amplifiée, on observe un lobe situé autour d'un angle $\theta = 330^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,16 et un autre lobe de réflexion situé autour d'un angle $\theta = 55^\circ$. Ainsi on observe une apparition d'un nouveau lobe situé autour d'un angle $\theta = 310^\circ$ avec une transmission $T = 0,12$.

La figure III.1.1.b : donne le diagramme de rayonnement d'un prisme avec deux défauts situés sur la première interface du prisme et symétriques par rapport au centre de l'interface. Sur la figure on observe aussi trois lobes, l'un situé autour de $\theta = 58^\circ$ avec une transmission de $T = 0,22$. L'autre autour de $\theta = 330^\circ$ avec une transmission de $T = 0,15$ et l'autre lobe autour de $\theta = 315^\circ$ avec une transmission de $T = 0,22$.

La figure III.1.1. représente le diagramme de rayonnement du prisme métallique avec trois défauts. Sur cette figure on observe le même comportement que celui de la figure III.1.1.b. Un lobe situé autour de $\theta = 58^\circ$ avec une transmission de $T = 0,16$ (un peu plus faible par rapport au cas d'une structure avec deux défauts). L'autre autour de $\theta = 330^\circ$ avec une transmission de $T = 0,15$ et l'autre lobe autour de $\theta = 315^\circ$ avec une transmission de $T = 0,22$.

Si on compare les diagrammes de rayonnement des trois figures, III.1.1.b ; III.1.1.c et III.1.1.d, on remarque que le lobe situé autour de $\theta = 315^\circ$ est dû au couplage entre l'onde incidente et les défauts. Dans le cas d'un seul défaut la transmission (on désigne par là la transmission du lobe situé autour de $\theta = 315^\circ$) est de l'ordre de 0,12. Lorsqu'un défaut est ajouté (le cas de la figure III.1.1.c), la transmission de ce lobe est amplifiée deux fois par rapport au cas précédent, elle est de l'ordre de $T = 0,22$. Si on regarde le cas de la figure III.1.1.d, on observe le même comportement que celui de III.1.1.a. La transmission augmente légèrement.

Revenons maintenant au diagramme de bande de la figure III.1.2, on remarque pour une fréquence $f = 12$ GHz il existe deux solutions au voisinage du point M. c'est-à-dire des propagatifs dans le vide (ou des vecteurs d'ondes transmis dans le vide). Dans notre cas l'excitation est en incidence normale sur la première interface, théoriquement dans le cas

d'une structure parfaite on n'aura pas de solution. Donc ces modes que nous avons obtenus expérimentalement autour de la normale à l'interface de sortie du prisme (au voisinage du point M), sont dûs à la modification de la trajectoire de l'onde électromagnétique à la première interface du prisme lorsque le défaut est créé.

Ici on a choisi une seule fréquence pour montrer le comportement du prisme en cristal photonique métallique. Il faut noter que ce type de comportement est observé presque sur toute la gamme de fréquences interdites. Autrement dit les défauts de surface permettent l'apparition de certains modes électromagnétiques. Malheureusement leur transmission reste encore faible. Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, la transmission décroît dans la bande de fréquences interdites exponentiellement en fonction du nombre de couches, et nous avons montré qu'il suffit de quelques couches (4 couches de tiges métalliques dans notre cas) pour que la transmission soit pratiquement nulle (en échelle linéaire)

