

50376
2002
385

N° d'ordre : 3171

THESE

Présentée à

l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Tahsin AKALIN

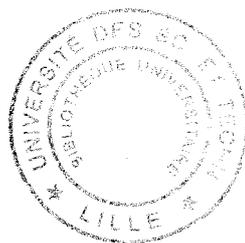
**Dispositifs de propagation, de filtrage et de rayonnement
électromagnétiques basés sur les structures périodiques.**

Le 12 décembre 2002 devant la commission d'examen

| | | |
|-------------------|------------------|-----------------------|
| Membres du jury : | M. A. Cappy | Président |
| | M. D. Lippens | Directeur de thèse |
| | M. O. Vanbésien | Co-directeur de thèse |
| | M. A. de Lustrac | Rapporteur |
| | M. B. Jecko | Rapporteur |
| | M. M. Sorolla | Examineur |
| | M. P. de Maagt | Examineur |
| | M. E. Estèbe | Examineur |

no. Alph 158 060

INTRODUCTION GENERALE



Introduction générale

Les systèmes d'information et de communication, pris dans une acception la plus large possible, sont de plus en plus 'exigeants' en termes de quantité d'information, de rapidité ou de sensibilité. Cette demande très forte de performances accrues se répercute directement au niveau des composants élémentaires qu'ils soient passifs ou actifs en essayant de tirer parti au mieux du très large spectre électromagnétique disponible pour les transmissions. L'exemple des réseaux de télécommunication combinant des sections tout optique notamment en infra rouge proche à $1.55 \mu\text{m}$ et micro-ondes en ondes centimétriques et millimétriques décrit bien la situation actuelle.

Dans ce contexte, les technologies ne cessent de s'affiner avec la démonstration de performances remarquables des composants ultimes en termes de puissance délivrée, de débit, et de fréquences de fonctionnement. Egalement, le développement des technologies (micro et nanotechnologies) permet d'accroître la fonctionnalité des composants. Pour les composants actifs, on parle ainsi d'ingénierie de bande interdite dont les principes sont directement transposables aux structures à gap photoniques. Des concepts nouveaux, dont les bases théoriques peuvent avoir été établies il y a plusieurs dizaines d'années, sont à présent accessibles à la fabrication. Un des exemples parmi l'un des plus représentatifs est le formidable engouement suscité par la démonstration, fin des années 90, d'un effet de réfraction négatif obtenu pour des méta matériaux (structures artificielles) qui présentent des valeurs de permittivité et perméabilité négatives simultanément.

Dans ce contexte très général, ce travail de thèse concerne principalement la conception et la caractérisation de dispositifs électromagnétiques permettant tout d'abord de guider, puis de filtrer et enfin de rayonner une onde électromagnétique avec un cahier des charges toujours plus contraignant. Le dénominateur commun des études sera la structuration périodique qu'elle soit photonique ou électronique. En micro-ondes, l'utilisation des structures périodiques est connue depuis très longtemps. Celles ci sont souvent périodiques, toutefois, suivant une dimension de l'espace généralement l'axe de propagation même si chacun garde à l'esprit les surfaces sélectives en fréquences qui dérogent à cet exemple. Pendant très longtemps, il en a été de même en optique. Le filtre de longueur d'onde de Bragg

est l'exemple générique pour les longueurs d'ondes optiques. La proposition relativement récente faite par E. Yablonovitch d'introduire la notion de structures à gap de photons a entraîné des changements radicaux dans la conception de dispositifs. En première analyse, la notion de gap de photon (cristaux photoniques) peut être perçue comme une simple extension de la périodicité aux autres directions de l'espace comme ce serait le cas dans les cristaux semi-conducteurs massifs. Cette structuration dans plusieurs directions de l'espace a tout d'abord comme conséquence directe d'introduire la notion de filtrage spatial qui vient s'ajouter au filtrage fréquentiel. Une analyse plus détaillée montre cependant que la fabrication de cristaux photoniques ou de matériaux à bande interdite électromagnétique en micro-ondes permet d'obtenir des propriétés remarquables que l'on peut mettre à profit pour contrôler de manière générale les ondes électromagnétiques.

Dans le chapitre I, nous introduirons essentiellement les domaines d'application, les fonctions nécessaires au contrôle de l'information, les notions indispensables à la compréhension des structures périodiques en les plaçant dans le contexte de cette thèse. Certaines applications qui sortent du cadre de cette thèse seront également exposées car elles ouvrent de nouvelles voies pour le futur.

Dans le chapitre II, des structures périodiques et quasi périodiques seront utilisées pour le filtrage fréquentiel. Cette fonction sera l'une des briques de base d'un système de multiplication élaboré dans le cadre d'une action contractuelle avec le CNES, en collaboration avec l'observatoire de Paris. Ces études, basées sur des composants conventionnels, nous permettront dans un deuxième temps de mieux comprendre leurs limitations pour proposer des voies d'amélioration par le biais d'une ingénierie des sauts d'impédance dans le filtrage planaire. Ce travail d'optimisation a été fait en collaboration avec l'Université de Pampelune.

Le chapitre III est relatif à des systèmes rayonnants. L'idée est de tirer parti des règles de filtrage angulaire pour réaliser des antennes dont le diagramme de rayonnement est extrêmement directif. Pour ce chapitre nous aurons fréquemment recours aux analogies électron/photon qui nous permettront notamment de bien comprendre les effets de minibandes et de niveaux discrets dans la bande interdite. Ce travail a été fait en partie en collaboration avec le département Thales Research and Technology

Les possibilités offertes par les métamatériaux à indice de réfraction négatif seront étudiées dans un dernier chapitre d'une manière un peu plus prospective. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux réseaux à l'origine d'une perméabilité et d'une permittivité négatives. Enfin, partant de l'hypothèse de l'existence de matériaux homogènes et isotropes à indice de réfraction négatif, nous proposerons quelques applications.

CHAPITRE I :

INTRODUCTION AUX STRUCTURES PERIODIQUES

Chapitre I Introduction aux structures périodiques

A. Domaines d'applications

1. Contexte scientifique et généralités

L'observation est une qualité essentielle pour toute personne impliquée dans les différents domaines de la recherche. Ceci est vrai en particulier en ce qui concerne la nature qui constitue véritablement une source d'inspiration quasi-intarissable. Malgré le caractère complexe des lois de la nature, nous retrouvons des structures singulières qui sont le fruit d'une certaine évolution et qui présentent des propriétés extrêmement intéressantes. Nous allons nous intéresser dans ce manuscrit à une classe particulière mais très vaste que constituent les structures périodiques et quasi-périodiques. Cette structuration périodique de la nature intervient à différentes échelles aussi petites que celles des atomes par exemple dans les cristaux. Signalons tout de même le rôle primordial des semiconducteurs et des composés dérivés qui ont eu, et qui ont plus que jamais une participation dans l'évolution de notre vie au quotidien.

Les principales propriétés sont liées à la physique du solide. Nous pouvons rappeler la précieuse contribution à ce sujet de chercheurs comme W.L. Bragg dont les études sur la structuration de cristaux par diffraction des rayons X ont abouti, entre autres, à l'élaboration du miroir qui porte son nom. D'autres chercheurs ont mis en place les bases fondamentales pour l'étude de ces structures périodiques, en particulier L. Brillouin, dont les travaux constituent une théorie extrêmement puissante. Les structures périodiques ont fait l'objet de très nombreuses études pour différents domaines d'application, que ce soit en optique ou en hyperfréquences. Cependant, l'évènement fort qui a relancé une activité sans précédent sur le sujet, est sans nul doute la démonstration quasiment simultanée en 1987 par E. Yablonovitch et S. John de la possibilité de créer un matériau avec des propriétés de réflexion des ondes électromagnétiques quelque soit l'angle d'incidence et la polarisation. Ils ont ainsi généralisé à trois dimensions les propriétés du miroir de Bragg par une modulation périodique

tridimensionnelle de l'indice de réfraction. Ces matériaux sont appelés « cristaux photoniques » ou BIP, ce qui signifie bande interdite photonique (PBG en anglais pour Photonic Band Gap). Le matériau est dénommé par sa propriété principale.

Ces matériaux BIP sont équivalents pour les ondes électromagnétiques aux semiconducteurs pour les électrons. La modulation du potentiel est ici remplacée par une modulation de l'indice de réfraction, ou plus simplement de la permittivité si la perméabilité est proche de celle du vide. Cette analogie est visible lorsque l'on considère les équations fondamentales que sont l'équation de Schrödinger pour le mouvement des électrons et l'équation de Helmholtz pour les ondes électromagnétiques. Nous pouvons citer plusieurs ouvrages dont le sujet porte sur les PBG, comme par exemple, celui de Joannopoulos ou de Soukoulis [Réf.].

Rappelons également que toute structure périodique est composée d'un réseau aux nœuds duquel sont placés un ou plusieurs motifs élémentaires. En dehors des matériaux employés, aussi bien le réseau que le motif jouent un rôle pour la classification de la structure globale.

2. Domaines d'applications : Optique et Hyperfréquences

La principale application envisagée pour ces BIP vise à réduire, voire à annuler la tension de seuil des LASERS en diminuant fortement l'émission spontanée. Bien entendu cette application n'est pas la seule et nous pouvons juger de l'intérêt accordé par les équipes de recherche à travers le monde par l'évolution exponentielle pour ne pas dire « l'explosion » du nombre de publications. Il existe des sites sur internet qui recensent les articles à ce sujet [Dowling].

En effet, les domaines aussi bien que le type d'applications sont extrêmement variés. Citons par exemple les domaines de l'optique et des hyperfréquences et en ce qui concerne les applications majeures telles que le filtrage fréquentiel, la propagation d'ondes guidées et le rayonnement électromagnétique qui suscitent un très grand engouement et ont fait l'objet de nos études présentées dans ce manuscrit.

Il faut savoir que les structures périodiques peuvent être classées suivant leur constitution qui peut être par exemple métallique, diélectrique ou métallo-diélectrique ou bien suivant leur degré de périodicité à 1, 2 ou 3 dimensions. Le détail de chaque structure sort du

cadre de ce manuscrit et nous allons donc nous pencher sur quelques exemples typiques qui nous semblent importants pour montrer l'intérêt de ces structures périodiques. Après avoir rappelé quelques généralités sur les structures périodiques, nous traiterons d'exemples choisis portant sur la génération de signaux, le filtrage fréquentiel, les améliorations apportées aux antennes classiques ainsi que les méta-matériaux à indice de réfraction négatif.

B. Fonctionnalités des structures périodiques

1. Généralités

La structure périodique la plus connue est sans nul doute le miroir de Bragg qui est composé par un empilement alterné de couches plates de diélectriques de permittivité différente et d'épaisseur égale au quart de la longueur d'onde guidée dans chaque matériau soit $\lambda_g/4$. Cette structure unidimensionnelle se comporte comme un miroir capable de réfléchir quasiment la totalité de l'énergie incidente sur une large bande de fréquence centrée sur la fréquence de référence choisie pour sa synthèse. Ses performances sont d'autant plus fortes que le rapport de permittivité ainsi que le nombre de bicouches est important. Cependant lorsque l'incidence de l'onde s'écarte de la normale, les performances se dégradent [Yeh].

L'idée originale de E.Yablonovitch est basée sur la réalisation d'un matériau qui généraliserait à 3 dimensions les propriétés du miroir de Bragg afin d'obtenir une réflectivité totale quelque soit l'angle d'incidence [Yablonovitch]. La structure proposée est représentée sur la figure 1 et correspond à l'équivalent de la structure diamant et elle est communément appelée « yablonovite ». Le principe de fabrication décrit sur la figure consiste à percer un diélectrique suivant des directions particulières. Une autre solution équivalente à la précédente est la structure connue sous le nom de « tas de bois » (ou « woodpile » en anglais) représenté sur la figure 1(b). Nous pouvons citer par exemple les travaux de R. Gonzalo et al. qui ont réalisé ce type de structure sur Silicium pour un fonctionnement autour de 500GHz [Gonzalo 1]. Ces structures possèdent également des propriétés très intéressantes lorsqu'elles sont métalliques et non diélectriques.

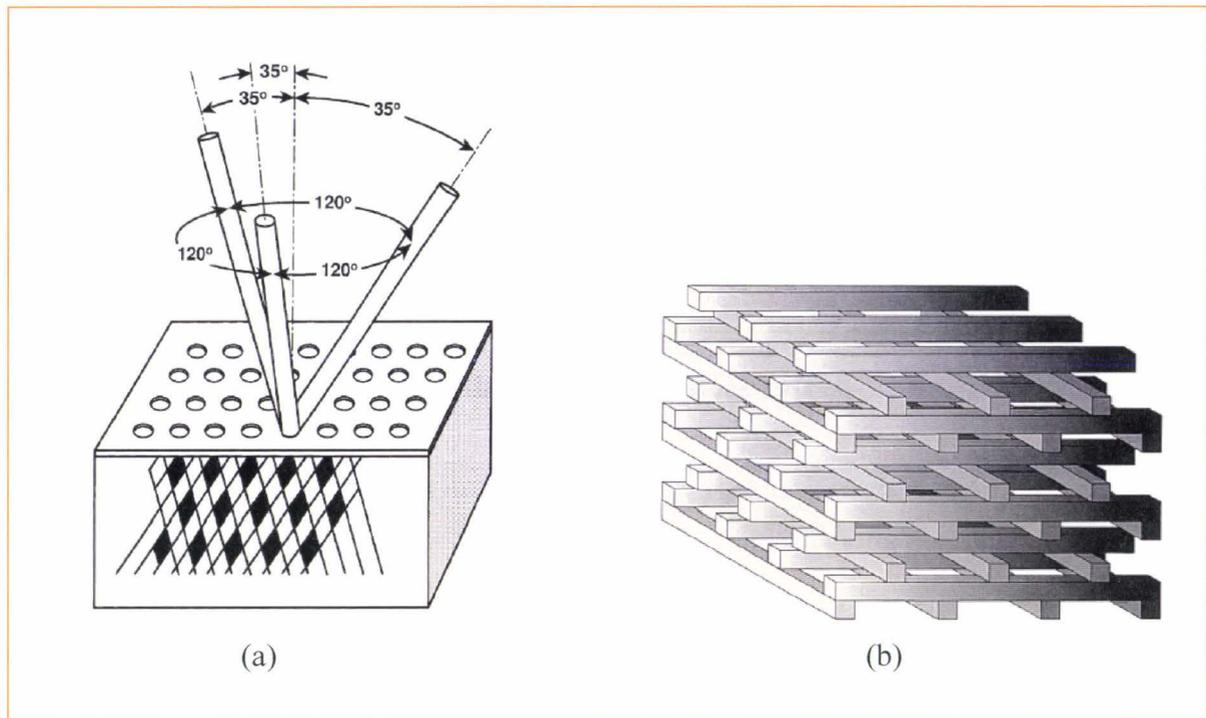


Fig. 1: La « yablonovite » et la structure « tas de bois ».

2. Génération de signaux : VCSEL et NLTL.

Les structures périodiques considérées sont généralement passives, cependant il existe des structures périodiques actives avec de nombreuses applications potentielles pour l'avenir. Nous pouvons citer quelques exemples tels que les NLTL, les VCSEL et les lasers PBG. (Signalons qu'il est également possible de générer un signal harmonique d'ordre 2 ou 3 au signal incident à partir de PBGs dont on exploite la non-linéarité sur les bords de bande [Martorell]).

a) Les NLTL

Le principe des NLTL est de disposer de manière périodique des éléments actifs tels que des diodes non-linéaires pour la génération d'harmoniques. Elles sont employées dans le domaine millimétrique. Des configurations différentes existent et, parmi elles, les principales sont les topologies Finline et coplanaire. Sur la figure 2 sont représentés les deux types d'approche citées et employant des diodes HBV pour la génération de l'harmonique 3 principalement. Les NLTL exploitent la propagation de solitons à travers la ligne.

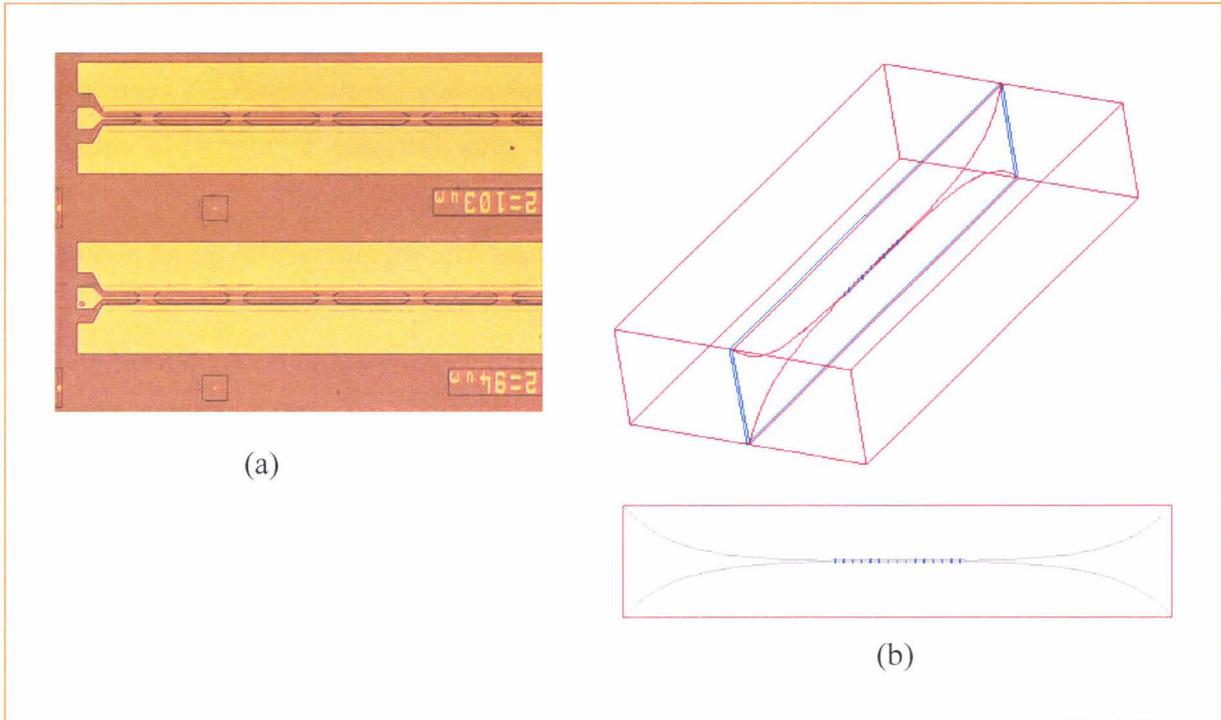


Fig. 2 : Deux topologies de lignes NLTL : (a) en technologie coplanaire (réalisée à l'IEMN) [Fernandez] (b) en technologie Finline d'après Hollung et al [Réf.].

b) Les VCSEL

Les VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) sont des lasers avec des réseaux de Bragg de part et d'autre d'une cavité Fabry-Pérot de très faible épaisseur au centre de laquelle on place un puits quantique. Ces lasers sont fabriqués par épitaxie ce qui leur confère une grande précision sur l'épaisseur des couches notamment.

Nous allons rappeler ici la relation concernant la réflectance maximale R (c'est-à-dire à la fréquence centrale où les épaisseurs des couches sont en $\lambda/4$) du miroir de Bragg en fonction de deux principaux paramètres à savoir le rapport d'indice optique (n_2/n_1) et le nombre de bicouches N employées.

$$R = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}} \right)^2$$

Une autre caractéristique importante du miroir de Bragg est la largeur de son plateau de réflectivité. La bande interdite Δf telle que pour cet intervalle de fréquence la réflectance soit supérieure à un certain niveau dépend directement des indices employés. Cela correspond à l'ouverture de la bande interdite qui est d'autant plus forte que le rapport d'indice est important.

Lorsque le rapport d'indice est faible, il est nécessaire d'employer un grand nombre de bicouches pour atteindre les niveaux de réflectance souhaités.

Parmi les avantages de ce type de laser par rapport à ceux émettant sur les bords, nous pouvons citer leur faible courant de seuil, ainsi que la faible divergence du faisceau de sortie et un comportement monomode. Nous avons représenté sur la figure 3 un schéma de principe des VCSEL.

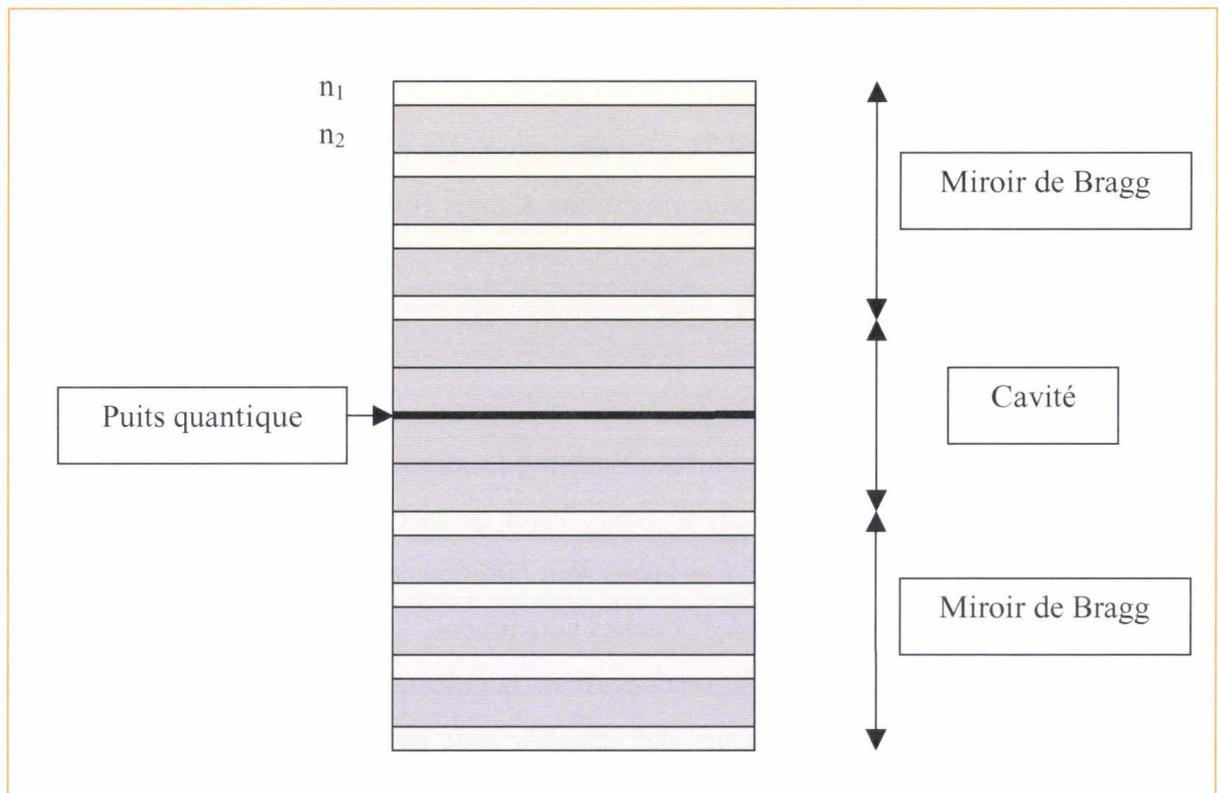


Fig. 3 : Schéma de principe d'un VCSEL. Le puits quantique est au centre de la cavité qui est entourée par deux miroirs de Bragg pouvant contenir un nombre important de bicouches d'épaisseur $\lambda/4$ (GaAs/AlAs par exemple).

Les miroirs ne sont pas forcément symétriques car c'est l'ensemble des transmissions des deux miroirs qui intervient lors de la conception et non les transmissions de chaque miroir isolé. C'est la raison pour laquelle l'un des miroirs de Bragg peut comporter un nombre plus

important de bicouches même si les deux miroirs sont constitués des matériaux de même indice.

Cette structure employée dans le domaine optique possède son équivalent dans le domaine des hyperfréquences que nous étudierons dans le chapitre III. En effet les VCSEL permettent de générer des faisceaux avec une faible divergence.

c) Le LASER PBG

Ces LASER à base de PBG et stimulés électriquement ont été proposés pour la première fois par Zhou et al [Réf.] et constituent une nouveauté qui devrait se développer. Malgré des performances médiocres en terme de puissance de sortie et de rendement, ces LASER PBG peuvent potentiellement atteindre des niveaux de seuil nuls. C'est l'avantage principal, en plus de leur grande compacité, pour ces structures. Un schéma de principe ainsi que des photos de ce nouveau type de LASER sont reportés sur la figure 4. La lumière est émise par une microcavité formée par un simple défaut au centre d'un cristal photonique bidimensionnel. La stimulation se fait par l'intermédiaire de courants dans les électrodes.

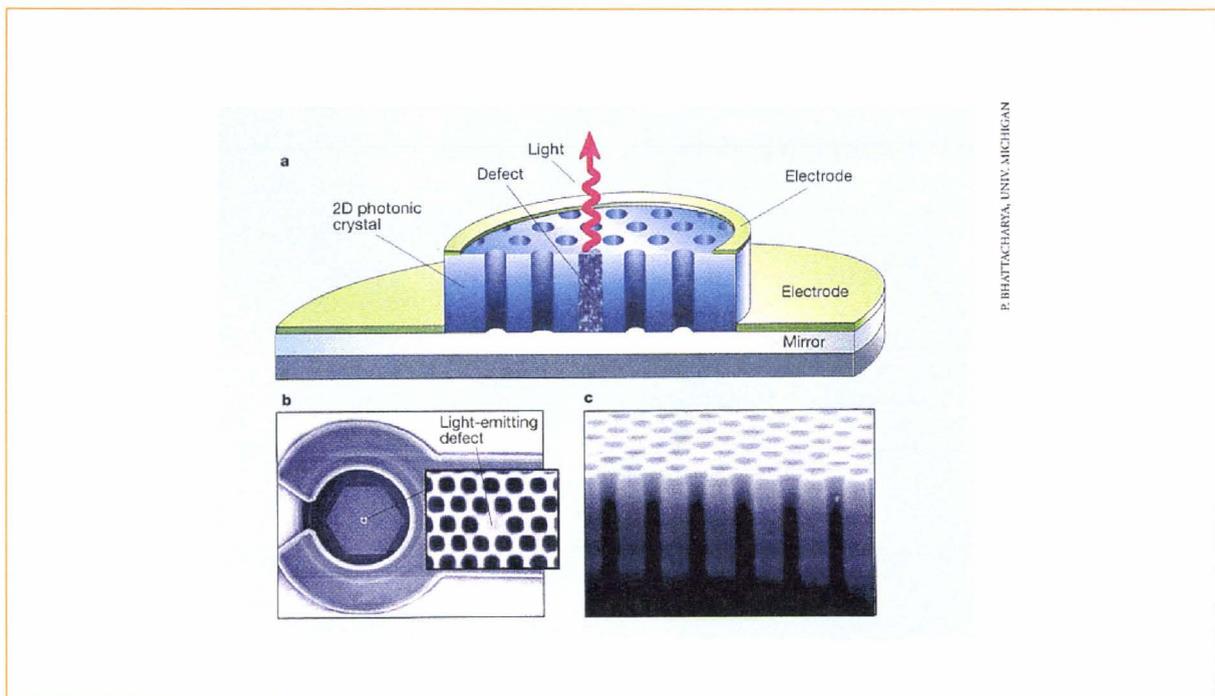


Fig. 4 : Laser photonique à base de PBG avec un défaut ponctuel. (a) schéma de principe avec une coupe verticale ; (b) vue de dessus du laser PBG ; (c) coupe du cristal photonique utilisé (d'après de la Rue et al. [Réf.]

En tirant partie de leur grande compacité, les applications potentielles concernent leur utilisation en réseau pour les connexions optiques à très haut débit. A l'heure actuelle, nombre de travaux tendent à optimiser les propriétés de la cavité émettrice telles que leur forme, leur coefficient de qualité etc [PECS 2002].

d) Les cavités à base de PBG métallique pour les gyrotrons

Les PBG métalliques sont utilisables pour créer des cavités capables de supporter des niveaux de puissances très élevés. Un exemple est présenté sur la figure 5 et correspond à un PBG métallique de réseau hexagonal avec un défaut afin de créer un mode de cavité où l'énergie est fortement localisée. Cette cavité conçue au MIT (Massachusetts Institute of Technology) est employée dans un gyrotron afin de générer des signaux de fortes puissances en gamme centimétriques, voire millimétrique suivant le mode considéré. Les dimensions de la structure présentée sont $a=0.64\text{cm}$ et $r=0.079\text{cm}$ soit un rapport $r/a=0.123$. Nous verrons à la fin de ce chapitre que ce rapport est l'un des paramètres essentiels de ce type de structure métallique bidimensionnelle. Il intervient de manière évidente sur la valeur du facteur de remplissage noté F qui est ici égale à $F = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{r^2}{a^2}$. A partir des valeurs numériques, on trouve $F=5.5\%$ ce qui est relativement important.

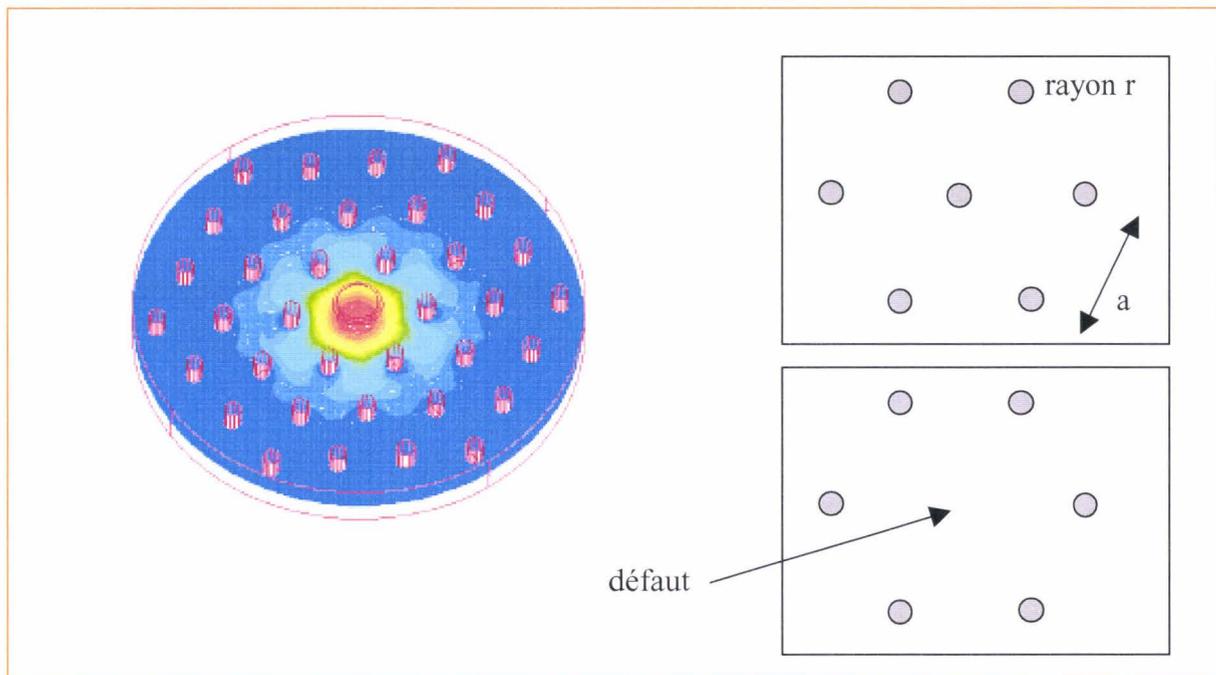


Fig. 5 : Champ électrique dans un PBG métallique de réseau triangulaire avec un défaut. Le mode représenté est le TM_{010} à 17GHz (d'après Smirnova et al. [Réf.]). Nous avons représenté en insert le réseau triangulaire ainsi que la structure comprenant un défaut.

3. Filtrage fréquentiel

Comme leur nom l'indique (BIP), les structures périodiques présentent des bandes interdites que nous pouvons utiliser en tant que filtre fréquentiel. Une application envisagée est la suppression des harmoniques 2 et 3 dans les amplificateurs de puissance mais en conservant une bande passante faiblement atténuée pour le fondamental. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant une solution employant les structures périodiques a été proposée par T. Itoh [Radisic] et dont le principe est d'usiner le plan de masse d'une ligne microruban qui conserve une largeur de ruban constante. Nous avons représenté sur la figure 6 un filtre de ce type réalisé dans l'équipe de M. Sorolla de l'Université de Pampelune.

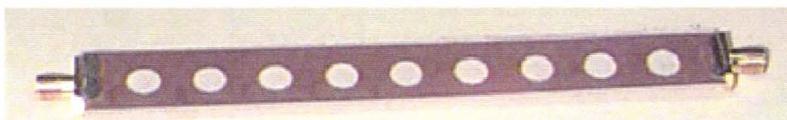


Fig. 6 : Le plan de masse usiné d'un filtre microruban périodique. Le ruban conserve une largeur constante.

Nous allons étudier ce type de filtre dans le chapitre suivant en introduisant des topologies nouvelles telles que la structuration double face ou l'utilisation de structures pseudo-périodiques. Nous avons représenté sur la figure 7, une comparaison entre deux filtres à plan de masse usiné pour obtenir une modulation de la permittivité effective suivant un profil sinusoidal simple et sinusoidal avec une fenêtre de type Kaiser.

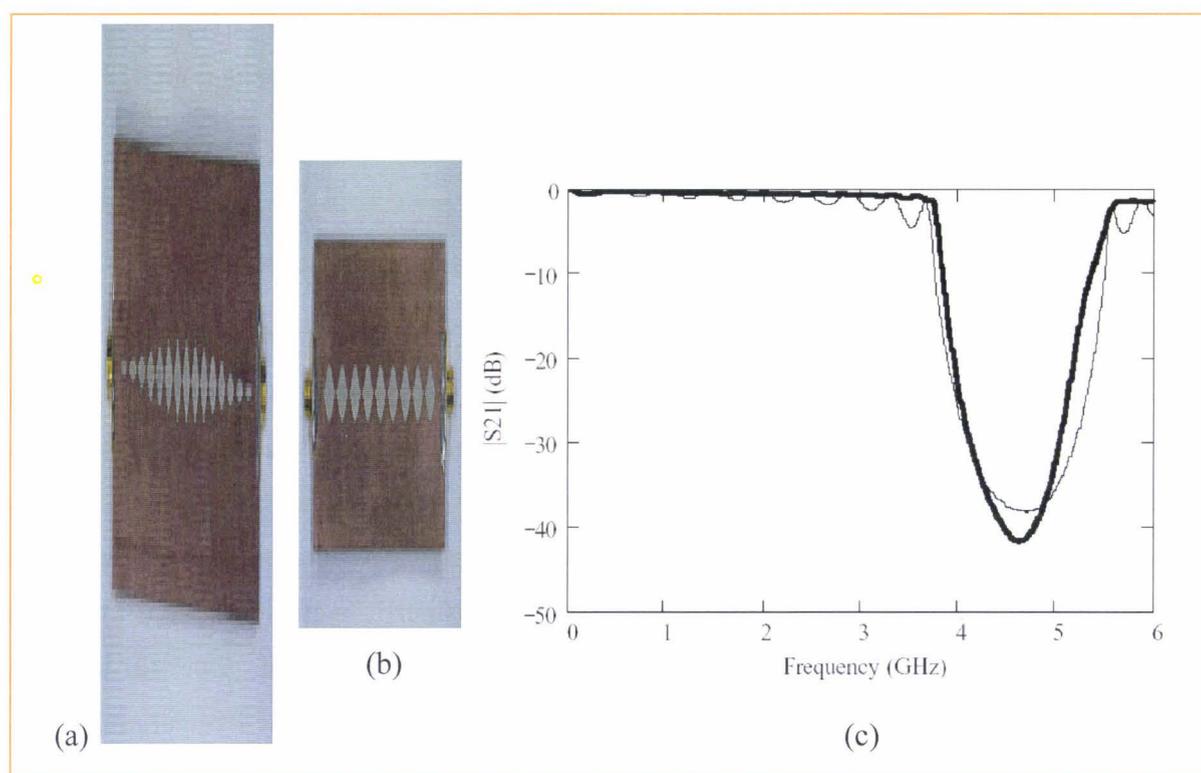


Fig. 7: Filtre PBG microruban à plan de masse usiné (d'après [Erro]) : La période est la même pour les deux filtres, le filtre (b) possède un motif identique répété 9 fois pour une modulation sinusoidale de la permittivité effective alors que le filtre (a) est obtenu par une « taperisation » du précédent par une fenêtre de type Kaiser et comporte 15 motifs. (c) : Mesures de la transmission à travers ces deux filtres avec filtre a (trait épais) et filtre b (trait fin)

Les résultats obtenus montrent le compromis à trouver entre la longueur totale du filtre et ses performances en terme de niveau de réjection et pertes d'insertion en bande passante [Erro]. Cette solution présente un très bon gabarit aussi bien en bande passante, où il n'y a pratiquement plus aucune ondulation, qu'en bande interdite. Toutefois elle peut encore être améliorée avec la structuration double face qui permettrait de réduire considérablement la longueur totale qui reste le handicap majeur de cette structure.

Il est important de noter que le filtrage est réalisé de manière générale par une modulation de l'impédance caractéristique et non de l'équivalent de l'indice de réfraction ou bien de la permittivité. L'indice effectif de réfraction pour ces lignes peut être défini à partir de la permittivité et de la perméabilité effectives de la manière suivante : $n^2 = \epsilon_{\text{eff}} \cdot \mu_{\text{eff}}$. Les filtres sont conçus à partir de sections à impédance caractéristique et à permittivité effective différentes. Une modulation de la permittivité n'aboutit par forcément à la réalisation d'un filtre en particulier si la perméabilité effective de chaque section varie également de telle manière à conserver une impédance caractéristique constante entre chaque section. Prenons un exemple simple pour illustrer cela : nous considérons deux sections dont les permittivités et les perméabilités effectives sont liées par un même facteur de proportionnalité k entre chaque section. Soit pour la section A ($\epsilon_A ; \mu_A$) et pour la section B ($\epsilon_B ; \mu_B$) avec $\epsilon_A = k\epsilon_B$ et $\mu_A = k\mu_B$. Si l'on cascade en série des sections de type A et B en alternance, la fonction de filtrage ne sera pas réalisée dans la mesure où l'impédance caractéristique reste inchangée entre ces sections et il n'y a pas de réflexion. En effet, elle est liée à la permittivité et la perméabilité par la relation : $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$. Donc lorsque l'on parle de modulation d'indice ou de

modulation de permittivité pour le filtrage, il faut se rappeler que c'est en réalité la modulation d'impédance caractéristique qui est à l'origine du filtrage par l'intermédiaire certes de la modulation de permittivité puisque Z varie en $\frac{1}{\sqrt{\epsilon}}$. Ceci reste vrai en optique où

l'on parle de modulation d'indice car la perméabilité des milieux est la même pour les matériaux utilisés et égale à μ_0 . Par conséquent une modulation de permittivité crée à la fois une modulation d'indice et d'impédance caractéristique.

Remarque : la suppression des harmoniques avec une ligne périodiquement chargée par des composants réactifs a été proposée très récemment par F. Martin et al. [Réf.] de l'Université

de Barcelone en collaboration avec l'Université de Pampelune. La topologie du filtre est proche de celle d'une NLTL mais le but ici est de filtrer toutes les harmoniques supérieures.

4. Amélioration des systèmes rayonnants.

Dans les télécommunications sans fil, les sources rayonnantes jouent un rôle primordial. L'amélioration des performances des systèmes employés est un domaine d'activité important auquel les structures périodiques peuvent incontestablement apporter des solutions intéressantes

a) Suppression des modes parasites

D'une manière générale, l'une des limitations principales des antennes est due à l'apparition de modes parasites qu'ils soient de surface ou de substrat. Des solutions contre ces défauts sont basés sur l'emploi de structures périodiques. Une première idée consiste à percer le substrat suivant un réseau bidimensionnel de telle manière que la bande interdite du PBG recouvre les premiers modes de substrat [Brown]. Cette idée peut également servir à diminuer le couplage parasite par l'intermédiaire de modes de substrat d'antennes (appartenant à un réseau) proches l'une de l'autre [Gonzalo 2]. Une autre solution utilise la structure employée pour les filtres. Il s'agit d'usiner cette fois-ci, suivant un réseau, le plan de masse de l'antenne. Nous verrons dans cette partie qu'il est possible de se servir de cette dernière structure pour réaliser un balayage électronique.

Nous pouvons également citer une autre application dans le domaine des antennes qui consiste à empêcher le rayonnement d'harmoniques par l'antenne. Une solution proposée utilise la structuration bidimensionnelle du plan de masse et joue alors le rôle de filtre fréquentiel. Des résultats expérimentaux ont validé cette solution [Hori].

b) Surfaces hautes impédance

Les surfaces à hautes impédance sont équivalentes à des murs magnétiques et possèdent deux caractéristiques remarquables : premièrement ils empêchent la propagation

d'ondes de surface qui peuvent être nuisibles au diagramme de rayonnement de l'antenne et deuxièmement il est possible de placer une antenne très proche de cette surface qui se comporte comme un bon réflecteur puisque l'onde réfléchi est en phase avec le reste du signal [Sievenpiper]. Ce n'est pas le cas pour un réflecteur métallique classique très proche de l'antenne qui va déphaser l'onde réfléchi et ainsi créer des interférences destructives aux dépens du rayonnement. C'est la raison pour laquelle, le réflecteur métallique classique est placé à une distance égale à $\lambda/4$ de l'antenne.

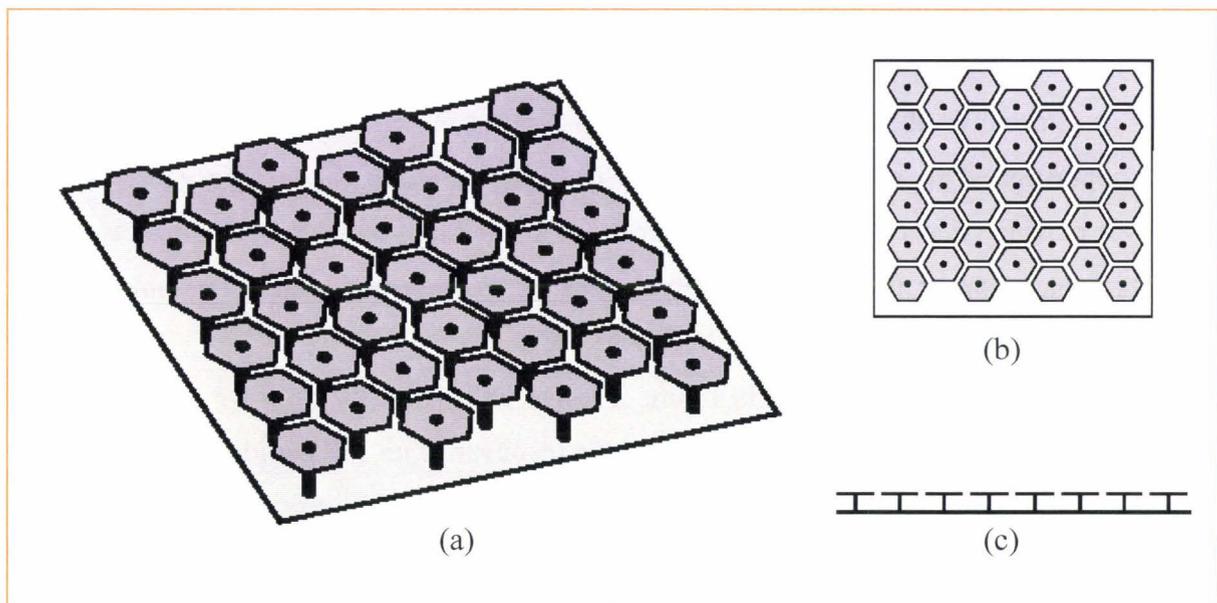


Fig. 8 : Exemple de surface à haute impédance caractéristique avec (a) vue en perspective, (b) vue de dessus et (c) vue de côté.

Le motif élémentaire a une forme de « punaise » et le réseau est triangulaire.

Les surfaces à haute impédance permettent d'améliorer les performances de l'antenne notamment en terme de gain. Ils diminuent également le niveau des lobes correspondant au rayonnement arrière.

c) Balayage électronique

Le balayage électronique à partir d'un réseau d'antennes disposées périodiquement et alimentées avec un certain déphasage est relativement bien connu. Le réseau d'antennes employé est constitué de patches alimentés par des lignes microruban. En dessous de ces lignes le plan de masse est usiné et comporte des composants actifs commandables. Suivant l'état de

ces composants, le trou dans le plan de masse aura une influence ou pas sur le déphasage de l'alimentation de l'antenne patch. Sachant que la ligne microruban avec un plan de masse intact n'introduit pas le même déphasage qu'une ligne avec le plan de masse percé. Cet effet sera d'autant plus fort qu'il y aura des composants dans des états différents entre chaque ligne. La commande du déphasage se fait donc par l'intermédiaire des composants [Elamaram].

d) Augmentation de la directivité des antennes

Les structures photoniques comportant un défaut sont le siège d'une forte localisation avec l'apparition d'un mode de défaut dans la bande interdite. Cette idée générale a été employée pour la conception d'antennes directives à partir de sources rayonnantes classiques insérées dans la cavité formée par le défaut dans la structure périodique. La solution a été proposée par l'équipe de B. Jecko de l'IRCOM [Thévenot].

Nous avons représenté sur la figure 9 les résultats obtenus pour ce type d'antenne directive composée d'une antenne patch classique recouvert d'un PBG unidimensionnel.