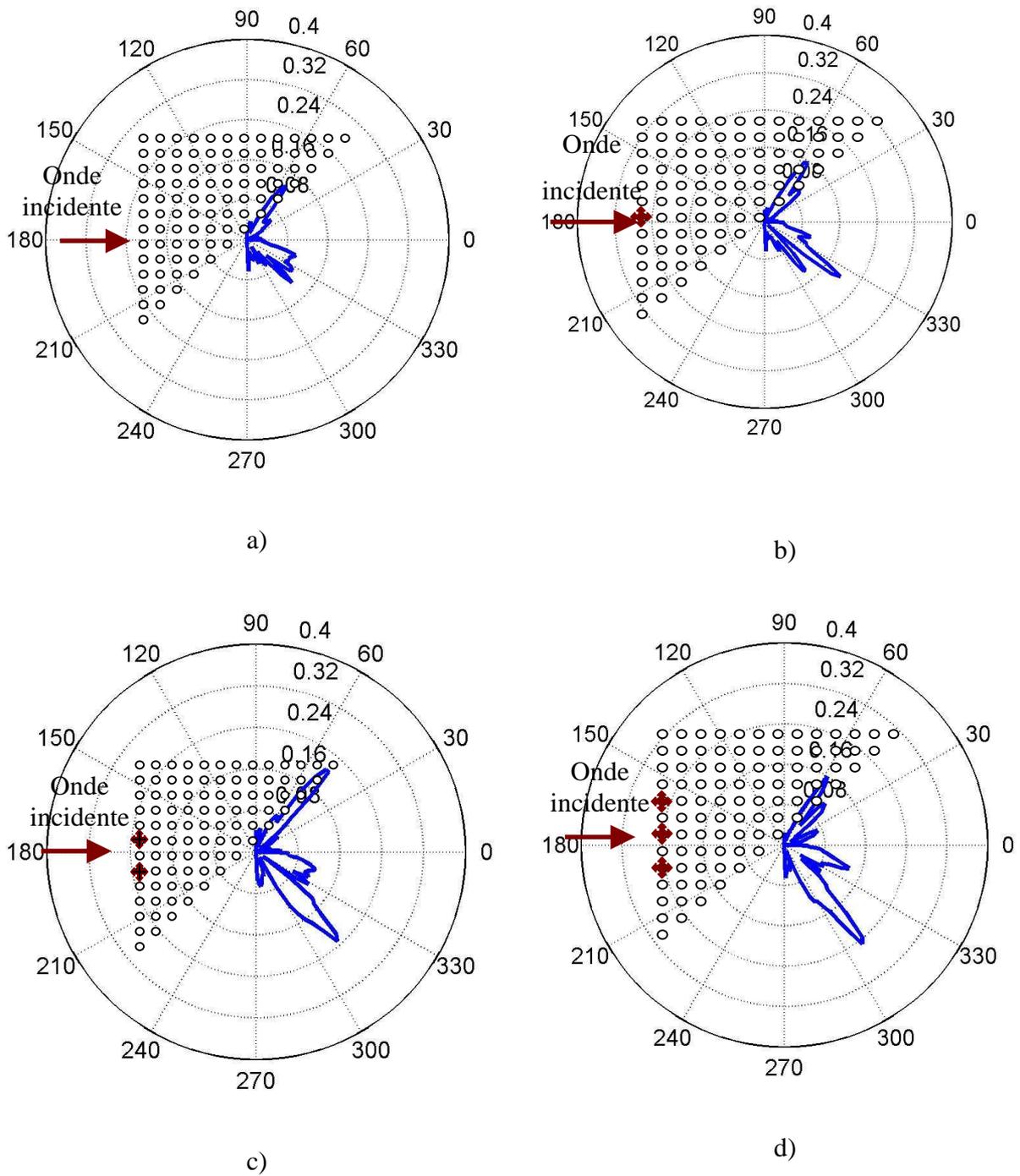


Figure III.1.1 : Diagrammes de rayonnement mesurés à 12GHz en polarisation TM d'un prisme métallique parfait (a) avec un défaut (b) ; deux défauts(c) ; trois défauts(d). La transmission dans le lobe principal augmente avec le nombre de défauts de surface.

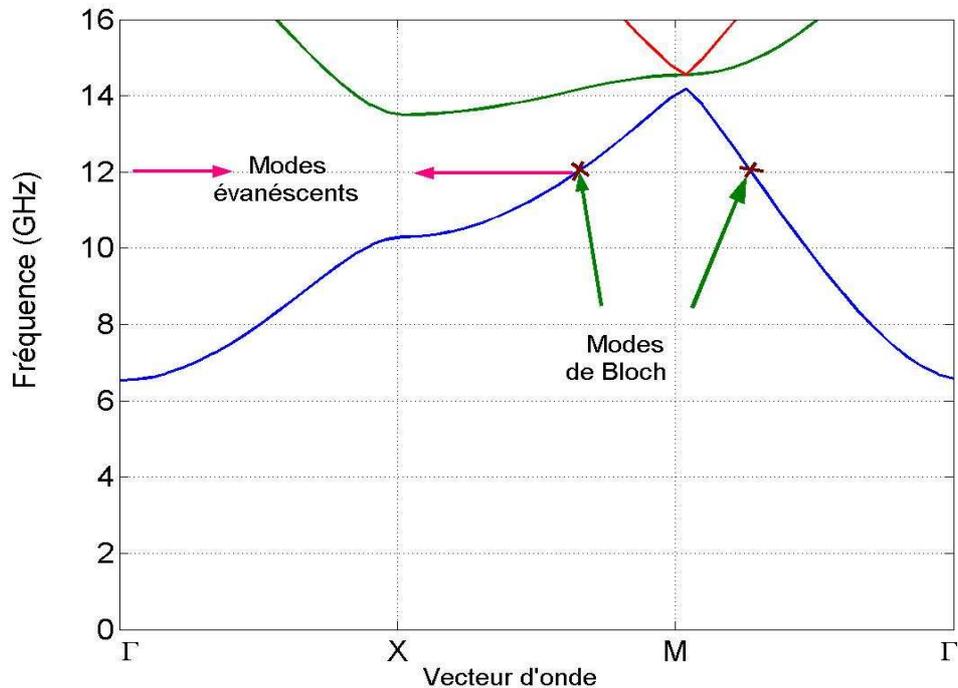


Figure III.1.2: diagramme de dispersion du cristal 2D en polarisation TM. A 12 GHz, on a un GAP partiel, seuls des modes de Bloch avec un vecteur d'onde correspondant au voisinage du point M peuvent se propager dans le cristal.

III.1.2. Défauts en profondeur

La figure III.1.3 montre les diagrammes de rayonnement des prismes métalliques avec trois défauts situés sur la troisième rangée de tiges (figure a) et sur la cinquième rangée de tiges pour une fréquence $f= 12$ GHz.

Sur la figure a), on observe un lobe situé autour d'un angle $\theta = 340^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,14 et un autre lobe de réflexion situé autour d'un angle $\theta = 55^\circ$ avec une transmission de l'ordre de 0,16 , puis des lobes situés autour de $\theta = 300^\circ$ (on obtient à peu près le même comportement d'un prisme parfait (figure III.1.1.a) sauf une différence au niveau de transmission des lobes situés autour de 300° l'un avec une transmission de $T = 0,14$ et l'autre avec une transmission de l'ordre de $T = 0,1$. Si on effectue une translation de ces

défauts sur la cinquième rangée (figure b), le pic qui est autour de 310° (figure a) a disparu et on obtient à peu près le même comportement que celui d'un prisme parfait de la figure III.1.1.a.

Si on compare ces deux figures avec celle d'un prisme parfait, le cas de la figure III.1.1.a, on retrouve le même comportement lorsque les défauts sont en profondeur. En effet lorsque ces défauts sont situés à l'intérieur de la structure, leur interaction avec l'onde incidente diminue selon leur position sur les couches. Comme nous l'avons montré dans le quatrième chapitre la transmission diminue exponentiellement en fonction du nombre de couches dans la bande de fréquences interdites et devient nulle à partir de la quatrième couche (voir la figure IV.2.5). donc les défauts situés au delà de la quatrième couche n'ont aucune interaction avec l'onde incidente, car celle ci se trouve devant un réseau parfait , et comme on est dans la bande interdite, on n'aura que des effets de réflexion.

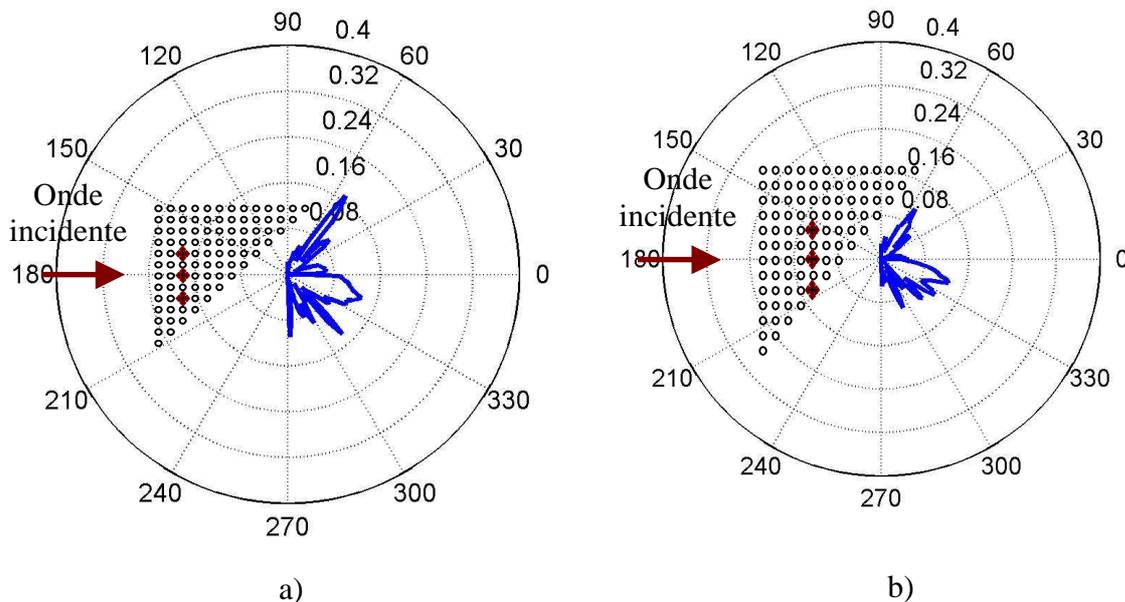


Figure III.1.3: diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM pour une fréquence $f= 12$ GHz d'un prisme métallique avec trois défauts. La figure a) est celle d'un prisme avec trois défauts situés sur la troisième rangée de tiges. La figure b) est celle d'un prisme avec les mêmes défauts situés sur la cinquième rangée

III.2. Cas de défauts parallèles à la direction de propagation

On poursuit le même raisonnement, on retire les tiges dans la direction parallèle à la direction de propagation de l'onde incidente. Les figures IV.5.3.2; IV.5.3.3, et IV.5.3.4

donnent respectivement les diagrammes de rayonnement d'un prisme avec 2, 3 et 4 défauts. Les défauts se situent sur la même colonne.

la figure III.1.4 montre les diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM, d'un prisme parfait (a) ; avec deux défauts (b) ; trois défauts (c) à 12 GHz (on a choisi cette fréquence pour pouvoir comparer le comportement de ce prisme avec le cas de la figure III.1.1.b, cas d'un prisme avec un seul défaut).

Sur la figure III.1.4.b on observe trois lobes principaux, l'un situé à un angle $\theta = 50^\circ$ représente la réflexion, un autre lobe autour de $\theta = 350^\circ$ avec une transmission $T = 0,1$ et un lobe autour de $\theta = 325^\circ$, avec une transmission de $T = 0,24$. Si on compare ce diagramme de rayonnement avec celui d'un prisme avec un seul défaut, le cas de la figure III.1.1.b, on trouve que le lobe situé à $\theta = 350^\circ$ n'existe pas dans le cas d'un prisme avec un seul défaut, ainsi que le niveau de transmission du lobe situé autour de $\theta = 325^\circ$, est plus important (est de $T = 0,24$) que celui du prisme avec un seul défaut (est de $T = 0,16$).

La figure III.1.4.c montre le diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM, d'un prisme avec trois défauts à la même fréquence (12 GHz). On observe le même comportement que celui de la figure III.1.4.b. Le diagramme de rayonnement montre trois lobes principaux, l'un situé à un angle $\theta = 50^\circ$ représente la réflexion, un autre lobe autour de $\theta = 350^\circ$ avec une transmission $T = 0,15$ (plus importante que dans le cas d'un prisme avec deux défauts) et un lobe autour de $\theta = 325^\circ$, avec une transmission encore plus importante que dans le cas précédent, elle est de $T = 0,28$.

La figure III.1.4.c, montre le diagramme de rayonnement mesuré en polarisation TM, d'un prisme avec quatre défauts à 12 GHz (fréquence interdite). Le diagramme de rayonnement montre trois lobes principaux, l'un situé à un angle $\theta = 50^\circ$ représente la réflexion, un autre lobe autour de $\theta = 350^\circ$ avec une transmission $T = 0,22$ (plus importante que dans le cas d'un prisme avec deux et trois défauts) et un lobe autour de $\theta = 325^\circ$, avec une transmission à peu près la même que dans les cas précédents, elle est de $T = 0,29$.