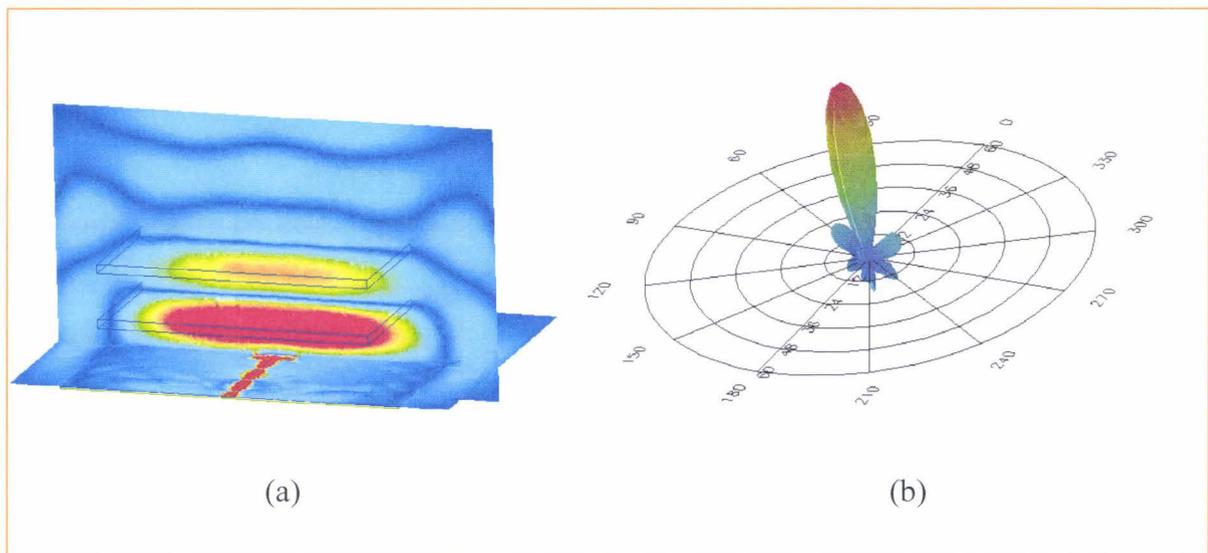


Fig 9 Antenne PBG directive : (a) carte de champ et (b) diagramme de rayonnement à la fréquence de résonance de la cavité.

e) Antennes directives contrôlables

L'antenne utilisée est similaire à la précédente, c'est-à-dire une antenne insérée dans une cavité formée par un PBG et un réflecteur métallique qui n'est autre que le plan de masse. Le contrôle de l'antenne est réalisé par un réseau de tiges fendues et reliées entre elles par des composants de type diode PIN [de Lustrac]. Suivant l'état on ou off des diodes, le réseau de tiges va être équivalent dans un premier cas à un réseau de tiges fendues (les diodes sont assimilables à des circuits ouverts) auquel cas l'antenne va rayonner de la même manière que s'il n'y avait pas de tiges. Dans le second cas, le réseau de tiges sera équivalent à des tiges non fendues et le rayonnement de l'antenne sera fortement atténué dans la mesure où un réseau de ce type présente une bande interdite aux basses fréquences et cela sur une relative large gamme. Le réseau de tiges est étudié dans la dernière partie de ce chapitre. La figure 10 montre la structure employée ainsi que les rayonnements de l'antenne.

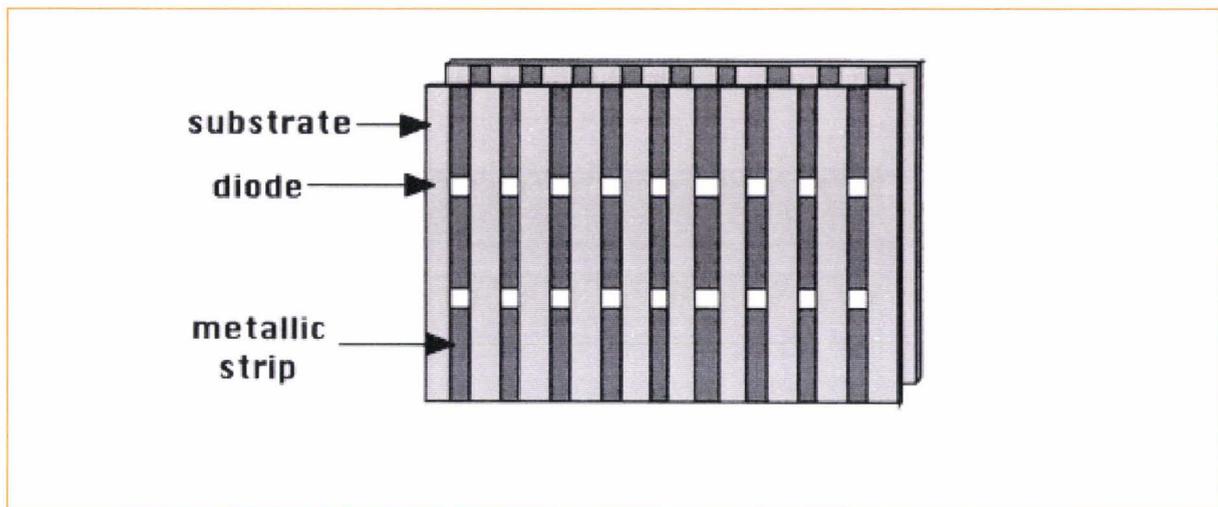


Fig. 10 : Structure proposée par de Lustrac et al. [Réf.] pour la commande d'antenne directive à partir d'un réseau de tiges qui peuvent être considérées comme fendues ou non suivant l'état des diodes PIN placées entre les rubans. Cette structure est utilisée en tant que superstrat pour une antenne patch par exemple.

5. Propagation avec la notion de défaut

a) Les guides de propagation photoniques par l'intermédiaire de défauts

Les défauts linéiques permettent la propagation d'une onde guidée. Elles sont obtenues de diverses manières, soit en retirant une ou plusieurs rangées de trous, soit avec un espacement différent du reste de la structure entre deux rangées. Un exemple de réalisation est représenté sur la figure 11. Cette notion de défaut dans la structure périodique est très importante car elle procure la possibilité de concevoir des types de propagation impossibles à réaliser avec des matériaux classiques. Nous pouvons évoquer à ce sujet l'exemple des coudes avec des angles relativement grands qui peuvent être de 60° , 90° ou 120° pour ne citer que les plus courants. Ces réalisations visent les applications en télécommunication et notamment les interconnexions optiques ultra-compactes.

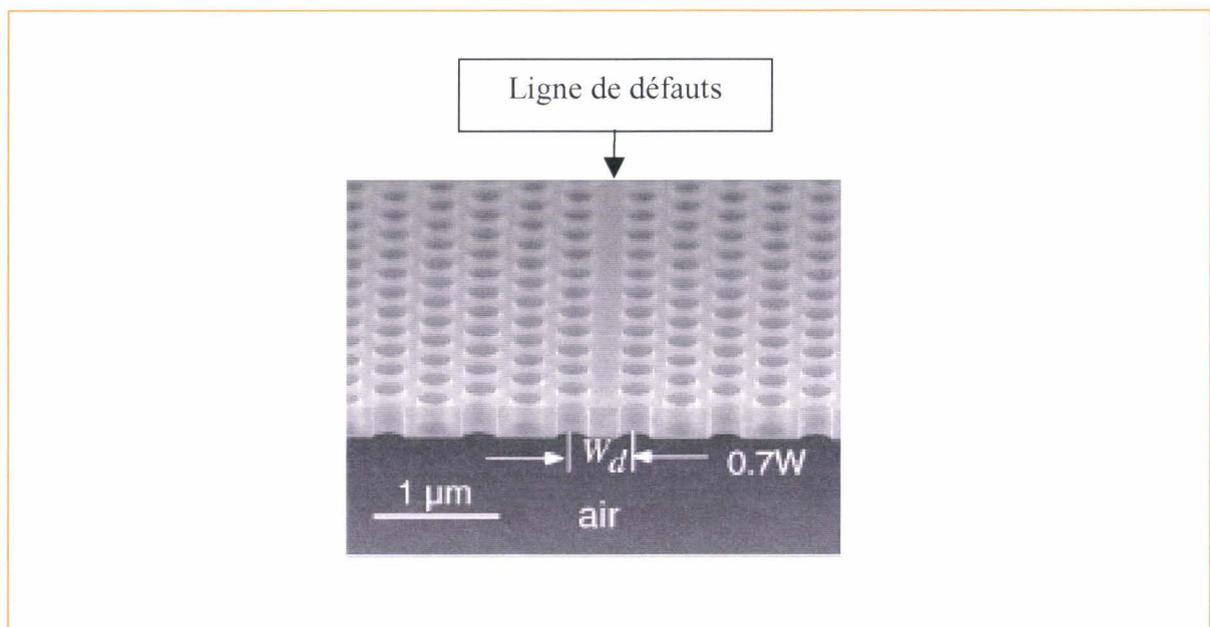


Fig. 11 : PBG diélectrique bidimensionnel avec un défaut linéique sur une rangée.

Dans la figure 12, nous avons représenté deux structures utilisables pour la propagation de la lumière avec des coudes relativement marqués. La première solution est une extension de la propagation basée sur le défaut linéique avec des défauts obtenus en « retirant » des trous dans le diélectrique suivant le chemin de propagation. Ces structures peuvent néanmoins présenter des pertes qui, même si elles sont inférieures à celles obtenues par un guidage de type saut d'indice, sont à diminuer. Pour cela, il est possible d'introduire

des défauts ponctuels sur les zones où les pertes sont susceptibles d'apparaître afin d'améliorer la propagation. Ceci est illustré sur la figure 12(b).

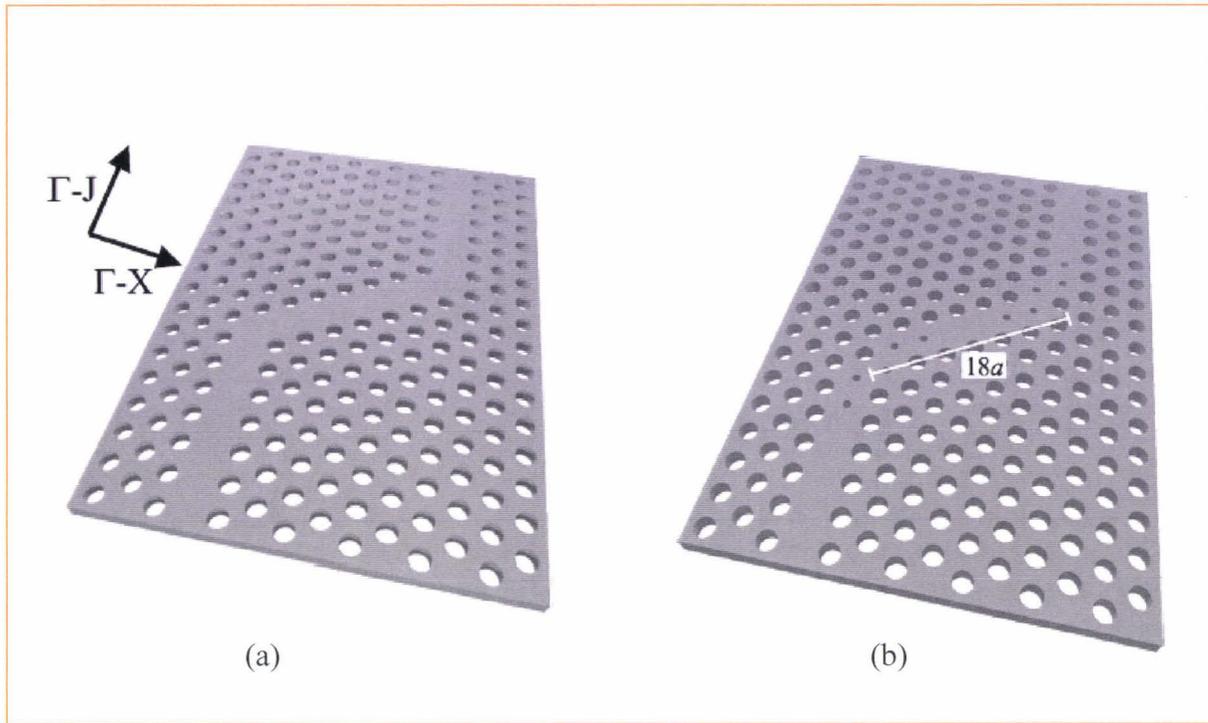


Fig. 12 : Structures de courbures proposées par Chutinan et al. [Réf.] : (a) structure avec défaut linéique simple le long du « chemin ». (b) structure améliorée avec des défauts ponctuels différents dans les zones où les pertes sont susceptibles d'apparaître.

b) Les guides de propagation photoniques par l'intermédiaire de défauts résonnants couplés

Cela regroupe les deux résultats séparés sur la propagation et sur les micro-cavités. Les résultats sont assez spectaculaires sur les structures dont la position des défauts est aléatoire, essentiellement d'un point de vue concept et nécessitent néanmoins d'être améliorés pour les applications.

Nous présentons tout d'abord un réseau unidimensionnel constitué de couches de nature différente de manière similaire à un miroir de Bragg. La différence ici est l'insertion de plusieurs défauts qui vont se coupler en créant des modes dans la bande interdite de la structure initiale sans défaut. Les défauts étant couplés, il y a une levée de dégénérescence au

niveau des modes résonnants. Nous pouvons visualiser cela sur la figure 13 tirée des travaux de Bayindir et al. [Réf.]

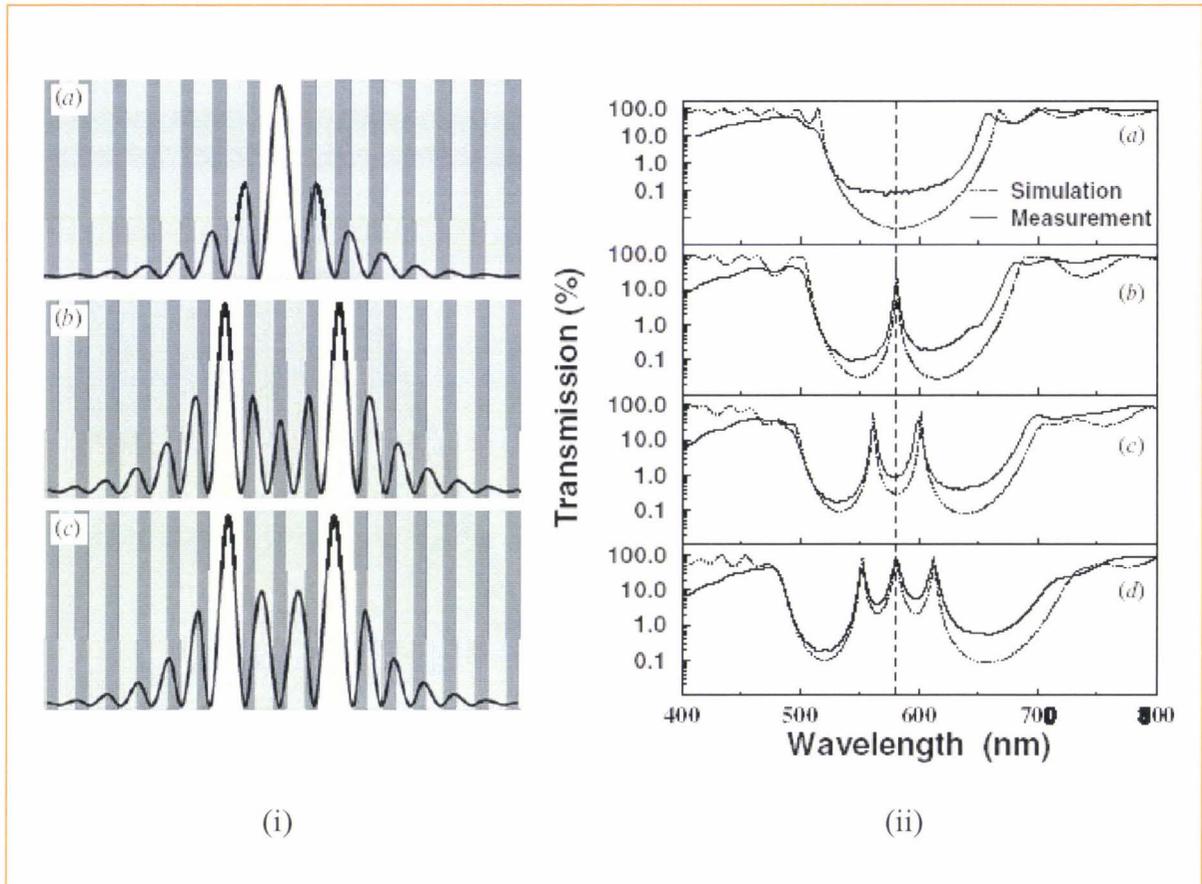


Fig. 13: Microcavités optiques couplées dans les PBG 1D d'après Bayindir et al [Réf.].
 (i (a)) champ électrique calculé pour le mode de défaut d'une cavité simple correspondant à la courbe de transmission (ii (b)). (i(b)) et (i(c)) champ calculé pour les deux modes de défauts découplés et correspondant aux deux pics de la figure (ii(c))

Après avoir présentée la transmission à travers des structures périodiques comprenant des cavités couplées réparties régulièrement, nous allons présenter le résultat spectaculaire sur les cavités couplées mais disposées de manières quasiment aléatoires. Nous avons présenté ce résultat sur la figure 14. Une quinzaine de défauts ont été insérées dans le PBG diélectrique.

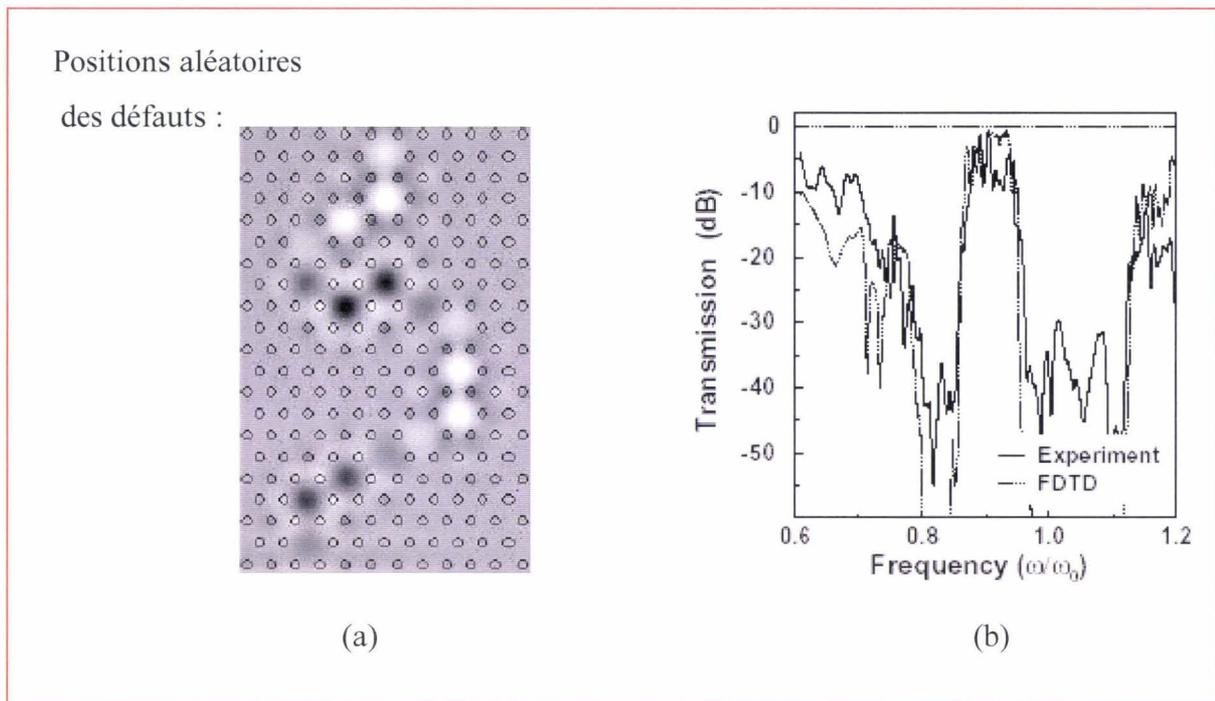


Fig. 14: Propagation par « hopping » à travers des microcavités couplées placées suivant une trajectoire en zig-zag (d'après [Bayindir 2])

Nous pouvons observer une bande passante relativement large correspondant aux modes de cavités découplés. La transmission est relativement bonne, l'onde pouvant se propager d'une cavité à l'autre car celles-ci sont couplées. Le trajet de l'onde est relativement sinueux, cependant le niveau de transmission demeure acceptable.

c) Le défaut manquant

A partir de ce phénomène, il a été démontré la possibilité d'utiliser ces structures pour réaliser un diviseur de puissance en Y en cassant la symétrie sur l'un des bras par un défaut manquant ! Sur la figure 15, nous avons représenté les coefficients de transmission sur chaque bras pour les deux structures. La brisure de symétrie implique un niveau de transmission plus élevée pour l'un des bras.

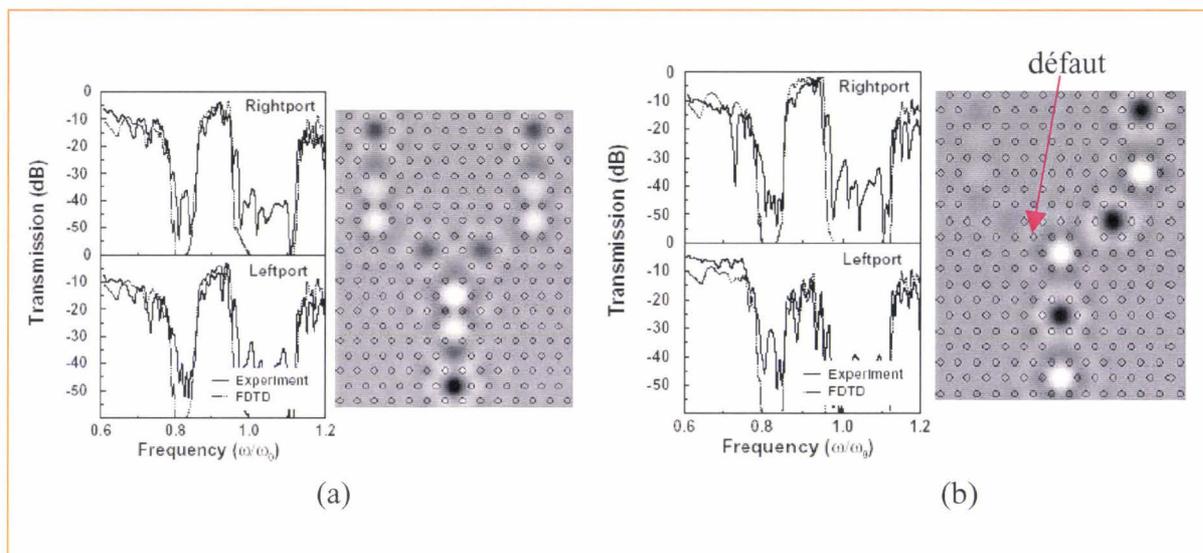


Fig. 15 : Diviseurs de puissance basés sur les cavité couplées : (a) structure symétrique ; (b) structure avec un défaut manquant

6. Méta-matériaux. Indice de réfraction négatif

a) Présentation des approches

Ce sont des matériaux particuliers qui présentent un indice de réfraction négatif. Pour créer ce type de matériaux, deux approches ont été envisagées. La première utilise les propriétés d'anisotropie des cristaux photoniques et nous l'avons appelé « approche Notomi » qui est l'un des chercheurs à l'avoir proposé [Kosaka 1]. La seconde approche est connue de manière théorique depuis plus d'une trentaine d'années puisque c'est V.G. Veselago [Réf.] qui s'est intéressé à ces matériaux de permittivité et perméabilité négative simultanément et ce n'est que très récemment qu'une équipe de l'Université de Californie a démontré expérimentalement un matériau composite possédant la propriété de la réfraction négative [Smith]. Cette approche fait l'objet de notre dernier chapitre dans ce manuscrit.

b) Effet superprisme dans les cristaux photoniques

Tout d'abord, nous allons présenter une vérification expérimentale de l'effet « superprisme », réalisé par Kosaka et al., et basée sur l'anisotropie des cristaux photoniques. Comme nous pouvons le constater sur la figure 16, la sélection spatiale de la longueur d'onde est très forte puisque deux signaux incidents sous le même angle sont déviés avec un écart de plus de 50° entre eux par le cristal photonique. Le pouvoir de séparation est ici 500 fois plus fort que pour des prismes conventionnels. L'explication de ce comportement est liée à la surface de dispersion dans les cristaux qui peut avoir une allure particulière avec des rayons de courbure qui varient fortement suivant l'angle d'incidence si l'on considère une coupe plane pour une isoénergie. Ceci est illustré sur les figures 16 et 17.

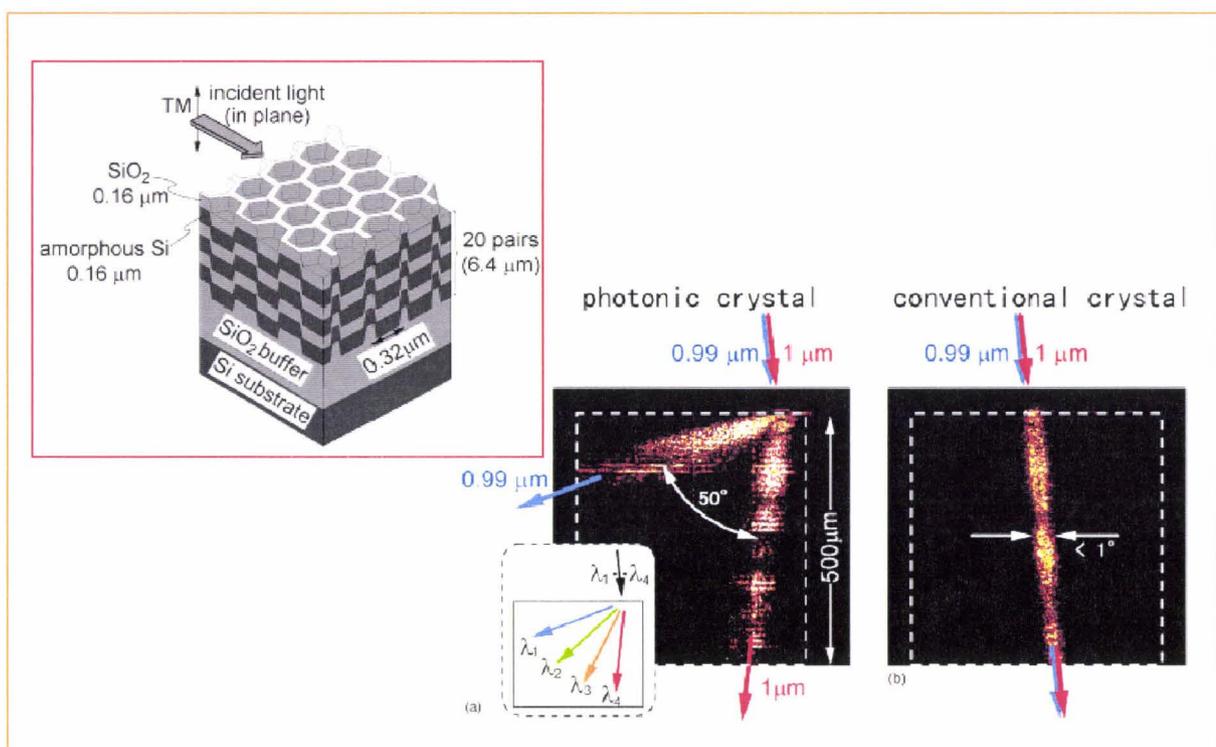


Fig. 16 : Démonstration expérimentale, à partir du cristal photonique représenté dans l'insert, de l'effet superprisme (d'après Kosaka et al. [Réf.]). Un rayon incident comprenant deux signaux à des longueurs d'onde différentes est envoyé sur le cristal photonique (a) et sur un wafer de silicium (b). Nous voyons clairement la séparation spatiale des deux longueurs d'onde par le cristal photonique fortement anisotrope et dépendant de la fréquence.

Sur la figure 17 sont représentées les surfaces de dispersion dans un cristal classique et dans un cristal photonique. A partir de ces surfaces, les auteurs ont défini trois indices analogues à des indices de réfraction afin de pouvoir interpréter de manière simple cet effet de superprisme. Les indices sont tout d'abord l'indice de phase n_p en rapport avec la vitesse de phase, puis l'indice de groupe n_g en relation avec la vitesse de groupe et enfin un nouvel indice appelé l'indice « fan » noté n_f caractéristique de la divergence du faisceau car il dépend directement du rayon de courbure de la courbe de dispersion sur une surface isoénergie.

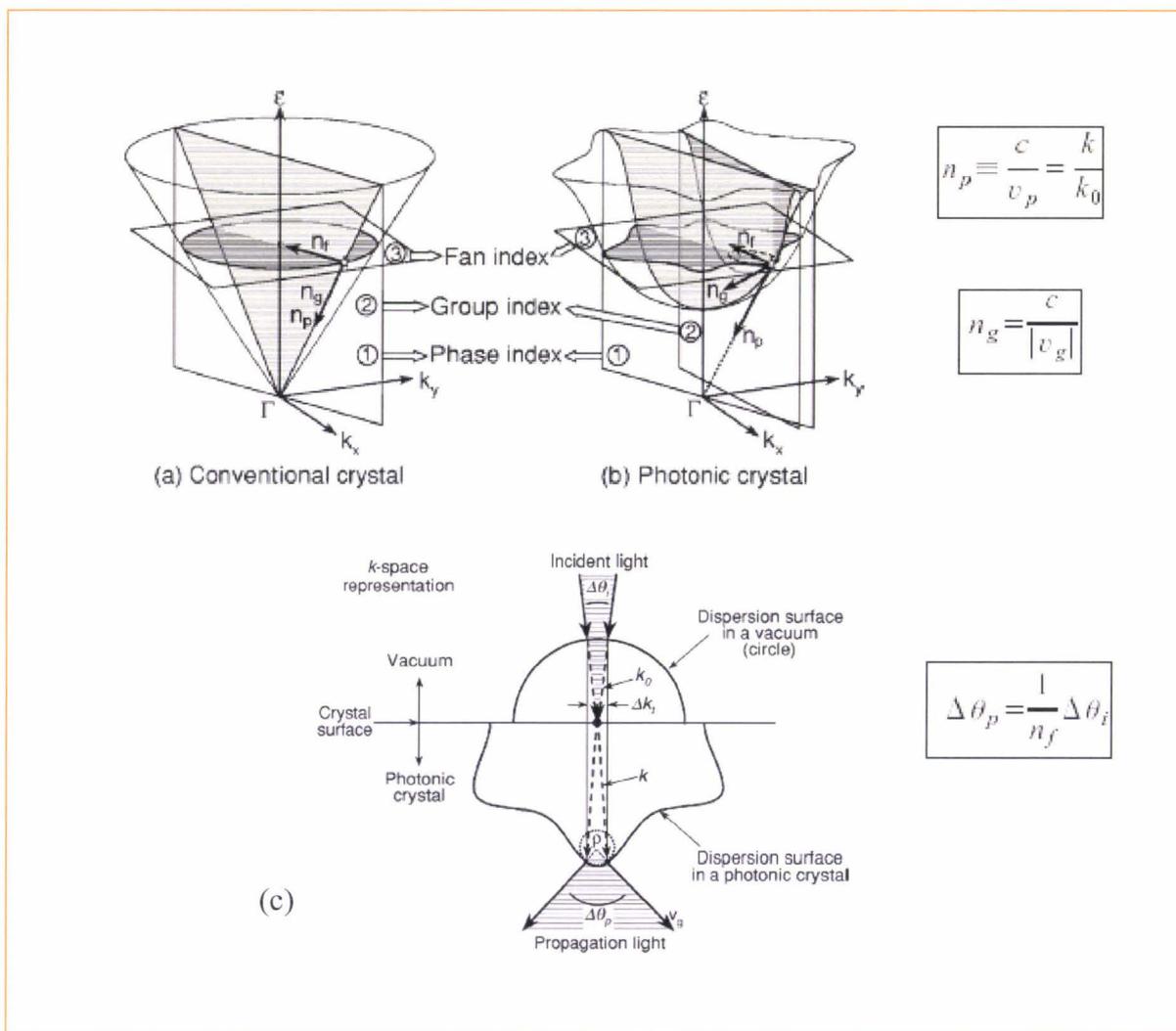


Fig. 17 : Représentation dans l'espace des phases de la structure de bande pour : (a)un cristal conventionnel et (b) pour un cristal photonique. (c) coupe suivant un plan isoénergie et définition de l'indice fan à partir de la divergence des faisceaux. [Kosaka]

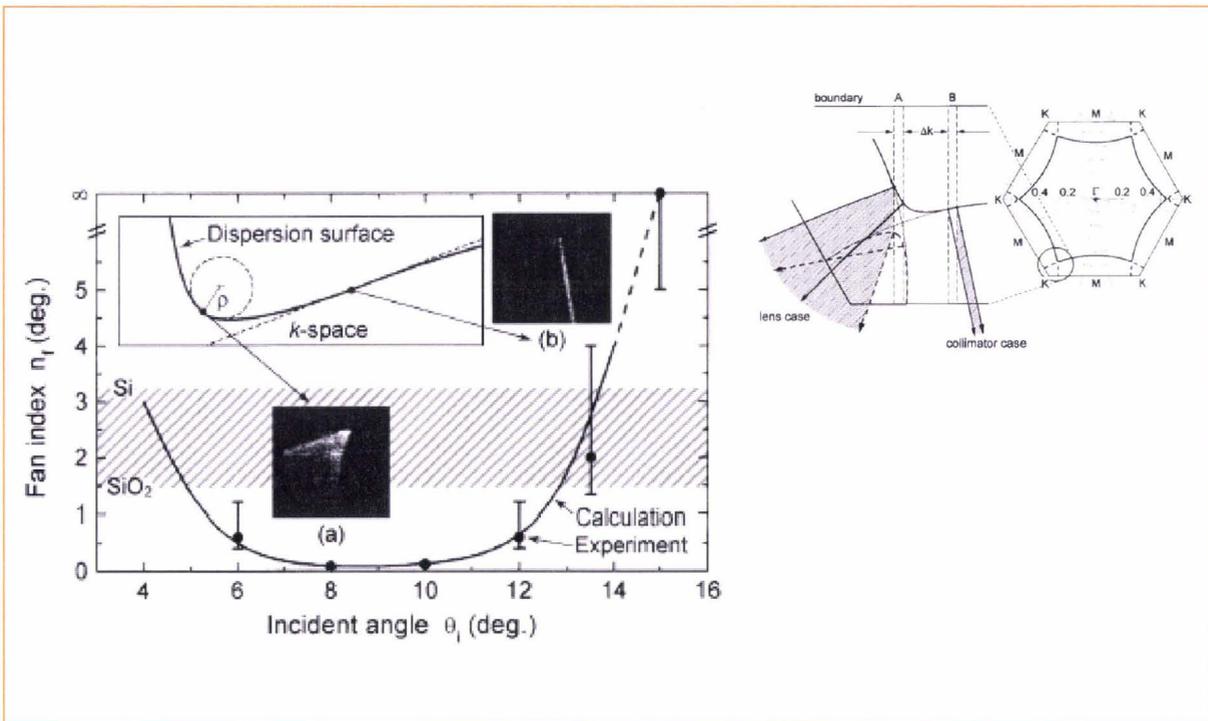


Fig. 18: L'indice fan n_f peut prendre des valeurs dans un intervalle très grand pour des faibles variations de l'angle d'incidence [Kosaka].

Sur la figure 18 est représenté l'indice fan n_f en fonction de l'angle d'incidence. Cette peut prendre des valeurs dans un intervalle beaucoup plus grand que ne peut le faire l'indice de phase par exemple.

Les applications pour ces structures sont prometteuses en particulier pour le démultiplexage. Afin d'améliorer la propagation des faisceaux divergents en sortie, il est envisagé d'utiliser des guides de propagation à base de cristaux photoniques à défaut linéique.

c) Indice réfraction négatif dans les cristaux photoniques

Certains matériaux à base de cristaux photoniques présentent un indice de réfraction négatif. Le rayon réfracté se situe du même côté de la normale que le rayon incident. Ceci est illustré sur la figure 19 (d'après [Notomi]).

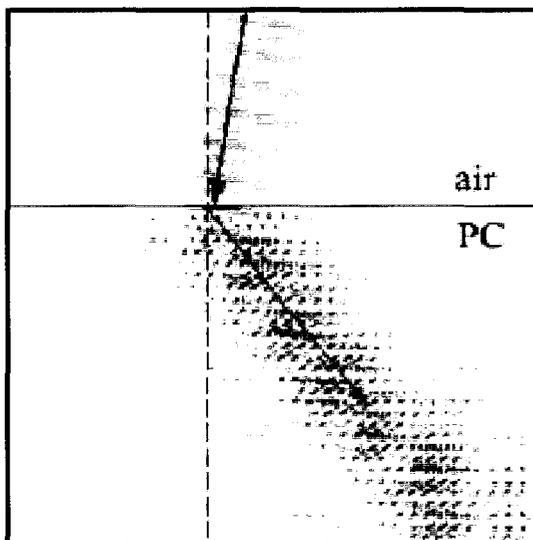


Fig. 19 : Simulation d'un cristal photonique présentant un indice de réfraction négatif. Le rayon incident est réfracté du même côté de la normale à l'interface que le rayon incident.

C. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté différents domaines où les structures périodiques jouent un rôle important et qui ne cesse de croître. Etant donnée l'extrême diversité des applications offertes par ces structures, nous avons fait le choix de nous intéresser en particulier à trois fonctions principales que nous allons étudier dans la suite de ce manuscrit. Il s'agit du filtrage, du rayonnement et de la propagation et le domaine choisi est celui des hyperfréquences.

Des applications en hyperfréquences ont été envisagées par l'intermédiaire de ces structures périodiques et certaines seront étudiées plus en détail. Le second domaine d'application est l'optique qui n'est pas approfondi dans les chapitres suivants, mais qu'il fallait absolument évoquer au vu des applications potentielles. Des études sont actuellement en cours dans notre groupe de recherche sur les applications en DWDM (filtres add-drop) à $1.55\mu\text{m}$ (Programme RMNT-Cripoint).

Nous avons présenté par exemple quelques applications originales notamment en ce qui concerne la propagation par l'intermédiaire des cavités couplées et le laser PBG. Nous insistons sur la place qu'occupe la notion de défaut dans ces structures qui est capable de transformer complètement la fonction première réalisée par la structure périodique.

Les cristaux photoniques possèdent toutefois des propriétés extrêmement intéressantes comme c'est le cas pour les matériaux présentant l'effet superprisme ou plus généralement les effets d'ultraréfraction.

Références bibliographiques :

[Bayindir] M. Bayindir, C. Kural and E. Ozbay

“Coupled optical microcavities in one-dimensional photonic bandgap structures”

J. Opt. A: Pure Appl. Opt.,

Vol. 3, p.184-189 PII 2001

[Brillouin] L. Brillouin et M. Parodi,

"Propagation des ondes dans les milieux périodiques",

Paris, Masson, 1956.

[Brown] E. R. Brown and O. B. McMahon,

« High zenithal directivity from a dipole antenna on a photonic crystal »,

Applied Physics Letters,

Vol. 68, No. 9, p. 1300-1302, 1996.

[Chutinan] Alongkarn Chutinan, Makoto Okano and Susumu Noda

“Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs”

Applied Physics Letters,

Vol. 80, No. 10, p. 1698-1700, 2002.

[Danglot] J. Danglot

“Dispositifs microondes et optiques à base de matériaux à gaps de photons”

Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille 1, 2001

[de la Rue] R. de la Rue, C. Smith

« Photonics : On the threshold of success »

Nature

Vol. 408 (6813), p. 653, 655-656, 2000.

[de Lustrac] A. de Lustrac, F. Gadot, E. Akmansoy, T. Brillat

“High-directivity planar antenna using controllable photonic bandgap material at microwave frequencies”

Applied Physics Letters

Vol. 78, No 26, p. 4196-4198, 2001.

[Dowling] J.P. Dowling

adresse web sur les PBG: www.pbglink.com/bibliography.html

[Elamaram] B. Elamaram, I.M. Chio, L.Y. Chen, J.-C. Chiao

« A beam-steerer using reconfigurable PBG ground plane »

IEEE MTT Symposium Digest, p.835-838, 2000

[Erro] M. J. Erro, M. A. G. Laso, T. Lopetegi, D. Benito, M. J. Garde, and M. Sorolla.

“Analysis and Design of Electromagnetic Crystals in Microstrip Technology using a Fiber Grating Model”

Quantum electronics, 2002

[Fernandez 1] M. Fernandez Diego

“Nonlinear transmission lines for frequency multiplier applications”

Thèse de doctorat de l'université des sciences et techniques de Lille I, juillet 2001

[Gonzalo 1] R. Gonzalo, I. Ederra, C.M. Mann and P.De Maagt

“Radiation properties of terahertz dipole antenna mounted on photonic crystal”

Electronics Letters

Vol. 37, No 10, p. 613-614, 2001.

[Gonzalo 2] R. Gonzalo, B. Martinez, P. de Maagt and M. Sorolla, "Improved patch antenna performance by using bandgap substrates",

Microwave and Optical Technology Letters,

Vol. 24, No. 4, p. 213-15, 2000.

[Joannopoulos 1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn,

“Photonic Crystals: Molding the flow of light”,

Princeton University Press, 1995.

[Joannopoulos 2] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. Fan,
“Photonic crystals: putting a new twist on light,”
Nature 386, 143-9 (1997).

[Ha] Y.K. Ha, Y.C. Yang, J.E. Kim, H.Y. Park, C.S. Kee, H. Lim, J.C. Lee
“Tunable omnidirectional reflection bands and defect modes of a one-dimensional photonic
band gap structure with liquid crystals”
Applied Physics Letters
Vol. 79, p. 15-17, 2001.

[He] S. He, C.R. Simovski, and M. Popov
“An explicit and efficient method for obtaining the radiation characteristics of wire antennas in
metallic photonic bandgap structures”
Microwave and Optical Technology Letters
Vol. 26, No. 2, p. 67-73, 2000

[Horii] Y. Horii, M. Tsutsumi
“Harmonic Control by Photonic Bandgap on Microstrip Patch Antenna”
IEEE Microwave and Guided Wave Letters
Vol. 9, No. 1, p. 13-15, 1999.

[Kosaka 1] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki
Tamamura, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami
“Superprism phenomena in photonic crystals”
Physical Review B,
Vol. 58, No. 16, p.10096-10099, 1998.

[Kosaka 2] Hideo Kosaka, Akihisa Tomita, Takayuki Kawashima, Takashi Sato, and Shojiro
Kawakami
“Splitting of triply degenerate refractive indices in photonic crystals”
Physical Review B,
Vol. 62, No. 3, p.1477-1480, 2000.

[Kosaka 3] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami

“Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependant angular beam steering”

Applied Physics Letters,

Vol. 74, No. 10, p. 1370-1372, 1999.

[Kosaka 4] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami

“Self-collimating phenomena in photonic crystals”

Applied Physics Letters, Vol. 74, No. 9, p. 1212-1214, 1999.

[Martin] F. Martin, F. Falcone, J. Bonache, T. Lopetegi, M.A.G. Laso, M. Sorolla

“New periodic-loaded photonic bandgap coplanar waveguide with complete spurious passband suppression”

IEEE Microwave and Wireless Components Letters, (à paraître)

[Martorell] J. Martorell, R. Vilaseca, and R. Corbalán,

“Second harmonic generation in a photonic crystal,”

Applied Physics Letters

Vol. 70, p.702-704, 1997.

[Noda] S. Noda, A. Chutinan and M. Imada,

« Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure », Nature

Vol. 407, No. 6804, pp. 608-10, 2000.

[Notomi] M. Notomi

“Negative Refraction in Photonic Crystals”

Optical and Quantum Electronics, Vol. 34, p. 133-143, 2002.

[PECS 2002] International Workshop on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures

Los Angeles, California, USA, October 28-31, 2002

[Radisic] V. Radisic, Y. Qian, R. Coccioli, and T. Itoh,
“Novel 2-D photonic Bandgap structure for microstrip lines”
IEEE Microwave and Guided Wave Letters,
Vol. 8, No. 2, p. 69-71, 1998

[Sievenpiper] D. Sievenpiper, L. Zhang, R.F.J. Broas, N.G. Alexopolous and E. Yablonovitch
“High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band”
IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques,
Vol. 47, No 11, p. 2059-2074, 1999

[Soukoulis] C. M. Soukoulis, « Photonic Band Gap Materials », Kluwer Academic Publishers
(1996).

[Smirnova] E.I. Smirnova, C. Chen, M.A. Shapiro, J.R. Sirigiri, R.J. Temkin
“Simulation of photonic band gaps in metal rod lattices for microwave application”
Journal of Applied Physics,
Vol. 91, No. 3, 2002

[Smith] R.A. Shelby, D.R. Smith, S. Shultz
“Experimental verification of a negative index of refraction”
Science
Vol. 292, p. 77-79, 6 april 2001

[Thévenot] M. Thévenot, C. Cheype, A. Reneix, B. Jecko
“Directive photonic band gap antennas”
IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques
Vol. 47, p. 2115, 1999

[Veselago] V.G. Veselago
“The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ”
Soviet Physics Uspekhi,
Vol. 10, No. 4, 1968

[Yablonovitch 1] E. Yablonovitch,

"Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics",
Physical Review Letters,
Vol. 58, No. 20, pp. 2059-62, 1987.

[Yablonovitch 2] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung,
"Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms",
Physical Review Letters, Vol. 67, No. 17, pp. 2295-8, 1991.

[Yang] F. Yang and Y. Rahmat-Samii
"A low-profile circularly polarized curl antenna over an electromagnetic bandgap (EBG)
surface"
Microwave and Optical Technology Letters
Vol. 31, No. 4, p. 264-267, 2001

[Yeh] P. Yeh
"Optical waves in layered media"
Wiley, 1991

[Zhou] W. D. Zhou, J. Sabarinathan, B. Kochman, E. Berg, O. Qasaimeh, S. Pang and P.
Bhattacharya,
« Electrically injected single-defect photonic bandgap surface emitting laser at room
temperature" »,
Electronics Letters,
Vol. 36, No. 18, pp. 1541-2, 2000.

CHAPITRE II :
STRUCTURES PERIODIQUES OU QUASI-PERIODIQUES
POUR LE FILTRAGE

Chapitre II. Structures périodiques ou quasi périodiques pour le filtrage.

La fonction de filtrage est essentielle dans les applications micro-ondes et notamment pour les systèmes de télécommunication. C'est pourquoi nous consacrons un chapitre à l'étude de cette fonction en introduisant de nouvelles structures. La première partie a pour objet l'étude des structures périodiques, que nous appellerons filtres PBG (Photonic Band Gap). Dans la seconde partie, nous présenterons les éléments passifs incluant le filtre de conception classique mais utilisé dans un circuit monolithique pour la multiplication de fréquence en gamme millimétrique. Nous nous intéresserons dans la dernière partie aux filtres classiques en proposant cependant des topologies nouvelles, telles que la structuration double-face ou l'utilisation de substrats à très haute permittivité. Le point commun entre ces deux approches sera une étude précise des contrastes de permittivités effectives et d'impédances associées, nécessaires pour créer la fonction de filtrage, en fonction des technologies employées. Dans ces deux cas, les objectifs sont l'amélioration des performances, suppression des bandes harmoniques et/ou taux de réjection des bandes coupées par exemple, ainsi que la compacité.