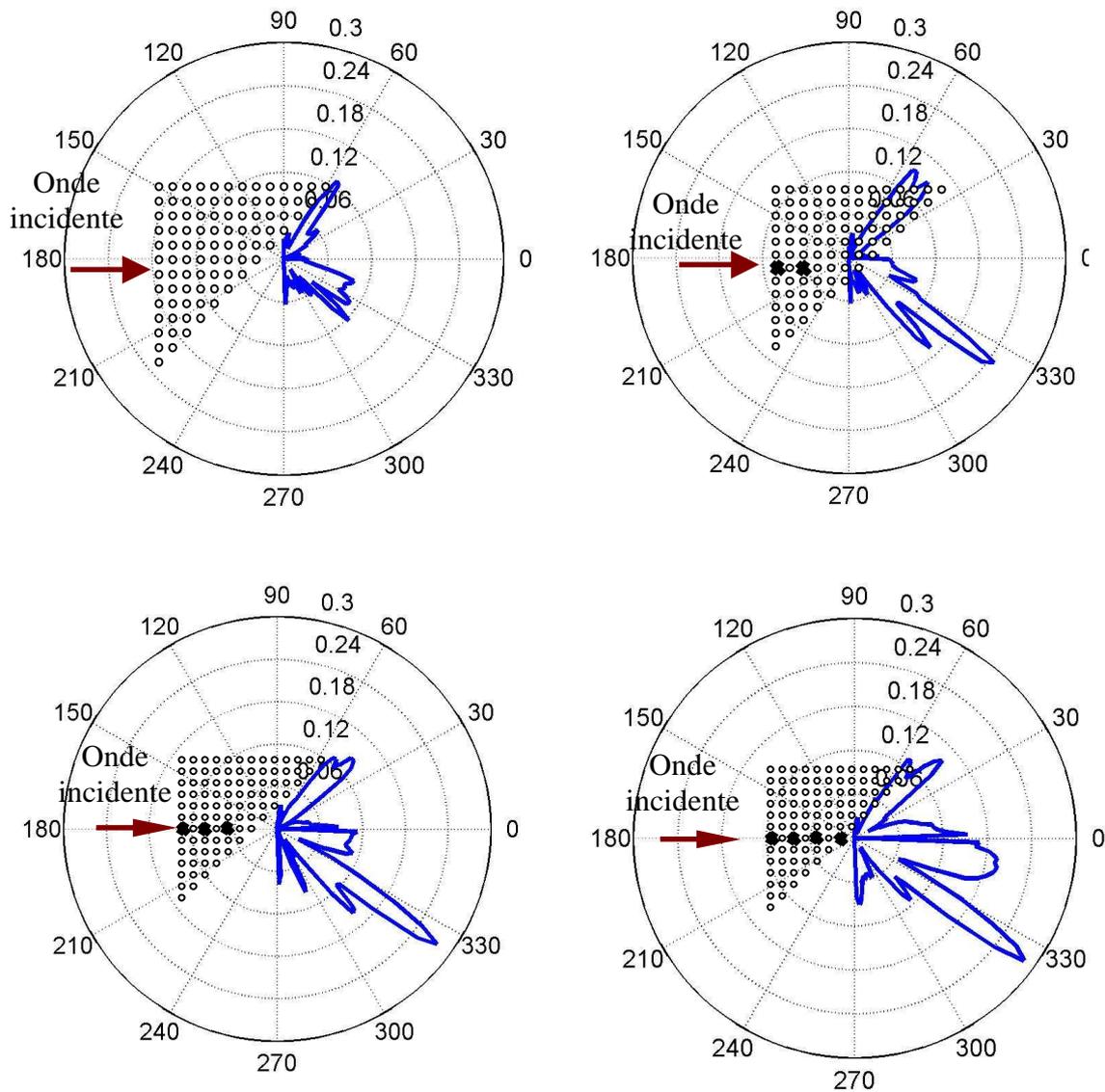


Figure III.1.4: Diagrammes de rayonnement mesurés en polarisation TM pour une fréquence $f= 12$ GHz La figure a) est celle d'un prisme parfait. La figure b) est celle d'un prisme avec 2 défauts. Les figures c) et d) sont respectivement celles d'un prisme avec trois défauts et quatre défauts.

Les figures III.1.4.b ; c et d. montrent que les défauts parallèles à la direction de propagation permettent l'amplification de la transmission dans la direction de l'onde incidente, autrement dit, l'apparition des modes électromagnétiques dans la direction $\Gamma \rightarrow X$

IV. Conclusion

Les cristaux photoniques métalliques avec défauts de surface et de profondeur se comportent comme des milieux homogènes et ultrarefractifs dans leur première bande permise.

Les défauts de surface augmentent le couplage entre l'onde incidente et les modes de Bloch du cristal. Ceci se manifeste par une amplification de l'onde transmise et de la focalisation. Si on déplace les défauts en profondeur, perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde, on observe le même phénomène lorsque la ligne de défauts de rapproche à l'interface de sortie.

Quant aux défauts parallèles à la direction de propagation, ils permettent l'apparition de nouveaux modes électromagnétiques (ce type de défauts change les caractéristiques de la structure, la géométrie et la permittivité effective du milieu équivalent)

En ce qui concerne la bande interdite :

Nous avons montré dans le cas d'une structure parfaite, qu'il n'existe aucun mode de propagation possible dans la direction $\Gamma \rightarrow X$. Seuls les modes évanescents à l'intérieur du cristal peuvent se coupler avec les propagatifs du vide. Quant aux défauts de surface, ils sont les responsables de l'excitation des modes électromagnétiques dans la direction $\Gamma \rightarrow M$. Plus les défauts sont proches de l'onde incidente, plus la transmission est importante. Autrement dit les défauts situés dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation peuvent être responsables de l'orientation de l'onde incidente. Il s'est avéré que les défauts parallèles à la direction de propagation permettent l'excitation des modes électromagnétiques dans la direction $\Gamma \rightarrow X$ et l'amplification de la transmission dans cette direction.

Références

- [**Born 65**] Born M., Wolf E., Principles of Optics, Pergamon Press, Londres, 1965
- [**Drude 90**] Drude P., Ann. D. Phys., vol. 39, 1890.
- [**Enoch 99**] S. Enoch, G. Tayeb, D. Maystre, "Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals", Optics communications, 161, pp. 171-176, 1999.
- [**Felbaq 97**] D. Felbacq, G. Bouchiété, Homogénéisation of set parallel fibres, Waves in Random Media, Vol. 7, pp: 245-256, 1997.
- [**Gadot 99**] F. Gadot, E. Akmansoy, A. de Lustrac, T. Brillat, A. Ammouche, J.M. Lourtioz "High-transmission defect modes in two-dimensional metallic photonic crystals", JAP, vol.85, no.12; 15 June 1999; p.8499-501.
- [**Gadot 99**] F. Gadot, "Modélisation et Caractérisation Expérimentale de Matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-ondes", Thèse de Doctorat, Univ. de Paris Sud, Janvier 1999.
- [**Guida 98**] G. Guida, D. Mayster, G. Tayeb, and P. Vincent , Mean-field theory of two dimensional metallic photonic crystals, Journal of Optical Society of America, A. Vol. 15(N°8): pp:2308-2315, Aout 1998.
- [**Harvey 59**] Harvey A., wave propagation in periodic structures: Electric Filters and crystal lattices, IRE Trans.8, p. 30, 1959.
- [**Joannopoulos 95**] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn, Photonic crystals : Molding the flow of light, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995.
- [**John87**] S. John, "*Strong localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices*", Phys. Rev. Lett., 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [**Kittel 96**] C. Kittel, "Physique de l'état solide", collection DUNOD, 1996.
- [**Marconi 19**] Marconi G, Franklin S., Brevet déposé au Etas-Unis en 1919.
- [**McGurn 93**] A. R. McGurn , A. A. Maradudin, Photonic band structures of two-and threeèdimensional periodic metal or semiconductor array, Phy. Rev. B., 48 (23), pp.15576-15579, 1993
- [**Sigalas93**] M. Sigalas, C.M. Soukoulis, E.N. Economou, C.T. Chan and K.M. Ho, "Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient", Phys. Rev. B, 48, pp.14121-14126, 1993.
- [**Smith 94**] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho and C. M. Soukoulis, "*Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity*", Appl. Phys. Lett., 65 (5), pp 645-647, 1994.

[**Smith 49**] D. R. Smith, S. Schultz, S. L. McCall and P. M. Platzmann, "Defect studies in a two-dimensional periodic photonic lattice", *J. of Modern. Optics.*, 41 (2), pp 395-404, 1994.