A. Filtres PBG

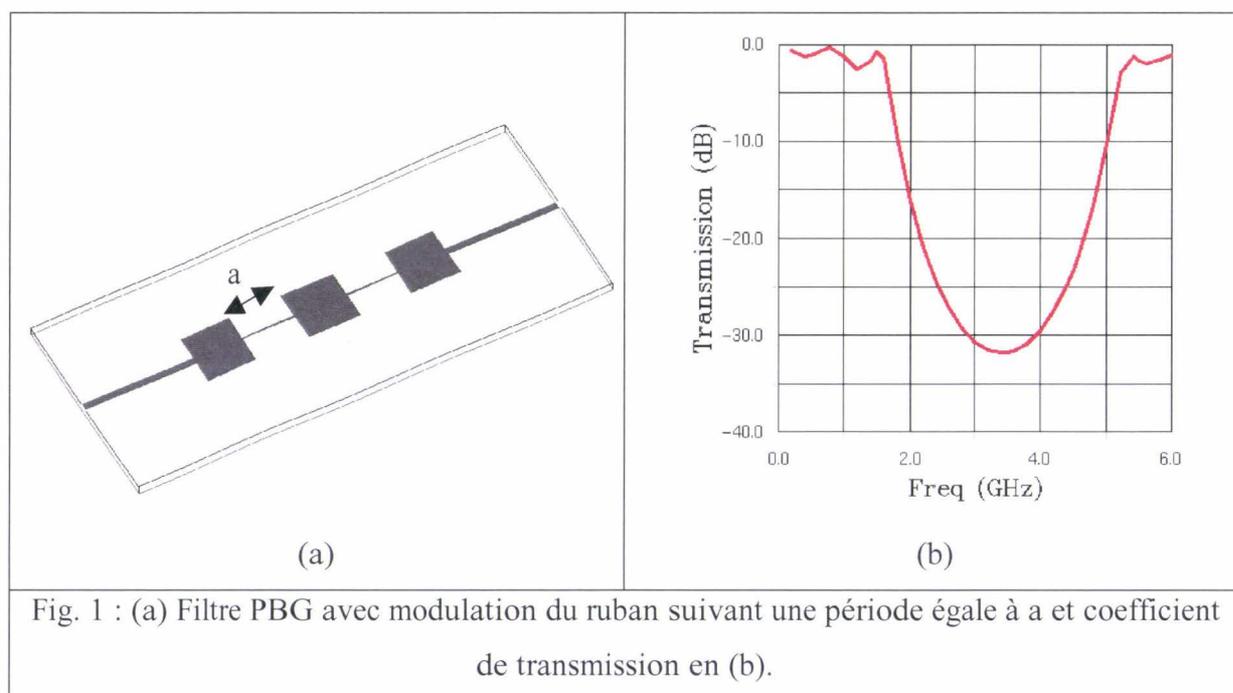
L'acronyme PBG est très largement employé dans la littérature pour désigner des structures périodiques fonctionnant dans diverses gammes de fréquence allant des micro-ondes à l'optique. Pour les micro-ondes, cette appellation est utilisée de manière abusive et dans ce cas l'acronyme EBG (Electromagnetic Band Gap) semble plus approprié.

Dans cette partie, nous allons étudier essentiellement des filtres périodiques en technologie micro-ruban. Ce choix est dicté par la maturité de la technologie et sa simplicité d'accès dans la gamme de fréquence que nous allons étudier. Nous pourrions ainsi trouver dans la littérature des premières applications des concepts des matériaux à bande interdite électromagnétique dans le cas de technologies coplanaires voire de type fin-line. Si le fait de moduler la largeur du ruban d'une ligne micro-ruban pour modifier localement l'impédance

caractéristique du dispositif n'est pas nouveau, nous allons voir dans la suite comment les concepts des EBG nous permettent de revisiter ces approches en les enrichissant dans le but d'optimiser les caractéristiques de filtrage. Plusieurs possibilités sont envisagées : (i) la première consiste à affecter la périodicité sur la largeur du ruban, sur le substrat, ou sur le plan de masse uniquement ; (ii) La seconde est obtenue par combinaison de ces solutions avec par exemple la modulation simultanée du ruban et du plan de masse.

1. Modulation de la largeur du ruban

Une première structure périodique de filtrage est obtenue en modulant la largeur du ruban. C'est une méthode classique de modulation à saut d'impédance.



Nous pouvons voir un exemple sur la figure 1 (a) représentant un filtre à 5 sections, où la largeur du ruban varie de manière abrupte entre deux valeurs w_H et w_L suivant une période a . De part et d'autre, des accès de type 50Ω sont utilisés pour la caractérisation. La longueur de chacune des sections est identique et égale à une demi période : $l_H=l_L=a/2$. Cette égalité n'est pas nécessaire, comme nous le verrons dans la partie suivante. Les sections de largeur w_H et w_L correspondent aux sections à haute et basse impédances caractéristiques respectivement. Typiquement la plage des impédances caractéristiques utilisées en technologie micro-ruban est comprise entre 20Ω et 90Ω .

Toujours dans le même ordre d'idée, un autre exemple de filtre PBG est le filtre de Bragg. D'une manière générale, il est obtenu à partir d'une succession périodique de deux sections suivant la série ABABA... , mais avec la particularité suivante : chaque section a une longueur égale à $\lambda_g/4$ où λ_g représente la longueur d'onde guidée dans la ligne.

La détermination des grandeurs caractéristiques, largeurs des lignes et impédances associées se fait de la manière suivante. Le calcul de la permittivité relative effective se fait pour chacune des deux largeurs de section à partir des relations de Hammerstadt reportées dans le paragraphe suivant. Les longueurs de chaque section sont déduites pour une fréquence donnée. La fréquence utilisée pour les calculs correspond à la fréquence centrale f_1 de la première bande interdite. Le filtre obtenu possède alors un gabarit constitué par une succession de bandes passantes et de bandes interdites, avec une première bande passante aux basses fréquences puis une bande interdite centrée sur f_1 et ainsi de suite. Les suivantes sont centrées sur les harmoniques $n*f_1$ de la fréquence initiale.

A titre d'illustration, la figure 1(b) présente le spectre de transmission associé au design de filtre à 5 sections de la figure 1(a). La fréquence centrale est celle pour laquelle la longueur d'onde guidée est égale à deux fois la période géométrique du filtre qui est composée d'une section à basse et d'une section à haute impédance caractéristique. Dans le cas présenté ici, chaque section équivaut sans y être égale à $\lambda_g/4$ et une période correspond à $\lambda_g/2$. La profondeur de bande est ici directement dépendante du nombre de sections et donc de la longueur du filtre. Parmi les critères que nous allons à présent optimiser, signalons non seulement cette réjection maximale, le niveau de l'ondulation en bande, la raideur des transitions, l'élargissement de la bande interdite voire l'élimination des bandes supérieures.

Dans les deux cas qui vont suivre, la largeur du ruban sera conservée par opposition à la première structuration présentée. L'intérêt du filtre PBG est de diminuer essentiellement les pertes par rayonnement qui ont pour origine les discontinuités du ruban. Ces pertes sont d'autant plus élevées que la discontinuité est forte. Deux possibilités vont être étudiées afin de réaliser la modulation de permittivité nécessaire pour obtenir un filtre. La première consiste à usiner le substrat et la seconde à usiner le plan de masse. Dans les deux cas, la largeur de la ligne microruban sera choisie comme celle d'une ligne d'impédance caractéristique égale à 50Ω .

2. Usinage du substrat

La permittivité effective relative d'une ligne micro-ruban est directement reliée à la permittivité du substrat (formules de Hammerstadt). Par conséquent la modification directe de la permittivité sur certaines sections de la ligne permet de réaliser un filtre. La figure 2 donne un exemple de cette topologie. Le substrat est percé de manière périodique alors que le plan de masse n'est pas modifié. Cela équivaut à attribuer deux valeurs à la permittivité relative du « substrat » : 1 (celle du vide) et ϵ_r .

$$\epsilon_{\text{reff}} = (\epsilon_r + 1) / 2 + [(\epsilon_r - 1) / 2] \cdot f(w/h)$$

$$\text{avec } f\left(\frac{w}{h}\right) = \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-1/2} + 0.04 \left(1 - \frac{w}{h}\right)^2 \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1$$

$$\text{ou } f\left(\frac{w}{h}\right) = \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-1/2} \quad \text{si } \frac{w}{h} > 1$$

(1) Formules de Hammerstadt sur la permittivité relative effective pour une ligne microruban réalisée sur un substrat de permittivité relative ϵ_r , de hauteur h et de largeur de ruban w .

$$Z_c = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_e}} \text{Log}\left(\frac{8h}{w} + 0.25 \frac{w}{h}\right) \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1$$

$$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \left(\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \text{Log}\left(\frac{w}{h} + 1.444\right)\right)^{-1} \quad \text{si } \frac{w}{h} > 1$$

où $Z_0 = 120\pi = 377\Omega$ est l'impédance du vide

(2) Formules de Hammerstadt sur l'impédance caractéristique

L'étude du comportement fréquentiel de ce type de filtre peut se faire sur des logiciels de type circuits tel que ADS (de Agilent) ou de type électromagnétique tel que HFSS (de Ansoft). Il est également intéressant de combiner ces deux logiciels afin d'optimiser le temps de calcul pour les filtres périodiques. Sous ADS, il est possible d'utiliser des modèles de lignes microruban représentant les deux types de section. Ces sections se différencient par la valeur de la permittivité relative. Le calcul sous ADS est très rapide (quelques secondes). Néanmoins, il peut manquer parfois de précision puisque sous ADS, la section droite d'un

tronçon de ligne ne permet pas de tenir compte du caractère fini du diamètre du trou dans le substrat. L'étude avec le logiciel HFSS pallie cette difficulté en apportant des résultats plus précis. La contrepartie est un temps de calcul beaucoup plus long (plusieurs dizaines de minutes). De plus à chaque modification de la structure, aussi petite soit elle, il faut refaire un calcul complet. Cependant pour une structure périodique, il est relativement aisé de combiner les avantages des deux logiciels. La démarche à suivre est la suivante. Dans un premier temps, il faut simuler une cellule unité correspondant à une période du filtre sous le logiciel HFSS. Cette cellule possède deux ports. La matrice S de cette cellule unité est ensuite exportée vers le logiciel ADS. La cellule unité est alors une « boîte noire » contenant toutes les informations. C'est donc en cascadeant un certain nombre N de ces boîtes noires sous ADS que nous sommes désormais capables de réaliser n'importe quel filtre dont l'ordre dépend directement de N. Il n'a fallu pour cela simuler qu'une seule cellule unité sous HFSS, d'où le gain en précision et en temps de calcul. Ce gain en temps de calcul est d'autant plus important que les structures sont grandes, car HFSS est un logiciel basé sur la méthode des éléments finis. Signalons enfin que cette démarche peut s'appliquer à un grand nombre de structures périodiques.

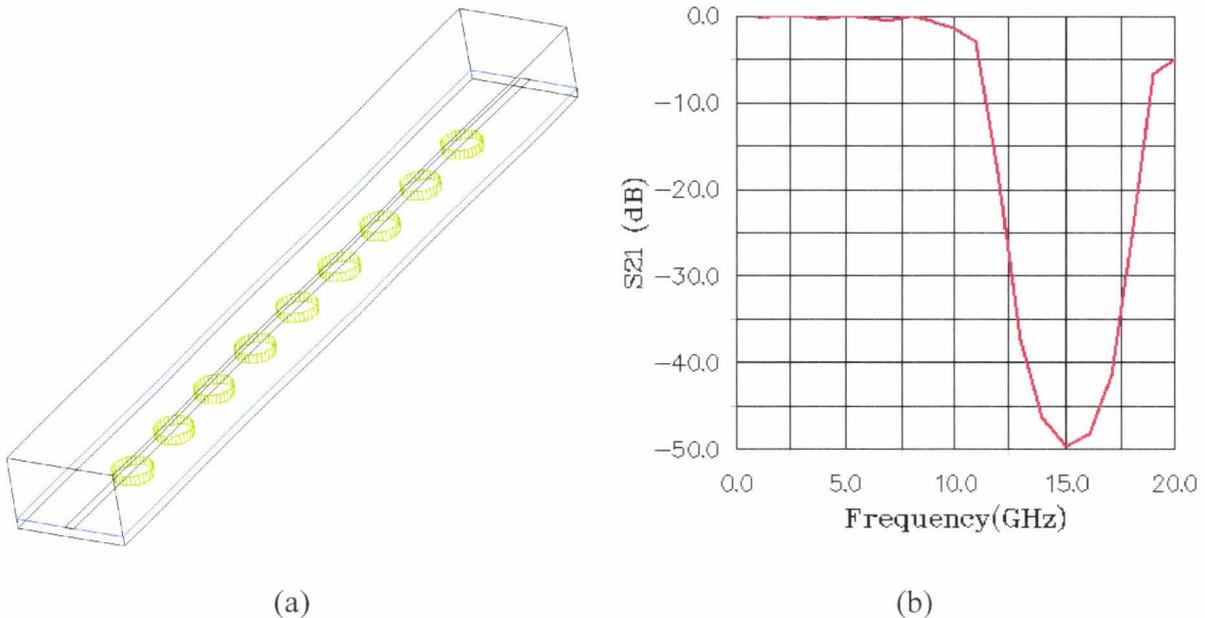


Fig. 2 : Filtre PBG microruban à substrat usiné : Schéma (a) et coefficient de transmission (b).

En préambule précisons que le filtre à substrat usiné a été étudié uniquement de manière théorique et n'a pas fait l'objet de réalisations compte tenu des difficultés technologiques. Lors des simulations, le substrat possède les caractéristiques suivantes :

hauteur $h=635\mu\text{m}$ et permittivité relative $\epsilon_r=10.2$. Cette permittivité a une valeur élevée pour obtenir un contraste important entre les deux types de section. La largeur du ruban est $w_{50\Omega}=0.6\text{mm}$. Par conséquent, les sections où le substrat n'est pas percé ont une impédance caractéristique égale à 50Ω . Les sections percées ont une impédance caractéristique supérieure. La valeur maximale accessible est dans ce cas égale à 87Ω , mais d'une manière générale, elle est obtenue en prenant $\epsilon_r=1$ dans les formules de Hammerstadt ce qui équivaut à donner la valeur 1 à ϵ_{reff} .

Nous remarquons que la modulation aussi bien de permittivité que d'impédance n'est pas très élevée, mais malgré cela le niveau de réjection peut-être relativement important (-50dB) à condition de cascader suffisamment de cellules élémentaires (une dizaine de cellules). Cette faible modulation explique également la « relative » étroitesse de la bande interdite qui est de l'ordre de 6GHz à -20dB, soit 40% par rapport à la fréquence centrale ($f_0=15\text{GHz}$). Nous pouvons remarquer également une faible ondulation en bande passante qui s'explique par la faible modulation.

3. Usinage du plan de masse

La solution d'usinage du plan de masse va nous permettre d'élargir les domaines d'impédance accessibles et de diminuer les contraintes technologiques imposées par l'usinage du substrat. Plusieurs groupes de part le monde ont privilégié cette démarche, notamment l'équipe de T. Itoh [Radisic] et de M. Sorolla de l'Université de Pampelune [Lopetegi]. La largeur du ruban est toujours celle d'une ligne 50Ω et le substrat n'est pas modifié. Seul le plan de masse est usiné. Cette structure présente un grand avantage à savoir la facilité de réalisation, contrairement au cas où usiner le substrat semble plus difficile à mettre en œuvre dans la gestion des plans métalliques par exemple. Le plan de masse est percé de trous de façon périodique comme nous pouvons le voir sur la figure 3. Les trous peuvent avoir une forme circulaire ou rectangulaire. Lorsque le rayon du trou est relativement grand par rapport à la largeur du ruban, on peut l'assimiler à un trou de forme rectangulaire.

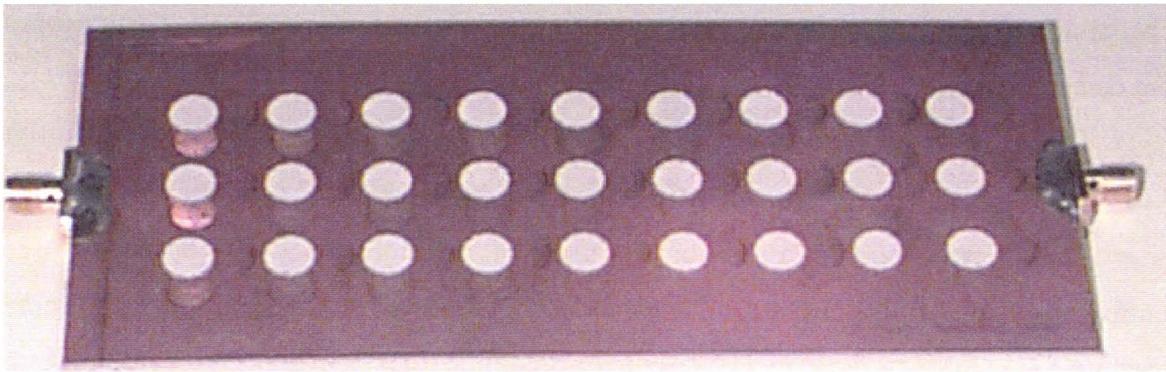


Fig. 3 : Filtre micro-ruban avec plan de masse usiné périodiquement.

L'intervalle des impédances caractéristiques accessibles a également une borne égale à 50Ω lorsque le largeur du ruban est choisie de telle manière à ce que les sections non-usinées possèdent une impédance caractéristique égale à 50Ω . Pour le deuxième type de section, où le plan de masse est percé, l'impédance caractéristique est plus élevée. Et elle est d'autant plus élevée que le trou sur le plan de masse est large. Ceci est illustré sur la figure 4, où nous avons représenté le champ électrique. Les lignes de champ sont moins concentrées sous le ruban, ce qui a pour effet de diminuer la capacité linéique de la ligne.

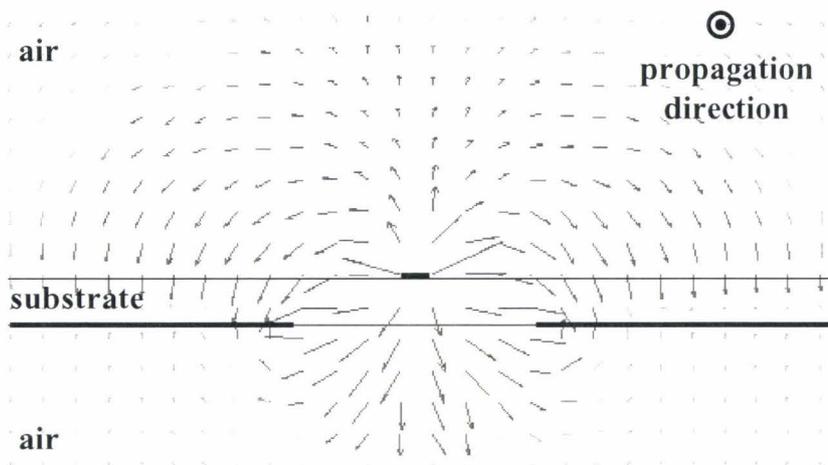


Fig. 4 : Carte de champ électrique pour un tronçon de ligne où le plan de masse est troué

Il est donc possible avec cette topologie de concevoir des lignes à impédance caractéristique supérieure à 100Ω . Ceci est illustré sur les figures 5 et 6, sur lesquelles sont représentées successivement la permittivité relative effective de la ligne et l'impédance caractéristique associée en fonction du rayon des ouvertures effectuées dans le plan de masse. Le simple fait d'atteindre des valeurs de Z_c élevées nous permet de penser à un gain possible en compacité. Ceci est dû au fait que pour réaliser un élément inductif, la longueur de section

à haute impédance caractéristique est d'autant plus courte que Z_c est élevée. Cette propriété sera davantage exploitée dans la troisième partie de ce chapitre.

Pour cette réalisation, nous avons choisi d'utiliser un substrat à haute permittivité. C'est le RT-Duroid 6010 de hauteur $h=1.27\text{mm}$ et $\epsilon_r=10.2$. Le ruban a une largeur $w_{50\Omega}=1.2\text{mm}$. La période de la structure est $a=14.1\text{mm}$ et correspond à la distance entre les centres des trous. Le diamètre des trous est choisi égal à $d=a/2$ soit $d=7.05\text{mm}$. Une première structure a été réalisée avec trois rangées de trous comme nous pouvons le voir sur la figure 3.

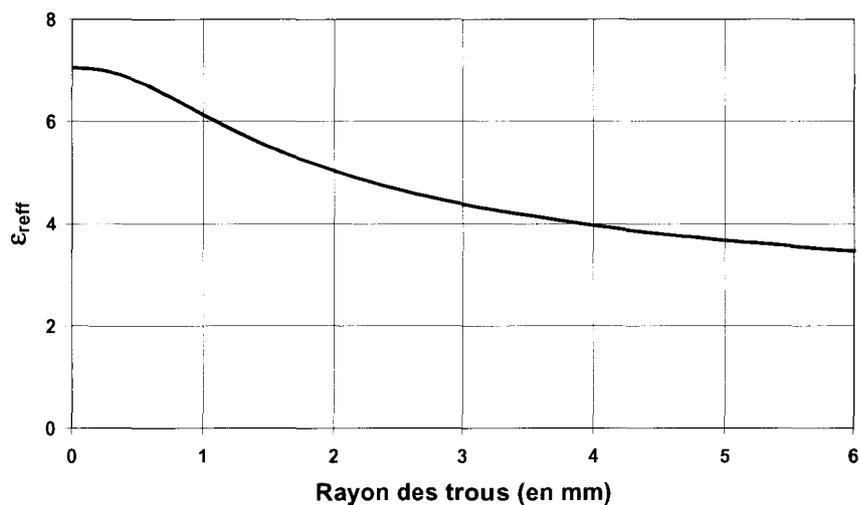


Fig. 5 : Permittivité effective relative de la ligne à $f=4$ GHz (d'après Lopetegi).

Néanmoins, nous verrons que la concentration du champ électromagnétique sous le ruban est telle qu'une seule rangée de trous percés sous la ligne est suffisante [Falcone]. Ainsi, les résultats théoriques expérimentaux obtenus pour une ou trois rangées sont quasiment superposables dans la bande de fréquence utile étudiée, pour laquelle le substrat présente de bonnes qualités d'un point de vue pertes, par exemple. Les prototypes que nous présentons ici ont été fabriqués dans le groupe de M. Sorolla à l'Université de Pampelune et caractérisés à l'IEMN.

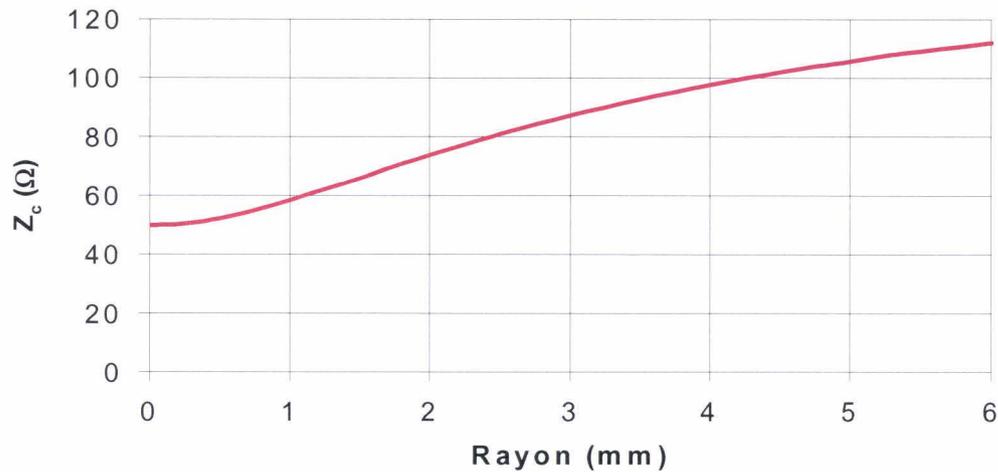


Fig. 6 : Impédance caractéristique en fonction du rayon du trou à $f=4\text{GHz}$ (d'après Lopetegi)

Sur les figures 7 et 8 sont représentés, les coefficients de réflexion et de transmission d'un filtre à plan de masse usiné avec 9 trous consécutifs. Les mesures ont été effectuées avec un analyseur vectoriel HP 8520. Les simulations ont été réalisées sous HFSS. Il y a relativement un bon accord entre les simulations et les mesures. Les principales tendances sont respectées bien qu'un léger décalage pouvant provenir d'un écart entre les valeurs théoriques et expérimentales des diamètres des trous ou de la permittivité du substrat soit apparent notamment au niveau des résonances du paramètre S_{11} . La fréquence de coupure est $f_c=3.4\text{GHz}$ et la fréquence centrale de la première bande interdite est $f_1=4.4\text{GHz}$. Conceptuellement, le filtre obtenu est de type passe-bas et ce jusqu'à f_1 . Néanmoins au vu des bandes successives, l'appellation réjecteur de bande serait plus appropriée.

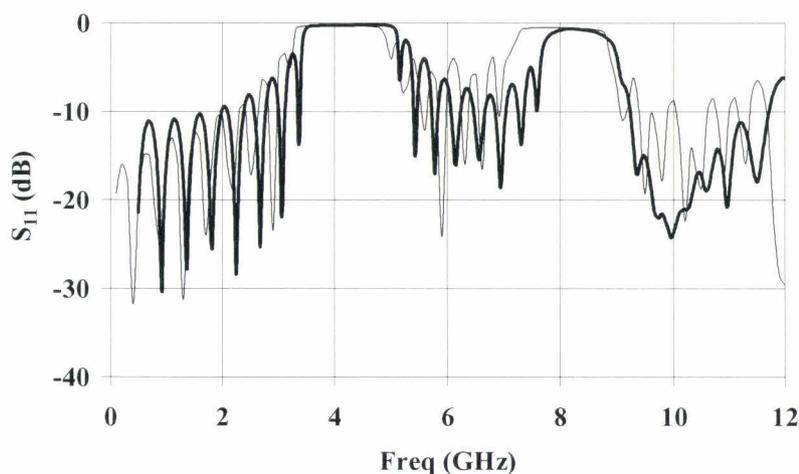


Fig. 7 : Coefficient de réflexion d'un filtre à plan de masse percé de 9 trous.
Simulation (trait fin), Mesure (trait épais).

Il est à noter que les simulations présentées incluent les pertes dues au substrat avec les données fournies par le fabricant. Les niveaux de transmission obtenues expérimentalement et leur décroissance continue en fonction de la fréquence attestent néanmoins de la bonne qualité des prototypes fabriqués puisque très proches de ceux obtenus par simulation. Nous reviendrons de manière plus globale sur ce terme de pertes dans le paragraphe suivant.

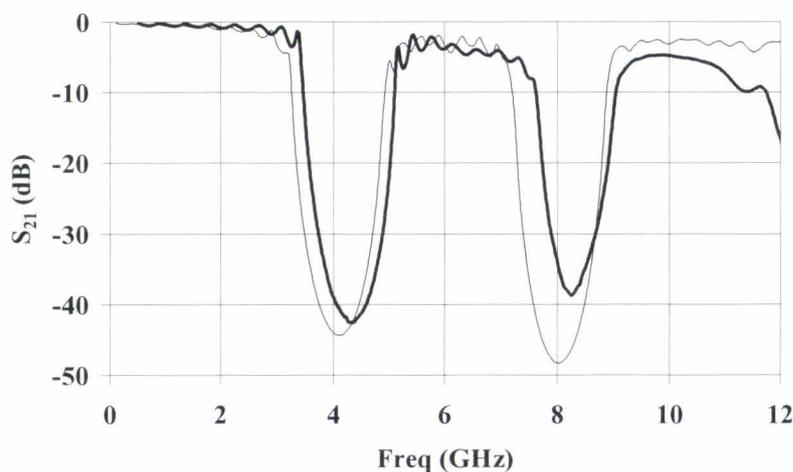


Fig. 8 : Coefficient de transmission d'un filtre à plan de masse percé de 9 trous. Simulation (trait fin), Mesure (trait épais).

4. Influence d'un plan métallique

Dans une deuxième phase d'étude, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'environnement autour du filtre. Dans ce but, nous supposons que la perturbation principale à cette structure peut venir d'un objet métallique à proximité du plan de masse usiné. Les lignes de champ électrique peuvent se refermer sur cet objet métallique et ainsi atténuer les résultats attendus. C'est le cas pour le filtrage, car ils diminuent le rôle des trous et le filtre se compare à une structure conventionnelle, qui serait alors une simple ligne de propagation d'impédance caractéristique $Z_c=50\Omega$. Nous avons effectué des mesures dans ces conditions avec un plan métallique à 5mm en dessous du plan de masse. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 9. Nous remarquons que la bande interdite est moins marquée, ce qui était prévisible. La modulation d'impédance caractéristique est moins forte, mais le positionnement fréquentiel de la bande reste inchangé.

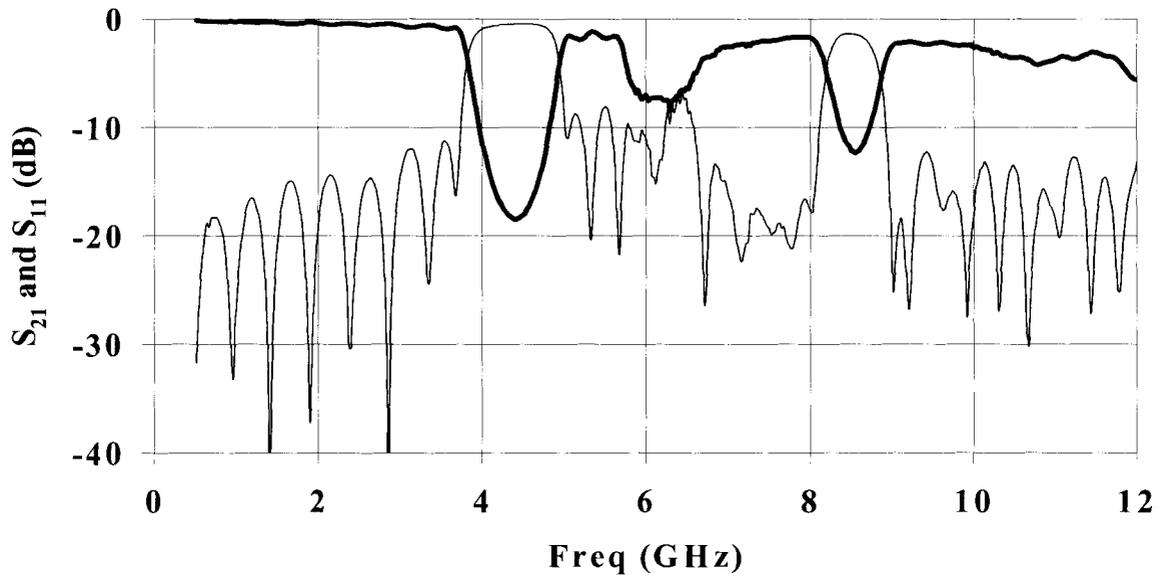


Fig. 9 : Coefficients de transmission (trait épais) et de réflexion (trait fin) du filtre à plan de masse percé perturbé par un plan métallique à proximité.

Nous remarquons également la dégradation de la transmission dans la deuxième bande passante autour de 6GHz. Ceci ne se répercute pas sur le coefficient de réflexion qui reste quasiment du même ordre de grandeur avec ou sans plan métallique pour ces fréquences. Ceci peut être expliqué par la résonance d'un mode de cavité formé par les 2 plans métalliques. Cette interprétation est confirmée par la mesure des pertes globales ($1 - S_{11}^2 - S_{21}^2$) du filtre où il apparaît un pic autour de cette résonance, significative d'un mode à pertes. De part et d'autre, nous retrouvons une évolution comparable à celle d'une ligne classique tout au moins en basses fréquences avec néanmoins deux creux localisés aux minima des bandes interdites.

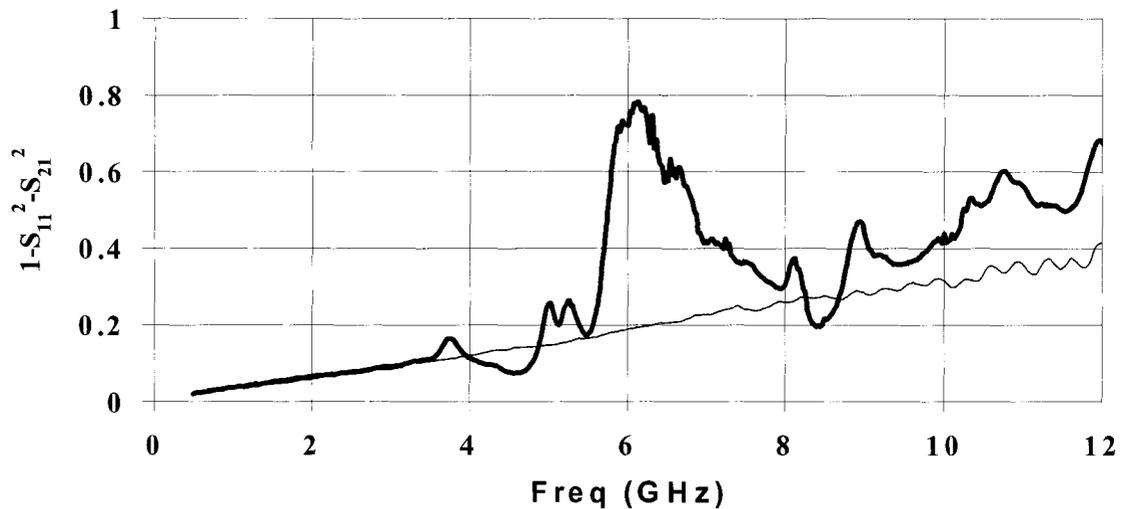


Fig. 10 : Pertes globales mesurées: d'une ligne de transmission (trait fin) et du filtre perturbé par un plan métallique à 5mm (trait épais).

Nous pouvons expliquer le fait que les pertes totales pour le filtre soient inférieures à celles de la ligne microruban de la manière suivante. Nous remarquons que ceci apparaît dans deux zones particulières qui correspondent approximativement aux deux bandes interdites autour de 4.2GHz et 8.4GHz. Pour ces bandes interdites, le coefficient de réflexion est élevé et ceci constitue le point essentiel de notre interprétation. En effet pour une ligne microruban 50Ω de référence, la majeure partie de l'onde électromagnétique traverse complètement la structure et par conséquent subit les pertes (dues au substrat et aux conducteurs) sur toute sa longueur. Par opposition, l'onde est essentiellement réfléchi par le filtre et seule une partie très faible traverse la structure. Par conséquent le niveau de pertes est plus faible pour le filtre que pour la ligne dans les bandes interdites.

5. Filtres en série

Comme nous avons pu le constater dans les différents gabarits des filtres obtenus dans ce chapitre, il y a une remontée du coefficient de transmission après la première bande interdite. Pour éviter cela et par conséquent accroître la largeur de cette bande interdite, plusieurs possibilités sont envisageables. Nous pouvons citer un cas particulier qui a été proposé par Rumsey et al. [Rumsey]. Il s'agit de mettre plusieurs PBG en série. Chaque PBG ayant une période différente et donc une bande interdite différente. Un schéma de principe est donné sur la figure 11. Trois structures PBG sont mises en série. Les couples de périodes et de

rayons sont (a_1, r_1) , (a_2, r_2) et (a_3, r_3) . La figure 11 illustre une telle démarche. La longueur totale du filtre reste l'inconvénient majeur pour cette solution. Une mise en parallèle de deux PBG a également été envisagée par T. Kim et al. [Kim].

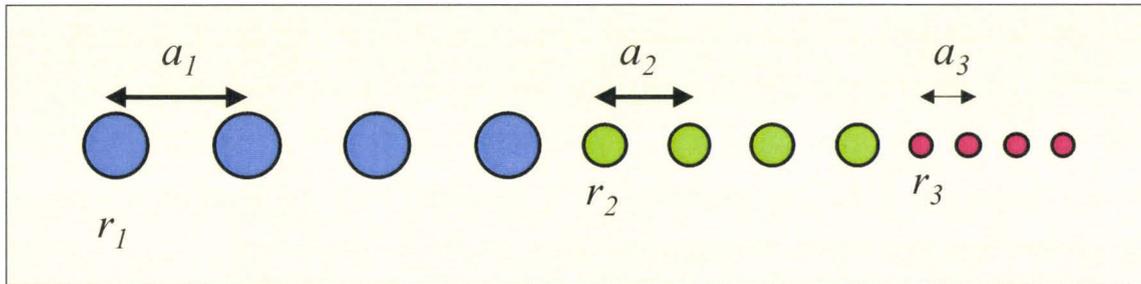


Fig. 11 : Plan de masse d'un filtre avec 3 PBG en série.

6. Influence du motif du réseau

a) Motif avec profil sinusoidal

En étendant encore les concepts décrits précédemment, une structure périodique se caractérise par la forme du réseau mais aussi par son motif élémentaire. Pour les PBG étudiés jusqu'ici, nous n'avons considéré qu'un seul motif pour les trous dans le plan de masse. D'autres motifs permettent d'obtenir également des performances intéressantes. Nous allons tout d'abord présenter un filtre avec un motif de trou basé sur une fonction sinusoidale [Lopetegi 3]. La figure 13 montre une vue de la structuration introduite dans le plan de masse alors que la figure 14 donne l'évolution fréquentielle des paramètres de répartition.

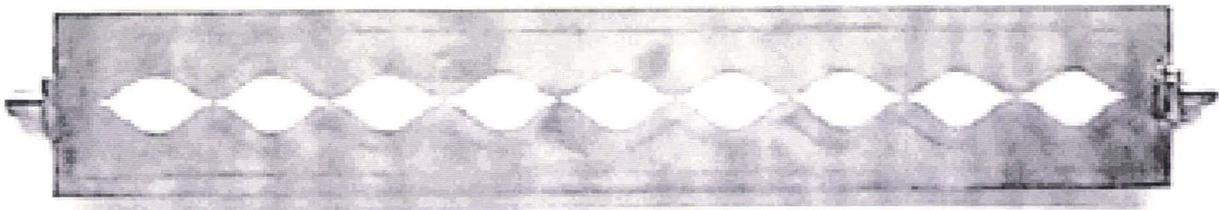


Fig. 13 : Motif sinusoidal des trous dans le plan de masse.

La remarque principale que l'on peut faire est qu'il n'y a plus que la première bande interdite qui soit conservée. Les autres bandes correspondant aux harmoniques supérieurs sont désormais passantes. Une explication probable à ceci est que la réponse fréquentielle est reliée

à la transformée de Fourier de la géométrie du motif [Lopetegi 3]. Ce raisonnement peut se globaliser et se transposer à tout type de motif. Cela constitue une explication à l'apparition des bandes interdites pour les harmoniques supérieures dans le cas de nombreux motifs comme par exemple le cas circulaire. Par opposition, la transformée de Fourier d'une sinusoïde ne possédant qu'une seule composante, on retrouve ce résultat par une bande interdite unique dans le cas du motif sinusoïdal (Fig. 14). Un résultat équivalent a été obtenu sur un filtre classique, c'est à dire avec un plan de masse uniforme. Toutefois, ce filtre présente une variation continue de la largeur du ruban de telle manière à créer une modulation sinusoïdale cette fois de l'impédance caractéristique [Nesic].

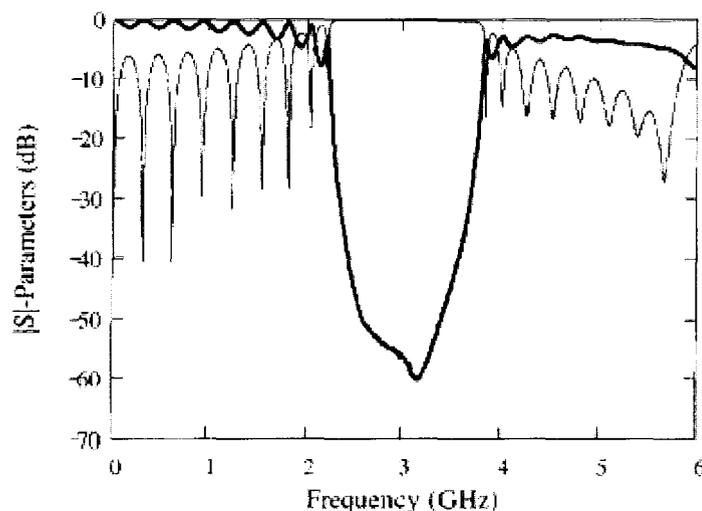


Fig. 14 : Coefficients de transmission (trait épais) et de réflexion (trait fin) d'un filtre périodique à plan de masse troué par un motif sinusoïdal (d'après [Lopetegi]).

b) Motif résonnant : boucle fendue

Nous proposons une nouvelle structure de filtre PBG à plan de masse usiné dont la particularité réside sur le caractère fortement résonnant du motif élémentaire. Un exemple est représenté sur la figure 15 où le motif est une boucle en forme de spirale. Les coefficients de transmission et de réflexion pour un filtre comportant quatre motifs sont représentés sur la figure 16.

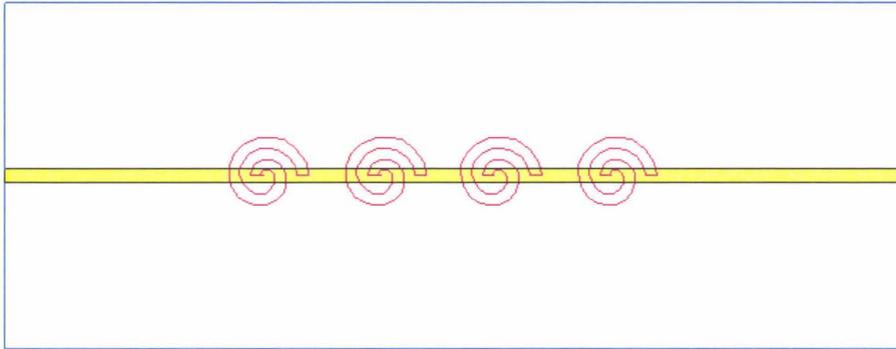


Fig. 15 : Filtre périodique avec un plan de masse usiné par un motif résonnant

Le spectre montre un comportement sélectif avec une bande très fortement atténuée autour de 3GHz où nous avons $S_{21} = -60\text{dB}$ et une bande de fréquence pour laquelle $S_{21} > -20\text{dB}$ relativement étroite et de l'ordre de 500MHz. Ce filtre présente une caractéristique très intéressante puisque la transmission en bande passante est très bonne, ne présentant pas d'ondulation et un coefficient de réflexion S_{11} de l'ordre de -20dB .

D'une manière générale pour un filtre, il y a un compromis entre la « qualité » de la transmission en bande passante et la pente de la réjection. Si l'on choisit d'améliorer une de ces deux caractéristiques, cela sera aux dépens de la seconde. Le filtre présenté dans cette partie possède un très bon niveau pour ces deux caractéristiques et pour un nombre de motifs faible. Nous pouvons expliquer ce comportement particulier de filtre par le fait que la bande rejetée est faible. D'autres topologies montrant un caractère très sélectif en termes de réjection peuvent être obtenues en plaçant un résonateur du même type que celui utilisé dans le dernier chapitre, à proximité du ruban sur le substrat.

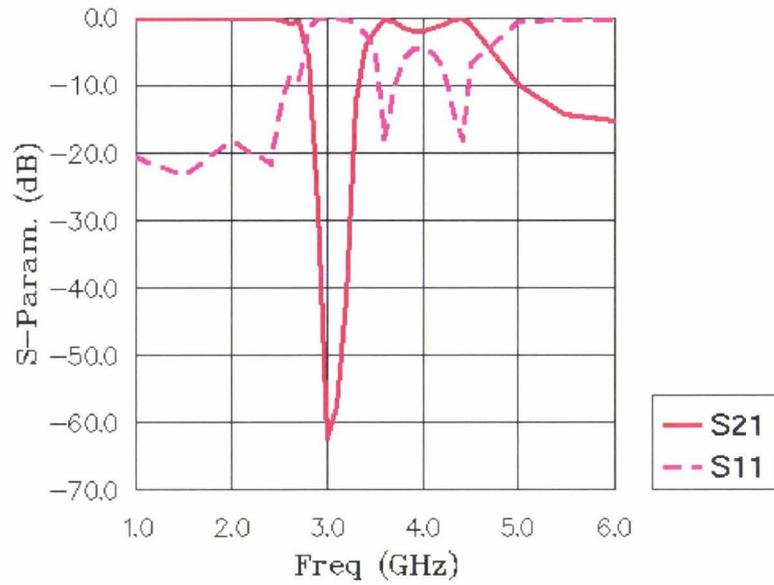


Fig. 16 : Coefficients de transmission (trait continu) et de réflexion (trait en pointillé) d'un filtre périodique à plan de masse troué par un motif résonnant.

7. Structure pseudo-périodique ou chirp

Dans ce paragraphe, nous conservons un motif circulaire, mais l'idée consiste à faire varier la distance entre les trous selon des lois mathématiques simples. Il faut donc plutôt parler de pseudo-période. Par exemple la loi de variation peut-être linéaire du type : $a_i = a_0(1 + i\delta)$ avec a_0 la période au centre de la structure et a_i les différentes périodes lorsque la variable i prend des valeurs dans un sous-ensemble de \mathbb{Z} . Le schéma d'un plan de masse ainsi conçu est représenté sur la figure 17.

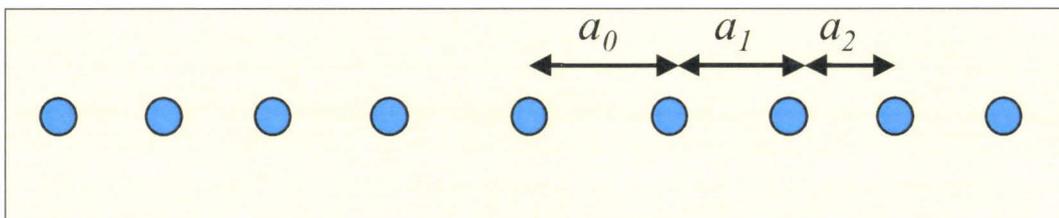


Fig. 17 : Schéma d'un filtre pseudo-périodique.

L'intérêt essentiel de ce type d'arrangement est d'élargir la bande interdite. Cependant il dégrade en général la bande passante, où les ondulations deviennent plus fortes. Des résultats sur ce type de filtre sont représentés sur la figure 18 du paragraphe II.A.9.