[**Tayeb 97**] G. Tayeb and D. Maystre, Rigorous theoretical study of finite-size two-dimensional photonic crystals doped by microcavities, *Journal of Optical Society of America A*, vol. 14 (N°.12): pages 3323-3332, décembre 1997.

[**Özby 96**] E. Özby, B. Temelkuran, M. Sigalas, G. Tuttle, C. M. Soukoulis, and K-M. Ho, "Defect structures in metallic photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, 69 (25), pp. 3797-3799, 1996.

[**Pendry 99**] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, Magnetism from conductors and enhanced non linear phenomena, *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 47 (N°.11), pp: 2075-2084, november 1999.

[**Pendry 96**] Pendry J.B, Holden A.J., Stewart W.J., Youngs. I, Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures, *Phys., Rev., Lett.*, 76, vol.25, p.4773-4776, 1996.

[**Pendry 98**] Pendry J.B, Holden A.J., Robnins D.J., Stewart W.J., low frequency plasmons in thin-wire structures, *J. Phys: Condens. Matter*, 10, p.4785-4809, 1998.

Conclusion générale

Ce mémoire présente différents travaux orientés vers l'étude numérique et expérimentale des propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels diélectriques et métalliques dans le domaine micro-onde. Plus précisément nous avons étudié l'ultraréfraction entre 7 GHz et 16 GHz.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé un cristal photonique diélectrique. Le matériau diélectrique utilisé est le nylon, car il présente de nombreux avantages, grâce notamment à ses propriétés mécaniques et son coût attractif pour des réalisations industrielles. Nous avons montré expérimentalement qu'un cristal photonique diélectrique exempt de défauts de périodicité se comporte comme un milieu homogène linéaire et isotrope dans sa première gamme de fréquences permises. Ces propriétés ont été validées numériquement par (HFSS) basé sur la méthode des éléments finis, et par le calcul de la relation de dispersion en utilisant la méthode des ondes planes.

Nous avons montré que la permittivité diélectrique est responsable de l'ouverture de bandes interdites dans toutes les directions de l'espace. Nous avons vérifié que les photons ont une probabilité de transition non nulle dans une région de l'espace qui, classiquement leur serait interdite. Nous avons montré numériquement qu'au bord de la bande interdite, l'ultraréfraction peut apparaître dans les cristaux photoniques diélectriques et pour certains angles d'incidence. La démonstration expérimentale de cette propriété nécessite un cristal photonique dont les dimensions soient supérieures à quelques dizaines de longueurs d'ondes (cette condition nous permettra d'avoir une structure avec des propriétés similaires à une structure infinie). Nous avons montré expérimentalement que l'ultraréfraction avec un prisme en cristal photonique de côté 6λ (côté du prisme de 12 cm pour une longueur d'onde autour de 2 cm) est difficilement réalisable. Car avec les effets de bord, il est difficile de déterminer avec une meilleure précision la direction de propagation des ondes transmises dans le vide (voir le diagramme de rayonnement mesuré de la figure V.3.7 c du deuxième chapitre).

En ce qui concerne la première bande permise, le cristal photonique diélectrique avec défauts se comporte aussi comme un milieu classique ($n_{\text{eff}} > 1$), et l'indice effectif équivalent est une constante qui est indépendante de la répartition de défauts.

Nous avons montré que dans la bande de fréquences interdites, les défauts de surface changent la trajectoire de l'onde électromagnétique et permettent l'excitation de nouveaux

modes électromagnétiques. Cette propriété peut aboutir à une amélioration du rendement des antennes et aux multiplexeurs en longueur d'onde. Nous avons montré que les effets des défauts de profondeur dépendent de la distance à laquelle ils sont situés par rapport à l'onde incidente. Plus ils sont profonds dans la structure, plus le couplage avec l'onde incidente devient faible (le réseau parfait fait un écran à ces défauts pour des fréquences interdites et par la suite les effets de réflexion seront les dominants).

Nous avons montré que les défauts périodiques dans la direction de propagation de l'onde incidente, changent les propriétés fondamentales de la structure (les paramètres géométriques de la structure et l'indice effectif du milieu).

Nous avons présenté les propriétés d'un cristal photonique bidimensionnel métallique en micro-ondes, plus précisément entre 6 et 16 GHz. Le matériau utilisé est le cuivre.

Pour prédire les propriétés du cristal métallique, nous avons utilisé le logiciel de simulation HFSS (basé sur la méthode des éléments finis) qui permet non seulement l'étude des structures métalliques mais aussi des structures diélectriques. Il permet de connaître le diagramme de transmission d'une structure, quelque que soit sa géométrie et ses propriétés physiques, la cartographie du champ électrique, le diagramme de rayonnement et les courbes de dispersion (diagrammes de bandes). Les résultats obtenus avec ce logiciel ont toujours été en très bon accord avec les mesures.

Nous avons montré numériquement qu'aux basses fréquences, plus précisément au voisinage de la fréquence plasma, le matériau à bandes interdites photoniques métallique se comporte comme un milieu homogène ultraréfractif dont l'indice effectif est compris entre 0 et 1. Ces résultats ont été validés expérimentalement.

Un des grands avantages de ce matériau est sa propriété d'ultraréfraction qui permettra de contrôler l'émission et d'obtenir des antennes à haute directivité. Ce matériau est moins coûteux, son encombrement minimum et il est parfaitement réflecteur (très peu de couches suffisent pour obtenir de très profondes bandes interdites). Le domaine d'application des cristaux photoniques métalliques s'oriente aussi pour une amélioration du rendement des antennes par utilisation de substrat ou des plans réflecteur à bande interdite photonique.

Comme dans les diélectriques nous avons montré que dans la bande de fréquences interdites, les défauts de surface dans les cristaux métalliques permettent l'excitation de nouveaux modes électromagnétiques

Les défauts parallèles à la direction de l'onde incidente changent les propriétés de la structure (paramètres géométriques de la structure et de la permittivité effective) et peuvent mener à l'apparition des nouveaux modes électromagnétiques.

Dans la bande permise les défauts de surface améliorent le couplages avec les modes de Bloch du cristal et augmentent l'énergie transmise

Synthèse

L'étude numérique que nous avons réalisée sur le cristal photonique diélectrique parfait infini nous indique que nous pouvons estimer théoriquement la trajectoire des rayons (réfractés ou réfléchis) en présence d'un cristal photonique de forme finie quelconque.

L'étude expérimentale en incidence normale est en bon accord avec les calculs numériques.

Les relations de dispersion isofréquence montrent que les effets de l'ultraréfraction peuvent apparaître au bord de la bande interdite dans le cristal photonique diélectrique, mais aux grands angles d'incidence et cela nécessite une structure de dimensions grandes devant la longueur d'onde.

L'étude des défauts dans les cristaux photoniques diélectrique ou métallique montre que les cavités de surface améliorent le couplage entre l'onde incidente et les modes de Bloch du cristal dans une large bande de fréquences et les défauts longitudinaux permettent l'apparition des nouveaux modes électromagnétiques.

Les cristaux photoniques métalliques parfaits se comportent comme des milieux homogènes ultraréfractifs. Au voisinage de la fréquence plasma l'indice effectif est tend vers zéro. Cette propriété est importante pour canaliser la lumière dans un angle solide très étroit.

Ici aussi les défauts de surface améliorent le couplage entre l'onde incidente et les modes de Bloch du cristal

Perspectives

En résumé, les perspectives envisagées pour la suite de ce travail sont:

- Réaliser un cristal photonique métallique dont la fréquence plasma est située dans la bande 7 GHz à 16 GHz et l'associer à une antenne pour obtenir une haute directivité grâce à ce cristal photonique.
- Les défauts de surface créés manuellement, nous ont permis d'identifier clairement les modes qui peuvent être excités pour des fréquences interdites. Le contrôle électrique de ces modes est très intéressant pour des applications industrielles.
- Etudier l'ultraréfraction dans une gamme de fréquences entre 7 GHz et 16 GHz sur de nouvelles structures diélectriques pour obtenir une meilleure directivité que celles des antennes conventionnelles.

Annexe 1

Structure bidimensionnelle infinie

Le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique est régi par les équations de Maxwell. Dans un matériau diélectrique de permittivité diélectrique $\epsilon(r)$, non magnétique et sans charges libres ni courant s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon(r) \vec{E}(r, t)) = 0 \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(r, t) = 0 \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(r, t) = \epsilon_0 \epsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} E(r, t) \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H(r, t) \quad (4)$$

le comportement de l'onde est ainsi défini par chacune des deux équations :

$$\frac{1}{\epsilon(r)} \vec{\nabla} \wedge \left[\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}; t) \right] = -\frac{1}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}; t) \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \left[\frac{1}{\epsilon(r)} \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}; t) \right] = -\frac{1}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}; t) \quad (6)$$

c , E et H , représentent la célérité de la lumière, le champ électrique et le champ magnétique.

Il est possible de chercher des solutions de type harmonique tel que :

$$\vec{E}(\vec{r};t) = \vec{E}(\vec{r}).e^{-i\omega t} \quad (7)$$

et

$$\vec{H}(\vec{r};t) = \vec{H}(\vec{r}).e^{-i\omega t} \quad (8)$$

La résolution du problème se limite aux deux nouvelles équations

$$\vec{\nabla} \Lambda \left[\vec{\nabla} \Lambda \vec{E}(\vec{r};t) \right] = \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (9)$$

$$\vec{\nabla} \Lambda \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \Lambda \vec{H}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r};t) \quad (10)$$

dans le cas de notre structure bidimensionnelle, elle possède une permittivité diélectrique selon deux directions :

$$\varepsilon(\vec{r} + l \vec{d}_1 + m \vec{d}_2) = \varepsilon(\vec{r}),$$

la périodicité de la constante diélectrique nous permet d'appliquer le théorème de Bloch et de chercher des solutions de forme :

$$\vec{E}(\vec{r}) = U_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (11)$$

avec \vec{k} le vecteur d'onde de Bloch

avec $U_{\vec{k}}(\vec{r})$: est une fonction périodique tel que :

$$U_{\vec{k}}(\vec{r} + l \vec{d}_1 + m \vec{d}_2) = U_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (12)$$

à partir de la, plusieurs méthodes sont envisageables. La plus courante est la méthode des ondes planes issue de la technique de calcul de physique des solides.

Nous avons utilisé cette méthode pour étudier les propriétés d'une structure infinie bidimensionnelle. Les systèmes bidimensionnels possèdent une propriété qui facilite la

résolution des systèmes d'équations précédentes, dès qu'on se limite à la propagation dans le plan de périodicité (xy) : toutes les dérivées par rapport à la variable z sont nulles. On remarque que l'équation de Maxwell

$$\nabla \times E - i\omega\mu_0 H = 0$$

permet aisément de relier les composantes transverses (parallèles au plan xy) du champ électrique à la composante longitudinale H_z du champ magnétique. De façon similaire, l'équation :

$$\nabla \times H + i\omega \varepsilon_r(x,y,z)E = 0$$

Cette équation permet de déduire les composantes transverses du champ magnétique de la composante longitudinale E_z du champ électrique. Généralement on se limite à l'étude des deux composante longitudinale E_z et H_z . La projection sur les trois axes de coordonnées

des équations de propagations $\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon_r(x,y,z)} \nabla \times H \right] - \frac{\omega^2}{c^2} H = 0$ et

$\frac{1}{\varepsilon_r(x,y,z)} \nabla \times [\nabla \times E] - \frac{\omega^2}{c^2} E = 0$ montre que ces deux composantes longitudinales obéissent à

deux équations de propagations totalement découplées :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(x,y,z)} \nabla^2 E_z = -K_0^2 E_z$$

$$\nabla \cdot \frac{1}{\varepsilon_r(x,y,z)} \nabla H_z = -K_0^2 H_z$$

Ainsi, chacune des composantes longitudinales des champs satisfait une équation de propagation scalaire. On peut donc étudier séparément les deux problèmes correspondant aux deux polarisation suivant $E_z \neq 0$ et $H_z = 0$ ou $H_z \neq 0$ et $E_z = 0$. Il est courant de désigner ces deux cas de polarisations par TM et TE respectivement.

On rappelle que les diagrammes de bandes synthétisent l'ensemble des diagrammes de dispersion $\omega(\vec{k})$ du cristal photonique. Pour calculer un diagramme de bande il faudrait considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en

Physique des solides, on montre que moyennant certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs \vec{k} situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. La première zone de Brillouin s'obtient en traçant les médiatrices des segments joignant l'origine aux nœuds les plus proches du réseau réciproque. A partir du domaine délimité, on peut couvrir tout l'espace réciproque grâce aux translations de vecteur $\vec{G} \in G$.