8. Filtre PBG avec des transitions ou « taper »

Une structure purement périodique présente une ondulation en bande passante. Ceci s'explique par les différentes résonances entre les motifs identiques. L'idée pour éviter cette ondulation est d'appliquer une loi de variation au rayon des trous dans le plan de masse, la période inter-centre est préservée. Il s'agit ici d'adoucir progressivement les ruptures d'impédance en entrée et sortie du filtre pour améliorer l'adaptation de l'onde injectée. Ce type de démarche, appelé fenêtrage est commun à de nombreuses disciplines pour lesquelles on cherche à façonner « à volonté » le spectre fréquentiel suite à une modification d'un signal temporel en général ou d'une géométrie dans notre cas. Parmi ces lois de variation, nous pouvons en citer une couramment utilisée à savoir ici la fenêtre de Hamming [Lopetegi]. Mathématiquement, les rayons évoluent dans ce cas de la manière suivante :

$$r = r_{\max} (0.54 - 0.46 \cos(2\pi z/L))$$

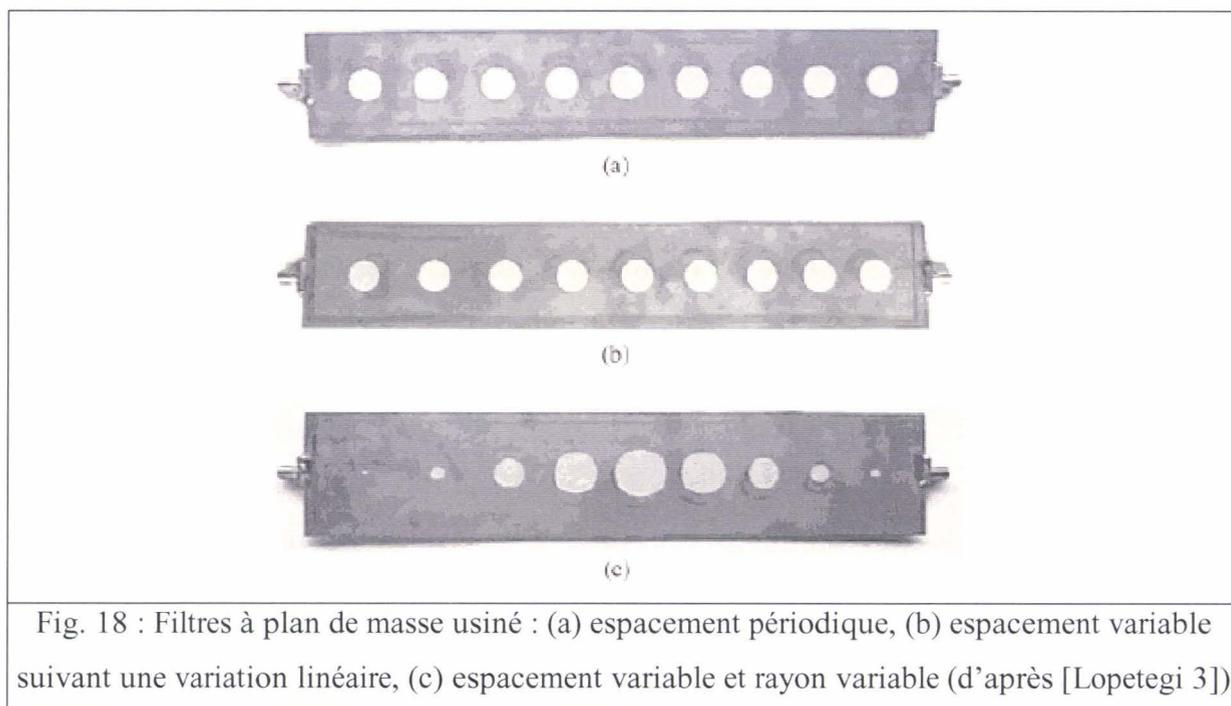
où L est la longueur totale du filtre et r_{\max} est le rayon maximal dont le centre se situe à $L/2$. Le rayon minimal est ici égal à $r_{\min} = 0.08r_{\max}$.

L'avantage d'une telle variation est l'amélioration de la transmission sur les bandes passantes autour de la bande interdite. Par contre la réjection est atténuée dans cette bande, car la diminution des diamètres des trous tend à réduire l'influence de la structuration du plan de masse. Nous illustrons ainsi le compromis souvent rencontré entre taux d'ondulation en bande passante et réjection maximale dans la synthèse classique de filtre. Nous verrons néanmoins quelles solutions peuvent être proposées pour dépasser cette limitation dans la partie B de ce chapitre.

9. Taper et chirp

A ce stade et en nous limitant toujours à l'usinage du plan de masse, il est possible de combiner différentes topologies et de profiter des avantages de chacune. Par exemple dans la partie A.7, nous avons traité les filtres pseudo-périodiques (Fig. 17) qui élargissent la bande

interdite, mais en dégradant la bande passante. Dans la partie A.8 nous avons évoqué les filtres avec un taper, qui améliorent la transmission dans les bandes passantes mais en atténuant le niveau de réjection en bande interdite. La figure 18(c) montre un filtre pseudo-périodique avec un taper qui tire avantage des deux approches.



La fenêtre utilisée cette fois-ci pour la variation des rayons est une gaussienne. Sur la figure 19, nous avons les courbes de transmission mesurée pour les trois filtres correspondants. Le filtre pseudo-périodique avec un taper ressort comme étant une très bonne solution pour obtenir un compromis entre une faible ondulation en bande passante et une bande interdite à la fois large et une forte réjection en son centre.

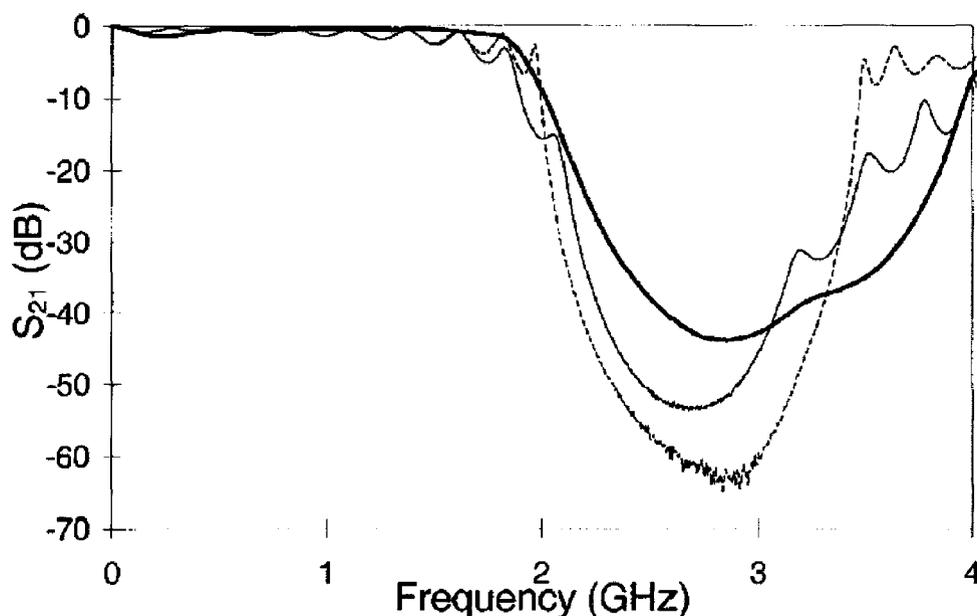


Fig. 19 : Coefficients de transmission : Filtre périodique avec rayon constant (trait pointillé). Filtre pseudo-périodique (trait fin). Filtre pseudo-périodique avec un taper (trait épais).

10. Modulation de la largeur du ruban et usinage du plan de masse

L'inconvénient majeur des filtres basés uniquement sur l'usinage du plan de masse est leur longueur. En effet pour obtenir un bon niveau de réjection (supérieur à 40dB), cela nécessite environ 9 trous dans le plan de masse, ce qui équivaut à 18 sections ! Nous pouvons expliquer ceci par le fait que la modulation d'impédance caractéristique est relativement faible. Rappelons que Z_c ne peut prendre pour valeur minimale que $Z_{cmin}=50\Omega$. Et cela parce que nous avons conservé la largeur du ruban égale à celle d'une ligne 50Ω afin de diminuer les pertes par rayonnement. Or la modulation de la largeur du ruban (w) est un degré de liberté supplémentaire qui peut nous permettre d'accroître la modulation de l'impédance caractéristique, car Z_c est directement reliée au rapport (w/h) où (h) est la hauteur du substrat.

A partir de ce constat, la conception de structures plus complexes utilisant un usinage double face s'est imposée comme une possibilité d'améliorer non seulement les caractéristiques fréquentielles mais aussi leur compacité. C'est sur ces aspects que nous avons initialisé une collaboration avec l'Université de Pampelune pour concevoir des motifs originaux périodiques comme nous le verrons par la suite ou incluant d'autres types de topologie.

La première idée consiste donc à prendre une largeur de ruban importante pour les sections où le plan de masse n'est pas usiné. L'impédance caractéristique sera alors inférieure à 50Ω . Par contre pour les sections où la métallisation de masse est structurée, la largeur du ruban sera prise inférieure à $w_{50\Omega}$ pour avoir une impédance caractéristique encore supérieure à celles obtenues précédemment (figure 20). Nous avons regroupé dans le tableau 1 les valeurs des impédances caractéristiques limites accessibles pour chaque type de section dans les deux cas.

| | Section à basse impédance (plan de masse non usiné) | Section à haute impédance (plan de masse usiné) |
|---|--|--|
| Largeur du ruban constante : $w_{50\Omega}$ | $50\ \Omega$ | $110\ \Omega$ |
| Largeur du ruban variable | $\approx 20\ \Omega$ | $\approx 135\ \Omega$ |

Tab 1 : Impédance caractéristique de différents types de sections de ligne.

Nous remarquons que nous avons élargi l'intervalle des impédances caractéristiques accessibles sur les deux bornes. Le rapport d'impédance caractéristique entre les deux types de section vaut respectivement $r_s=2.2$ pour le cas simple face, et $r_d=6.7$ pour le cas double face. Ce rapport est nettement amélioré et a un rôle primordial dans le niveau de filtrage.

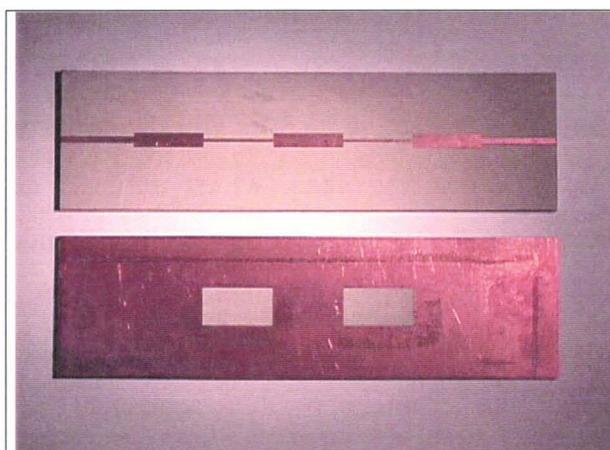


Fig. 20 : Filtre périodique double face: vue du ruban (en haut), vue du plan de masse (en bas). Le filtre à simple face possède le même ruban mais un plan de masse non-usiné.

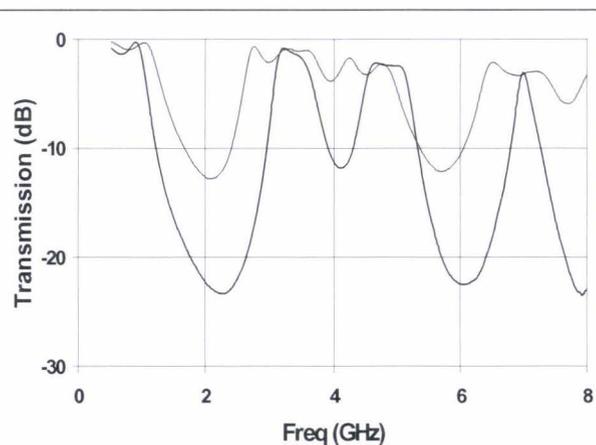


Fig. 21 : Coefficients de transmission des filtres périodiques : filtre simple face (trait fin), filtre double face (trait épais) .

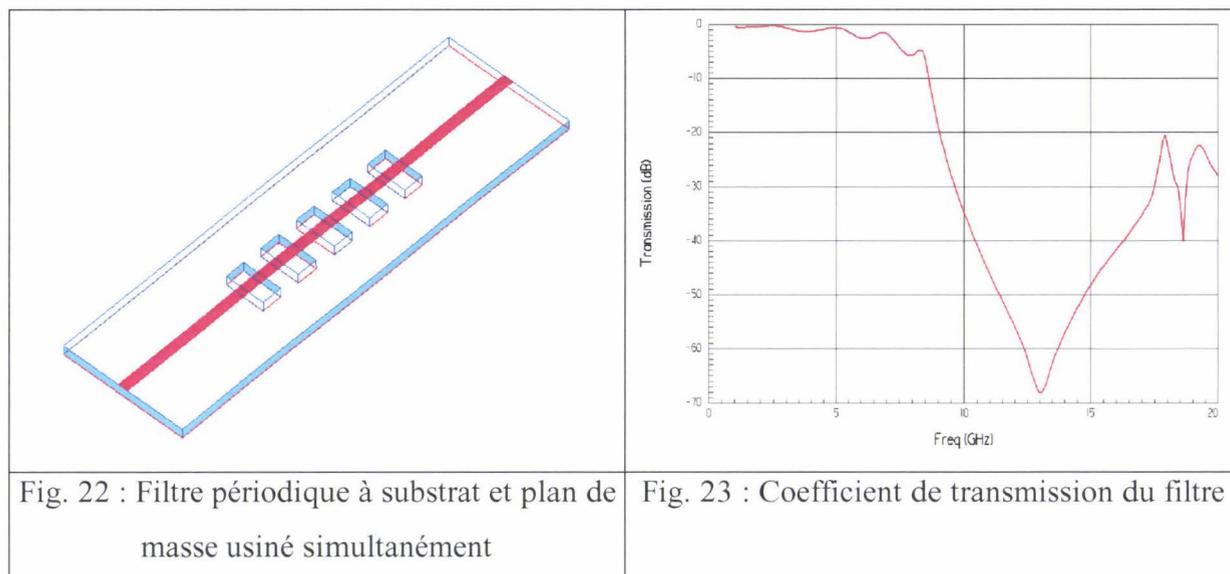
Un premier filtre PBG a été réalisé afin de démontrer l'avantage de cette topologie double face par rapport à une simple modulation de la largeur du ruban. Le substrat utilisé est le RT Duroid 6010. La période géométrique est $a=28.2\text{mm}$ et chaque section a pour longueur $l=a/2=14.1\text{mm}$. Le filtre ne comporte que 5 sections. La figure 21 représente les coefficients de réflexion et de transmission mesurés à l'aide d'un analyseur vectoriel (HP 8520) des filtres à simple et double face. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les simulations sous HFSS.

11. Modulation de la largeur du ruban et usinage simultané du plan de masse et du substrat

Dans le même esprit qui nous a mené au filtre à double face, on se propose d'améliorer davantage les performances de filtrage en combinant cette dernière topologie à celle étudiée dans le paragraphe A.2 et qui consistait à usiner le substrat de manière périodique. La structure est alors un filtre double face, avec le substrat percé sur les sections où le plan de masse l'est également. Par ce biais, nous pouvons espérer atteindre pour ces sections à haute impédance caractéristique des valeurs proches de 170Ω . Les sections à basse impédance sont les mêmes que précédemment, en rappelant que nous avons Z_c proche de 20Ω . Nous avons donc augmenté le rapport d'impédance caractéristique entre les deux types de section, qui est égal maintenant à $r=8.5$. Signalons que des études sur l'accroissement de ce rapport d'impédance caractéristique ont été menées par L. Katehi avec l'utilisation de techniques de micro-usinage sur silicium [Drayton].

Cette solution n'a pour le moment fait l'objet que de simulations sous HFSS. Un schéma d'un tel filtre est donné sur la figure 22.

Le substrat utilisé possède une permittivité $\epsilon_r=10.2$ et une hauteur $h=1.27\text{mm}$. La période choisie pour les trois filtres est $a=14.1\text{mm}$ et chaque section a pour longueur géométrique $l=a/2$. Le coefficient de transmission en fonction de la fréquence est donné sur la figure 23.



Nous observons sur la figure 23 que ce filtre possède une très bonne réjection malgré le faible nombre de sections. Nous atteignons une profondeur de bande supérieure à 60dB pour un filtre de longueur limitée à 63.5mm. L'inconvénient majeur avec cette topologie est la difficulté pour sa réalisation aussi bien pour des filtres fonctionnant à basse fréquence (quelques gigahertz) qu'à des fréquences plus élevées. Le niveau de réjection est aussi relativement important, mais cet handicap peut être surmonté par l'emploi de structures pseudo-périodiques comme celles présentées dans les parties précédentes

B. Filtrage en topologie microruban et applications pour la génération de signaux en gamme submillimétrique

1. Contexte scientifique

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la synthèse du filtre ou plus généralement des circuits passifs nécessaires à la réalisation d'une cellule de multiplication, fonctionnant à la frontière des bandes millimétriques et submillimétriques. Ce travail a été effectué dans le cadre d'un contrat CNES, visant à réaliser une source pour un dispositif de détection hétérodyne vers 600 GHz pour des études en radioastronomie et dont le schéma de principe est donné sur la figure 24. Compte tenu des délais imposés, les solutions adoptées ici sont relativement conventionnelles et directement issues des technologies millimétriques combinant guide d'ondes et circuits plaqués. Nous verrons que le fait de disposer d'un outil

de simulation particulièrement puissant en l'occurrence HFSS d'Ansoft ouvre des perspectives relativement nouvelles notamment pour traiter de façon globale les circuits électromagnétiques. Dans ce contexte, nous avons eu la charge de réaliser principalement les simulations électromagnétiques, la réalisation pratique des circuits ayant été effectuée dans le cadre de la thèse de Thibaut David (Novembre 2002). Pour la fabrication également, une approche globale a été mise en œuvre puisque le composant et les circuits passifs ont été réalisés sur un même substrat de faible permittivité. Au final, le tripleur de fréquences réalisé a permis de démontrer des performances pour le moment inégalées à des fréquences proches de 300 GHz [David 1]. Des performances à l'état de l'art ont déjà été obtenus en tripleur de fréquence autour de 250 GHz par l'utilisation de diodes HBV montées en flip-chip au sein de l'équipe [Mélique]

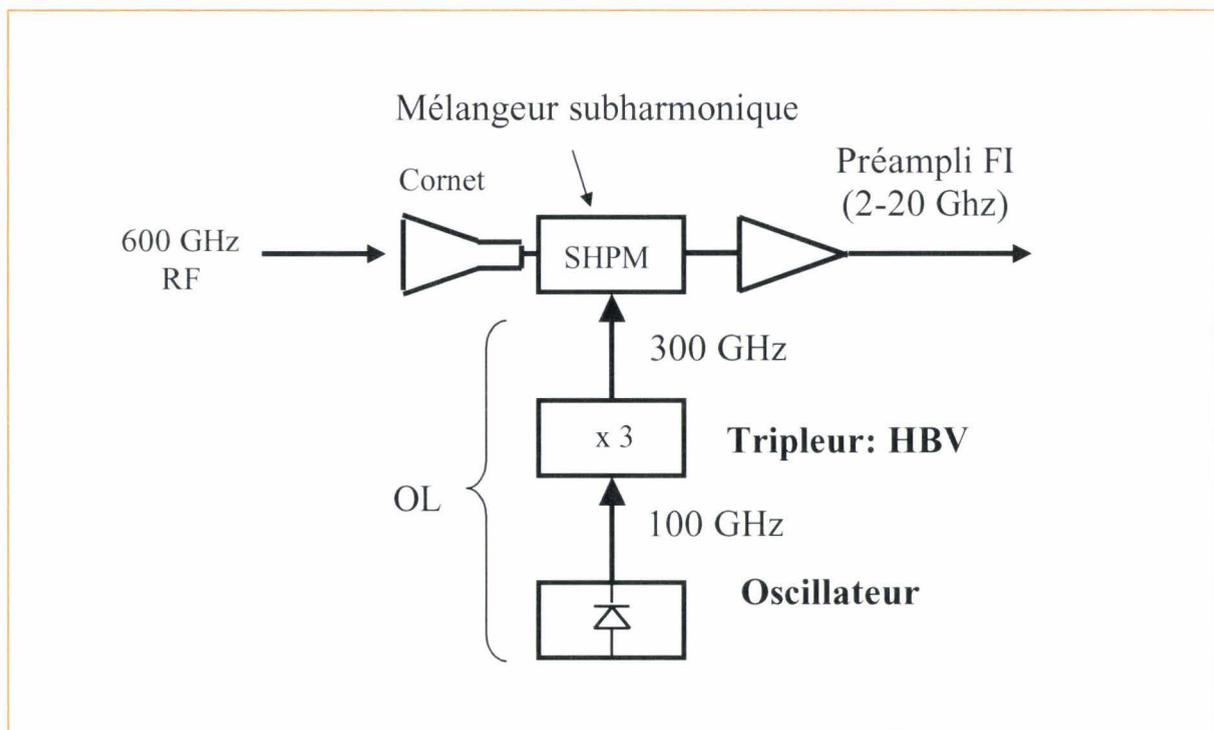


Fig. 24 : Schéma de principe de la détection hétérodyne subharmonique

Nous ne considérons que l'étage tripleur qui utilisera des composants à hétérostructures varactor. Ce sont des diodes HBV (Heterostructure Barrier Varactor) qui ont été proposé par E. Kollberg [Réf.]. L'avantage essentiel de ce type de composant est que seules les harmoniques impaires sont générées. De façon naturelle, nous réalisons un tripleur de fréquences alors que la diode Schottky varactor conventionnelle est utilisée majoritairement en doubleur. On conçoit facilement les avantages procurés par cette propriété dans l'optique de monter en fréquence en cascasant plusieurs étages de multiplication. La

source locale correspondant à la branche OL sur le schéma de principe de la détection hétérodyne peut être décrite par un synoptique représenté sur la figure 25.

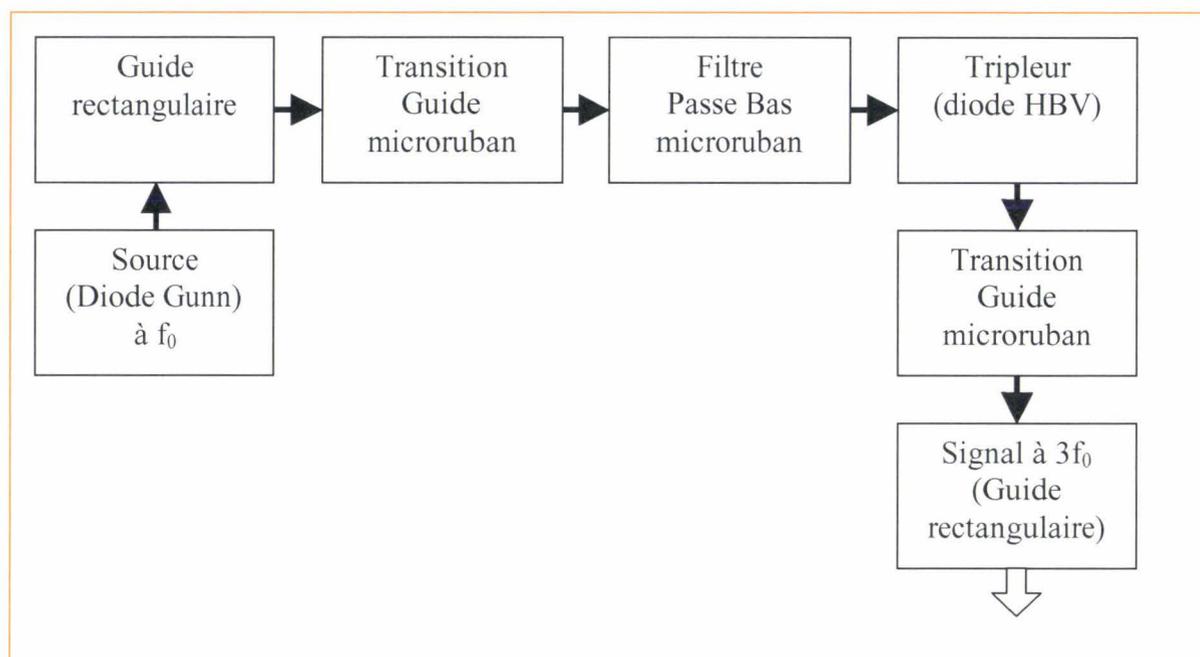


Fig. 25 : Synoptique de la branche OL utilisant le tripleur de fréquence

Dans cette, nous allons expliquer en détail la démarche utilisée pour la synthèse des filtres dans un premier temps, puis l'optimisation des transitions guide ligne micro ruban et le couplage avec la diode. Pour cette étude, les problèmes d'adaptation seront en partie éludés dans la mesure où la cellule de multiplication, fabriquée dans le cadre de ce contrat, comporte des court-circuits mobiles en entrée comme en sortie. Il est certain que pour l'avenir une version tout intégrée rendant compte de l'adaptation des réactances au plus près du composant est une voie certaine d'amélioration en termes non seulement de performances (puissance, bande passante, rendement...) mais également de facilité de mise en œuvre.

a) Théorie simplifiée

En ce qui concerne la conception des filtres en technologie micro-ruban, nous utilisons une théorie simplifiée. Le filtre est constitué de sections alternativement larges et étroites qui correspondent respectivement à des sections à basse et à haute impédance caractéristique. Chaque type de section présente un caractère capacitif et inductif qui est à l'origine du filtrage réalisé comme pour les circuits électriques analogues. Une section de ruban large, donc à

impédance caractéristique faible équivaut à une capacité parallèle tandis qu'une section de ruban étroite possède une impédance caractéristique élevée et représente une inductance série. Le circuit électrique constitué de capacités en parallèle et d'inductances en série est bien connu et représente un filtre passe-bas. Cette équivalence entre chaque type de tronçon de ligne et les éléments localisés correspondants est valable à condition que les longueurs de ces sections soient relativement petites par rapport à la longueur d'onde. Nous pouvons expliquer la remontée du coefficient de transmission à des fréquences élevées par le non respect de cette condition. Dans cette application, cette remontée ne représente pas un handicap car le cahier des charges exige des pertes d'insertion faibles dans la bande passante et une bonne atténuation des signaux de fréquence triple générés par la diode.

b) Commentaires sur les problèmes rencontrés (pertes, mode de substrat, rapport d'impédance entre les sections)

La particularité de ce travail par rapport à l'élaboration classique de filtres dans le domaine des micro-ondes se situe dans les gammes de fréquences mises en jeu. Au-delà de quelques dizaines de gigahertz, la longueur d'onde diminuant, ceci nous impose une réduction drastique de toutes les dimensions caractéristiques du circuit. Ceci est non seulement valable pour les dépôts métalliques définissant les valeurs d'impédance caractéristique à atteindre pour une longueur d'onde donnée mais aussi sur l'épaisseur du substrat. Celle-ci doit aussi être réduite sous peine d'excitation des modes supérieurs (modes de surface ou modes rayonnants) avec pour résultat une conversion de l'énergie vers ces modes à pertes. Aussi l'épaisseur du substrat, sa permittivité relative (ϵ_r) et son angle de pertes ($\tan\delta$) seront des paramètres fondamentaux. Il est bien admis que pour la plupart des substrats classiques en micro-ondes, le niveau de pertes devient tel à hautes fréquences que leur utilisation est impossible, même pour des substrats très fins.

Le dernier paramètre, évoqué plus haut dans le cadre de la cellule de multiplication, est l'encombrement des fonctions de filtrage. Raccourcir les dimensions du filtre implique pour conserver des performances convenables, des rapports d'impédance plus importants et donc un encombrement latéral accru. Dans ce cas, la taille de la cellule étant le paramètre le plus limitatif, des compromis seront à établir pour garder même à fréquences très élevées des performances suffisantes en filtrage. Ceci est vrai pour du filtrage « classique », nous verrons

pour dans la partie C de ce chapitre des voies alternatives, mais non suffisamment matures pour contourner ces limitations.

Face à l'ensemble de ces paramètres, et pour éviter l'excitation de ces modes supérieurs et réduire les pertes, un substrat de quartz très fin sera utilisé. Toujours avec l'objectif de réduire les pertes, la notion de filtre « court » sera privilégiée.

c) Simulation électromagnétique

Nous avons choisi de réaliser des filtres de type Tchebyscheff avec une faible ondulation en bande passante et un nombre de sections impair afin de ne pas alourdir les calculs lors de la conception. Le schéma du filtre est donné sur la figure 26 et les dimensions sont reportées sur le tableau 2.

Pour le substrat notre choix s'est porté sur le quartz qui possède des propriétés intéressantes en terme de pertes diélectriques notamment dans la gamme de fréquence considérée. La permittivité relative du quartz est égale à $\epsilon_r=3.78$ et son épaisseur après amincissement est de $h=75\mu\text{m}$. La largeur du ruban pour obtenir une impédance caractéristique $Z_c=50\Omega$ est $w_{50\Omega}=130\mu\text{m}$. Cette dimension est compatible avec la taille du guide dans lequel sera inséré le filtre.

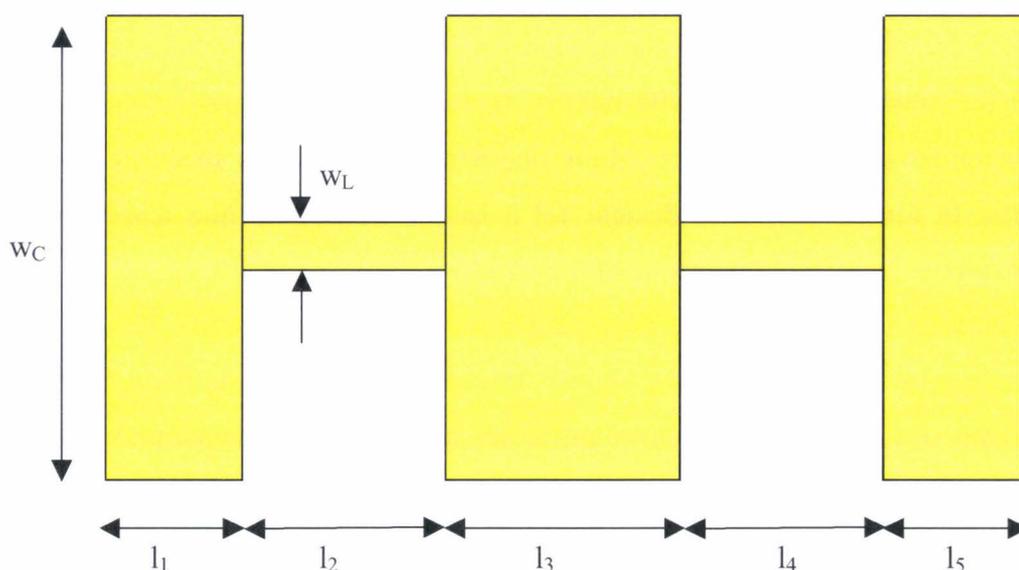


Fig 26 : Filtre Tchebyscheff à 5 sections à saut d'impédance en topologie microruban

| | l_1 | l_2 | l_3 | l_4 | l_5 |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Longueur (en μm) | 70 | 105 | 121 | 105 | 70 |

Tab.2 : Dimensions du filtre Tchebyscheff à 5 sections avec $w_c=240\mu\text{m}$ et $w_L=25\mu\text{m}$.

Nous avons tous les paramètres géométriques et physiques en ce qui concerne le filtre microruban pour réaliser des simulations afin de le valider et passer à l'étape de la réalisation. Notons que bien que la conception soit faite pour un filtre classique, les simulations sont effectuées sous HFSS afin de tenir compte des parois métalliques du guide dans lequel va être placé le filtre. Ce guide possède des dimensions relativement petites avec une largeur $a=250\mu\text{m}$ et une hauteur $b=200\mu\text{m}$. Par conséquent chacune de ses parois a une influence, la paroi basse jouant même le rôle de plan de masse pour le filtre microruban.

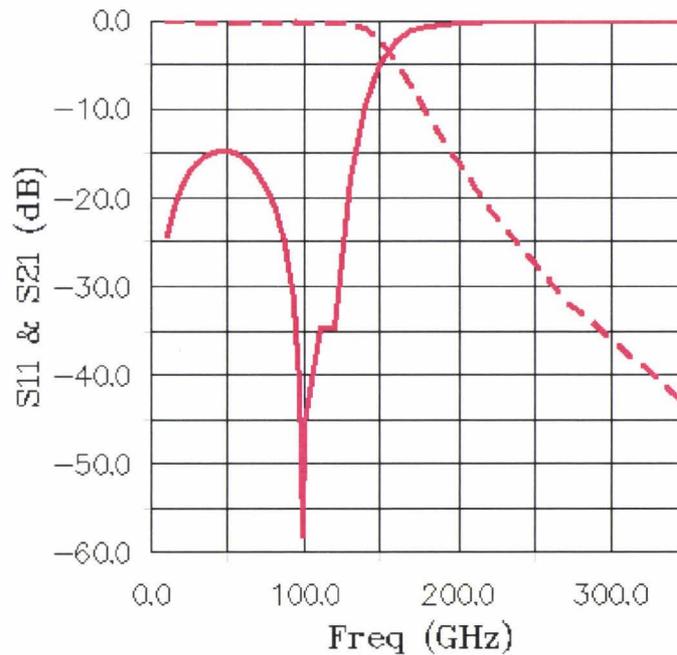


Fig. 27 : Coefficients de transmission et de réflexion du filtre Tchebyscheff à 5 sections.

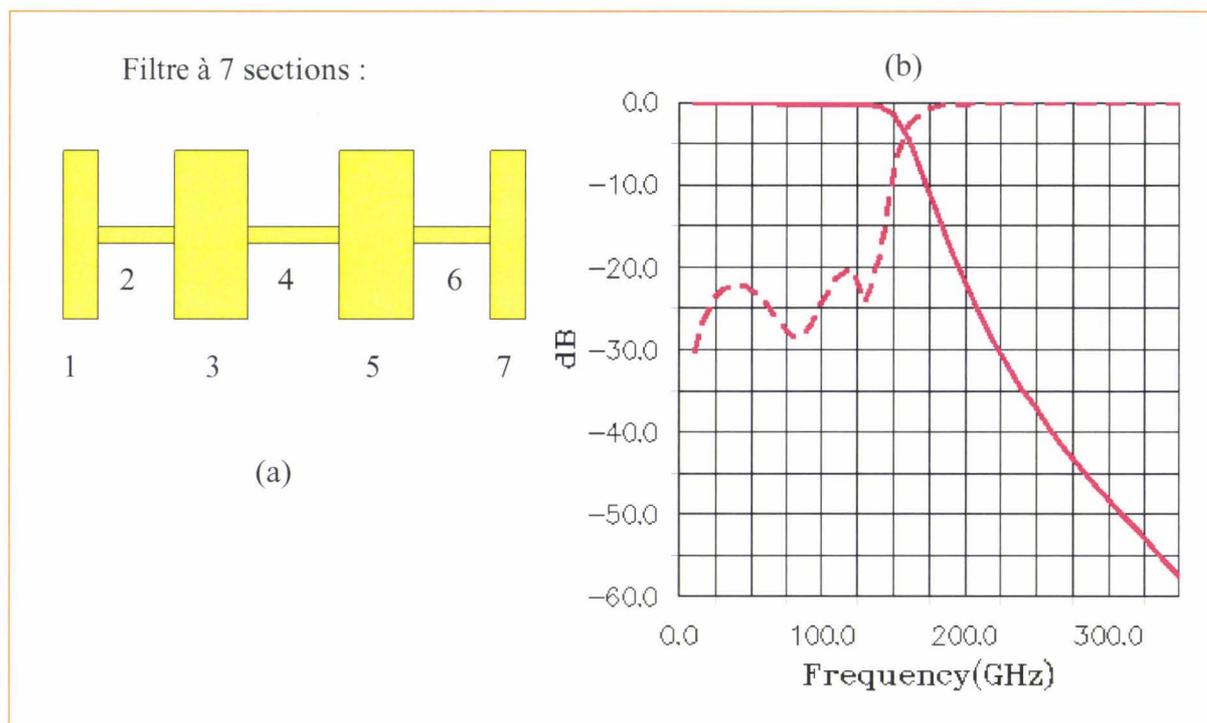


Fig. 28 : Filtre Tchebyscheff à 7 sections sur quartz : (a) schéma du filtre et numéro de chaque section, (b) coefficients de transmission (trait continu) et de réflexion (trait discontinu) simulés sous HFSS.

| | l_1 | l_2 | l_3 | l_4 | l_5 | l_6 | l_7 |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Longueur (en μm) | 49 | 107 | 107 | 125 | 107 | 107 | 49 |

Tab. 3 : Dimensions du filtre Tchebyscheff à 7 sections avec $w_C=240\mu\text{m}$ et $w_L=25\mu\text{m}$.

Les figures 27 et 28 présentent les paramètres de transmission et de réflexion pour des filtres de 5 et de 7 sections respectivement. Si le second présente naturellement une réjection meilleure autour de 300 GHz (>à 50dB), le second possède également un gabarit convenable, c'est pourquoi nous avons décidé de fabriquer les deux types de filtre pour les circuits monolithiques. En effet la longueur totale du filtre utilisé va fixer la position de la diode par rapport à la cellule et en particulier par rapport au guide de sortie

2. Réalisation technologique sur quartz du circuit monolithique

Le filtre a été réalisé sur un substrat de quartz d'épaisseur $h=75\mu\text{m}$ avec une épaisseur de métallisation en or égale à $t=2\mu\text{m}$. Sur la figure 29 est représenté le circuit monolithique

comprenant le filtre, les éléments de transition, situés aux extrémités, avec les guides rectangulaires d'entrée et de sortie ainsi que les tapers autour de la diode HBV.

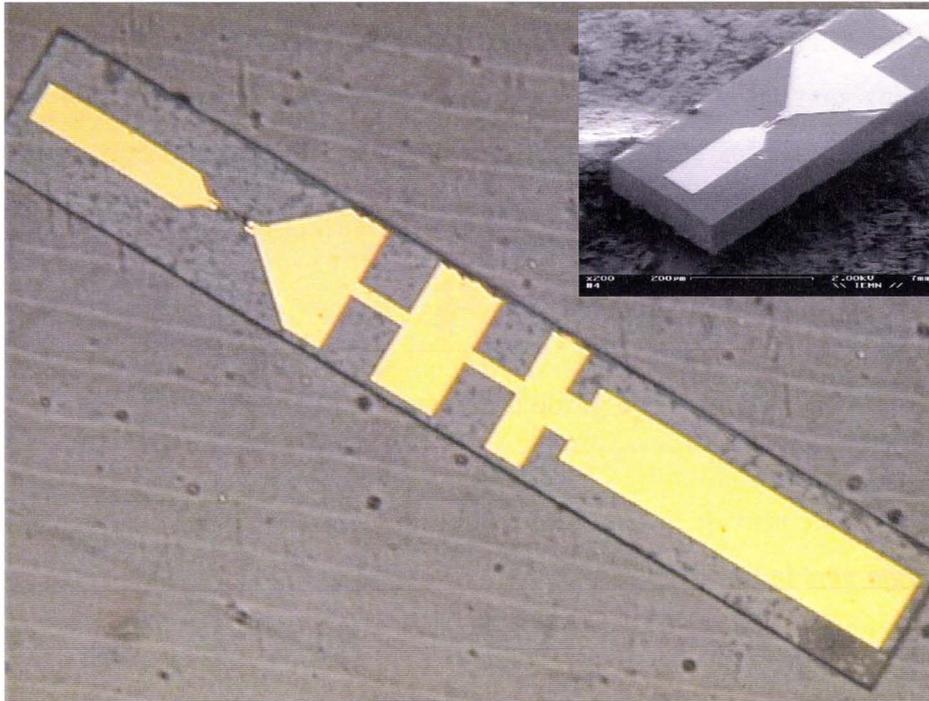


Fig. 29 : Circuit monolithique pour la multiplication de fréquence incluant les parties passives pour les transitions avec les guides, le filtre et les tapers autour de la diode HBV.

Comme le montre la figure 29, le filtre n'occupe à peu près qu'un tiers de la surface utilisable. Néanmoins l'ensemble des autres sections et notamment des tapers et transitions est nécessaire pour assurer une propagation optimale du signal électromagnétique.

3. Les transitions guide/ micro-ruban

Le signal de fréquence f_0 issu d'une source à diode Gunn ou d'un carcinotron est dans un premier temps transporté par un guide rectangulaire de type WR-10 dont la gamme de fonctionnement se situe entre 75 et 110 GHz. Afin de présenter ce signal à la diode HBV pour réaliser la multiplication de fréquence, il faut procéder à une première transition de type guide rectangulaire-microruban puis ce signal traverse un filtre avec des pertes d'insertion faibles car f_0 se situe dans sa bande passante. La diode HBV génère un signal de fréquence triple par rapport au signal d'entrée et va être envoyé vers le mélangeur à travers un guide de type

WR3. Afin d'améliorer le couplage entre la ligne micro-ruban et le guide de sortie, nous utilisons une transition de type « plongeur ».

Dans cette partie nous allons présenter les solutions retenues ainsi que leurs performances pour la réalisation de la structure monolithique.

Signalons que les simulations présentées ci-dessous n'incluent pas la notion de simulation multi-fréquences et donc d'équilibrage harmonique. Le design de la cellule est ainsi mené en séparant circuit d'entrée et circuit de sortie en étudiant chaque sous section dans sa gamme utile.

a) La transition avec le guide d'entrée

Le premier élément de la structure monolithique est un plongeur dont le rôle est de coupler l'énergie vers la ligne microruban où se situe la diode HBV. Sa position par rapport au guide rectangulaire est choisie afin de maximiser ce couplage. En considérant que la propagation dans le guide est monomode et que seul le mode TE₁₀ se propage, le plongeur se situe au milieu du grand côté du guide.

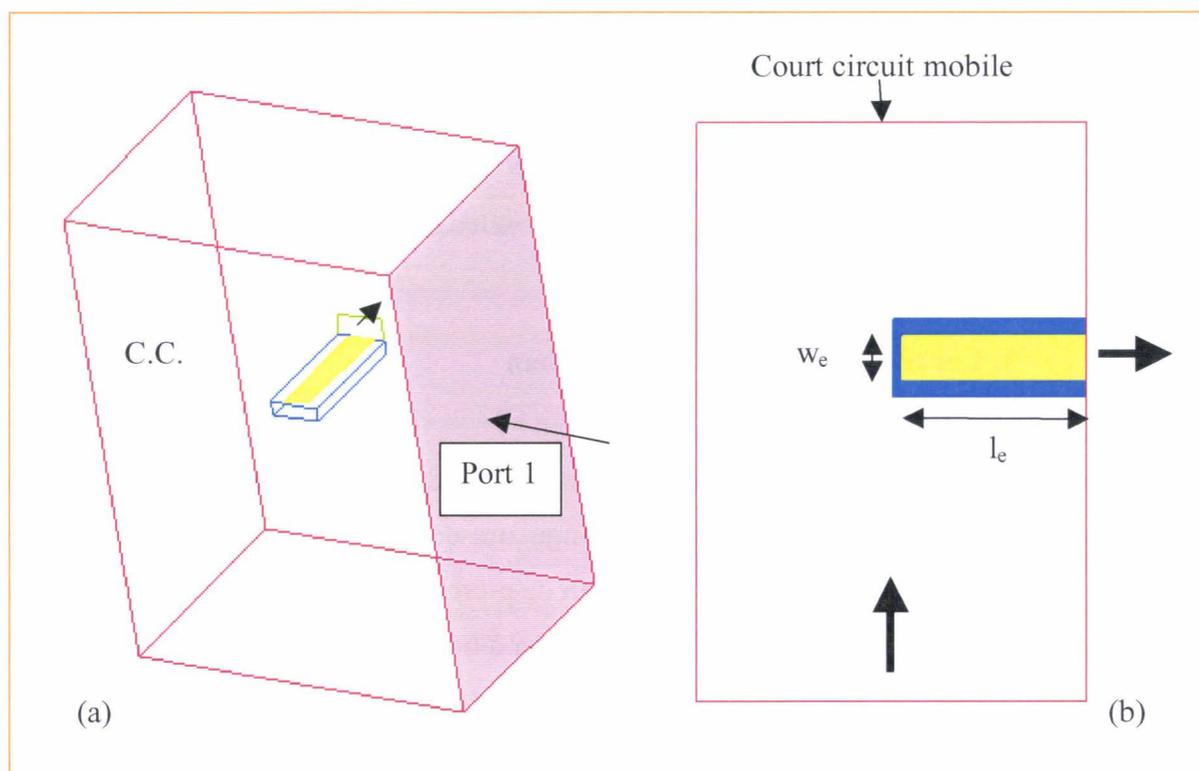


Fig. 30 : Transition entre le guide rectangulaire (WR 10) et la ligne microruban par l'intermédiaire d'un « plongeur » de dimensions (l_e, w_e) . (a) : vue en 3D, (b) : vue de dessus.

Une carte du champ magnétique pour une fréquence $f=100\text{GHz}$ et dans un plan de coupe suivant la direction de propagation de l'onde est représentée sur la figure 31. Nous observons que le champ magnétique enlace le plongeur et le couplage de l'énergie est réalisé par la création de courants induits sur le ruban métallique. Le plan de coupe où est représenté le champ magnétique se situe à $300\mu\text{m}$ de l'entrée du guide intermédiaire.

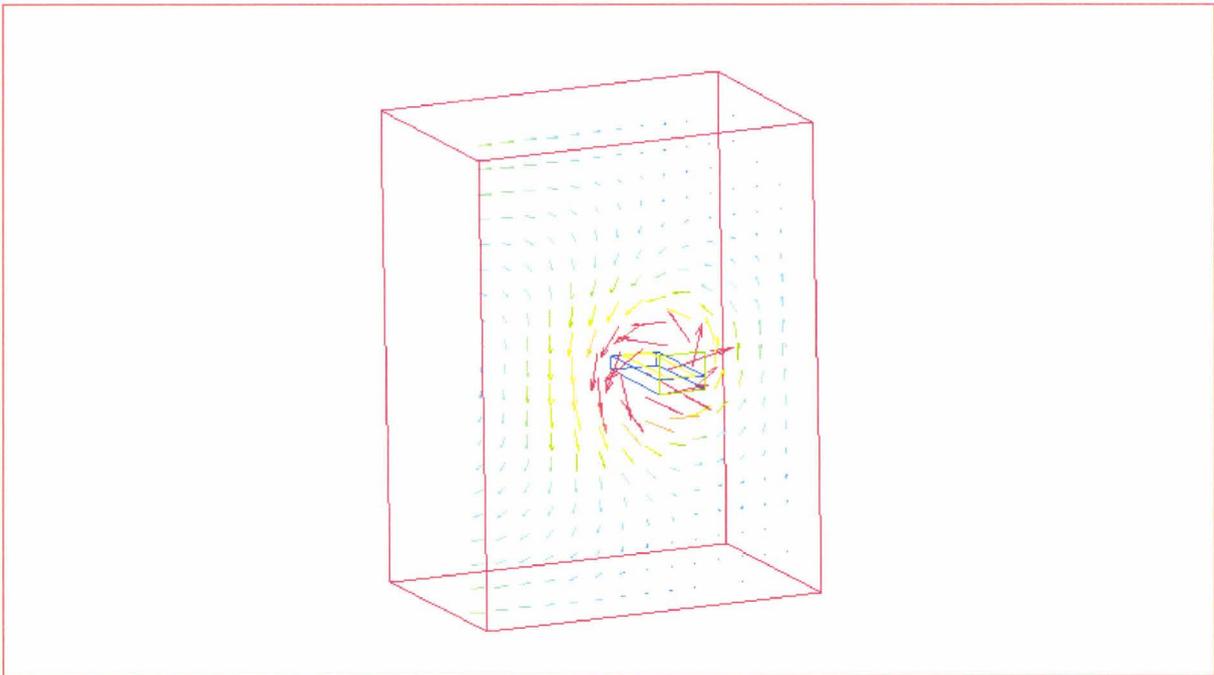


Fig. 31 : Champ magnétique autour du ruban utilisé pour la transition guide-microruban

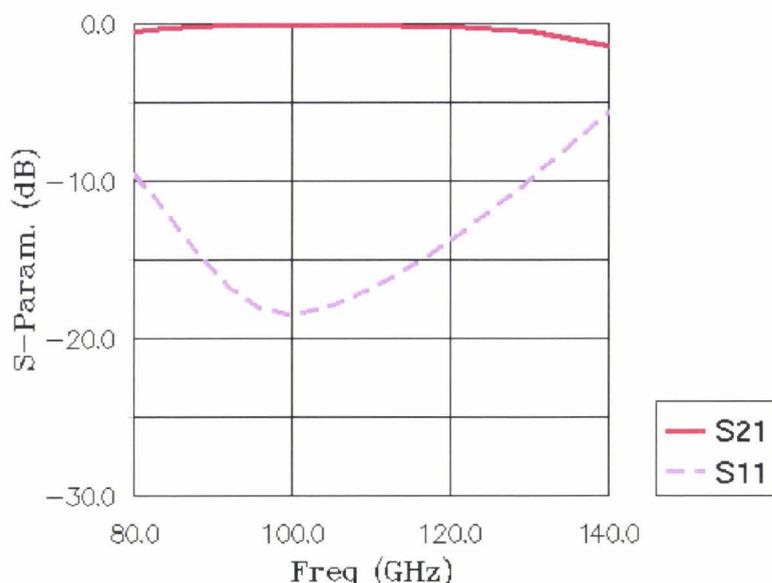


Fig. 32 : Coefficients de transmission et de réflexion de la transition guide rectangulaire à la ligne microruban insérée dans un petit guide rectangulaire d'un plongeur de dimensions optimisées $l_e=583 \mu\text{m}$ et $w_e=140 \mu\text{m}$ pour un fonctionnement à 100GHz

L'optimisation de la transition entre le guide rectangulaire d'entrée et la ligne microruban a été réalisée en utilisant le logiciel HFSS. Les paramètres principaux dont nous disposons sont la longueur et la largeur du plongeur. La position du court-circuit dans le guide d'entrée étant fixe et choisie de telle sorte que le plongeur se situe sur un ventre de champ électrique. Le court circuit imposant sur son plan un nœud de champ électrique.

Nous observons sur la figure 32 que les pertes d'insertion sont faibles et inférieures à 0.5dB pour les fréquences comprises entre 80GHz et 130GHz. L'adaptation est donc bonne dans une large bande de fréquence avec des pertes d'insertion inférieures à 0.1dB autour de 100 GHz.

Nous avons réalisé des simulations faisant intervenir la transition entre le guide d'entrée et le petit guide où se situe le filtre. La structure simulée inclut un filtre et le plan du port de sortie correspond à la position de la diode HBV. Les résultats obtenus montrent un très bon comportement de l'ensemble avec une large bande passante autour de 100GHz et une forte coupure autour de 300 GHz. Cependant, il faut rester prudent quant à l'interprétation de ces résultats à cause du caractère mono-fréquence des simulations. En effet pour étudier le

comportement autour de 300GHz, les simulations ne tiennent pas compte de la présence simultanée du signal d'entrée à 100GHz par exemple.

b) La transition avec le guide de sortie

Les résultats sur la seconde transition entre la ligne microruban et le guide rectangulaire de sortie, et dont le schéma de principe est reporté sur la figure 33, sont représentés sur la figure 34.

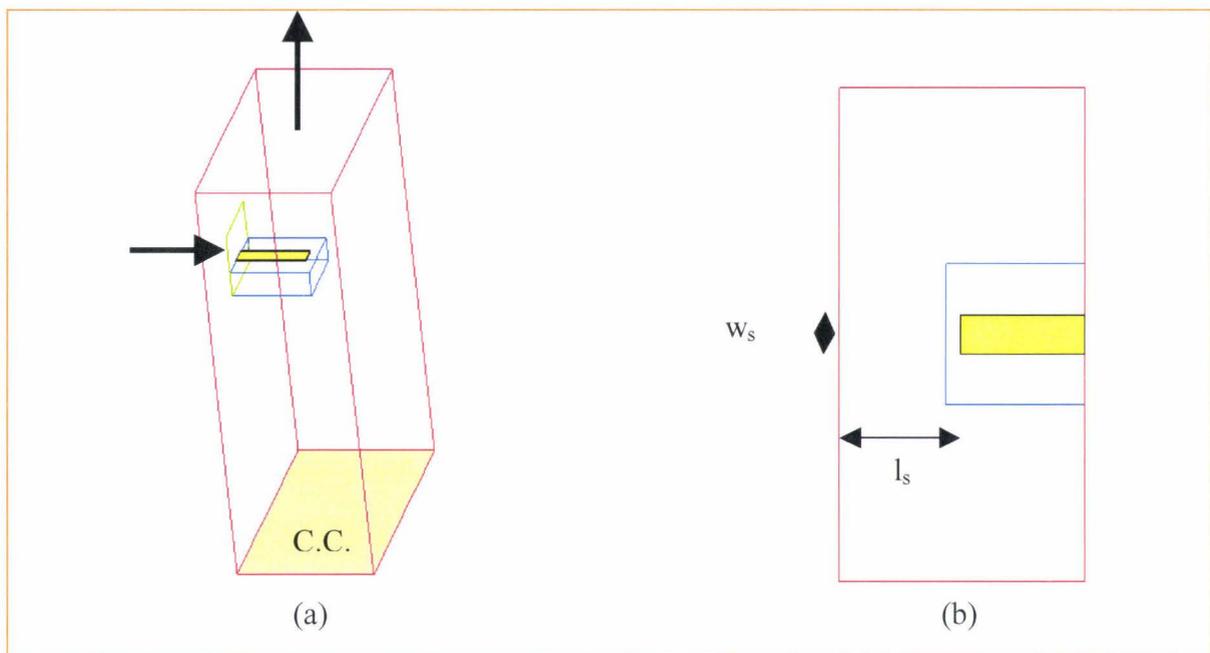


Fig.33 : Transition entre la ligne micro-ruban et le guide de sortie de type WR3 par l'intermédiaire d'un plongeur de dimensions (l_s, w_s) . (a) : vue en 3D, (b) vue de dessus.

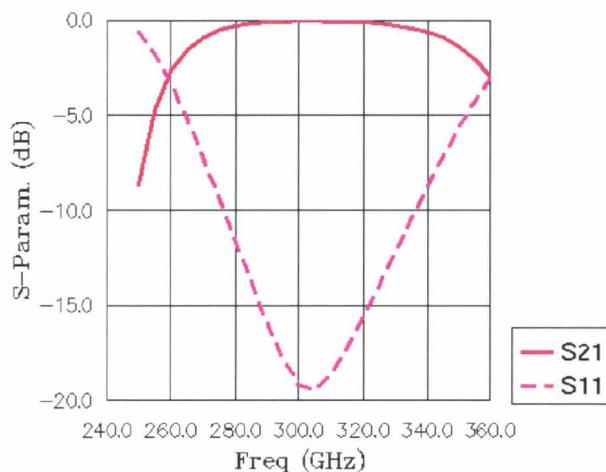


Fig. 34 : Coefficients de transmission et de réflexion de la transition entre la ligne microruban et le guide rectangulaire de sortie de type WR-3.

Les pertes d'insertion sont faibles sur une relative large bande de fréquence où nous avons par exemple $S_{21} > -0.3\text{dB}$ pour l'intervalle $[280 ; 330]$ (GHz) et $S_{21} > -1\text{dB}$ pour l'intervalle $[270 ; 345]$ (GHz).

4. Transitions en forme de taper avec la diode HBV

Afin d'améliorer le pompage de la diode, nous avons choisi d'utiliser des transitions « douces » en forme de taper linéaire. Il y a deux transitions de ce type dont une se situe en amont de la diode et la seconde en aval pour améliorer le transport du signal triplé vers le guide de sortie. La figure 35 illustre ce design, dans lequel pour le moment nous avons exclu les circuits d'adaptation à proximité du composant. L'adaptation est ici assurée dans les guides d'entrée et de sortie comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant. Une version « toute intégrée » du multiplicateur se devra d'introduire des circuits d'adaptation avec ici encore des études de compromis à trouver entre efficacité d'adaptation et largeur de bande.

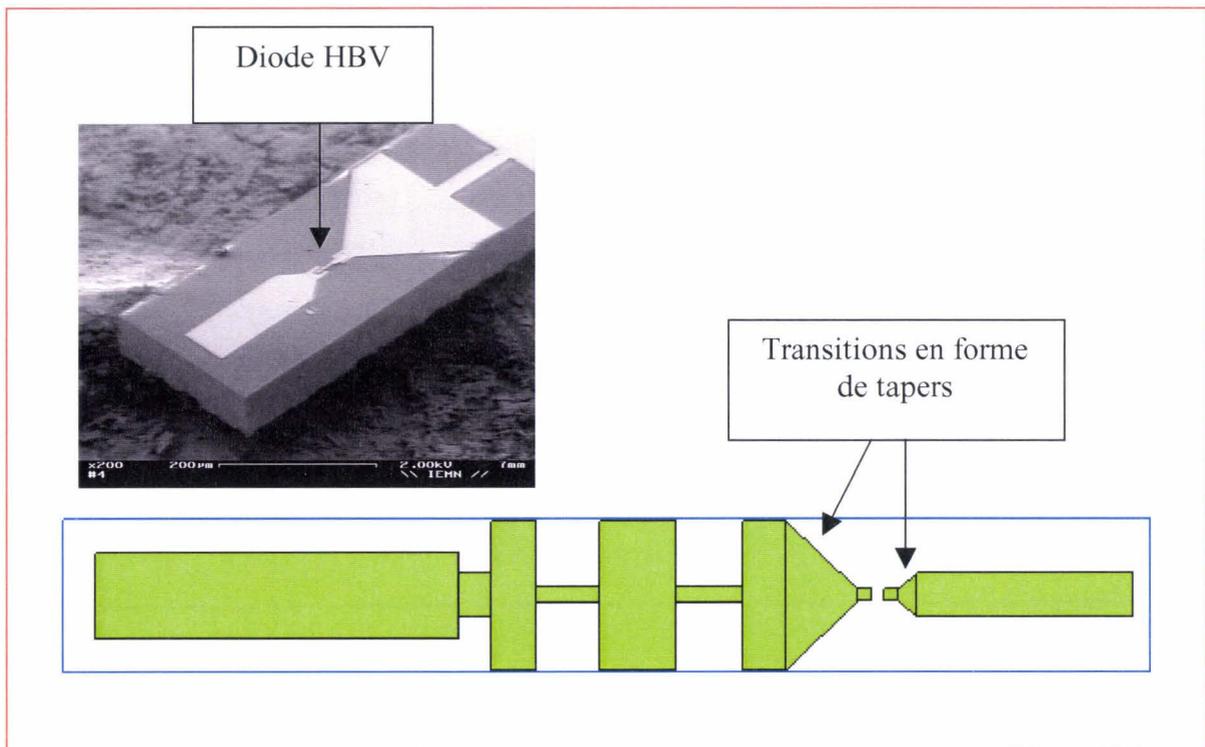


Fig. 35 : Transition en forme de taper linéaire autour de la diode HBV

5. Performances du tripleur monolithique dans la cellule.

Dans ce paragraphe, nous allons illustrer les résultats obtenus dans le cadre de nos collaborations avec le CNES et l'Observatoire de Paris. De plus amples informations pourront être trouvées dans le mémoire de thèse de T. David.

a) La cellule de multiplication

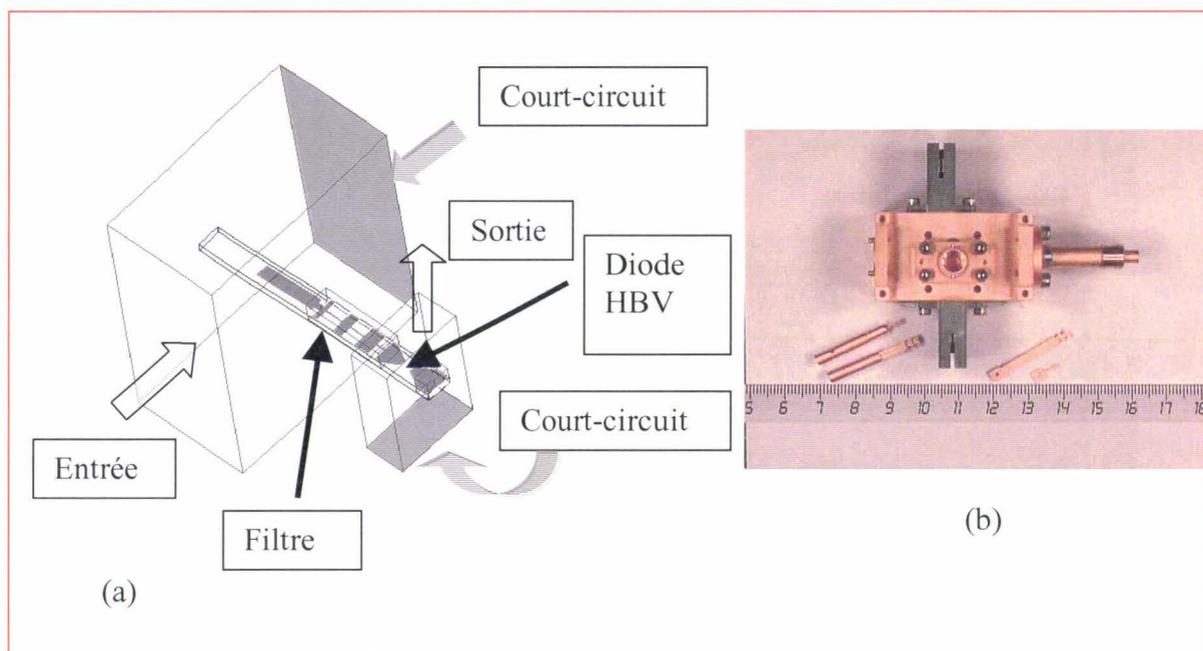


Fig. 36 : Cellule de multiplication de type Archer. (a) principe de la cellule (b) cellule de multiplication de l'Observatoire de Paris

Le circuit monolithique constitué par tous les éléments passifs étudiés auparavant et par la diode HBV a été testé à l'Observatoire de Paris avec une cellule de multiplication représentée sur la figure 36. Durant ces mesures, l'adaptation en puissance est réalisée par l'emploi de 4 court-circuits mobiles dont les positions sont modifiées systématiquement pour chaque modification. Précisons que ces composants sont très sensibles et qu'une variation même très petite de l'un des court-circuits, la puissance de sortie peut varier très fortement.

Nous pouvons détailler davantage sur le rôle des court-circuits employés pour l'adaptation. La cellule a été conçue pour pouvoir adapter le composant par l'intermédiaire de 4 court-circuits dont 2 pour l'entrée et 2 pour la sortie. Chaque couple de court-circuit permet de réaliser l'équivalent d'une adaptation simple stub mais à position mobile.

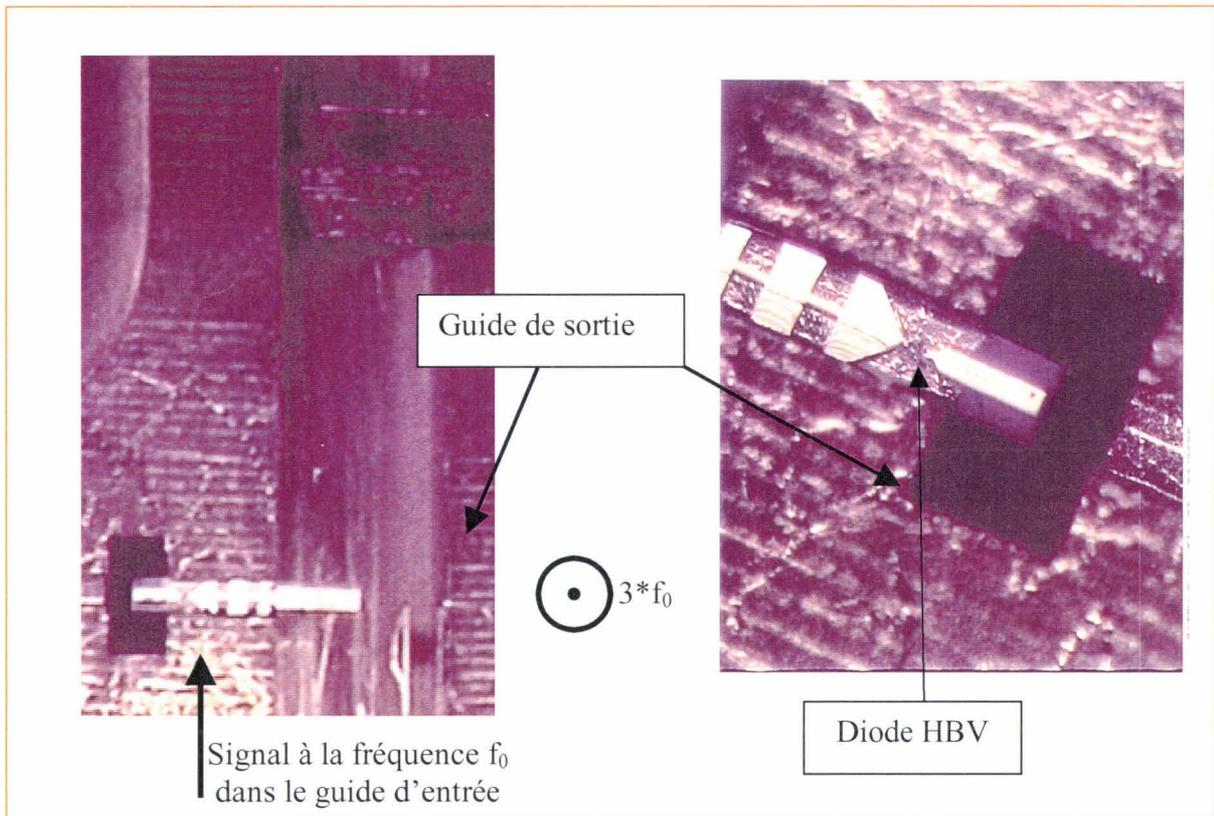


Fig. 37 : Circuit monolithique inséré dans la cellule de multiplication

Le circuit monolithique inséré dans la cellule de multiplication est représenté sur la figure 37. Des résultats de mesures effectuées, pour une fréquence d'entrée égale à 96GHz, sont reportés sur la [figure 38](#). Une puissance de sortie de 6mW a été obtenue à $f=288$ GHz. Le rendement de conversion est supérieur à 6% ce qui constitue pour ce type de composant un bon résultat.

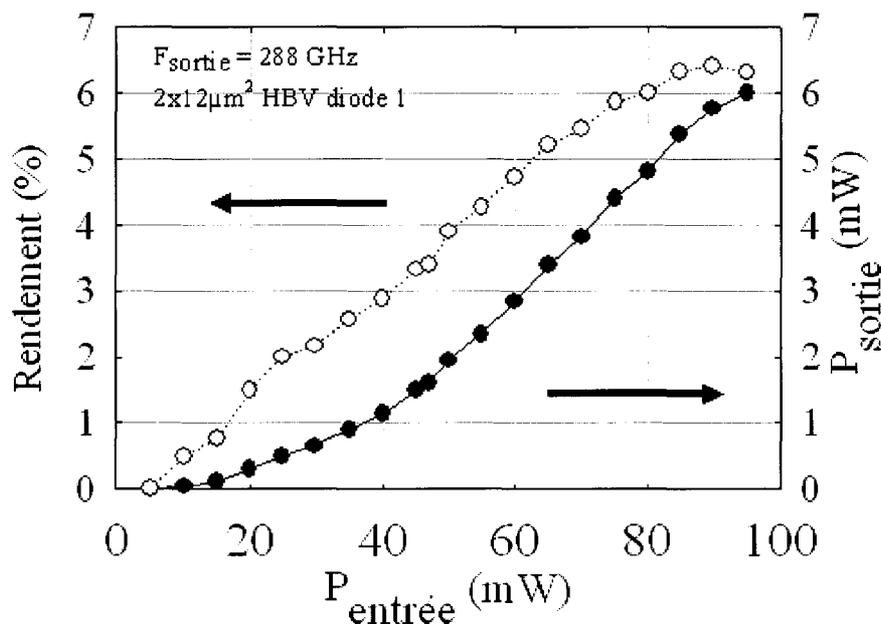


Fig. 38 : Mesures d'une diode HBV de section $24\mu\text{m}^2$ pour une fréquence d'entrée fixe et égale à 96GHz et en faisant varier la puissance d'entrée.

b) Largeur de bande du circuit monolithique

Afin d'étudier la largeur de bande du circuit monolithique, nous avons réalisé des mesures à puissance d'entrée fixe $P_{\text{entrée}}=70\text{mW}$ et nous avons fait un balayage fréquentiel. Les résultats de ces mesures sont donnés sur la figure 39 et montrent un très bon comportement de ce dispositif car nous relevons une largeur de bande à -3dB supérieure à 45GHz. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication principalement en raison du comportement large bande pour un niveau de puissance élevée [David 2].

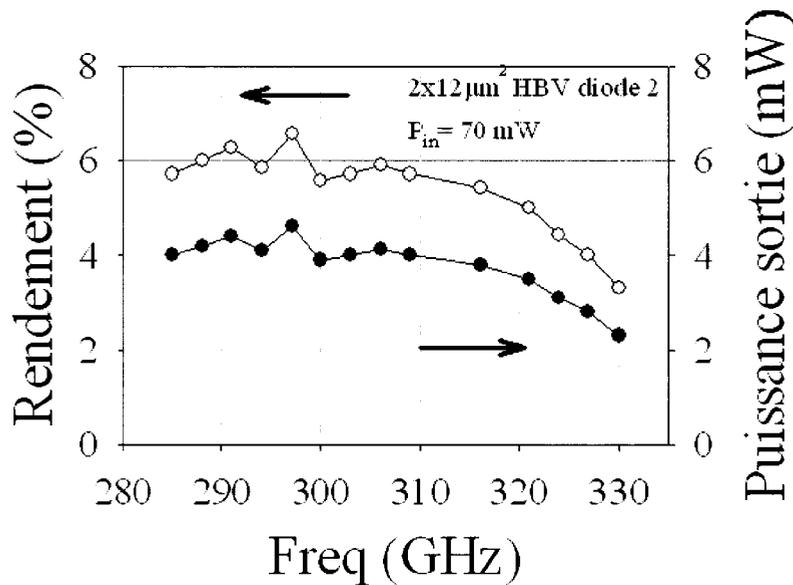


Fig. 39 : Mesures des puissances et de rendement de conversion du circuit monolithique pour une puissance d'entrée fixée à $P_{in}=70\text{mW}$.

Après avoir présenté des résultats sur les filtres périodiques et sur les applications concernant des filtres classiques en gamme submillimétrique, nous allons nous intéresser dans la troisième partie de ce chapitre aux filtres classiques mais possédant cependant des topologies nouvelles.

C. Filtres classiques avec des topologies nouvelles

La conception des filtres périodiques est relativement aisée ainsi que leur réalisation. Cependant, ils ne peuvent répondre à toutes les exigences et particulièrement à celle concernant le niveau des pertes d'insertion en bande passante. Les filtres périodiques possèdent une ondulation d'autant plus forte que le nombre de section est petit. Par conséquent il faudrait des filtres avec une longueur importante pour combler cela. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes intéressés aux filtres que l'on qualifie de « classiques », avec des sauts d'impédance, mais tout en tirant profit de la topologie double face.

1. Filtre Tchebyscheff à topologie double face.

a) Conception

Comme déjà évoqué précédemment, la raideur du filtre (ou la sélectivité) ainsi que le taux d'ondulation en bande passante et la compacité sont les trois paramètres clés de la conception. Dans le cas de structures périodiques, les bandes aux harmoniques supérieures doivent être prises en considération. Dans notre cas et dans la mesure où la compacité des dispositifs est un des avantages attendus des structures périodiques et/ou pseudo-périodiques, les filtres basés sur un design de type Tchebyscheff semblent les mieux adaptés car ils représentent un bon compromis par rapport aux exigences. Dans la suite, nous adoptons la même démarche que dans la partie A en développant progressivement de nouvelles topologies de filtre sur la base d'approches classiques. Nous avons rassemblé dans le tableau 4 les caractéristiques pour chaque type de section utilisé pour la réalisation de ce filtre à double face.

| | Section basse impédance | Section haute impédance |
|--------------------------|-------------------------|--|
| Largeur du ruban (en mm) | $w=5\text{mm}$ | $w_{\text{ruban}} = 0.4\text{mm}$ $w_{\text{trou}} = 8\text{ mm}$ |
| Z_c | $\sim 20\Omega$ | $\sim 135\Omega$ |
| ϵ_{reff} | 8.2 | 5.1 |

Tab. 4 : Paramètres des différents types de section de ligne employés. La ligne d'accès 50Ω possède une largeur $w=1.2\text{mm}$

A partir des coefficients de Tchebyscheff disponibles dans la littérature [Matthaei] et des caractéristiques de chacune des deux sections, il est possible de calculer les dimensions du filtre qui sont donnés dans le tableau 5. Lors de la conception les paramètres choisis sont une fréquence de coupure égale à $f_c=2\text{GHz}$, une ondulation maximale $A_m=0.2\text{dB}$.

| | l_1 | l_2 | l_3 | l_4 | l_5 | l_6 | l_7 |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Longueur (mm) | 15 | 4.47 | 5.22 | 7.25 | 5.22 | 4.47 | 15 |

Tab. 5 : Longueurs des sections du filtre Tchebyscheff à double face.

Les filtres représentés sur la figure 40 ont été réalisés à l'Université de Pampelune et testés à l'IEMN à l'analyseur vectoriel.

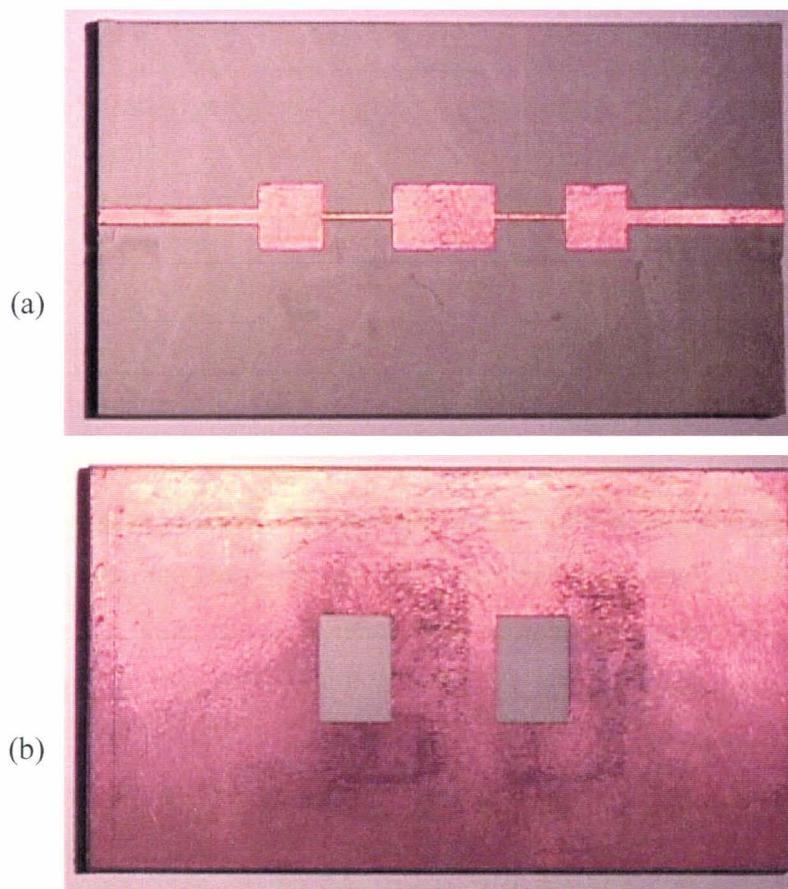


Fig. 40 : Filtre Tchebyscheff double face. (a) vue du ruban supérieur, (b) vue du plan de masse.

b) Performances et comparaisons

Sur la figure 41, nous avons représenté les coefficients de transmission issus des mesures et de simulation d'un filtre à double face. Nous avons également reporté ceux d'un

filtre Tchebyscheff classique, conçu de la même manière mais avec des sections à haute impédance différentes. Les caractéristiques des différents types de section sont détaillées dans le tableau 6. Les dimensions obtenues pour ce filtre sont données dans le tableau 7.

| Ligne d'accès | Section basse impédance | Section haute impédance |
|--------------------------|-------------------------|-------------------------|
| Largeur du ruban (mm) | $w=5\text{mm}$ | $w=0.4\text{mm}$ |
| Z_c | $\sim 20\Omega$ | $\sim 77\Omega$ |
| ϵ_{reff} | 8.2 | 6.4 |

Tab. 6 : Caractéristiques des différentes sections de lignes microruban classiques.

| | l_1 | L_2 | l_3 | l_4 | L_5 | l_6 | l_7 |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Longueur (mm) | 15 | 4.47 | 8.15 | 7.25 | 8.15 | 4.47 | 15 |

Tab. 7 : Longueurs des sections du filtre Tchebyscheff simple face.

Nous remarquons que le filtre double face est plus performant pour plusieurs raisons :

Premièrement il a une meilleure réjection, à la fois plus marquée en profondeur et en largeur, et cela pour un comportement en bande passante analogue (faible ondulation). Deuxièmement, la première remontée n'est constituée que d'un seul pic (autour de 6.2GHz) et non d'une bande de fréquence (d'environ 3GHz) pour le filtre classique. Il est par conséquent plus aisé d'éliminer ce simple pic que la bande en utilisant par exemple un stub. Le résultat de simulations sous HFSS d'un filtre à double face avec un stub en entrée est aussi reporté sur la figure 26 en traits pointillés. Nous avons alors une bande interdite relativement large et correspond à l'intervalle [2.5 ;10.5GHz] pour une transmission inférieure à -10dB. La première remontée dépassant -10dB correspond à une fréquence égale à 5 fois la fréquence de coupure du filtre.

Deuxièmement, le filtre double face, bien qu'il possède une meilleure réjection, est plus compact. En effet les sections où le plan de masse est percé ont une impédance caractéristique plus élevée qu'une ligne microruban classique. Par conséquent, pour obtenir une même inductance, la section sera plus courte. Nous vérifions bien cela si nous regardons les longueurs des sections l_3 et l_5 des deux filtres. Pour le filtre classique $l_3=l_5=8.15\text{mm}$ alors

que pour le filtre à double face $l_3=l_5=5.22$ mm. Le filtre simple face a une longueur totale $L_s=32.49$ mm alors que pour le filtre à double face $L_D=26.63$ mm. Ce qui signifie que le filtre double face est environ 20% plus court que le simple face.

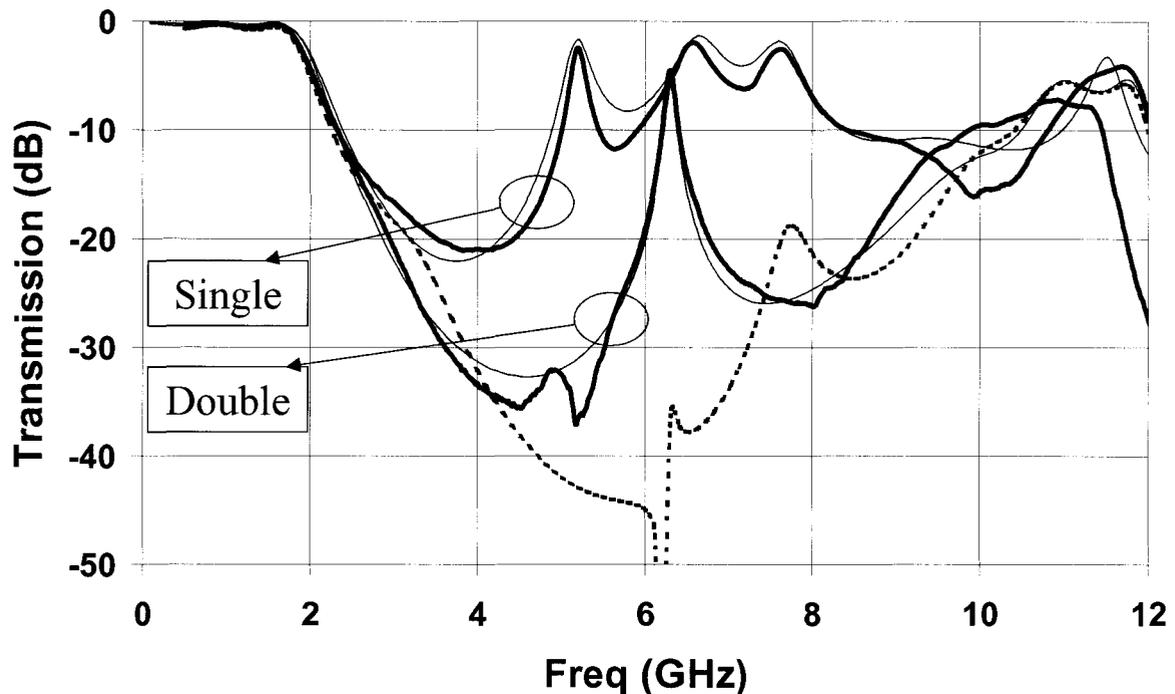


Fig. 42 : Coefficients de transmission de filtres simple face et double face.

Simulation sous HFSS(en trait fin), Mesures (en trait épais),
Simulation du filtre à double face avec un stub (en traits pointillés)

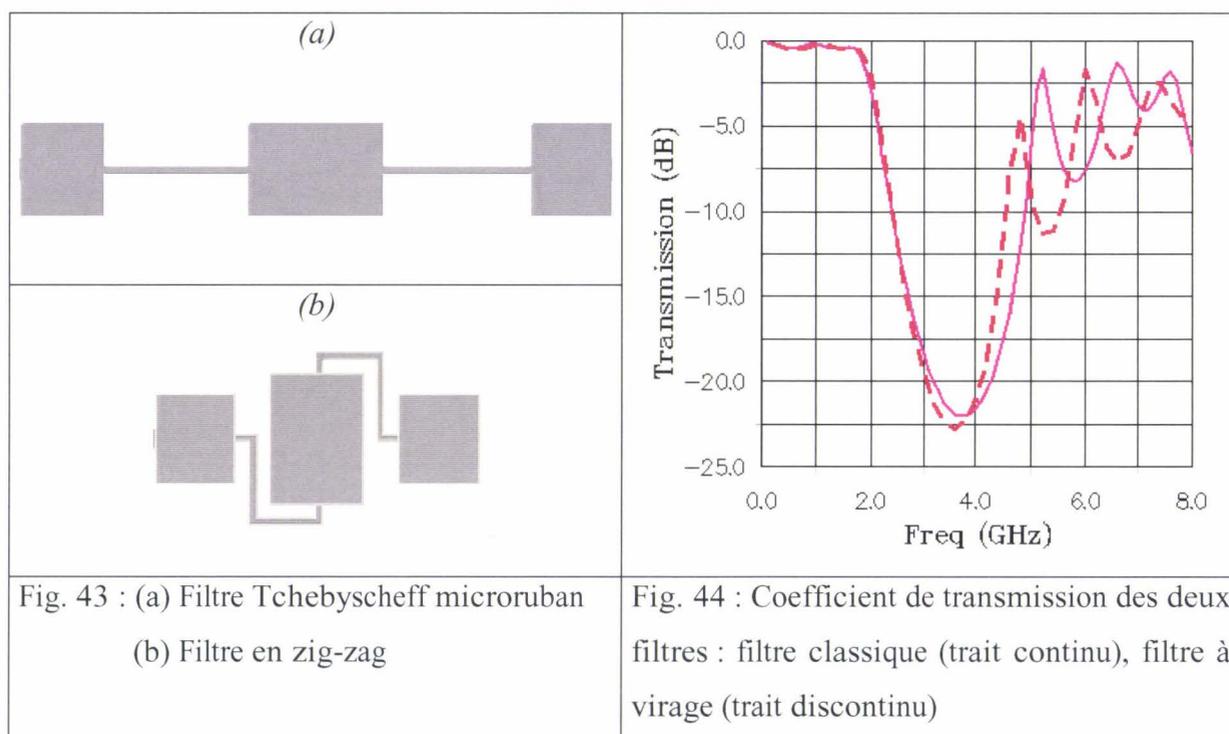
En conclusion, le filtre Tchebyscheff double face présente des propriétés très intéressantes. Il est à la fois plus compact et plus performant que les filtres classiques.

2. Optimisation de la compacité : structure en zig-zag.

a) Conception

La figure 43(a) est une vue de dessus d'un filtre Tchebyscheff en topologie microruban. Nous constatons qu'il est relativement long. C'est pourquoi, nous avons pensé à réduire la longueur totale du filtre en disposant les sections de manière différente. Cette

solution est représentée sur la figure 43(b). Les sections à basse impédance sont identiques pour les deux filtres, et seule la section centrale a été tournée de 90°. Ce sont les sections à hautes impédances caractéristiques qui sont le plus modifiées puisqu'elles présentent deux angles droits, mais la largeur du ruban a été préservée.



b) Performances et comparaisons

Sur la figure 44, nous avons tracé les coefficients de transmission pour les deux filtres (classique et à virage). Nous constatons que les réponses sont très proches l'une de l'autre. La bande passante est quasiment identique, avec une faible ondulation. La pente de réjection ainsi que la profondeur de réjection sont quasiment identiques. Nous pouvons donc penser que le confinement électromagnétique est très important sous la ligne à haute impédance caractéristique et par conséquent le couplage entre les sections voisines est faible. L'écart entre les deux réponses fréquentielles est plus marqué à partir de la première remontée. Ceci peut-être expliqué par la différence de longueur des sections à hautes impédances car elles ont été choisi légèrement plus longues pour pouvoir séparer les sections voisines et éviter un couplage parasite.

D'après les études sur les angles droits en topologie microruban, les pertes deviennent non négligeables à partir de 20GHz environ. En termes de compacité le gain est relativement

important puisqu'il y a quasiment un rapport 2 pour la longueur totale entre le filtre classique et le filtre en zig-zag.

3. Pour une largeur de ruban constante : modulation douce de la permittivité

Nous allons nous intéresser à des filtres dont l'impédance caractéristique varie de manière continue. Une approche de ce type a été décrite dans le chapitre I. Nous parlons alors de modulation douce ou de filtre mou. Deux solutions sont envisagées : la première consiste à faire varier les grandeurs physiques de la structure telle que la permittivité du substrat suivant la position, alors que, la seconde est basée sur les grandeurs géométriques telle que la largeur du ruban. Pour la première solution, ce sont les réalisations qui vont constituer la plus grande difficulté. Nous pouvons penser à utiliser des substrats plus ou moins usinés ou traités suivant les sections afin de changer localement la permittivité. La deuxième solution a déjà fait l'objet d'études [LeRoy] pour des filtres à topologie microruban classique. Quant à nous, l'une de nos perspectives est d'appliquer une méthode similaire à partir de la topologie double face afin de concevoir des filtres à très hautes performances.

4. Filtres passe bas sur BNT

Nous avons démontré dans la partie précédente l'intérêt des filtres à double face, aussi bien du point de vue des performances que de la compacité. Le substrat que nous avons utilisé était le Rogers RT 6010 de permittivité relative $\epsilon_r=10.2$, ce qui est une valeur élevée par rapport aux substrats les plus couramment employés en technologie plaquée. Cependant un substrat de permittivité encore plus élevée peut nous laisser envisager des filtres encore plus compacts. Les substrats offrant cette possibilité sont des céramiques, dont les permittivités relatives peuvent atteindre 100 (voire plus). L'inconvénient majeur des céramiques est leur grand angle de perte. Récemment de nouvelles céramiques ont été développées et parmi elles certaines présentent un faible angle de perte avec $\tan\delta < 0.001$. C'est le cas du BNT ($\text{BaO-PbO-Nd}_2\text{O}_3\text{-TiO}_2$) de permittivité relative $\epsilon_r=88$. Des simulations sous HFSS de lignes de propagation utilisant ce substrat ont été effectuées par J.C. Crute [Réf.]. Nous avons reporté ces résultats sur la figure 45 concernant l'impédance

caractéristique et la permittivité effective relative d'une ligne microruban sur un substrat de BNT d'épaisseur $h=1.27\text{mm}$.

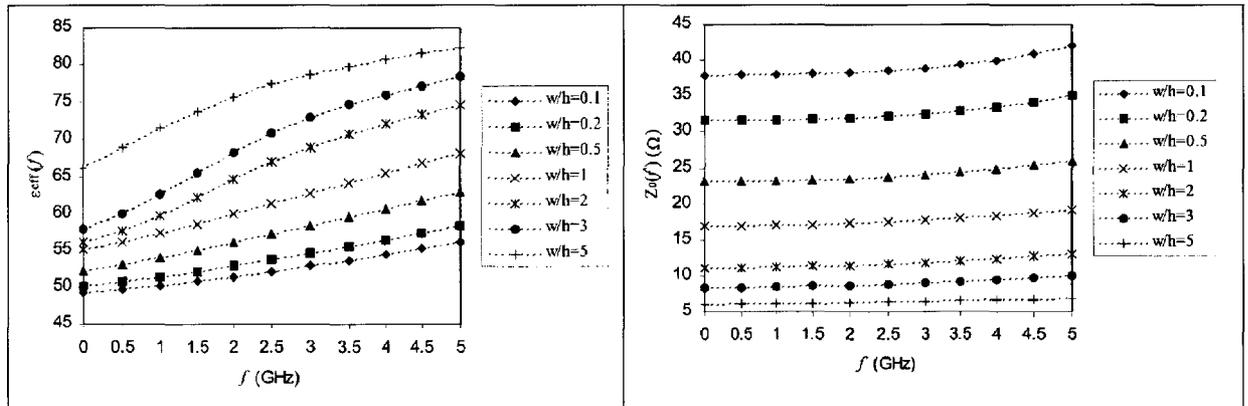


Fig. 45 : Permittivité effective relative (à gauche) et impédance caractéristique d'une ligne micro-ruban (à droite) sur un substrat de BNT d'épaisseur $h=1.27\text{mm}$ (d'après [Crute])

Nous remarquons que les impédances caractéristiques accessibles sont dans l'intervalle 6Ω et 40Ω environ. Cette gamme est plus faible que les cas étudiés dans les parties précédentes. Ce résultat était prévisible, car les capacités linéiques sont importantes du fait d'une haute permittivité (C étant proportionnelle à ϵ_r), et Z_c est proportionnelle à $\sqrt{L/C}$. Il est important de noter qu'il est difficile voire impossible de réaliser une ligne microruban d'impédance caractéristique égale à 50Ω avec un substrat de BNT de hauteur 1.27mm .

a) Filtre périodique simple face

Un premier filtre périodique sur un substrat de BNT a été simulé sur HFSS. Les dimensions pour un fonctionnement en bande centimétrique du filtre réjecteur de bande sont regroupées dans le tableau 8. Certaines valeurs ont été déduites de la figure 46 où sont représentées les caractéristiques ($Z_c ; \epsilon_{\text{reff}}$) de lignes microruban utilisant ce substrat.

| | Section basse impédance $w=6.4\text{mm}$ | Section haute impédance $w=0.64\text{mm}$ |
|---------------------------------|---|--|
| Permittivité effective relative | 83 | 66 |

| | | |
|--|-------------------|-------------------|
| Impédance caractéristique | 6 Ω | 25 Ω |
| Longueur pour une section en $\lambda_g/4$ | 165 μm | 185 μm |

Tab. 8 : Caractéristiques des sections pour un filtre de Bragg sur un substrat de BNT

b) Double face

Un premier intérêt pour la topologie double face, dans le cas d'une ligne microruban, est la possibilité de concevoir des lignes à impédance caractéristique égale à 50 Ω . En effet la permittivité du substrat étant très élevée ($\epsilon_r > 80$), cela procure un caractère hautement capacitif aux tronçons de ligne, or l'impédance caractéristique est donnée par $Z_c = \sqrt{L/C}$ et par conséquent plus la capacité linéique est élevée, moins Z_c ne peut atteindre des valeurs élevées. Dans le cas d'une ligne microruban classique sur du BNT, cette impédance caractéristique maximale est inférieure à 50 Ω .

c) Filtre double face à substrat usiné

Nous avons réalisé des simulations électromagnétiques pour un filtre à saut d'impédance avec deux types de section. La première est une ligne microruban classique et correspond aux sections capacitives alors que pour les sections inductives, nous avons choisi d'usiner simultanément le plan de masse ainsi que le substrat afin d'augmenter au maximum le contraste d'impédance caractéristique. Le schéma de principe est donné sur la figure 47.