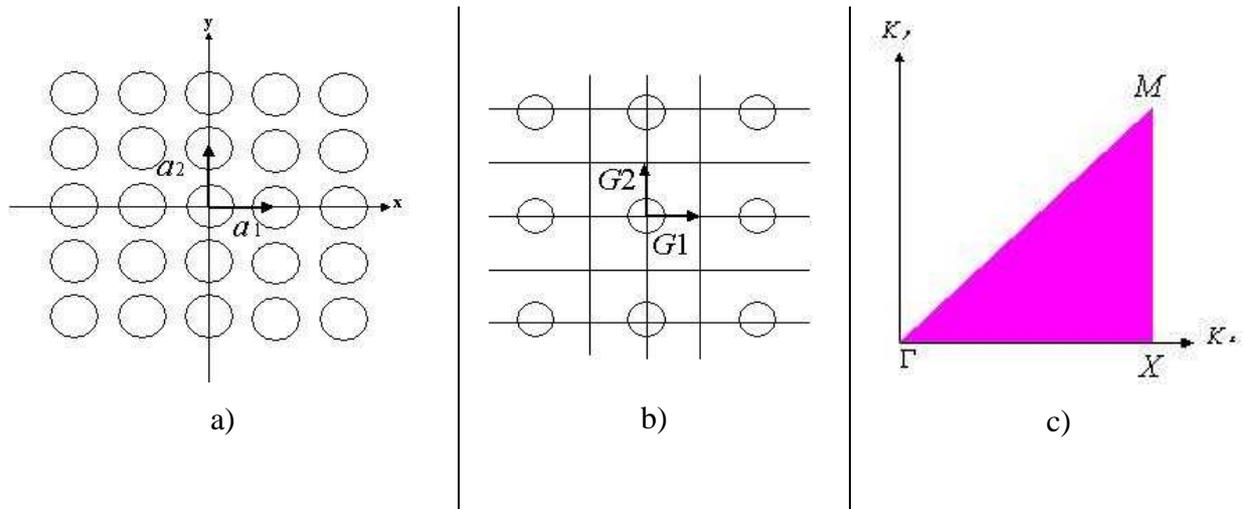


Figure : Cristal photonique bidimensionnel (Fig.a) et zones de Brillouin correspondantes(b et c). La figure b) représente le réseau réciproque avec des vecteurs de base (G_1 ; G_2) et la figure c) représente la zone de Brillouin irréductible.

Annexe 2

Diagrammes de bandes calculés avec HFSS.

Les diagrammes de bandes d'un cristal photonique nous permettent une prédiction des propriétés d'une structure finie à partir de la connaissance des propriétés d'une structure infinie. La figure 1 montre la relation de dispersion des modes de Bloch calculés avec HFSS pour un réseau carré métallique bidimensionnel de diamètre $\phi = 2$ mm et de pas $p = 15$ mm en polarisation TM. Pour calculer la courbe de dispersion avec HFSS on procède aux étapes suivantes :

Tout d'abord, on dessine une cellule élémentaire avec les mêmes paramètres géométrique d'une cellule expérimentale. On définit ensuite les matériaux qui la composent à partir d'une banque de matériaux existant sous HFSS. Dans notre cas les matériaux qui composent notre structure sont l'air et une tige métallique et les paramètres géométriques sont le pas qui est de $p = 15$ mm et le diamètre des tiges est de $\phi = 2$ mm. Puis on définit l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites

Ces conditions permettent de déterminer les modes propres en fonction de vecteur d'onde K . Pour les modes TM par exemple, les conditions de frontières imposent que le champ E soit parallèle aux tiges, donc sur les deux surfaces supérieure et inférieure on utilise un mur Electrique et les autres surfaces de la cellule définissent la condition aux limites périodiques (maître et esclave). Ces modes ne peuvent être calculés que si on impose le vecteur $k (k_x ; k_y)$ qui correspond aux déphasages entre les deux plans définissant la condition aux limites périodiques (maître et esclave) dans les deux directions x ' x et y ' y . Ces déphasages sont définis dans le champ « phase diff. (deg) », dans l'onglet « field relation » pour la condition Slave.

Et pour donner une représentation dans la première zone de Brillouin réduite telle que la figure 2 le montre, on calcule les modes propres qui correspondent à chaque vecteur d'onde $k (k_x ; k_y)$ dans la zone de Brillouin réduite. Autrement dit on calcule les modes correspondant à la direction $\Gamma \rightarrow X$; $X \rightarrow M$ et $M \rightarrow \Gamma$. Les vecteurs d'onde correspondants à $\Gamma \rightarrow X$ sont des vecteurs tel que $K = \{ 0^\circ \leq k_x \leq 180^\circ ; k_y = 0^\circ ; \}$ les vecteurs d'ondes correspondant puis $X \rightarrow M$ $K = \{ k_x = 180^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ \}$ enfin $M \rightarrow \Gamma$ $K(0 \leq k_x \leq 180^\circ, 0 \leq k_y \leq 180^\circ)$.

Quant aux modes propres correspondants à toutes les valeurs possibles de $k (k_x ; k_y)$ dans la zone de Brillouin non réduite. Sont définis par $K = \{\{k_x = 0^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ\}; \dots; \{k_x = 10^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ\}; \dots; \{k_x = 180^\circ ; 0^\circ \leq k_y \leq 180^\circ\}\}$. Cette condition permet d'en déduire les isofréquences comme le montre la figure 2. Cette figure donne une représentation plus complète de cette relation de dispersion. La fréquence est toujours représentée en fonction du vecteur d'onde de Bloch mais maintenant toutes les valeurs possibles de la zone de Brillouin sont considérées et non seulement son contour. Le diagramme de la figure 1 n'est autre que la représentation de l'intersection entre les nappes de la figure 2 et les plans verticaux passant par les bords de la zone réduite de Brillouin (représentés par les lignes roses dans le plan (k_x, k_y)).