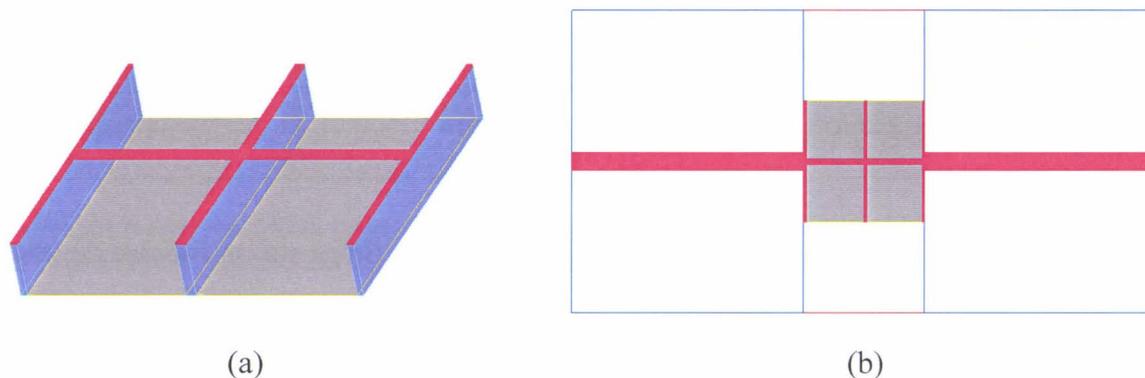


Fig. 47 : Filtre Tchebyscheff à 5 sections sur BNT : (a) filtre seul, (b) filtre avec les lignes d'accès

Les coefficients de transmission et de réflexion obtenus par simulation sont représentés sur la figure 48. Nous pouvons remarquer que ce filtre présente, même avec une conception très simple, des performances en termes de filtrage très bonnes avec une forte pente de réjection qui reste supérieure à 20 dB sur une très large bande de fréquence. Nous pouvons attribuer ces performances au rapport d'impédance caractéristique qui est très élevé. Nous projetons de réaliser des filtres de ce type à base de BNT. Un autre avantage pour ces filtres est son extrême compacité puisque la longueur totale est inférieure à 1cm. Si l'on considère les longueurs d'ondes dans le vide à ces fréquences qui sont de l'ordre de la dizaine de centimètres, nous pouvons apprécier davantage sa compacité.

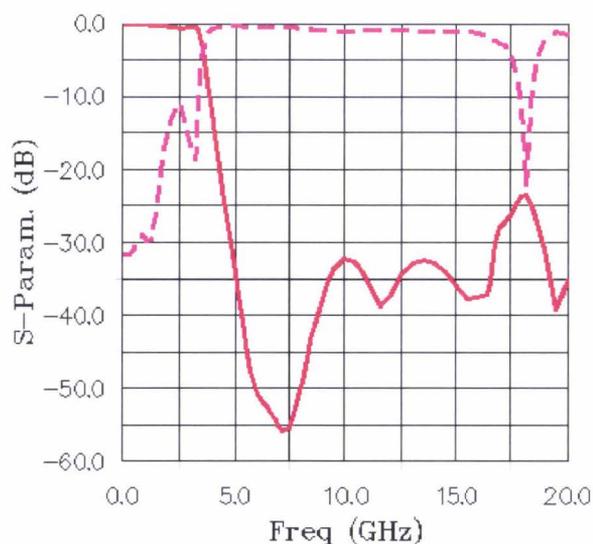


Fig. 48: Filtre Tchebyscheff à 5 sections sur substrat BNT : coefficient de transmission (trait continu) et coefficient de réflexion (trait discontinu).

D. Conclusions et perspectives

Pour chacune des voies explorées en vue de l'amélioration du filtrage, et mettant en jeu notamment des technologies de micro-usinage de surface et de volume, nous avons la possibilité de garder le caractère périodique de la modulation de l'impédance caractéristique ou au contraire introduire des motifs de transition de type « taper » ou des lois de variation des dimensions de ces même motifs. Une combinaison des deux dernières solutions permettant de réduire l'ondulation en bande passante. Ces notions de réseaux chirps de motifs séquencés appartiennent à cette catégorie.

Dans l'ensemble des filtres proposés, un des paramètres clés est le rapport d'impédance caractéristique accessible par la structuration du substrat, des plans de masse en sachant que la combinaison de plusieurs solutions est source de grandes améliorations. Un des exemples les plus représentatifs est la structuration double face qui a conduit à des résultats originaux et prometteurs en termes de réjection, de recouvrement des bandes interdites et de pertes en bande passante. L'ensemble des démonstrations expérimentales a été faite en utilisant un substrat de permittivité relative $\epsilon_r=10.2$ (RT Duroid 6010) avec des techniques de micro-usinage de surface adaptées aux bandes centimétriques. Il est difficile de réaliser un filtre sans envisager les problèmes liés aux boîtiers. Ce point a été également étudié avec l'influence d'une surface métallique à proximité des éléments filtrants avec la mise en évidence d'un effet parasite de résonance assimilable à un mode de boîtier.

L'essentiel de ce travail a été fait en étroite collaboration avec l'université de Navarre dont les travaux ont été largement cités dans la mesure où ils ont souvent sous tendus nos propres études. Il s'agit notamment des recherches sur les filtres mous et sur les sections à méandres. La compacité apparaît comme un des critères clés pour le futur. Il est à noter que des applications de télécommunications sont encore restreintes aux bandes centimétriques même pour les systèmes de 3^{ème} génération en téléphonie mobile. L'encombrement des circuits est non négligeable et ce point mérite d'être amélioré. Les progrès récents effectués sur les matériaux de permittivité relative très élevée ($\epsilon_r=80$) laissent espérer des améliorations sensibles, d'autres voies de recherche mériteraient cependant d'être explorées. Une seconde voie d'amélioration nous semble concerner les remontées de transmission dans des filtres de genres différents (passe bas ou passe bande). Avec le point de vue des structures PBG, ceci

correspond aux bandes passantes d'ordre supérieur. Les approches nouvelles combinant circuit chargé périodiquement par des éléments réactifs et à modulation d'impédance caractéristique proposées par l'Université de Barcelone sont de ce point de vue intéressantes.

Nous avons conçu un circuit quasi-monolithique pour réaliser un tripleur de fréquence aux fréquences millimétriques et sub-millimétriques en réalisant les parties passives et la diode HBV en même temps. De très bons résultats ont été obtenus avec un comportement large bande du tripleur où la bande à -3dB est égale à $B=45\text{GHz}$ autour d'une fréquence centrale proche de 300GHz. Les niveaux de puissance atteints sont de l'ordre de 4mW sur la plage de fréquence [280-325GHz] pour une puissance d'entrée de l'ordre de 70mW.

La limitation de cette bande à -3dB, (même si elle est relativement importante) peut être en partie due aux éléments passifs mais également à la cellule de multiplication elle-même. C'est pourquoi afin d'accroître davantage cette bande pour un fonctionnement entre 220 et 400GHz, de nouvelles structures sont à l'étude dans le cadre des travaux de thèse de T. Decoopman. Ces études ont pour objectif de répondre à une demande de la part de l'Agence Spatiale Européenne. Les solutions envisagées emploient des topologies de type fin-line.

Références :

[Ahn] D. Ahn, J.S. Park, C.S Kim ; J.Kim, Y. Qian and T. Itoh, "A Design of the Low-Pass Filter Using the Novel Microstrip Defected Ground Structure", IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, Vol. 49, No. 1, p. 86-93, 2001.

[Akalin 1] T. Akalin, M.A.G. Laso, T. Lopetegi, O. Vanbésien, M. Sorolla and D. Lippens, "PBG-type Microstrip Filters with One and Two Side Patterns", Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 30, No. 1, p. 69-72, 2001.

[Akalin 2] T. Akalin, M.A.G. Laso, E. Delos, T. Lopetegi, O. Vanbésien, M. Sorolla and D. Lippens, "High performance double-sided microstrip PBG Filter", Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 35, No. 2, p. 160-163, 2002.

[Archer] J.W. Archer
« An efficient 200-290-GHz frequency tripler incorporating a novel stripline structure »
IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, Vol. 32, No. 4, p.416-420, 1984

[Arscott] S. Arscott, P. Mounaix and D. Lippens
"Substrate transfer process for InP-based heterostructure barrier varactor devices"
Journal of Vacuum Sci. and Technology B, Vol. 18, No. 1, pp.150-155, 2000

[Blondy] P. Blondy, A.R. Brown, D. Cros, and G.M. Rebeiz, "Low-Loss Micromachined Filters for Millimeter-Wave Communication Systems" IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, Vol. 46, No. 12, p. 2283-2288, 1998.

[Crute] John R. Crute, «Properties of high- ϵ_r microstrip lines», Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 31, No. 4, pp. 313-315, 2001.

[David] T. David, S. Arscott, J-M. Munier, T. Akalin, P. Mounaix, G. Beaudin and D. Lippens
"Monolithic Integrated circuits Incorporating InP-Based Heterostructure Barrier Varactors",

IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 12, No. 8, p. 1-3, 2002

[Drayton] R.F. Drayton, S.P. Pacheco, J. Wang, J-G. Yook, and L.P.B. Katehi, "Micromachined Filters on Synthesized Substrates", IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, Vol. 49, No. 2, p. 308-314, 2001.

[Du] Z. Du, K. Gong, B. Gao, Z. Feng, "Influence of a metallic enclosure on the S-Parameters of microstrip photonic bandgap structures", IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 44, No. 2, p. 324-328, 2002.

[Edwards] T. C. Edwards and M. B. Steer, "Foundations of interconnect and microstrip design", Third Edition, Wiley, Chichester, UK, 2000.

[Falcone] F. Falcone, T. Lopetegui, M. Irisarri, M. A. G. Laso, M. J. Erro, M. Sorolla, «Compact photonic bandgap microstrip structures », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 23, No. 4, p. 233-236, 1999.

[Gupta] K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, P. Bhartia, "Microstrip lines and slotlines", Artech House, 1996.

[Karmakar 1] N. C. Karmakar «Theoretical investigations into binomial distributions of photonic bandgaps in microstripline structures », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 33, No. 3, pp. 191-196, 2002.

[Karmakar 2] N. C. Karmakar, «Improved performance of photonic band-gap microstripline structures with the use of Chebyshev distributions », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 33, No. 1, pp. 1-5, 2002.

[Kee] C.S. Kee, J.-E. Kim, H. Y. Park, S.J. Kim, H.C. Kong, Y.S. Kwon, N.H. Myung, S.Y. Shin, H. Lim, "Essential parameter in the formation of photonics band gaps", Physical Review E, Vol. 59, No. 4, 4695-4698, 1999.

[Kim 1] T. Kim, C. Seo, « A Novel Photonic Bandgap Structure for Low-Pass Filter of Wide Stopband », IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 10, No. 1, pp. 13-15, 2000.

[Kim 2] C.S. Kim, J.-S. Park, D. Ahn, and J.-B. Lim, "A Novel 1-D periodic defected ground structure for planar circuits", IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 10, No. 4, p. 131-133, 2001.

[Kollberg] E.L. Kollberg and A. Rydberg

“Quantum-barrier-varactor diode for high efficiency millimeter multipliers”,
Electronic Letters 25, p.1696-1697, 1989

[Laso 1] M. A. G. Laso, M. J. Erro, D. Benito, M. J. Garde, T. Lopetegi, F. Falcone, M. Sorolla, « Analysis and design of 1-D photonic bandgap microstrip structures using a fiber grating model », Microwave and Optical Technology Letters ,Vol. 22, No. 4, pp. 223-226, 1999.

[Laso 2] M. A. G. Laso, T. Lopetegi, M. J. Erro, D. Benito, M. J. Garde, M. Sorolla, « Novel wideband photonic bandgap microstrip structures », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 24, No. 5, pp. 357-360, 2000.

[Laso 3] M. A. G. Laso, T. Lopetegi, M. Bacaicoa, J. Hernández, R. Gonzalo, M. Sorolla, « Arrangements of via holes in microstrip lines as metallodielectric periodic structures », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 26, No. 6, pp. 372-379, 2000.

[Le Roy] M. Le Roy, A. Perennec, S. Toutain, L.C. Calvez,

« The continuously varying transmission-line technique : application to filter design »
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. 47, No. 9, p. 1680-1687, 1999.

[Lopetegi 1] T. Lopetegi, M. A. G. Laso, M. J. Erro, D. Benito, M. J. Garde, F. Falcone, M. Sorolla, « Novel photonic bandgap microstrip structures using network topology », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 25, No. 1, pp. 33-36, 2000.

[Lopetegi 2] T. Lopetegi, M. A. G. Laso, M. Irisarri, M. J. Erro, F. Falcone, M. Sorolla, « Optimization of compact photonic bandgap microstrip structures », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 26, No. 4, pp. 211-216, 2000.

[Lopetegi 3] T. Lopetegi,

“Photonic bandgap structures in microstrip technology: study using the coupled mode formalism and applications”

Thèse de l’Université Public de Navarre, 2002

[Matthaei] G. Matthaei, L. Young, E.M.T. Jones,

“Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures”,

Artech House, 1980.

[Mélique] X. Mélique, A. Maestrini, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J.M.Goutoule, G. Beaudin, T. Nahri and D. Lippens,

“Record performance of a 250 GHz InP-based heterostructure barrier varactor tripler ”

Electronics Letters, Vol. 35, No. 11, p.938-939, 1999.

[Meola] R.Meola, J.Freyer and M.Claassen

« Improved frequency tripler with integrated single-barrier varactor »

Electronics Letters

Vol. 36, No. 9, p.803-804, 2000

[Park] J.S. Park, J.-S. Yun, D. Ahn,

“A design of the novel coupled-line bandpass filter using defected ground structure with wide stopband performance”,

IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, Vol. 50, No. 9, p. 2037-2043, 2002.

[Radisic] V. Radisic, Y. Qian, R. Coccioli, T. Itoh, “Novel 2-D Photonic Bandgap Structure for Microstrip Lines”

IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 8, No. 2, p. 69-71, 1998.

[Rumsey] I. Rumsey, M. Picket-May, P. K. Kelly, « Photonic Bandgap Structures Used as Filters in Microstrip Circuits », IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 8, No. 10, pp. 336-338, 1998.

[Siegel] P.Siegel, R.P. Smith, M.C. Gaidis, and S.C.Martin

« 2.5-THz GaAs monolithic membrane-diode mixer »

IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques
Vol. 47, No. 5, p.596-604, 1999

[Siegel] P.H.Siegel

« Terahertz technology »

IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques
Vol. 50, No. 3, p.910-928, 2002

[Thornton] J. Thornton, C. M. Mann, and P. De Maagt

« Optimization of a 250-GHz schottky tripler using novel fabrication and design techniques »

IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques
Vol. 46, No. 8, 1998, p.1055-1061, 1998

[Tirapu] J. Tirapu, T. Lopetegi, M. A. G. Laso, M. J. Erro, F. Falcone, M. Sorolla, «Study of the delay characteristics of 1-D photonic bandgap microstrip structures », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 23, No. 6, pp. 346-349, 1999.

CHAPITRE III :
ANTENNES PBG DIRECTIVES

Chapitre III. Antennes PBG Directives

1. Introduction

La transmission d'information à distance nécessite l'utilisation d'antennes qui sont placées en fin de chaîne d'émission et en tête de chaîne de réception. Leur rôle est donc primordial du fait de leur position aux extrémités comme nous pouvons le voir sur la figure 1 représentant le synoptique simplifié d'une transmission de télécommunication. L'antenne est un élément transducique car il permet de générer un rayonnement électromagnétique à partir d'un signal électrique. Il existe de nombreuses catégories d'antennes dont un classement peut se faire par exemple à partir de leur diagramme de rayonnement. Suivant les applications, le caractère directif ou isotrope de l'antenne sera privilégié.

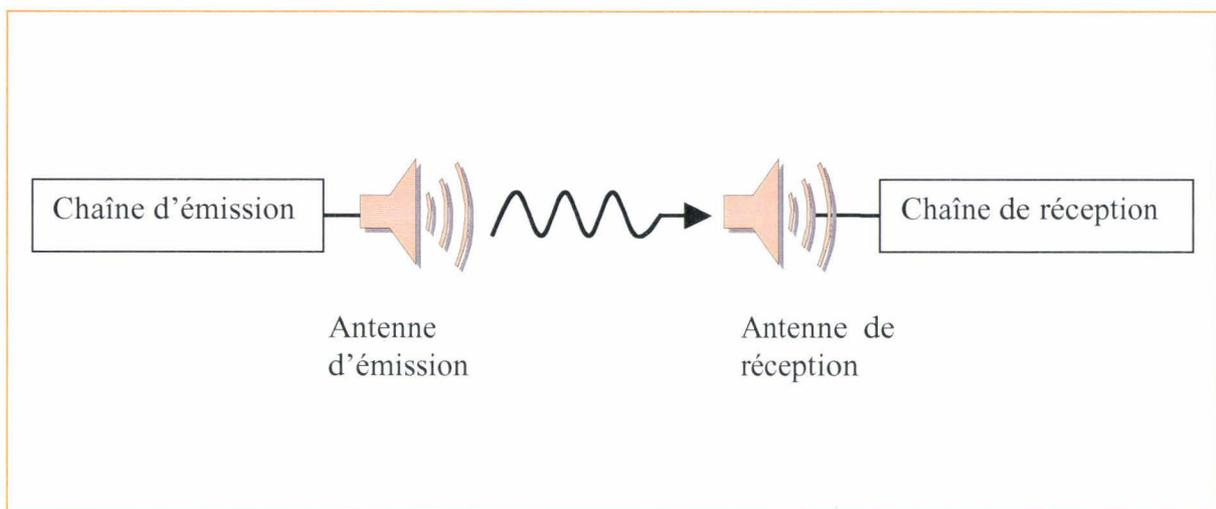


Fig. 1 : Synoptique simplifié d'une transmission sans fil.

En micro-ondes et principalement dans le domaine fort étudié des antennes plaquées, la conformation « à volonté » d'un diagramme de rayonnement s'avère souvent délicate principalement à cause de la présence du substrat sur lequel est déposée l'antenne. Le problème devient critique lorsque les fréquences de fonctionnement augmentent avec l'apparition des modes d'ordre supérieur n'offrant généralement les propriétés de rayonnement souhaitées.

A ce titre, l'émergence des structures périodiques offre de nouveaux degrés de liberté pour le contrôle des modes apparaissant pour une géométrie donnée. La structuration périodique en termes d'éléments métalliques, diélectriques et/ou métallo-diélectrique peut être introduite au niveau du substrat dans le plan ou sous l'antenne ou bien au dessus de cette dernière, on parlera alors d'un radôme ou d'un superstrat utilisé en bande passante ou en bande interdite.

Au début des années 90, la principale application des structures PBG dans le domaine des antennes concernait l'élimination des modes de substrat qui diminuent le rendement et perturbent le diagramme de rayonnement. Afin d'empêcher l'apparition de ces modes parasites qui sont directement liés au substrat et en particulier à son épaisseur, différentes solutions ont été envisagées. Nous pouvons citer parmi elles, celles basées sur un usinage volumique du substrat ou surfacique du plan de masse [Brown, Gonzalo] et ce de façon périodique. Une nouvelle approche consiste à placer un réseau de type FSS (Frequency Selective Surface) et sur le même plan que l'antenne [Lee]. Le principe dans les trois cas est de créer un PBG autour de l'antenne dont la bande interdite inclut les premiers modes de substrat.

En ce qui nous concerne, l'objectif principal dans ce chapitre est d'étudier les possibilités qu'offrent les structures PBG pour accroître la directivité d'antennes couramment employées. L'idée de disposer un radôme présentant une périodicité dans la direction de rayonnement a été proposée initialement par l'équipe de B. Jecko de l'IRCOM [Thévenot 1]. Notre principale contribution concerne la mise en évidence des éléments clés nécessaires à l'augmentation de la directivité de ces antennes. Dans ce but, nous analyserons les propriétés électromagnétiques des éléments constitutifs de l'antenne finale à savoir le réseau périodique, la cavité résonnante et l'antenne utilisée. En nous aidant d'une analogie avec les super-réseaux semiconducteurs, des règles de conception optimale seront établies. Les simulations électromagnétiques nous indiqueront l'écart à l'idéalité que l'on peut obtenir, notamment lorsque les dimensions finies de l'objet sous étude sont prises en compte. Ces concepts seront ensuite appliqués à la réalisation d'un prototype qui a été caractérisé en bande X. En guise de conclusion des pistes concernant la reconfigurabilité de telles antennes seront évoquées.

2. Structuration périodique unidimensionnelle : le réseau de Bragg

Comme déjà évoquée dans le chapitre II concernant le filtrage, la structure périodique unidimensionnelle la plus simple à créer est une alternance entre deux milieux de propriétés différentes. Dans le cas optimisé par la réflectivité du dispositif, on l'appelle réseau de Bragg aussi bien en hyperfréquence qu'en optique.

Rappelons que d'une manière générale, un réseau de Bragg peut être obtenu en empilant de manière périodique deux types de plaque diélectriques présentant chacune une permittivité ϵ différente suivant la série ABABA... comme le montre la figure 2. Le miroir obtenu présente un coefficient de réflexion maximal dans le cas particulier où chaque plaque possède une épaisseur égale au quart de la longueur d'onde guidée λ_g , avec $\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$, cela

équivalent à $d_1 = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_{r1}}}$ et $d_2 = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_{r2}}}$ pour chaque plaque. Ces relations entre les épaisseurs

d_1 et d_2 des plaques et la longueur d'onde λ_0 dans le vide ne sont vérifiées exactement qu'à une seule fréquence qui correspond au centre de la bande réfléchie. Cependant le coefficient de réflexion est relativement important sur une bande de fréquence qui est d'autant plus large que le rapport de permittivité entre les plaques est élevé. Afin de tirer profit de cette propriété, le choix sur les matériaux à utiliser s'est orienté vers un diélectrique de constante élevée pour l'une des plaques et vers l'air pour la « deuxième » dont la permittivité relative est prise égale à l'unité.

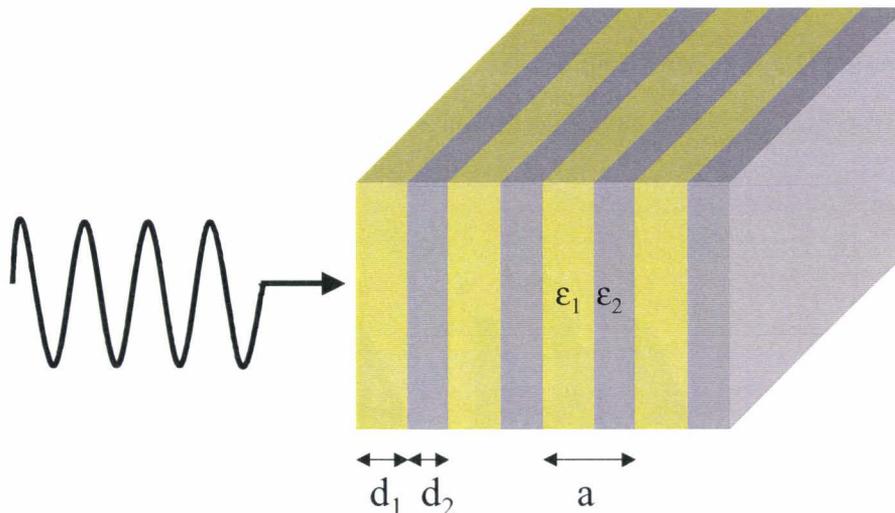


Fig. 2 : Incidence normale sur un réseau de Bragg.

L'étude de la faisabilité qui va suivre a été réalisée sous le logiciel. La fréquence centrale du réseau de Bragg a été choisie de façon arbitraire à 6GHz. Signalons que l'ensemble de cette étude pourra être adapté à toute autre fréquence moyennant une règle

d'échelle quant aux dimensions utilisées. Nous choisissons un substrat diélectrique de permittivité relative $\epsilon_r=10$ pour obtenir un contraste d'indice important. Les dimensions calculées du réseau sont alors une épaisseur de plaques égale à $e=3.96\text{mm}$ pour une distance entre plaques correspondant à un quart d'onde dans l'air soit $a=\lambda_0/4=12.5\text{mm}$.

Nous supposons dans cette partie des plaques de dimensions latérales infinies et l'étude est menée sous incidence normale. Le spectre de transmission au travers d'un réseau comportant 5 plaques diélectriques est donné sur la figure 4 (a). Comme attendue, nous observons une bande interdite centrée sur $f_0=6\text{GHz}$ avec un taux de réjection de -45dB dépendant de l'épaisseur globale de la structure. L'aspect fini dans la direction de propagation se manifeste également au niveau des bandes passantes qui présentent des ondulations prononcées. Ces dernières résultent des modes de résonance existant dans la cavité formée par l'ensemble air/réseau de Bragg/air et des couplages induits entre les différents éléments du réseau. La largeur de bande interdite fixée principalement par le contraste d'indice s'étend de l'ordre de 3GHz de part et d'autre de la fréquence centrale.

3. Etude de la cavité

A partir du réseau de Bragg formé par des plaques diélectriques d'épaisseur $d = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_r}}$ et espacées de $\lambda_0/4$, formons une cavité en plaçant un défaut qui dans ce cas équivaut à annuler l'épaisseur d'une plaque. La structure obtenue est illustrée sur la figure 3, et avec au centre du réseau une cavité de dimension $\lambda_0/2$.

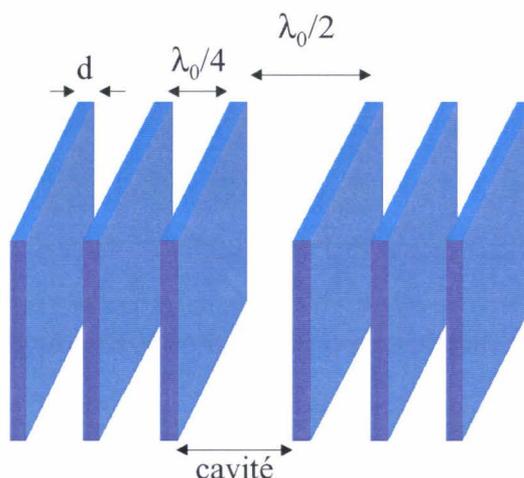


Fig. 3 : Cavité photonique obtenue à partir d'un réseau de Bragg comportant un défaut.

Nous présentons tout d'abord une étude modale dans le cas de plaques de dimensions latérales infinies puis nous nous intéressons au cas réaliste d'une cavité « tridimensionnelle » dans le cas de plaques de dimensions finies.

a) Dimensions latérales infinies

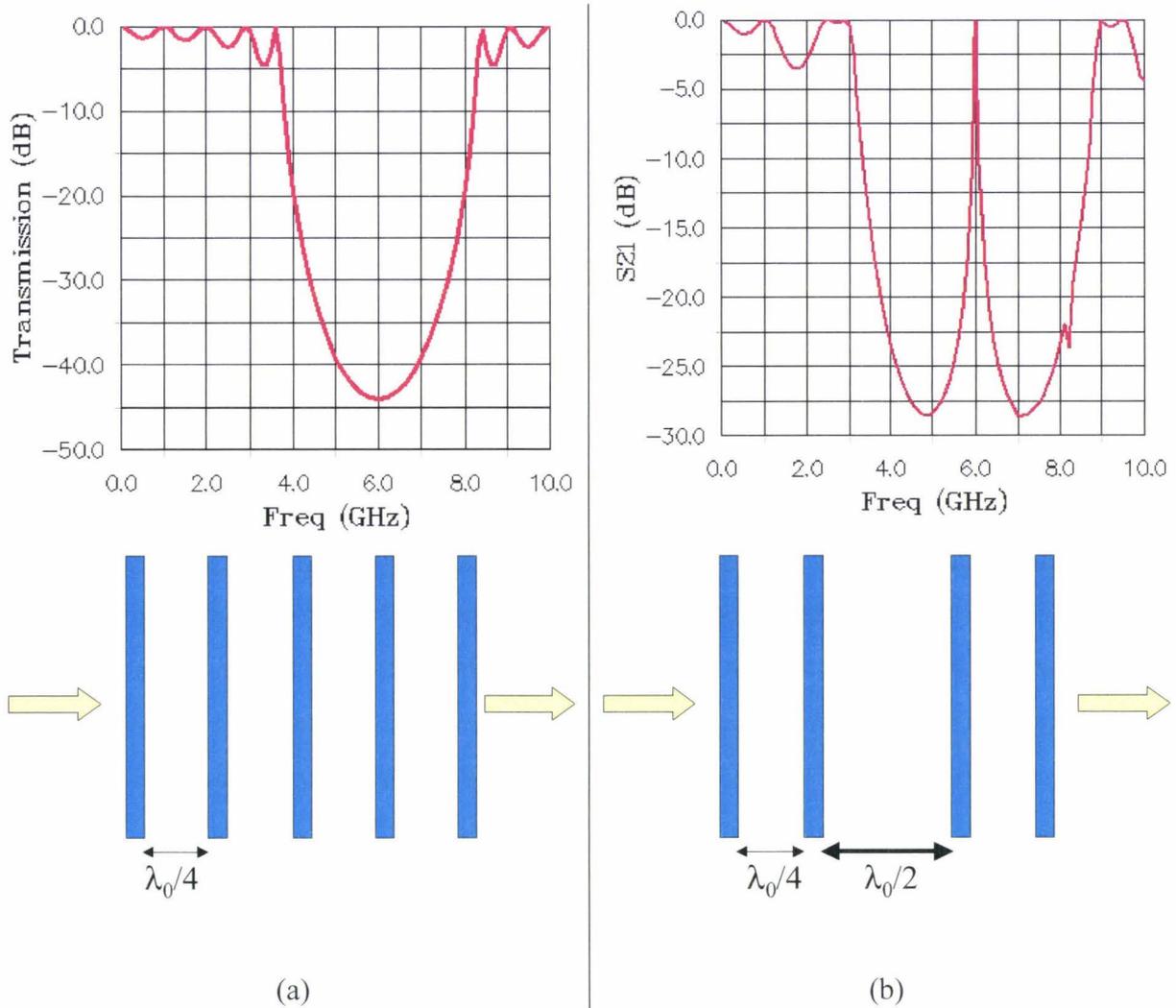


Fig. 4 : Coefficients de transmission à travers un réseau de Bragg (a) et une cavité photonique de largeur $\lambda_0/2$ (b).

La figure 4 (b) montre le spectre de transmission de la cavité dimensionnée à $\lambda_0/2$ pour $f_0=6\text{GHz}$.

Le simple fait de placer un défaut dans le réseau fait apparaître un mode de résonance de la cavité. La fréquence de ce mode de défaut correspond précisément à f_0 car la cavité ainsi formée possède une dimension égale à $\lambda_0/2$, les deux autres dimensions étant infinies. Nous pouvons aussi remarquer sur le spectre de transmission que les bandes passantes sont elles aussi modifiées par l'introduction du défaut. Ceci correspond à deux résonances induites par les deux plaques de part et d'autre du défaut. Ces réseaux d'entrée et de sortie sont couplés par la cavité et il en résulte une levée de dégénérescence des modes de chaque côté. Comme nous le verrons plus tard, ces mêmes effets se retrouvent dans le cas de superréseaux de semiconducteurs.

b) Etude modale.

Comme le montre ce premier résultat, la position du pic de résonance du défaut dans la bande interdite dépend directement de sa taille via la première demi-longueur d'onde « adaptable » dans cet espace. Si pour un même réseau de Bragg confinant, la « largeur » de la cavité est différente de $\lambda_0/2$, la fréquence de résonance est modifiée de manière inversement proportionnelle et n'est plus située au centre de la bande interdite. Nous n'obtenons pas strictement une loi en $1/x$ dans la mesure où nous avons affaire à une structure ouverte avec pénétration de l'onde électromagnétique dans les réseaux situés de part et d'autre du défaut. Cette situation est analogue à celle des états liés dans les semiconducteurs. Nous observons cet effet sur la figure 5(b) où la cavité possède une dimension L légèrement supérieure à $\lambda_0/2$, et plus précisément $L=\lambda_0/2+d=28.96\text{mm}$ ce qui revient à retirer une plaque du réseau de Bragg précédent sans modifier les positions des autres. La fréquence du mode de défaut devient égale à $f_d=5.4\text{GHz}$, inférieure à la fréquence centrale $f_0 (=6\text{GHz})$ du réseau de Bragg. Dans le cas inverse où nous fixons une dimension plus petite que $\lambda_0/2$, le pic du mode de défaut apparaît alors pour une fréquence f_d supérieure cette fois-ci à f_0 comme nous pouvons le voir sur la figure 5(b) correspondant au cas où la largeur de la cavité est égale à 20mm.

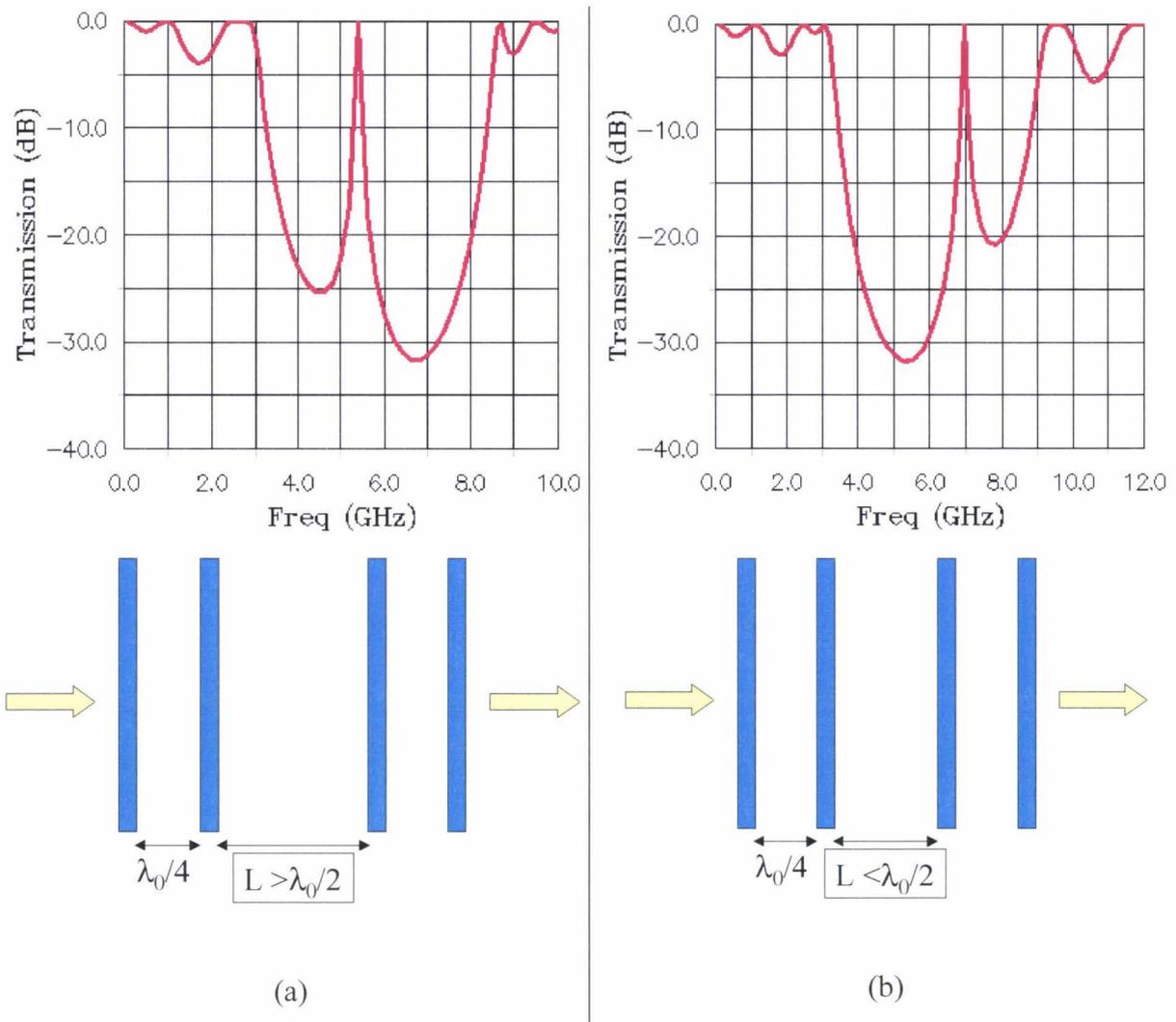


Fig. 5 : Coefficients de transmission à travers une cavité de largeur supérieure à $\lambda_0/2$ (a) et de largeur inférieure à $\lambda_0/2$ (b)

4. Reconfigurabilité par dimensionnement de la cavité. Coefficient de qualité

Cette étude peut être généralisée quelle que soit l'épaisseur de la cavité pour étudier l'apparition des différents modes de résonance de la cavité. La figure 6 donne l'évolution en fréquence de ces modes lorsqu'ils apparaissent dans la première bande interdite en fonction de la hauteur du défaut. Les limites inférieures et supérieures de la bande interdite (BI), prises arbitrairement au premier maximum de transmission sont aussi reportées afin de situer plus précisément cette dernière. Ces limites sont appelées bande de valence et bande de conduction en référence aux analogies avec les semiconducteurs.

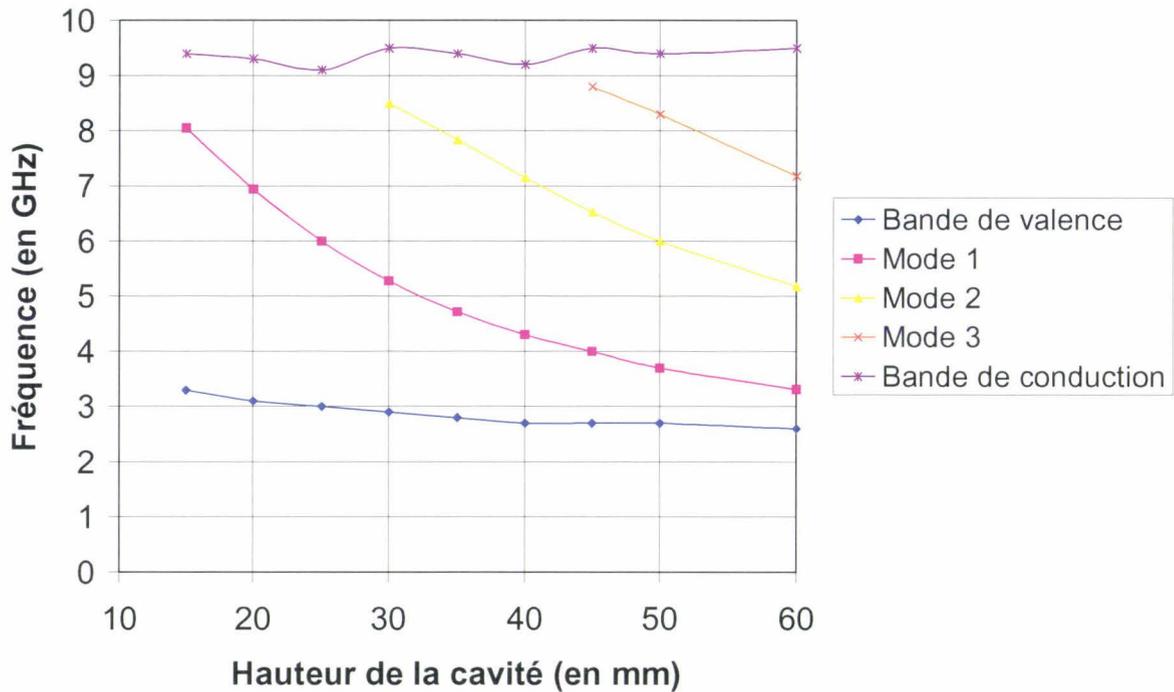


Fig. 6 :Position des modes de défaut dans la première bande interdite de la cavité en fonction de la hauteur.

A mesure que la cavité s'élargit, le nombre de modes possibles augmente et nous tendons à la limite vers un quasi-continuum où le confinement induit par les plaques diélectriques devient négligeable. Lorsque la dimension principale se compare à la longueur d'onde, nous obtenons alors un spectre discret. A titre d'illustration pour une épaisseur de 25mm, correspondant à $\lambda_0/2$ à $f_0=6\text{GHz}$, la cavité ne contient que le mode fondamental centré dans le gap à f_0 . Pour une épaisseur double, c'est le mode d'ordre 2 qui se situe également à f_0 mais deux autres modes coexistent à 3.7GHz et 8.3GHz. Nous verrons dans la suite que le choix du mode pourra être dicté par des raisons pratiques de fabrication d'un prototype avec l'utilisation des plans de symétrie, même si la physique à l'origine de l'augmentation de la directivité ne dépend pas directement de l'ordre du défaut mais d'un autre paramètre le caractérisant à savoir son coefficient de qualité Q .

Ce dernier est défini comme égal à $f_0/\Delta f$ avec Δf la largeur à mi-hauteur du ou des pics de transmission relatifs au défaut présent dans la structure. Il traduit pour une fréquence donnée la force du couplage ou le degré d'ouverture du milieu avec l'extérieur. Il dépend directement du nombre de plaques et aussi du contraste d'indice de l'indice de réfraction entre l'air et les plaques. Dans les calculs précédents, ce facteur de qualité est calculé égal à 105 lorsque le mode fondamental de la cavité est au centre de la bande interdite. Sa valeur est

relativement peu sensible à sa position dans la bande interdite et est principalement fixé par la transparence des plaques confinantes ici au nombre de 2 de chaque côté.

Signalons que pour cette cavité électromagnétique, on retrouve comme dans le cas des cavités optiques, un coefficient de qualité qui augmente avec l'ordre du pic de défaut bien que restant du même ordre de grandeur. On trouve ici $Q \sim 200$ pour l'ordre 2. C'est la raison pour laquelle notre choix s'est porté sur des diélectriques de permittivité élevée, en l'occurrence de l'ordre de $\epsilon_r = 10$ en perspective de la réalisation d'un prototype. Nous pourrions ainsi travailler avec des cavités possédant un facteur de qualité supérieur à 100 dans une gamme de fréquence autour de 10 GHz où les pertes intrinsèques restent négligeables. De manière complémentaire et dans l'optique d'introduire des notions de commandabilité ou reconfigurabilité dans ces systèmes, nous nous sommes intéressés également à des matériaux possédant de très fortes permittivités. Nous pouvons aussi penser à des matériaux ferroélectriques où il est possible de commander électriquement la permittivité de couches minces de quelques centaines à quelques dizaines. Une réflexion sur la faisabilité technologique devra être menée en parallèle. A titre d'illustration nous avons également simulé une cavité électromagnétique similaire à celle du paragraphe 3, mais cette fois à partir de diélectriques de permittivité très élevée $\epsilon_r = 100$. Nous remarquons sur le coefficient de transmission représenté sur la figure 7 que la bande interdite est plus large puisqu'elle est égale à environ $B_{(\epsilon_r=100)} = 8\text{GHz}$ alors que pour le cas où $\epsilon_r = 10$, nous avons $B_{(\epsilon_r=10)} = 6\text{GHz}$. La profondeur de la bande est également plus importante puisqu'elle avoisine les 60 dB pour ce dernier cas contre 30 dB pour les cas précédents. Aussi le contraste d'indice apparaît particulièrement important sur les facteurs de mérite de la cavité. De plus le coefficient de qualité est très élevé comme en témoigne l'étroitesse du pic au centre de la bande interdite et son estimation est de l'ordre de 8200 dans cette configuration. Nous verrons dans les paragraphes suivants les bénéfices potentiels de ces matériaux en termes de directivité et largeur de lobe d'émission d'une antenne insérée dans la cavité.

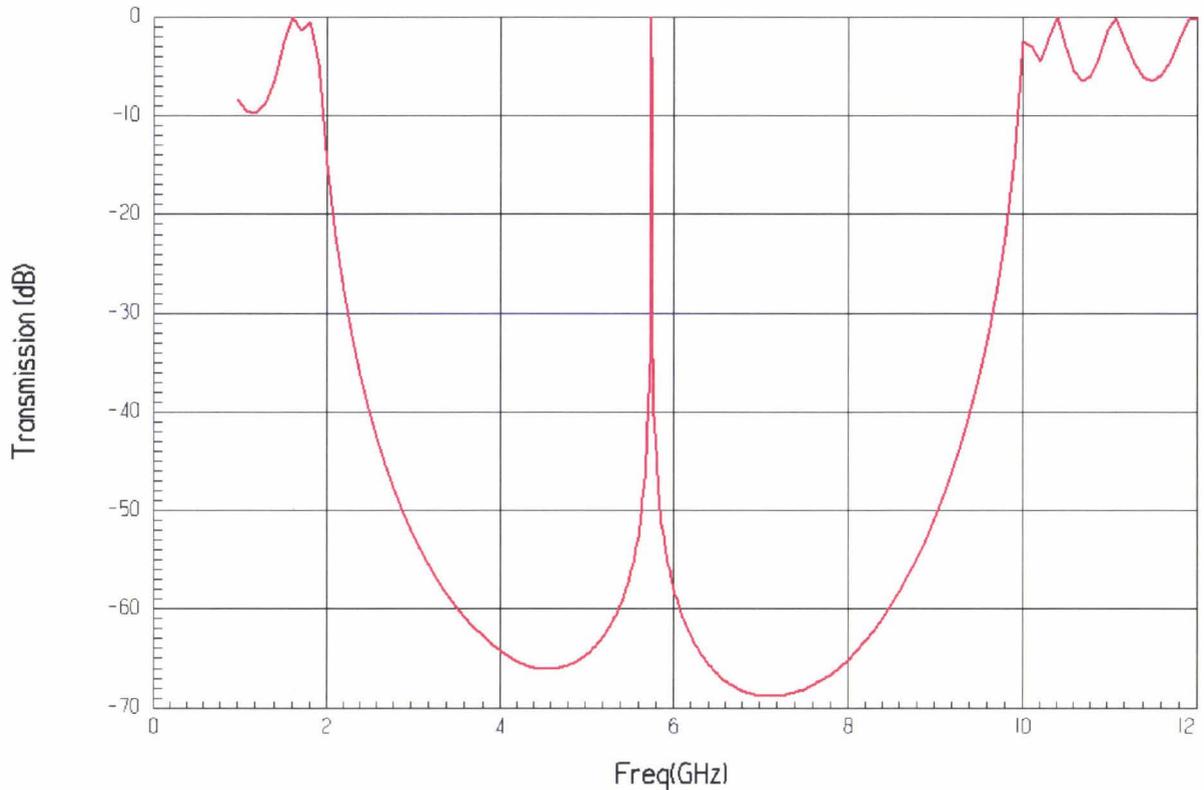


Fig. 7 : Coefficient de transmission à travers un réseau de Bragg (air/diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 100$) avec un défaut formant une cavité de hauteur $\lambda_0/2$.



Dans la perspective de réalisation d'un prototype, nous allons à présent nous intéresser à l'influence des dimensions finies.

Dans l'étude précédente, nous avons traité les structures avec des dimensions latérales infinies, ce qui n'est bien évidemment pas réaliste mais qui toutefois apporte une information sur les performances maximales accessibles comme par exemple sur le coefficient de qualité de la cavité. Dans cette partie, nous allons présenter une cavité avec des dimensions latérales finies de l'ordre de la longueur d'onde dans le vide à $f_0 = 6\text{GHz}$, c'est-à-dire de l'ordre de 150mm ($=3\lambda_0$). Il nous semble important de signaler ici que ce type de simulation est plus délicat. En effet dans le cas de plaques infinies, la définition des ports d'entrée sortie est immédiate compte tenu des symétries. Dans le cas présent, les dimensions réelles de la structure sont définies et les ports d'injection et de collection sont eux aussi de dimensions finies comme le montre la figure 8(a). Des conditions ouvertes absorbantes sont définies partout ailleurs autour du domaine de simulation. Ainsi, l'interaction entre l'onde injectée et la structure devient plus complexe incluant les effets possibles de diffraction à la surface des

plaques. La valeur absolue du coefficient de transmission représentant l'énergie collectée dans le port localisé ne doit plus être considérée comme une référence. Néanmoins, la localisation des défauts et les facteurs de qualité peuvent être extraits de ce type d'approche. Des simulations sur HFSS nous donne la position du pic de transmission d'une cavité photonique de dimension $\lambda_0/2$ avec des plaques de côté $a=150\text{mm}$, $a=80\text{mm}$ et $a=60\text{mm}$. Ces fréquences sont reportées dans le tableau 1. A titre d'illustration le coefficient de transmission est tracé sur la figure 7(b) pour le cas intermédiaire où $a=80\text{mm}$. La fréquence pic décalé par rapport au cas des plaques de dimensions latérales infinies vaut alors 6.7GHz .

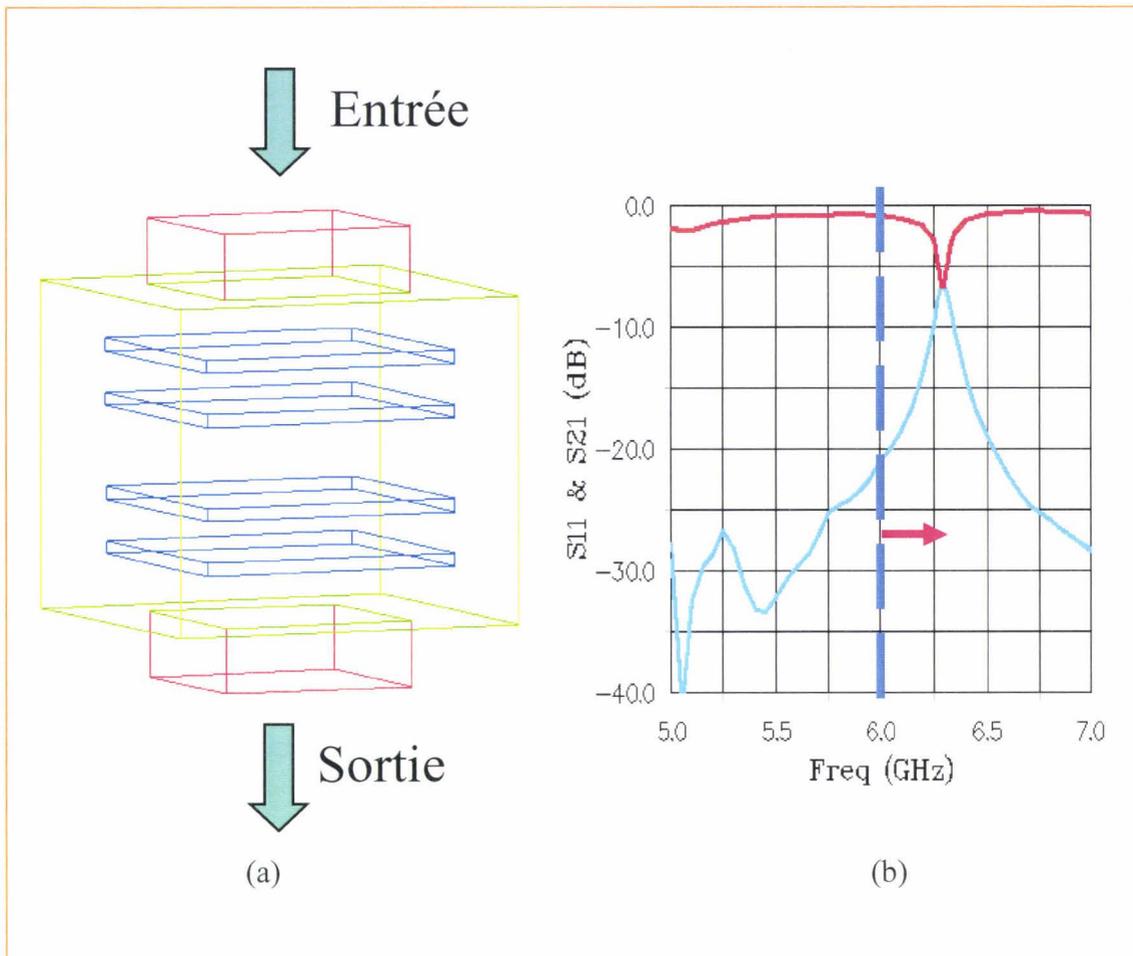


Fig. 8 : (a) Structure simulée pour étudier l'influence des dimensions latérales finies de la cavité. (b) Coefficients de transmission et de réflexion à travers une cavité de dimensions latérales finies et égales à $a=80\text{mm}$. Nous observons que le pic de transmission est légèrement décalé vers les fréquences supérieures par rapport au cas où les dimensions latérales sont infinies et nous avons $f_0=6\text{GHz}$.

| Dimensions latérales | a=infini | a=150mm | a=80mm | a=60mm |
|------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Fréquence de résonance | $f_0=6\text{GHz}$ | $f=6.1\text{GHz}$ | $f=6.3\text{GHz}$ | $f=6.7\text{GHz}$ |

Tab. 1 : Position de la fréquence de résonance de la cavité en fonction des dimensions latérales.

Nous pouvons constater que le pic de transmission est décalé vers les fréquences supérieures par rapport au cas des plaques de dimensions latérales infinies pour lequel le pic se situe à $f_0=6\text{GHz}$. Ce pic est d'autant plus éloigné de f_0 que les plaques ont des dimensions petites, comme nous pouvons le constater sur le tableau 1. Nous pouvons expliquer cette variation de la position de la fréquence pic par un confinement latéral d'autant plus important que les dimensions sont petites, comme nous pouvons le constater sur le tableau 1.

Cette augmentation de la fréquence de résonance résulte du confinement latéral additionnel induit par les bords de plaque et résulte du changement de milieu de propagation entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité. La variation est faible dans la mesure où la discontinuité réelle est faible avec un couplage important avec l'extérieur et donc une longueur d'évanescence importante. Ces composantes sont du second ordre et provoquent un écart légèrement supérieur à 10% même si le rapport épaisseur/dimension latérale devient aussi faible que 2.5. Concernant le facteur de qualité ceci s'accompagne d'une dégradation sensible.

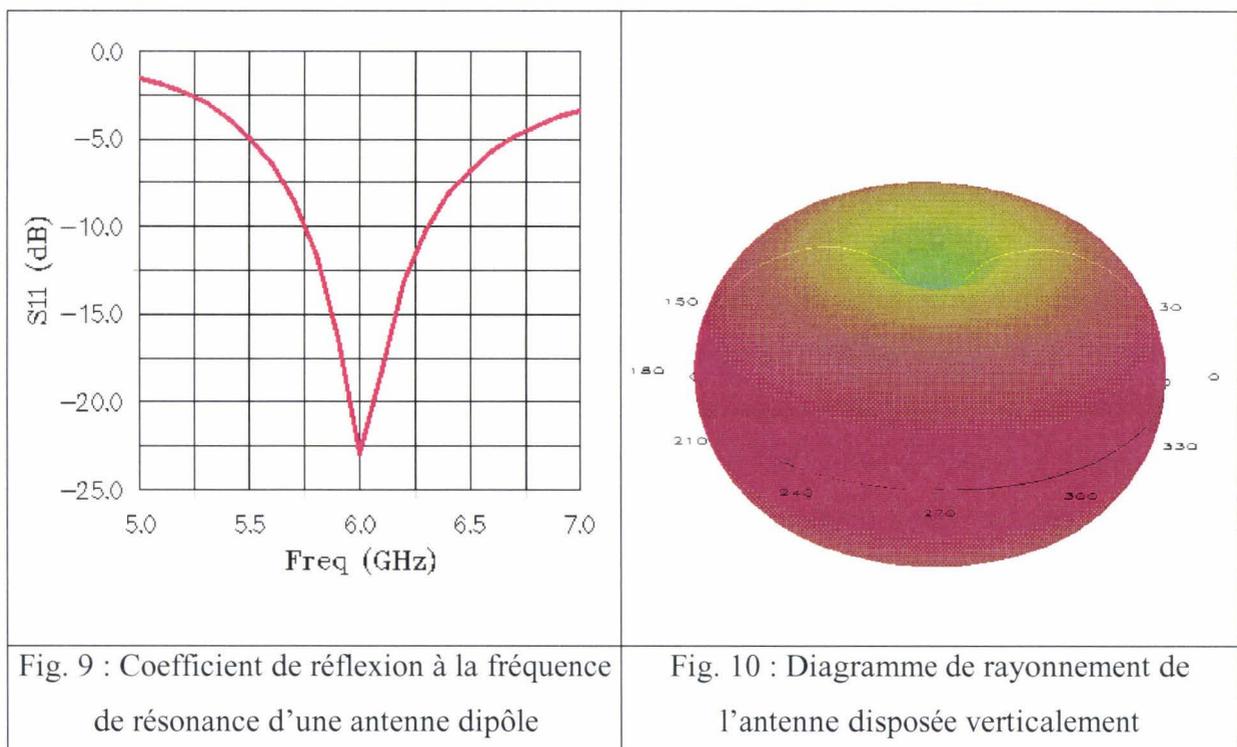
Nous avons traité de manière précise l'influence des différents paramètres caractérisant la cavité photonique car elle tient un rôle principal, en particulier par l'intermédiaire de son coefficient de qualité, sur les performances de l'antenne directive PBG (ADPBG) que nous étudierons dans les parties suivantes. Le coefficient de qualité de la cavité photonique dépend principalement du rapport d'indice, de l'ordre du défaut où plus généralement de la hauteur de la cavité, mais également de la position du mode de défaut et des dimensions latérales des plaques.

5. Antenne dipôle isolée

Après avoir étudié la cavité, nous allons nous intéresser à une source de rayonnement qui est l'antenne dipôle. Cette source de rayonnement ne possède qu'une faible directivité comme nous allons le voir.

a) Coefficient de réflexion

Dans cette partie, nous exposons les propriétés principales de l'antenne dipôle de manière à pouvoir apprécier les améliorations obtenues lorsque l'antenne est insérée dans une cavité photonique. En effet cette antenne est choisie car elle présente un diagramme de rayonnement quasi-isotrope (dans un plan) ce qui nous permettra d'illustrer clairement les améliorations dues à son insertion en cavité. L'étude de l'antenne seule ne constitue pas un but en soi, c'est pourquoi cette partie est relativement brève car nous utilisons des résultats classiques que l'on peut retrouver dans de nombreux ouvrages [Badoual-Combes]. Nous avons simulé une antenne dipôle demi-onde dont la fréquence de résonance est $f_r=6\text{GHz}$ comme nous pouvons le constater sur la figure 9 représentant le coefficient de réflexion. Le diagramme de rayonnement en trois dimensions de l'antenne dipôle à la fréquence de résonance a été tracé sur la figure 10 avec une forme toroïdale dont l'axe est orienté suivant les deux brins de l'antenne.



b) Gain, directivité et angle d'ouverture de l'antenne dipôle à la résonance

Pour cette antenne dipôle, nous retrouvons les résultats classiques concernant son gain G et à sa directivité D à la fréquence de résonance : $D=G=2.14\text{dB}$ [Combes]. Le rayonnement possède une symétrie de révolution autour de l'axe de l'antenne orientée suivant l'axe vertical, en effet il est isotrope dans le plan perpendiculaire à cet axe , par contre pour tous les plans de coupe incluant l'antenne le rayonnement est maximal dans la direction $\theta=\pi/2$.

6. Antenne dipôle insérée dans la cavité photonique

Notre objectif étant d'augmenter la directivité des antennes classiques, nous allons placer une antenne dipôle au centre d'une cavité photonique telle que nous avons étudiée au paragraphe III.3, c'est-à-dire basée sur un miroir de Bragg avec un défaut. Cette solution a été proposée pour la première fois par l'équipe de B. Jecko de l'IRCOM [Thévenot1] et de nombreux travaux ont porté sur ce sujet [Thévenot, Cheype, Akalin]. Différentes solutions concernant la transparence respective des miroirs entourant l'antenne, de la taille de la cavité ont ainsi été proposées. L'originalité de notre travail va porter sur l'interprétation de la directivité et la prise en compte des dimensions finies des plaques et des confinements multiples. Nous verrons finalement, en nous aidant d'une analogie que l'on peut faire avec les superréseaux semiconducteurs qu'un faible nombre de paramètres sont à étudier pour atteindre les performances optimales.

Le schéma de principe de ce type d'antenne à cavité PBG est reporté sur la figure 11. La hauteur de la cavité est choisie égale à une demie longueur d'onde dans le vide et des dimensions latérales finies sont nécessaires pour pouvoir étudier sur HFSS le rayonnement de cette antenne à cavité. En ce qui concerne les plaques diélectriques, leur permittivité est égale à 10 et leur épaisseur est $e=3.96\text{mm}$ ce qui correspond à $\lambda_g/4$ à 6GHz.

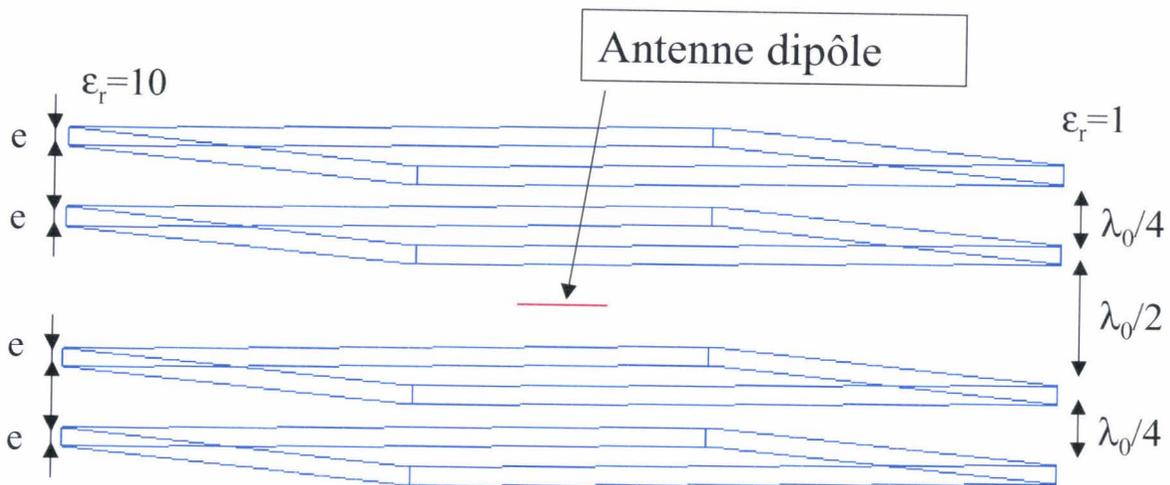


Fig. 11 : Schéma de principe de l'antenne dipôle insérée dans une cavité photonique

L'antenne est placée au centre de la structure et sa fréquence de résonance dans l'air est de 6GHz. Le dipôle constitue l'élément émetteur du système et toutes les frontières du domaine de simulation sont absorbantes, nous permettant ainsi d'étudier le diagramme de rayonnement. Par contre au niveau de l'antenne, seul le coefficient de réflexion nous renseigne sur le comportement du système.

a) Coefficient de réflexion

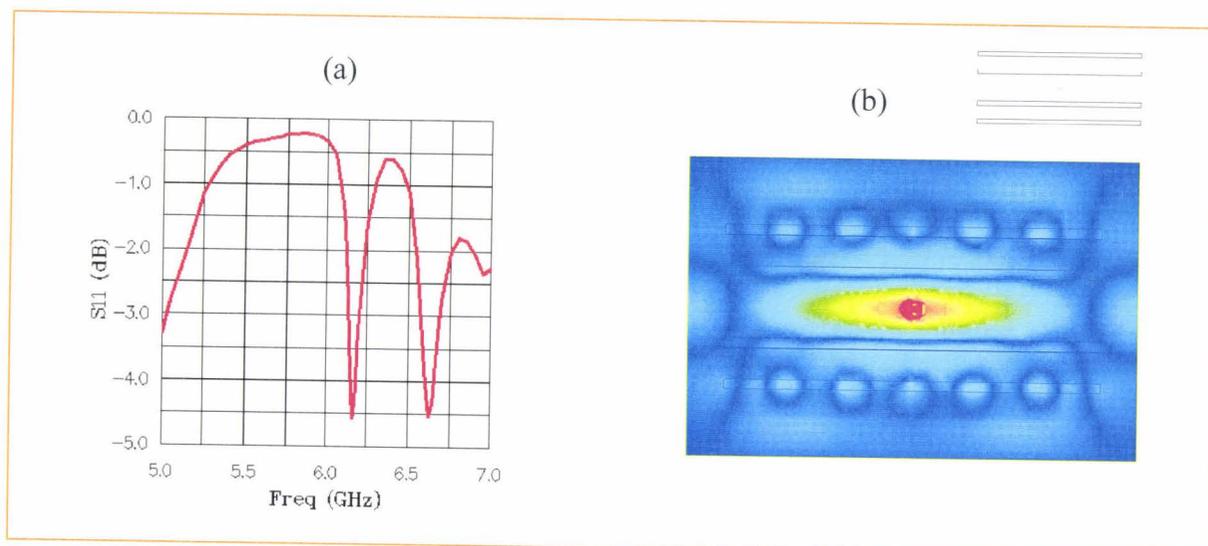
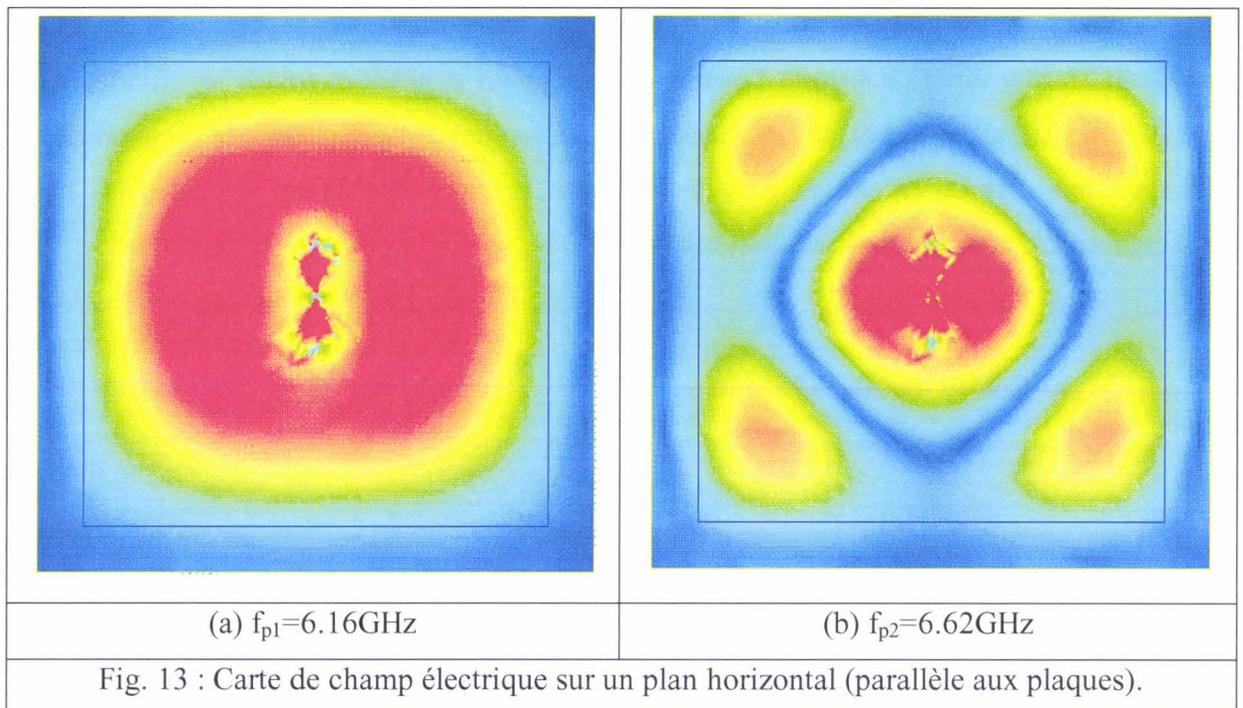


Fig. 12 : (a) Coefficient de réflexion de l'antenne dipôle insérée dans une cavité photonique et (b) carte de champ électrique à $f=6.16\text{GHz}$ dans un plan vertical décrit dans l'insert.

Le coefficient de réflexion de l'antenne est représenté sur la figure 12(a), et nous observons la présence de deux fréquences pic dont l'un se situe à $f_{p1}=6.16\text{GHz}$ et l'autre à $f_{p1}=6.62\text{GHz}$. La carte de champ électrique à 6.16GHz de la figure 12(b) fait apparaître le mode de cavité principal et également des zones circulaires que l'on pourrait assimiler à des « sources secondaires ».

Les cartes de champ électrique associées à ces deux fréquences sont représentées sur la figure 13. Nous observons que l'insertion de l'antenne, et donc de la source d'excitation, dans la cavité modifie le comportement modal du système. Si à $f=6.16\text{GHz}$, nous retrouvons la signature classique d'un mode fondamental avec un maximum d'énergie au centre du dispositif, nous observons à $f=6.62\text{GHz}$ l'excitation d'un mode d'ordre supérieur.



Pour le premier mode, nous retrouvons le décalage vers les hautes fréquences induit par la dimension finie des plaques diélectriques. Ceci semble indiquer que le couplage antenne-cavité est dominé par la fréquence propre de la cavité.

La symétrie du deuxième mode est plus complexe avec des directions privilégiées selon les diagonales principales définies par les plaques. Ceci explique pourquoi, sous incidence normale et excitation extérieure, ce mode n'est pas apparu dans les études précédentes.

b) Directivité de l'antenne à la résonance et diagramme de rayonnement

La figure 14 donne les diagrammes de rayonnement des 2 résonances du système. Seul le premier correspondant au niveau fondamental de la cavité apporte une augmentation importante de la directivité. Ceci résulte directement de la topologie du mode transportant l'énergie de manière privilégiée dans la direction perpendiculaire aux couches constitutives de la cavité. De plus la symétrie du dispositif est illustré par les deux lobes principaux, l'un dirigé vers le haut, l'autre vers le bas. Cette direction privilégiée résulte de l'évanescence de l'onde électromagnétique de part et d'autre de la cavité dans les réseaux de Bragg qui se trouvent tous deux dans leur bande interdite à cette fréquence. Néanmoins l'aspect résonnant et le couplage avec l'extérieur permettent un transfert de puissance conséquent puisque la directivité est ici de l'ordre de 17dB à comparer aux 2.14dB de l'antenne dipôle seule. Comme nous pouvons le remarquer, les lobes secondaires sont ici fortement atténués hors de la direction principale de rayonnement. Une amélioration de 3dB supplémentaires pourrait être obtenue en brisant *matériellement* mais non *électromagnétiquement* la symétrie de la structure en exploitant l'effet image en disposant judicieusement un plan réflecteur parfait dans la cavité. Nous verrons dans le paragraphe 9 une illustration de cette démarche dans la conception d'un prototype.

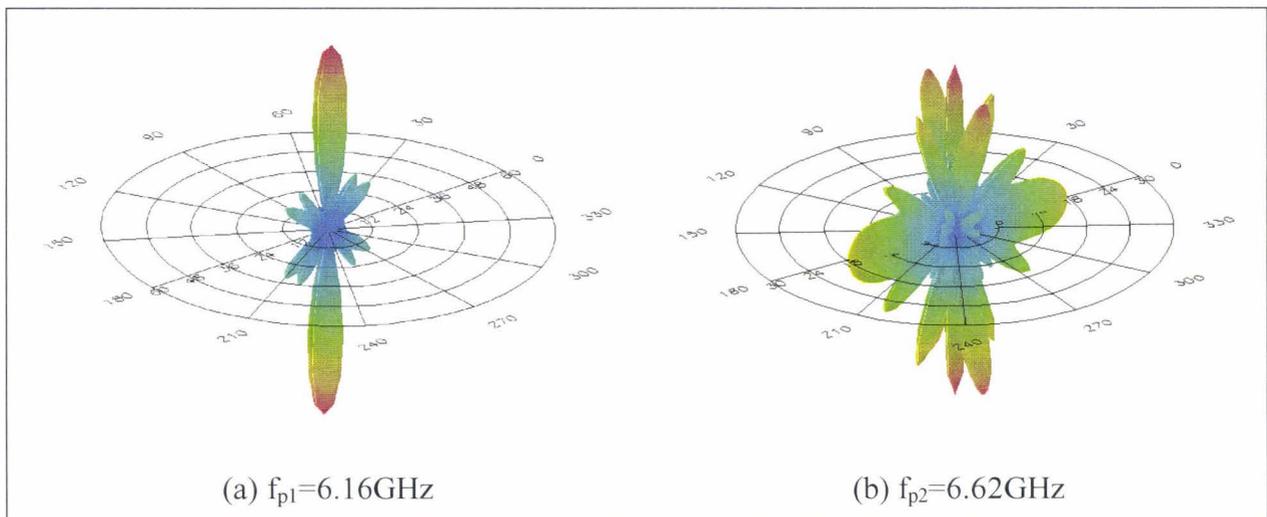


Fig. 14 : Diagramme de rayonnement pour les deux fréquences pic. Il y a un rapport 2 entre les échelles de la figure (a) et (b). La figure (a) représente le mode fondamental où la directivité est la plus forte et égale à 17dB.

7. Largeur du lobe d'émission, coefficient de qualité et directivité : Approche analytique

A ce stade, il est intéressant à partir des propriétés de la cavité de remonter aux caractéristiques de rayonnement. Nous proposons ci-dessous une démarche quasi-analytique permettant de relier tout d'abord le coefficient de qualité de la cavité et la largeur à mi-hauteur du lobe principal d'émission. Dans un deuxième temps, nous estimerons sur la base de ces relations la directivité du système. Pour ce faire et en tirant partie de l'expérience de l'équipe sur les structures semiconductrices de type superréseau ou multipuits quantiques, nous allons voir qu'un raisonnement analogue peut-être mené à la condition que soit connue l'équation de dispersion de l'onde étudiée qu'elle soit électronique ou électromagnétique.

Les deux systèmes que nous considérons sont obtenus à partir de réseaux périodiques unidimensionnels sur lesquels, nous avons placé un défaut dont la position est choisie au centre de la structure afin de symétriser le système. La première structure est un superréseau quantique composé par une succession de puits et de barrières quant à la structure dite « photonique », nous utilisons un PBG unidimensionnel bien connu qui n'est autre que le réseau de Bragg obtenu par l'empilement de matériaux diélectriques de permittivités différentes. Les dimensions latérales des plaques pour ce réseau sont considérées infinies. A ces structures, nous avons donc inséré un défaut qui se comporte comme une cavité. Pour la cavité quantique, le défaut est réalisé à partir d'un puits placé en son centre et plus étroit que les autres de telle manière à positionner le premier niveau quantique à l'intérieur de celui-ci entre les deux mini-bandes formés par le superréseau. En ce qui concerne la structure photonique, le défaut est obtenu en plaçant une couche d'air d'épaisseur $\lambda_0/2$ au lieu de $\lambda_0/4$ au centre du réseau de Bragg. Les deux structures obtenues sont représentées sur la figure 15.

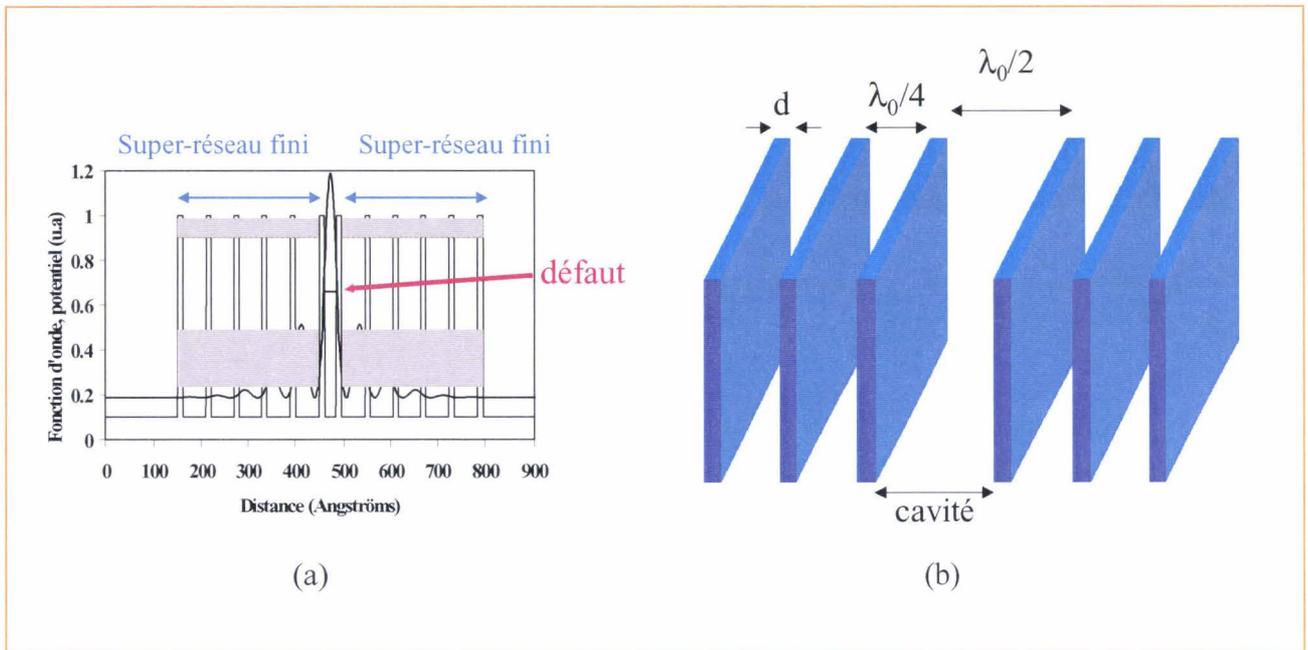


Fig. 15: Structures périodiques comportant un défaut : (a) superréseau avec un puits plus étroit pour créer un défaut avec un niveau d'énergie entre les deux minibandes; (b) réseau de Bragg avec une couche en $\lambda_0/2$ au lieu de $\lambda_0/4$.

Notre point de départ est la relation de dispersion qui est parabolique dans les superréseaux et que nous choisissons de type linéaire pour la cavité photonique. Ces relations s'écrivent alors respectivement :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2 \text{ et } f = vk$$

où v représente la vitesse de phase de l'onde et $k = 2\pi/\lambda$

Nous adoptons la définition classique pour le coefficient de qualité Q qui est le rapport entre l'énergie maximale E_0 pour le superréseau et la fréquence de résonance f_0 pour la cavité photonique et la largeur à mi-hauteur Γ soit :

$$Q = \frac{E_0}{\Gamma} \text{ et } Q = \frac{f_0}{\Gamma}$$

Dans une incidence oblique suivant un angle θ par rapport à la normale, la largeur à mi-hauteur vérifie pour chaque système respectivement la relation :

$$\Gamma = 2E_0(1 - \cos^2\theta) \text{ et } \Gamma = 2f_0(1 - \cos\theta)$$

En insérant ces relations dans les formules définissant les coefficients de qualité puis en inversant l'expression obtenue, nous pouvons exprimer l'angle d'ouverture à mi-hauteur en fonction du coefficient de qualité :

$$\theta_{\max} = 2 \operatorname{Arc} \sin \sqrt{\frac{1}{2Q}} \quad \text{et} \quad \theta_{\max} = 2 \operatorname{Arc} \cos \left(1 - \frac{1}{2Q} \right)$$

Lorsque le coefficient de qualité est élevé, ces expressions peuvent être simplifiées par un développement limité et on obtient alors :

$$\theta_{\max} = \sqrt{\frac{2}{Q}} \quad \text{et} \quad \theta_{\max} = 2\sqrt{\frac{1}{Q}}$$

Sur la figure 16, nous avons tracé une représentation polaire analogue à celle d'un rayonnement du coefficient de transmission pour les systèmes étudiés. Pour la cavité photonique, nous avons représenté dans une partie antérieure ce coefficient de transmission dont la particularité est l'apparition d'un pic étroit au centre de la bande interdite correspondant à un mode de défaut. Le coefficient de transmission pour le superréseau avec un défaut présente cette même caractéristique. Néanmoins, il se différencie par son comportement aux basses énergies qui constitue une bande interdite alors que pour le système photonique, le comportement aux basses fréquences est une bande passante.

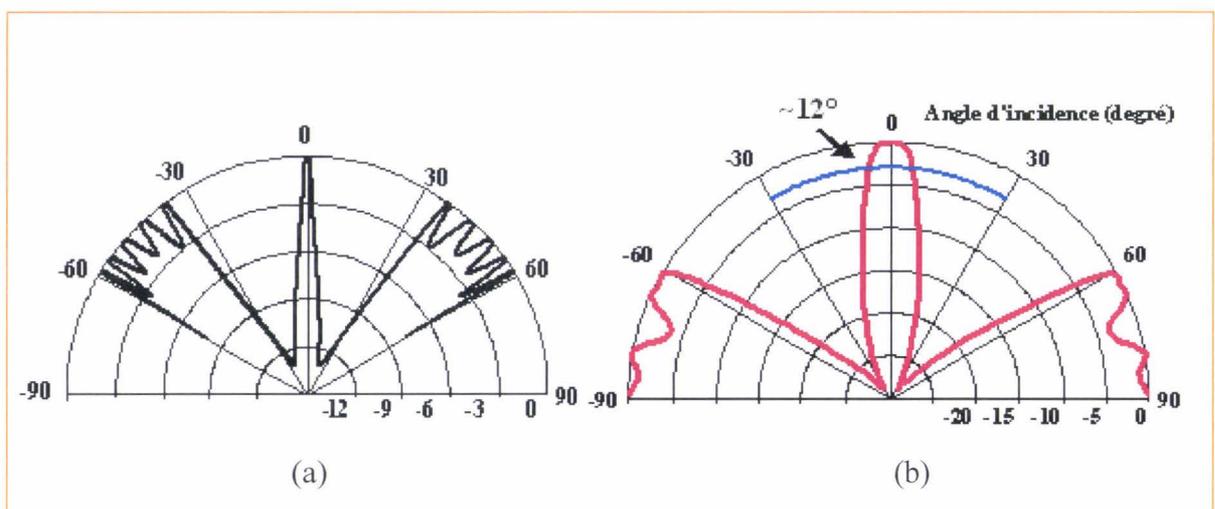


Fig. 16 : Représentation polaire des coefficients de transmission pour les cavités étudiées :
 (a) cavité quantique (échelle en logarithme néperien) avec une ouverture $\theta=5^\circ$ pour $Q=260$;
 (b) cavité quantique (échelle en logarithme décimal) $\theta=11.5^\circ$ pour $Q=100$

Par cette méthode, il est évident que nous obtenons les valeurs optimales atteignables dans la mesure où le traitement unidimensionnel ignore l'ensemble des processus de fuite et de confinements additionnels apportés par l'aspect fini. Tout phénomène supplémentaire pris en compte augmentera la largeur à mi-hauteur du lobe d'émission.

A partir du diagramme de rayonnement à la fréquence $f_{p1}=6.16\text{GHz}$ incluant l'aspect fini, nous relevons un angle d'ouverture à -3dB égale à $\theta=13^\circ$ qui est légèrement supérieur à celui obtenu à partir de l'expression précédente ($\theta_{\min}=11.5^\circ$ pour $Q=100$) correspondant alors au cas de plaques de dimensions latérales infinies. Ce résultat est cohérent car cela équivaut à dire que le coefficient de qualité d'une cavité de dimensions latérales finies est inférieur à celui de dimensions infinies. De manière réciproque, nous pouvons également estimer le coefficient « réel » de la cavité ouverte à partir de la largeur angulaire à mi-hauteur. $\theta=13^\circ$ donne alors $Q=78$ soit une dégradation de l'ordre de 10% pour des plaques dimensionnées à $1.6\lambda_0$ autour de la fréquence de fonctionnement.

Dans l'hypothèse d'un diagramme de rayonnement directif avec un lobe principal, nous allons établir une relation simple entre le coefficient de qualité de la cavité et la directivité de l'ensemble antenne-superstrat. Dans le cadre de cette hypothèse, nous savons que la directivité obéit à la relation :

$$D = \frac{4\pi}{\theta^2}$$

, où θ représente l'angle d'ouverture à -3dB dans les plans E et H.

Une autre relation établie dans le paragraphe 7 exprime θ en fonction du coefficient de qualité :

$$\theta_{\max} = 2\sqrt{\frac{1}{Q}}$$

A partir de ces deux relations, nous obtenons une relation entre la directivité et le coefficient de qualité de la cavité :

$$D = \pi Q$$

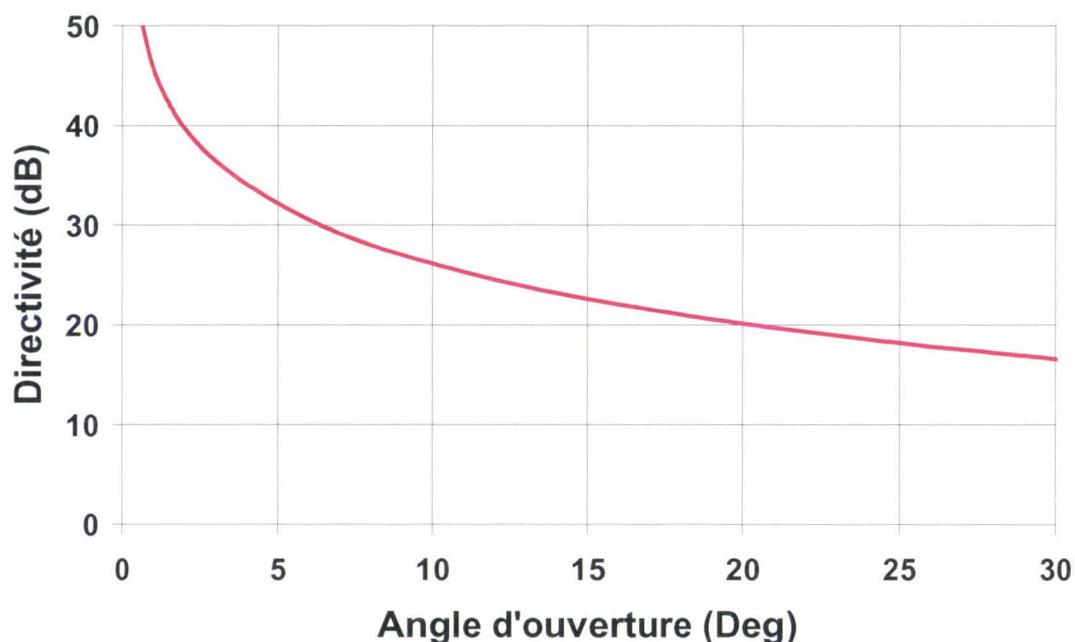


Fig. 17 : Allure de la directivité maximale accessible en fonction de l'angle d'ouverture pour un système directif avec des lobes secondaires négligeables.

La directivité étant proportionnelle au coefficient de qualité de la cavité prouve le rôle primordial de la cavité, qui, non seulement fixe la fréquence de fonctionnement de l'ensemble antenne-superstrat mais détermine également la directivité.

8. Antenne patch rectangulaire

Dans cette section, et avant d'envisager des structures plus complexes, nous allons nous intéresser à la conception et à la caractérisation d'un prototype en bande X. Dans un souci de commodité de réalisation, principalement pour l'alimentation du dispositif, nous avons opté pour une antenne « patch » (ou pastille) rectangulaire dont nous étudierons les propriétés en et hors cavité pour évaluer les potentialités offertes par les cavités PBG.

a) Conception

Les dimensions du patch rectangulaire (cf figure 17) sont calculées à partir des formules proposées par I.J. Bahl [Bahl]. La largeur w du patch est reliée directement à la

fréquence de résonance f_r et à la permittivité relative ϵ_r du substrat alors que pour la longueur L du patch il faut également tenir compte de la hauteur h du substrat.

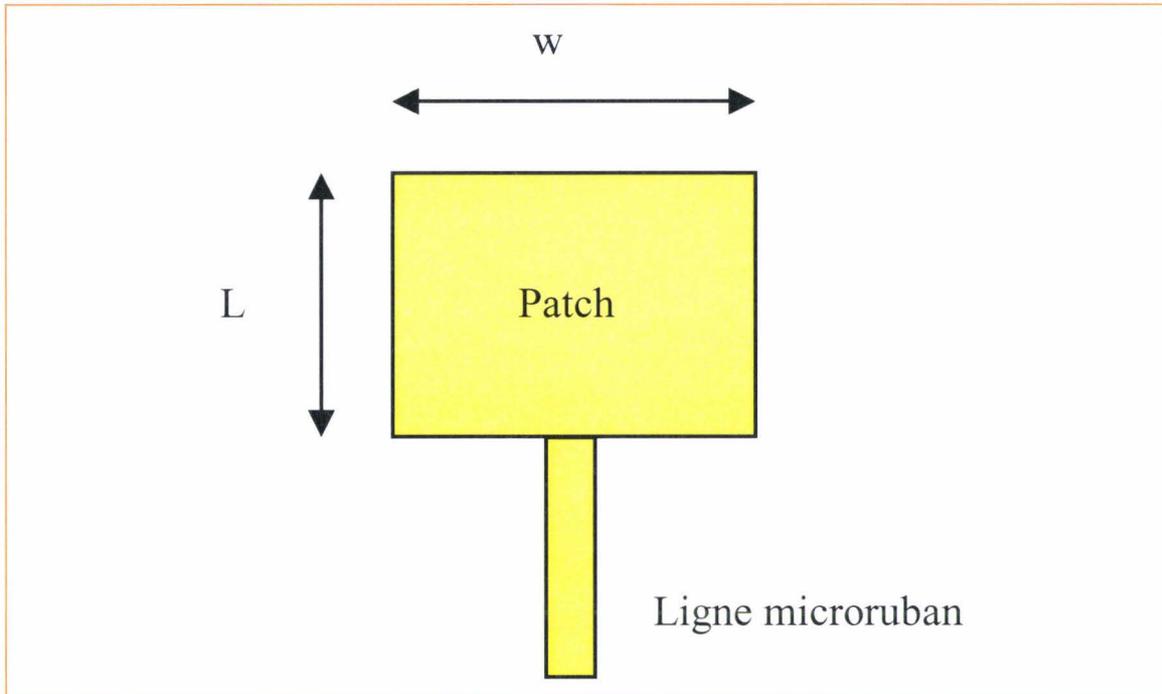


Fig. 18 : Antenne patch alimentée par l'intermédiaire d'une ligne microruban .

Les principales dimensions de l'antenne sont données par :

$$\text{Largeur : } w = \frac{c}{2f_r} \left(\frac{\epsilon_r + 1}{2} \right)^{-1/2}$$

$$\text{Longueur : } L = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_r}} - 2\Delta l$$

$$\text{avec } \epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \left(1 + \frac{12h}{w} \right)^{-1/2}$$

$$\text{et } \frac{\Delta l}{h} = 0.412 \frac{(\epsilon_e + 0.3) \left(\frac{w}{h} + 0.264 \right)}{(\epsilon_e - 0.258) \left(\frac{w}{h} + 0.8 \right)}$$

Nous calculons à partir des relations précédentes, les dimensions de l'antenne patch pour avoir un fonctionnement autour de 9.2GHz. Le substrat utilisé doit être de faible permittivité et relativement épais afin d'augmenter le rayonnement, c'est pourquoi notre choix s'est porté sur le RT Duroid 5880 de permittivité relative $\epsilon_r=2.2$ et de hauteur $h=0.5\text{mm}$ qui de plus présente de très faibles pertes. Nous obtenons les valeurs suivantes : $w=12.5\text{ mm}$ et $L=10.4\text{ mm}$.

b) Alimentation et adaptation

Pour la réalisation du prototype fonctionnant autour de 9.2GHz, nous avons opté pour une alimentation par une ligne micro-ruban puisqu'une alimentation par un câble coaxiale par la face inférieure pose des problèmes notamment pour le contact entre le conducteur central du câble et le patch qui peut-être à l'origine de pertes élevées. En ce qui concerne l'adaptation de l'antenne patch, la technique la plus couramment employée repose sur l'utilisation d'un slug qui est un transformateur d'impédance de longueur $\lambda_g/4$ à la fréquence de résonance f_r . Cette dépendance de la longueur du tronçon à f_r implique que l'adaptation n'est pas large bande. Cette limitation n'est pas critique pour le système étudié puisque la cavité est elle-même très sélective fréquentiellement.

Pour l'antenne patch calculée dans le paragraphe précédent, l'alimentation se fait par une ligne microruban d'impédance caractéristique 50Ω ce qui correspond à une largeur $W_{50\Omega}=1.56\text{mm}$. Les dimensions du slug sont les suivantes : longueur $l_s=6\text{mm}$ et largeur $w_s=0.74\text{mm}$. Les antennes patch présentent en général une directivité relativement faible de l'ordre de 8dB. L'angle d'ouverture est important avec un ordre de grandeur typique de 60° .

9. Antenne patch insérée dans une cavité

Nous allons étudier dans cette partie le système composé par une antenne insérée dans une cavité. Nous nous sommes intéressés à deux cas particuliers : pour le premier, la cavité est formée par l'intermédiaire d'une simple couche qui joue le rôle de superstrat et le second emploie un PBG. Des comparaisons avec l'antenne seule seront effectuées afin de mettre en évidence les améliorations apportées par la cavité.

a) Cavité formée par un superstrat élémentaire

Nous avons étudié différents cas et parmi eux l'un correspondant à une cavité élémentaire qui n'est constituée que d'une seule couche diélectrique par-dessus l'antenne patch, c'est pourquoi elle est qualifiée de superstrat. Cette solution avait été en fait proposée dans les années 80 par D.R. Jackson et N.G. Alexopoulos [Jackson]. Une publication plus récente de Shen et al. [Shen] présente cette configuration en indiquant que pour obtenir le gain maximum l'épaisseur optimale pour le superstrat est $\lambda_g/4$ et que sa position optimale est à environ $\lambda_0/2$, soit plus précisément à $0.48\lambda_0$. Nous pouvons expliquer ce léger écart par rapport à la hauteur théorique qui est $\lambda_0/2$ par l'influence de l'épaisseur du substrat qui est responsable d'un déphasage.