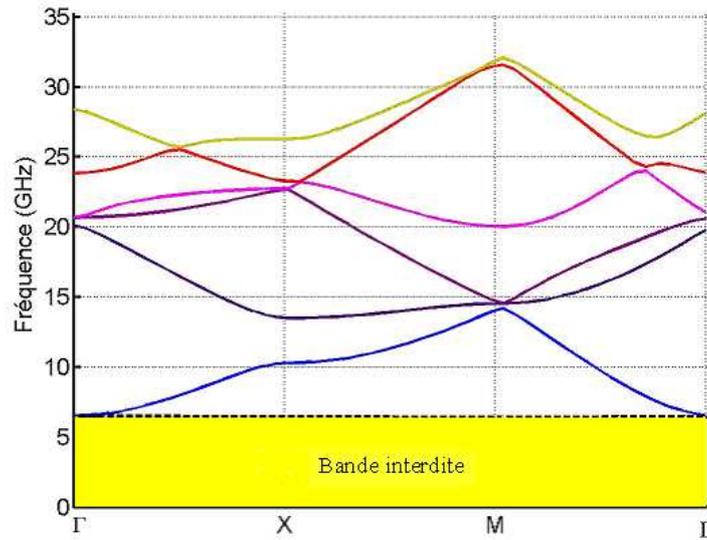


Figure1: Structure de bandes calculées avec HFSS pour un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques de cuivre dans de l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = \frac{1}{15} a$.

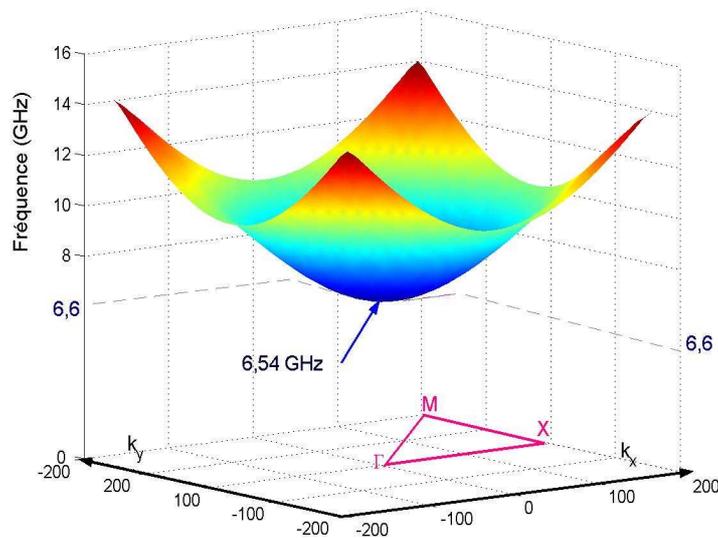


Figure2: Digramme de dispersion 3D calculé avec HFSS pour un réseau carré bidimensionnel de tiges cylindriques de cuivre dans l'air, en polarisation TM de pas $a=\|d_1\|=\|d_2\|=1$ et de rayon $r = \frac{1}{15} a$. Les traits dans le plan $(k_x ; k_y)$ représentent la zone de Brillouin réduite.

Annexe 3

Conférences et Publications:

S. Massaoudi, A. Ourir, A. de Lustrac, *ultrarefractive effect in a dielectric and metallic PBG-prism at microwave frequencies: calculation and experimental verification*, Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2005), Hangzhou, China du 22-26 August 2005.

S. Massaoudi, A. Ourir, A. de Lustrac, *Ultrarefractive effect and amplification of anomalous transmission in metallic PBG-Prism at microwave frequencies: calculation and experimental verification*, IEEE, ICTIS 2005, Tetouan, Morocco, 3-6 jun 2005.

S. Massaoudi, A. Ourir, A. de Lustrac, *effet de défauts de surface sur l'amplification de la transmission anormale dans un prisme-BIP diélectrique*, 8ème Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique, Paris, les du 10 au 12 Mai 2005.

S. Massaoudi, A. Djermoun, A. Ourir, G. Davy, F. Gadot, E. Akmansoy, A. de Lustrac *"Métamatériau at IEF " European Workshop on Metamaterials*, (Belgium), November, 2004.

S. Massaoudi, A. Ourir, A. de Lustrac, *Comparaison de l'ultraréfraction dans les prismes bips métallique et diélectrique*, GDR Ondes , Lille, 2-3 décembre 2004.

S. Massaoudi, A. Ourir, O. Reynet, F. Gadot, E. Akmansoy, A. de Lustrac, *Propagation and Amplification of an Anomalous Refraction Effect in a PBG-Prism at Microwave Frequencies: Calculation and Experimental Demonstration*, Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2004), Nanjing, China du 28-31 août 2004.

S. Massaoudi, A. Ourir, F. Gadot, O. Reynet, S. Cabaret, E. Akmansoy A. de Lustrac, *Etude théorique et expérimentale du phénomène d'ultraréfractivité dans un prisme-BIP métallique*, GDR Ondes , Orsay, 1 juillet 2004.

S. Massaoudi, F. Gadot, E. Akmansoy et A. de Lustrac, *Propagation et amplification de la réfraction anormale dans un prisme-BIP (matériaux à Bande Interdites Photonique)*, 7^{ème} Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique, Marseille, les 4, 5 et 6 mai 2004.

S. Massaoudi, F. Gadot, E. Akmansoy et A. de Lustrac, *Amplification of the Anomalous Refraction in a PGG-prism*, 27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas, Santiago de Compostelle ,Espagne, du 9-11 mars 2004.

S. Massaoudi, F. Gadot, E. Akmansoy et A. de Lustrac, *Amplification de la réfraction anormale dans un prisme-BIP, (matériaux à Bande Interdites Photonique)*, GDR Ondes , Marseille, 8 -10 décembre 2003.

S. Massaoudi, F. Gadot, E. Akmansoy et A. de Lustrac, *Amplification de la réfraction anormale dans un prisme-BIP, (matériaux à Bande Interdites Photonique)*, 13èmes Journées Nationales Micro-ondes, Lille, 21-23 mai, 2003.

Gadot, F - Akmansoy, E - **Massaoudi, S** – Lustrac, *Amplification of anomalous refraction in photonic band gap-prism*, A ELECTRON. LETT., vol. 39, n. 6, 2003.

S. Massaoudi, F. Gadot, A de Lustrac, Institut d'Electronique Fondamentale Université Paris-Sud, *Propagation anormale dans un prisme constitué d'un matériau à bandes photoniques interdites*, GDR onde, Orsay, novembre 2002.

S. Massaoudi, F. Gadot, A de Lustrac, Institut d'Electronique Fondamentale Université Paris-Sud, *Propagation anormale dans un prisme constitué d'un matériau à bandes photoniques interdites*, 7^{ème} Journées de Caractérisation micro-ondes et matériaux, du 20 au 22 mars 2002, Toulouse.

A.Ouirir, O. Reynet, **S. Massaoudi** et A. de Lustrac, *Application des surfaces à hautes impédances à la réalisation d'antennes compactes et directives*, GDR Ondes , Orsay, 1 juillet 2004.