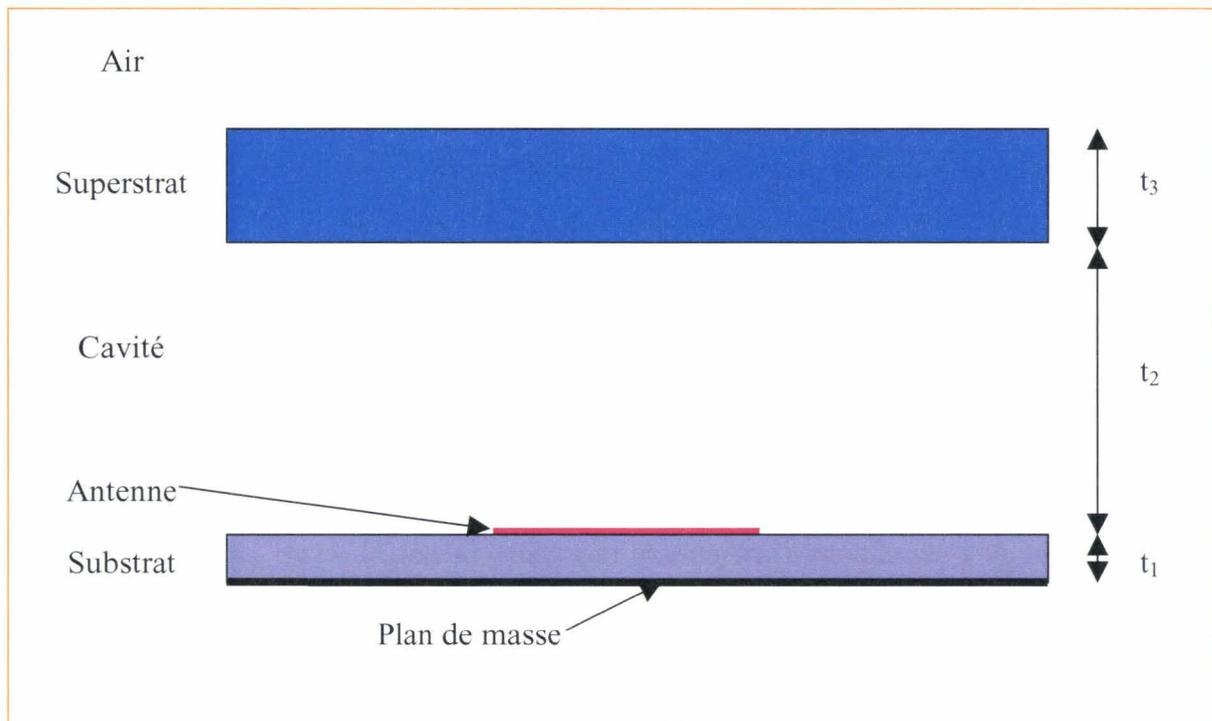


Fig. 19 : Schéma de principe de l'antenne directive avec un superstrat (coupe verticale).

b) Diagramme de rayonnement et angle d'ouverture

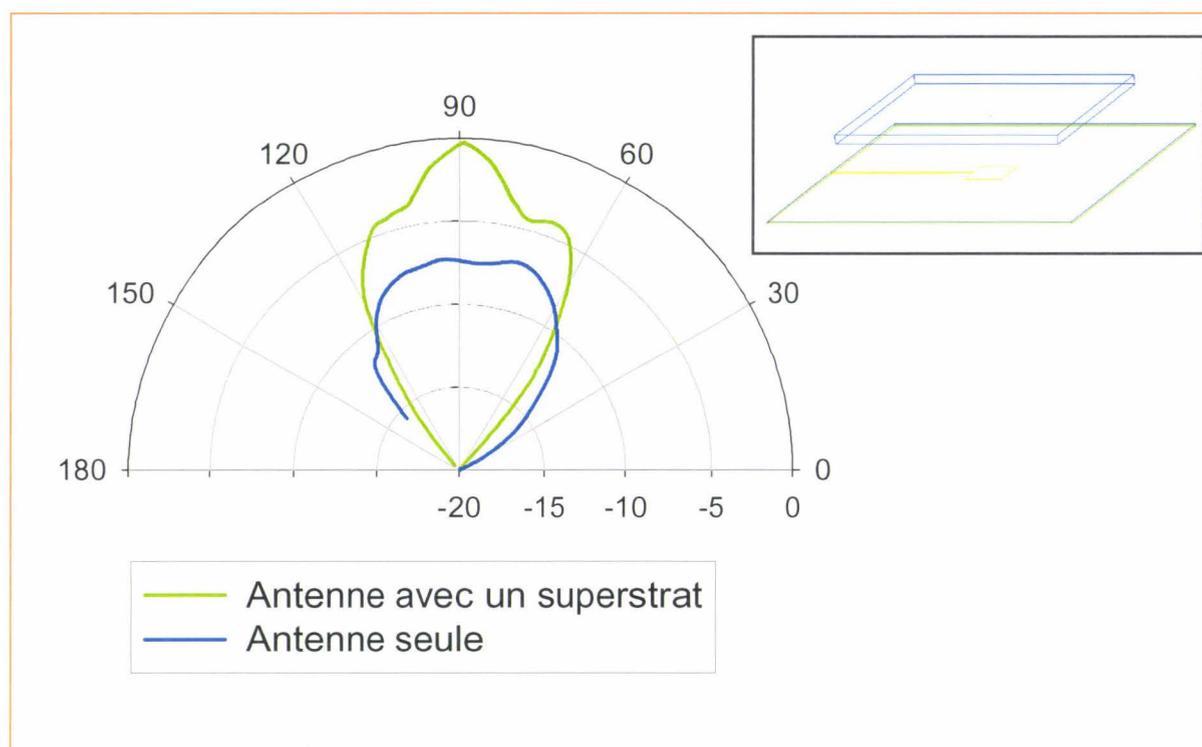


Fig 20 : Comparaison entre le diagramme de rayonnement de l'antenne patch seule et insérée dans la cavité photonique de dimensions latérales égales à 62.5mm

Nous remarquons sur la figure 20 que le superstrat augmente la directivité de l'antenne patch d'environ 7dB. L'angle d'ouverture pour l'ensemble est de 20° et les lobes secondaires sont relativement prononcés. Une explication à cela peut être la petite taille de la plaque diélectrique jouant le rôle de superstrat. Comme nous pouvons le voir sur la figure 21 où l'on a représenté la carte de champ électrique, le rayonnement sera d'autant plus directif que le superstrat possédera des dimensions latérales importantes et cela conformément aux principes de base des antennes. L'onde électromagnétique est distribuée de manière quasi-plane et cela sur des dimensions proches de celles du superstrat.

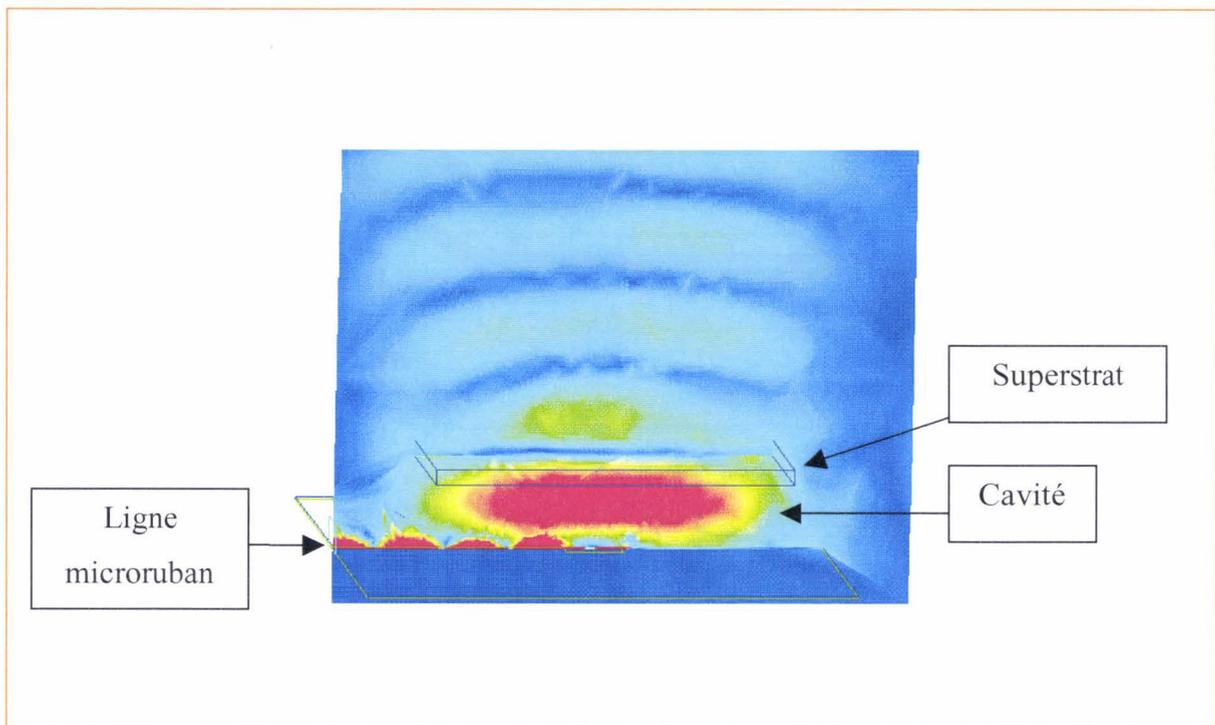


Fig. 21 : Carte de champ électrique en intensité pour une antenne avec un superstrat simple à la fréquence de résonance. Le plan coupe la structure en deux parties symétriques. La zone de champ intense correspond à la cavité. L'allure du champ au dessus du superstrat laisse présager un diagramme de rayonnement directif.

c) Cavité formée par un PBG.

L'antenne patch est maintenant insérée dans une cavité formée par un PBG de type miroir de Bragg selon le schéma de principe de la figure 22.

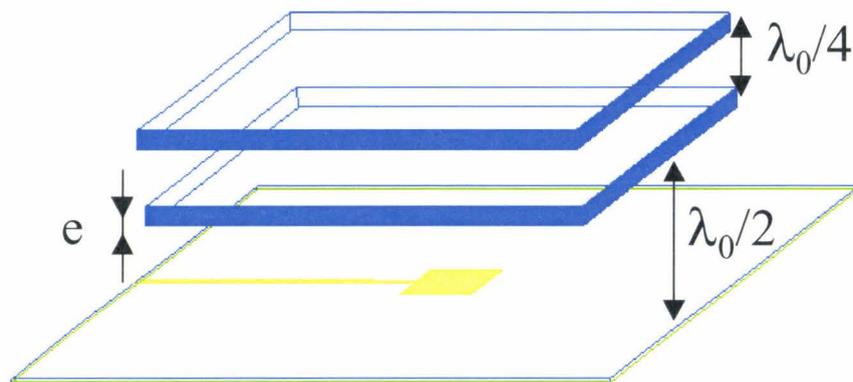


Fig. 22: Antenne patch insérée dans une cavité photonique PBG constituée de deux couches diélectriques.

Le coefficient de transmission simulé à travers une cavité de hauteur λ_0 , pour $f=9.24\text{GHz}$, dans un PBG constitué de plaques diélectriques de dimensions latérales infinies donne pour le mode de défaut, un coefficient de qualité égal à $Q=200$.

d) Gain et directivité de l'antenne PBG à la résonance

Nous avons réalisé les mesures du coefficient de réflexion de l'antenne patch isolée et avec un superstrat PBG à l'aide d'un analyseur vectoriel de type HP8520. Nous pouvons constater que l'adaptation est meilleure dans le second cas que dans le premier c'est-à-dire pour l'antenne avec le superstrat PBG. La meilleure adaptation est réalisée pour une gamme de fréquence autour de la fréquence de résonance de la cavité que nous avons étudiée dans le paragraphe précédent.

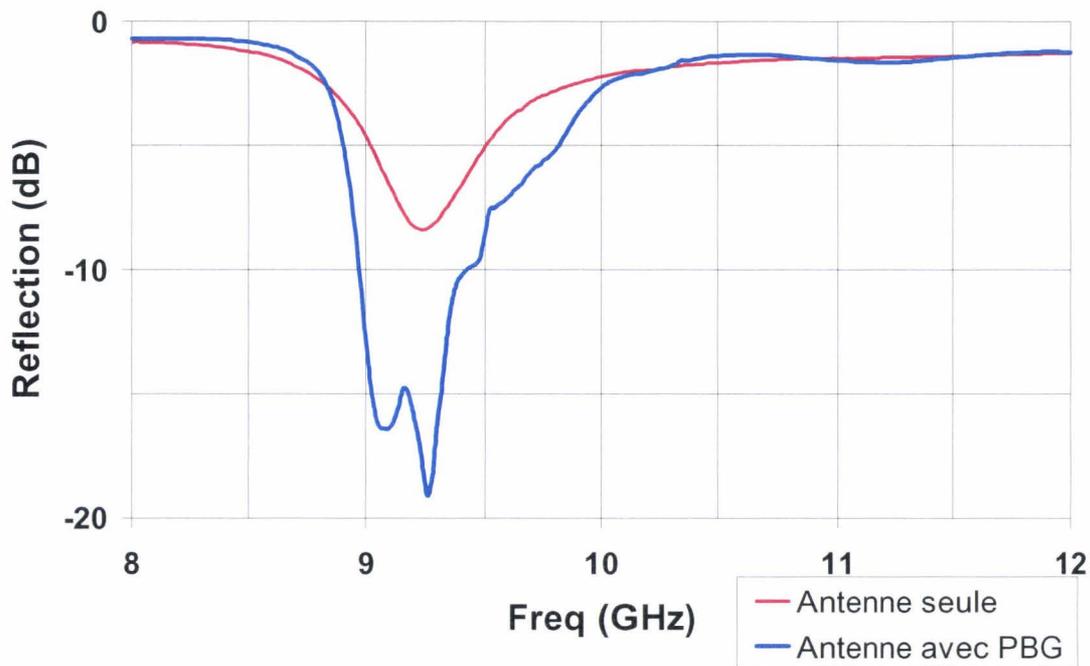


Fig. 23 : Coefficients de réflexion mesurés de l'antenne seule et de l'antenne avec un superstrat PBG. L'adaptation est meilleure avec le superstrat PBG.

e) Diagramme de rayonnement et angle d'ouverture

Sur la figure 24, nous avons représenté les mesures effectuées sur l'antenne seule et avec le superstrat PBG. Cette dernière présente une meilleure directivité d'environ 7dB également mais avec un angle d'ouverture à -3dB d'environ $\theta=13^\circ$. A partir de cette mesure, et en appliquant la formule que nous avons dressée au paragraphe 7, nous pouvons estimer le coefficient de qualité de la cavité. Nous obtenons dans ce cas $Q=78$. Dans le paragraphe 7 nous avons trouvé un coefficient de qualité égale à celui-ci (ce n'est que le fruit du hasard) mais pour un système différent puisque la cavité était en $\lambda_0/2$ avec des plaques diélectriques ($\epsilon_r=10$) de part et d'autre de l'antenne. Dans le cas traité ici, la cavité « idéale » de dimensions latérales infinies possède un coefficient de qualité de l'ordre de 200 contre 105 pour le cas de comparaison. Nous expliquons cette égalité entre les coefficients de qualité par le fait que les plaques soient plus petites pour le prototype avec l'antenne patch où nous avons $L=1.25\lambda_0$ contre $1.6\lambda_0$ pour le cas de l'antenne dipôle qui est donc plus proche du cas idéal.

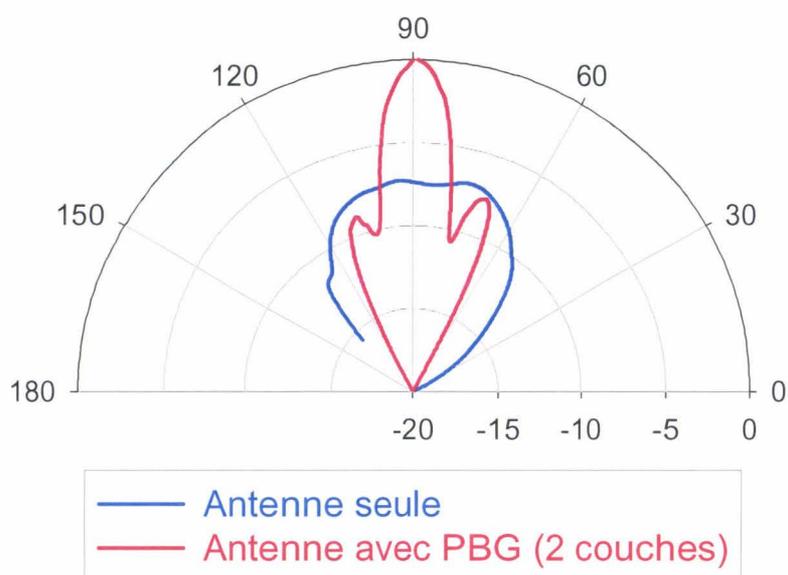


Fig. 24 : Diagramme de rayonnement mesuré pour une antenne patch seule et avec un superstrat PBG

10. Etude de l'influence des dimensions latérales de la cavité.

Un résultat classique indique que plus une source est étendue, plus elle est directive. Ceci explique en partie l'intérêt de l'utilisation de réseaux d'antennes. L'antenne avec le superstrat PBG présente également cette caractéristique et nous pouvons l'expliquer de deux manières différentes. Premièrement plus les plaques diélectriques possèdent des dimensions latérales grandes, plus la source est implicitement étendue et par conséquent plus elle est directive. Une deuxième explication est donnée par l'intermédiaire du coefficient de qualité en nous rappelant que plus les dimensions latérales sont grandes, plus le coefficient de qualité est élevé et également la directivité puisque D et Q sont reliés par : $D = \pi Q$. Afin d'illustrer l'influence des dimensions des plaques, nous avons représenté sur la figure 25 la carte du champ électrique dans un plan parallèle aux faces des plaques et se situant dans la cavité.

L'étude d'une cavité avec des dimensions latérales infinies donne la limite haute de la directivité maximale accessible lorsque les dimensions sont finies.

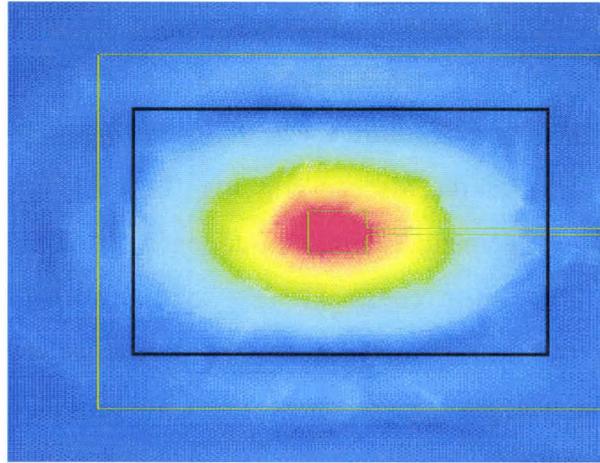


Fig. 25 : Carte de champ électrique dans un plan horizontal se situant dans la cavité pour la fréquence de résonance

Le champ est intense au dessus de l'antenne et son intensité varie suivant une forme circulaire dont le rayon peut s'apparenter en première à la moitié de la longueur d'une plaque.

11. Conclusion et perspectives

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre d'introduction aux structures périodiques, la notion de défaut leur confère des propriétés très intéressantes. Le thème de ce chapitre a porté sur l'étude des sources rayonnantes directives. Celles-ci ont été obtenues en améliorant le rayonnement d'antennes classiques telles que l'antenne dipôle ou l'antenne patch. Nous nous sommes basés sur la structure proposée par l'équipe de B. Jecko de l'IRCOM et qui consiste à placer une source rayonnante simple au centre d'un défaut d'une structure périodique. La structure en question joue à la fois le rôle de superstrat et sert également à créer la cavité. Cela nous a permis d'effectuer d'une part des simulations électromagnétiques sous HFSS et d'autre part des études basées sur les analogies avec les superréseaux afin d'établir des relations entre l'angle d'ouverture et le coefficient de qualité de la cavité[Akalin 1] . Nous avons également réalisé et caractérisé un prototype fonctionnant autour de 9.2 GHz.

Les perspectives envisagées sur ce thème sont la réalisation à plus haute fréquence de sources rayonnantes directives en nous inspirant des VCSEL ou des lasers PBG qui possèdent déjà de nombreux points communs avec la structure étudiée.

Un problème intéressant à résoudre est de concevoir des sources directives mais dont on pourrait contrôler la direction du faisceau principal. En effet, la structure étudiée possède un faisceau principal qui est perpendiculaire aux couches diélectriques composant le miroir PBG. Ce problème est relativement complexe. Des solutions ont toutefois déjà été proposées avec l'emploi de matériaux anisotropes [Hsia] ou plus récemment et dans un autre registre par l'intermédiaire des surfaces à haute impédance commandables électriquement [Sievenpiper 2]. Rappelons également que des structures commandables et basées sur l'antenne PBG ont déjà été démontrées [de Lustrac].

Afin d'augmenter la directivité des antennes PBG, nous pouvons envisager l'utilisation de diélectriques à très forte permittivité tels que le BNT évoqué au chapitre II. La contrepartie de ce gain en directivité sera alors la faible bande passante de la structure globale. Ceci n'est pas forcément un handicap et peut au contraire être vu un avantage pour certaines applications. Une autre solution triviale repose sur l'utilisation de structures avec des dimensions latérales aussi grandes que possible. En effet plus une source est étendue, plus elle sera directive. Il faut pour cela que le PBG aussi bien que le plan de masse de l'antenne soient très grandes car c'est la surface en regard qui joue un rôle important.

Références :

[Akalin 1] T. Akalin, J. Danglot, O. Vanbésien et D. Lippens
“Resonant tunneling in photonic microcavities : design of highly directive radiating systems”,
Superlattices and Microstructures”
Vol. 30, No. 4, p.181-188, 2001.

[Akalin 2] T. Akalin, J. Danglot, O. Vanbésien, and D. Lippens
“Highly directive antennas from n-Dimensional photonic band gap microcavities”,
Proceedings of the 24th ESTEC Antenna Workshop on innovative periodic structure, photonic
band gap, fractals and frequency selective surface
May/June 2001, Noordwijk, The Netherlands

[Akalin 3] T. Akalin, J. Danglot, O. Vanbésien and D. Lippens
"A Highly Directive Dipole Antenna Embedded in a Fabry-Pérot Type Cavity"
IEEE Microwave and Wireless Components Letters
Vol.12, No. 2, p. 48-50, 2002.

[Andrenko] A. S. Andrenko, Y. Ikeda, O. Ishida,
“Application of PBG Microstrip Circuits for Enhancing the Performance of High-Density
Substrate Patch Antennas”
Microwave and Optical Technology Letters
Vol. 32, No.5, p. 340-344, 2002.

[Bahl] I.J. Bahl, P. Bhartia, « Microstrip Antennas », Artech House, 1980.

[Brown] E.R. Brown, O.B. McMahon
“Zenithal directivity from a dipole antenna on a photonic crystal”
Applied Physics Letters, Vol. 68, p. 1300-1302, 1996.

[Coccioli] R.Coccioli, F.R. Yang, K.P.Ma, and T.Itoh
“Aperture-Coupled Patch Antenna on UC-PBG subtrate”
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques
Vol. 47, No. 11, p 2123 à 2130, 1999

[Danglot] J. Danglot, T. Akalin, O. Vanbésien and D. Lippens

"Effet d'autocollimation pour des sources hyperfréquences à cavité à bande interdite photonique"

12^{ème} Journées Nationales Micro-ondes

Poitiers, 16-18 mai, 2001.

[Danglot] J. Danglot, O. Vanbésien, and D. Lippens

"Active waveguides patterned in a 2D-3D metallic photonic crystal"

Electronics Letters

Vol. 53, p. 475, 1999

[De Lustrac] A. De Lustrac, F. Gadot, E. Akmansoy, T. Brillat

"High-directivity planar antenna using controllable photonic bandgap material at microwave frequencies"

Applied Physics Letters

Vol. 78, No 26, p. 4196-4198, 2001.

[Elamaran] B.Elamaran, I.M. Chio, L.Y Chen, and J.C Chioa

"A beam-steerer using reconfigurable PBG ground plane"

IEEE 2000

[Gonzalo 1] R. Gonzalo, P. De Maagt, M. Sorolla

"Enhanced Patch-Antenna Performance by Suppressing Surface Waves Using Photonic-Bandgap Substrates"

IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques

Vol. 47, No. 11, p.2131 à 2138, 1999.

[Gonzalo 2] R. Gonzalo, I. Ederra, C.M. Mann and P. De Maagt

"Radiation properties of terahertz dipole antenna mounted on photonic crystal"

Electronics Letters

Vol. 37, No 10, p. 613-614, 2001.

[Gunel] T.Gunel

“An optimization approach to the synthesis of rectangular microstrip antenna elements with thick substrates for the specified far-field radiation pattern”

Int J. Electron. Commun., Vol.54, No. 5, p. 303 à 306

[Ha] Y.K. Ha, Y.C. Yang, J.E. Kim, H.Y. Park, C.S. Kee, H. Lim, J.C. Lee

“Tunable omnidirectional reflection bands and defect modes of a one-dimensional photonic band gap structure with liquid crystals”

Applied Physics Letters, Vol. 79, p. 15-17, 2001.

[He] S. He, C.R. Simovski, and M. Popov

“An explicit and efficient method for obtaining the radiation characteristics of wire antennas in metallic photonic bandgap structures”

Microwave and Optical Technology Letters

Vol. 26, No 2, p. 67-73, 2000

[Hori] Y. Hori, M. Tsutsumi

“Harmonic Control by Photonic Bandgap on Microstrip Patch Antenna”

IEEE Microwave and Guided Wave Letters

Vol. 9, No. 1, p. 13-15, 1999.

[Hsia] I.Y. Hsia, N.G. Alexopoulos

“Radiation Characteristics of Hertzian Dipole Antennas in a Nonreciprocal Superstrate-Substrate Structure”

IEEE Trans. on Antennas and Propagation

Vol. 40, No. 7, p. 782-790, 1992

[Jackson] D.R. Jackson, N.G. Alexopoulos

“Gain Enhancement Methods for Printed Circuit Antennas”

IEEE Trans. on Antennas and Propagation

Vol. 33, No. 9, p. 976-987, 1985.

[Kuo] Y.L. Kuo, T.W. Chiou, K.L. Wong,

“A dual-band rectangular microstrip antenna using a novel photonic bandgap ground plane of unequal orthogonal periods”

Microwave and Optical Technology Letters

Vol. 30, p. 280-283, 2001.

[Lee] Y.L.R. Lee, A. Chauraya, D.S. Lockyer and J.C. Vardaxoglou

“Dipole and tripole metallodielectric photonic bandgap (MPBG) structures for microwave filter and antenna applications”

IEE Proc.-Optoelectron.

Vol. 147, No. 6, p. 395 à 400, 2000

[Lourtioz] J.M. Lourtioz, A.de Lustrac, F. Gadot, S. Rowson, A. Chelkonov, T. Brillat, A. Ammouche, J. Danglot, O. Vanbésien and D. Lippens

“Toward Controllable Photonic Crystals for Centimeter- and Millimeter Wave Devices”

Journal of Lightwave Technology

Vol. 17, No. 11, p. 2025-2031, 1999.

[Matthaei] G. Matthaei, L. Young, E.M.T. Jones

Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures,

Artech House, 1980.

[Park] Y.-J Park, A. herschlein, and W. Wiesbeck

“A photonic bandgap (PBG) structure for guiding and suppressing surface waves in millimeter-wave antennas”

IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques,

Vol. 49, No 10, p. 1854-1859, 2001

[Qiu] M. Qiu, S. He

“High Directivity Patch Antenna with both Photonic Bandgap substrate and Photonic Bandgap Cover”

Microwave and Optical Technology Letters

Vol. 30, No. 1, p. 41-44, 2001.

[Reynolds] A.L. Reynolds, H.M.H. Chong, I.G.Thayne, J.M. Arnold, and P. De Maagt

« Analysis of membrane support structures for integrated antenna usage on two-dimensional photonic-bandgap structures »

IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques,
Vol. 49, No 7, p. 1254-1261, 2001

[Serier] C. Serier, C. Cheype, R. Chantalat, M. Thévenot, T. Monédière, A. Reineix, B. Jecko,
“Antennes résonateur à bande interdite photonique et alimentation par fente”, 12èmes
Journées Nationales Microondes, Poitiers, 2001.

[Serier] C. Serier, C. Cheype, R. Chantalat, M. Thévenot, T. Monédière, A. Reneix and B.
Jecko
“1-D Photonic bandgap resonator antenna”
Microwave and Optical Technology Letters
Vol. 29, p. 312-315, 2001

[Shen] X.-H. Shen, G.A.E. Vandenbosch, A.R. Van de Capelle
“Study of Gain Enhancement Method for Microstrip Antennas Using Momoent Method ”
IEEE Trans. on Antennas and Propagation
Vol. 43, No. 3, p. 227-231, 1995.

[Shen] X.H. Shen, P. Delmotte, G.A.E. Vandenbosch
“Effect of superstrate on radiated field of probe fed microstrip patch antenna”
IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.
Vol. 148, No. 3, p. 141-146, 2001.

[Sievenpiper 1] D. Sievenpiper, L. Zhang, R.F.J. Broas, N.G. Alexopolous and E.
Yablonovitch
“High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band”
IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques,
Vol. 47, No 11, p. 2059-2074, 1999

[Sievenpiper 2] D. Sievenpiper, J. Schaffner, R. Loo, G. Tangonan, S. Ontiveros, R. Harold,
“Microwave beam steering reflector based on a tunable impedance surface”
Proceedings 30th EuMC conference
Paris, p. 101, 2000

[Temelkuran] B. Temelkuran, E. Ozbay, J. P. Kavanaugh, G. Tuttle, and K. M. Ho
“Resonant cavity enhanced detectors embedded in photonic crystals”
Applied Physics Letters
Vol. 72, p. 2376, 1998

[Thévenot 1] M. Thévenot, C. Cheype, A. Reneix, B. Jecko
“Directive photonic band gap antennas”
IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques
Vol. 47, p. 2115, 1999

[Thévenot 2] M. Thévenot
"Analyse comportementale et conception des matériaux diélectriques à bandes interdites
photoniques. Application à l'étude et à la conception de nouveaux types d'antennes",
Thèse de doctorat, Université de Limoges, 18 Novembre 1999.

[Yang] H.Y. Yang, N.G. Alexopoulos
“Gain Enhancement Methods for Printed Circuit Antennas Through Multiple Superstrates”
IEEE Trans. on Antennas and Propagation
Vol. 35, No. 7, p. 860-863, 1987.

[Yang] F. Yang and Y. Rahmat-Samii
“A low-profile circularly polarized curl antenna over an electromagnetic bandgap (EBG)
surface”
Microwave and Optical Technology Letters
Vol. 31, No. 4, p. 264-267, 2001

CHAPITRE IV :

META-MATERIAUX A INDICE DE REFRACTION NEGATIF

Chapitre IV. Méta-matériaux à indice de réfraction négatif

A. Introduction

La structuration périodique de matériaux offre des possibilités très intéressantes, comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, et notamment concernant le filtrage et le contrôle du rayonnement. Dans ce chapitre nous allons nous intéresser aux matériaux présentant un indice de réfraction négatif, ce qui constitue une propriété remarquable et qui d'ailleurs n'a pu être réalisée de manière expérimentale que très récemment et cela suivant deux approches distinctes [Smith ; Notomi]. Ces matériaux à indice de réfraction négatif n'existent pas dans la nature et c'est la raison pour laquelle, nous les appelons des méta-matériaux. Une première étude théorique avait pourtant été menée dans les années 60 par Veselago [Veselago], qui avait également prédit certaines propriétés remarquables telles que « l'inversion » de la loi Snell-Descartes et de l'effet Doppler. Ce n'est qu'en l'an 2000 qu'une équipe de l'Université de Californie a démontré pour la première fois de façon expérimentale l'existence de ce type de matériau. Ils ont utilisé pour cela un matériau composite constitué de deux réseaux périodiques imbriqués dont l'un procure une permittivité négative et l'autre une perméabilité négative. Généralement l'indice de réfraction est défini par : $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, par conséquent si $\epsilon < 0$ et $\mu < 0$ simultanément, n devrait être positif, cependant cela n'est pas le cas car d'après Veselago, c'est la solution négative qui doit être retenue : $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ [Veselago]. L'obtention d'un indice de réfraction négatif à partir d'un milieu à permittivité et perméabilité simultanément négatives sera désignée comme étant l'approche Veselago. Sa réalisation pratique emploie l'aspect périodique de même que pour les matériaux BIP à ceci près que les motifs et les périodes de chacun des deux réseaux sont beaucoup plus petits que la longueur d'onde, ce qui signifie que l'on travaille dans un régime de grande longueur d'onde. Rappelons que pour les matériaux BIP ces dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde (en $\lambda/4$ typiquement). Il existe une seconde approche, que nous nommerons approche Notomi du nom de l'un de ses instigateurs, pour créer un matériau à indice négatif utilisant cette fois la forte anisotropie, offerte par certains matériaux BIP, à

l'origine de l'effet super-prisme. Cette approche a été présentée dans le premier chapitre de ce manuscrit et nous ne la développerons pas davantage. Retenons néanmoins qu'elle ouvre la voie à de nombreuses applications.

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser principalement à l'approche Veselago aussi bien d'un point de vue théorique, expérimental que de la modélisation. Le réseau à l'origine d'une permittivité négative pour un fonctionnement en dessous d'une certaine fréquence dite de plasma et notée f_p est relativement bien connu car il est basé sur un matériau BIP bidimensionnel composé de tiges métalliques. Cependant nous présenterons des résultats quant à la position de f_p en fonction de divers paramètres tel que le facteur de remplissage. En effet la valeur de f_p est importante pour la conception du second réseau dont le rôle est de créer cette fois une perméabilité négative. Ce réseau permettant d'obtenir une perméabilité négative a été proposé par J. Pendry [Pendry 2] et constitue le point clé pour la réalisation du matériau composite à indice de réfraction négatif. Nous étudierons en détail ce réseau dont le motif élémentaire repose sur deux boucles fendues et imbriquées. Certains problèmes se posent au niveau de l'isotropie de ces réseaux imbriqués, mais également lorsqu'on les considère seuls. Des solutions seront présentées à ce sujet. Un autre problème important est soulevé par le dimensionnement des motifs élémentaires en particulier pour un fonctionnement aux fréquences optiques. Un simple facteur d'échelle par rapport au réseau fonctionnant aux fréquences micro-ondes (de l'ordre de 10 GHz) donne des dimensions de l'ordre de la dizaine de nanomètres pour un fonctionnement en mode optique et constitue donc un véritable challenge technologique. Pour faciliter la résolution de ce problème, nous proposerons de nouveaux motifs pour obtenir une perméabilité négative. Nous nous intéresserons également à la largeur de bande dans laquelle le matériau possède un indice négatif et nous essaierons de l'élargir par des techniques employées dans d'autres domaines. Une partie sera consacrée aux applications potentielles de ces matériaux sous l'hypothèse d'un matériau idéal dont les caractéristiques sont les suivantes : matériau isotrope, homogène, sans perte et avec $n = -1$.

Ce sujet est extrêmement excitant, d'une part pour ses applications mais également car il remet en question certains points admis communément. Il permet de revenir aux définitions premières de plusieurs grandeurs physiques et en particulier sur la permittivité et la perméabilité d'un milieu qui sont les grandeurs caractéristiques fondamentales qui déterminent la propagation des ondes électromagnétiques dans celui-ci. Nous pouvons remarquer que les noms portés par ces grandeurs sont synonymes et décrivent en réalité la pénétration du champ électrique et celle du champ magnétique dans le milieu. Il est également

possible de les définir comme étant les résultantes de la réponse du milieu à une excitation électromagnétique, puisque les réponses propres sont définies par les susceptibilités du milieu. La particularité des méta-matériaux que nous allons étudier repose sur les valeurs simultanément négatives de leur permittivité et de leur perméabilité. Rappelons qu'une permittivité négative est attribuée à certains métaux en dessous de leur fréquence plasma qui est de l'ordre de la dizaine de petahertz (10^{15} Hertz) et c'est ce qui explique leur éclat aux fréquences visibles (inférieures au petahertz) car elles sont totalement réfléchies. La fonction diélectrique en fonction de la fréquence est alors relativement bien représentée

par : $\varepsilon(f) = 1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2$ et l'on a bien une permittivité négative pour les fréquences inférieures

à la fréquence plasma f_p . Nous pourrions parler cette fois « d'impermittivité ». En ce qui concerne l'étude de la perméabilité, nous pouvons évoquer le caractère diamagnétique des matériaux qui est caractérisé par une susceptibilité magnétique négative, mais avec des valeurs très faibles : χ_m se situe en général entre -10^{-5} et -10^{-8} typiquement. Sachant que la perméabilité relative est définie par $\mu_r = 1 + \chi_m$, μ_r reste positif mais légèrement inférieur à 1. Le caractère diamagnétique est cependant caché par le paramagnétisme dont la contribution est une susceptibilité positive, qui bien que très inférieure à l'unité, est nettement supérieure en valeur absolue à la susceptibilité diamagnétique. Il existe toutefois des matériaux tels que le cuivre qui ne sont que diamagnétiques et présentent alors une perméabilité légèrement inférieure à l'unité ($\chi_m = -9.10^{-6}$ et $\mu_r = 0.999991 < 1$). Cependant certains matériaux supraconducteurs possèdent la propriété du diamagnétisme parfait obtenue lorsque $\chi_m = -1$ et par conséquent $\mu_r = 0$. Dans ce dernier cas la réponse du milieu est exactement opposée à l'excitation extérieure et le champ magnétique B est nul à l'intérieur. Le phénomène de lévitation magnétique est observé pour ces supra-conducteurs. Il existe d'autres types de matériaux pour lesquels μ_r prend des valeurs négatives, c'est-à-dire que $\chi_m < -1$, mais ce type de réponse n'apparaît que pour des fréquences faibles, et en l'occurrence de l'ordre du mégahertz. Précisons également que la plage de fréquence où μ_r est négatif est relativement faible. Pour μ_r négatif, nous pouvons parler « d'imperméabilité » du milieu puisque les lignes de champ magnétique sont expulsées en dehors du matériau.

Ce qui est remarquable avec un méta-matériau à indice négatif obtenu par une approche Veselago, c'est que malgré une permittivité et une perméabilité négatives, il y ait paradoxalement propagation d'une onde électromagnétique dans ce matériau alors qu'il devrait expulser à l'extérieur les lignes de champ électrique et magnétique. Cette propagation

particulière est à l'origine du nom donné par Veselago pour ces méta-matériaux. Il les a nommé matériau main gauche pour des raisons que nous allons expliquer dans la partie suivante.

B. Que sont les matériaux main gauche ?

1. Introduction avec des matériaux l.h.i. main gauche

Les premières études théoriques sur les matériaux à indice de réfraction négatif ont été effectuées par Veselago qui est l'auteur de ce que l'on peut nommer « l'article fondateur » [Veselago]. Dans cette publication il évoque la possibilité de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu linéaire, homogène, isotrope (l.h.i.) et présentant une perméabilité et une permittivité simultanément négatives. Ces matériaux sont qualifiés de matériaux « main gauche » (MG ou LHM pour l'acronyme en anglais signifiant Left Handed Material) en raison du trièdre formé par le triplet $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ qui est indirect contrairement aux matériaux à indice positif. Il prévoit certaines propriétés telles que « l'inversion » de la loi de Snell-Descartes à l'interface entre un matériau à indice positif (MIP) et un matériau à indice négatif (MIN). Les effets Doppler et Cerenkov sont eux aussi inversés dans les MIN.

Dans cette article, il utilise la matrice G formée par les cosinus directeurs des vecteurs $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ et attribue un rôle primordial au déterminant $p = \det(G)$ qui va permettre de détecter si un matériau est main gauche ou pas. D'une manière plus précise, le critère est donné ci-dessous:

Si $p = +1$, le matériau est « main droite », c'est-à-dire $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ direct (matériau classique).

Si $p = -1$, le matériau est « main gauche », c'est-à-dire $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ indirect si l'on se réfère à une main droite, mais cette base est directe avec une règle de la main gauche, d'où le nom attribué à cette classe de matériau.

2. Réflexion et réfraction entre deux milieux

a) Les deux milieux possèdent un indice de même signe

La réflexion et la réfraction d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux milieux d'indice différent est un sujet bien connu comme par exemple dans le domaine de l'optique où ce sont les lois de Snell-Descartes qui s'appliquent. Nous rappelons ces lois :

Lois de Snell-Descartes lorsque n_1 et n_2 sont positifs:

1. $(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_r, \mathbf{k}_t)$ appartiennent au plan d'incidence
2. loi sur la réflexion : $|\theta_i| = |\theta_r|$
3. loi sur la réfraction : $n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$

L'onde incidente appartient au quadrant I et forme un angle θ_i avec la normale à l'interface. Tous les angles étant repérés par rapport à cette normale, une partie de cette onde est réfléchiée dans le quadrant II suivant un angle θ_r et l'autre partie est réfractée suivant un angle θ_t dans le quadrant III. L'onde incidente et l'onde réfractée se situent donc de part et d'autre de la normale. Lorsque les indices de réfraction n_1 et n_2 sont tous deux positifs, il n'existe aucune onde dans le quadrant IV.

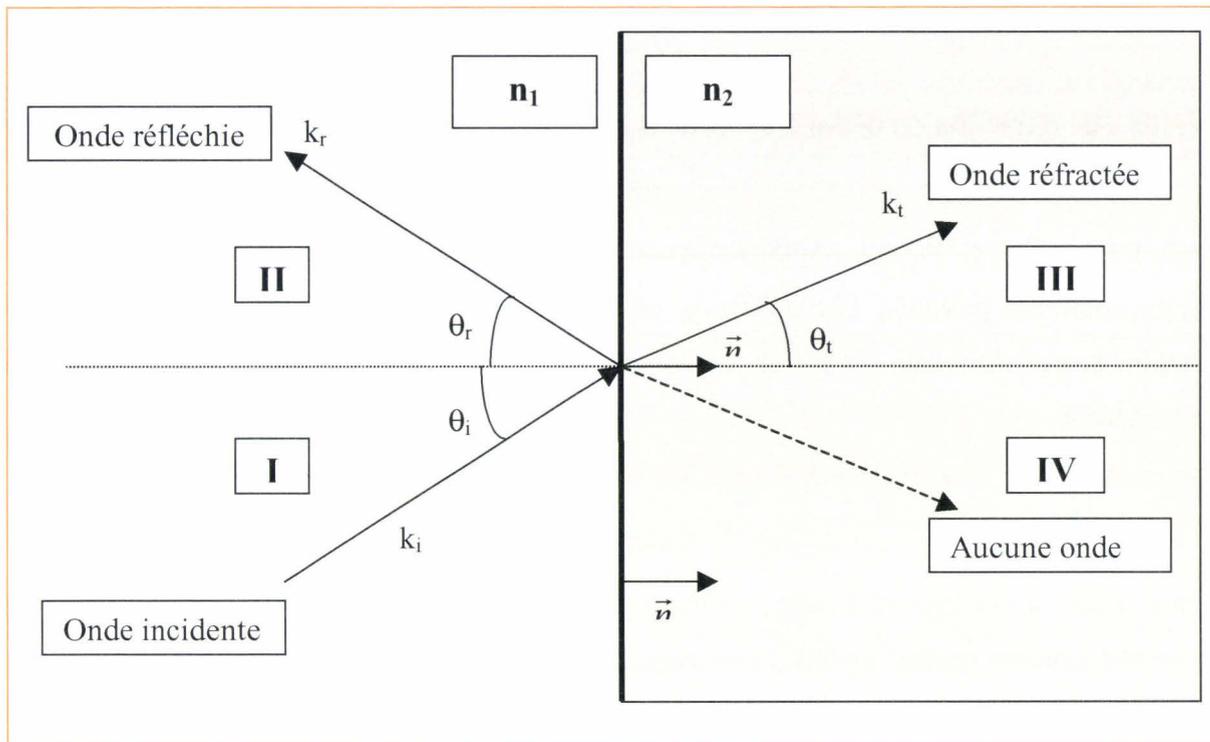


Fig. 1 : Réflexion et réfraction à l'interface entre deux milieux d'indice positif. Ces résultats sont valables si les deux milieux ont un indice de même signe.

b) Les deux milieux possèdent des indices de signe opposé

C'est par exemple le cas pour une interface avec de l'air d'un côté et un matériau main gauche de l'autre et constitue par conséquent une situation intéressante. Dans ce cas, nous obtenons une « réfraction négative » comme cela est illustrée sur la figure 2. Cela signifie que l'onde réfractée se propage du même côté par rapport à la normale que le rayon incident. C'est la propriété la plus importante des matériaux main gauche. La propriété caractéristique repose sur le fait que le vecteur d'onde et le vecteur de Poynting sont anti-parallèles. Ceci est illustré sur la figure 30 au paragraphe E.1.(a) où nous avons représenté le vecteur de Poynting dans un matériau main gauche. Cette propriété caractéristique peut- être reformulée de la manière suivante : *la vitesse de phase dans milieu main gauche est négative.*

Il faut remarquer en ce qui concerne la définition de l'indice de réfraction que l'on ne peut plus adopter la formule classique : $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. En effet cette formule est valable dans la majorité des cas sauf pour les milieux où ϵ et μ sont simultanément négatifs. Pour ce dernier cas il convient de revenir à la relation de dispersion d'une onde dans un milieu isotrope :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2$$

L'indice de réfraction est défini à partir de la permittivité et de la perméabilité du milieu par :

$$n^2 = \epsilon\mu$$

donc pour $\epsilon < 0$ et $\mu < 0$, on a toujours n^2 positif et k^2 positif également, donc k est réel et une propagation est possible. Par contre si le produit $\epsilon\mu < 0$, cette fois ci $n^2 < 0$, donc n est imaginaire pur de même pour k et par conséquent il n'y a pas de propagation et l'onde est évanescence.

Revenons au cas où $\epsilon < 0$ et $\mu < 0$, l'indice de réfraction doit être défini de la manière suivante :

$$n = -\sqrt{\epsilon\mu}$$

Cette situation correspond à celle des matériaux main gauche (MG), qualifiés également de matériau à indice négatif (MIN). Nous verrons par la suite que tous les MIN ne sont pas des MG [Notomi et Pendry].

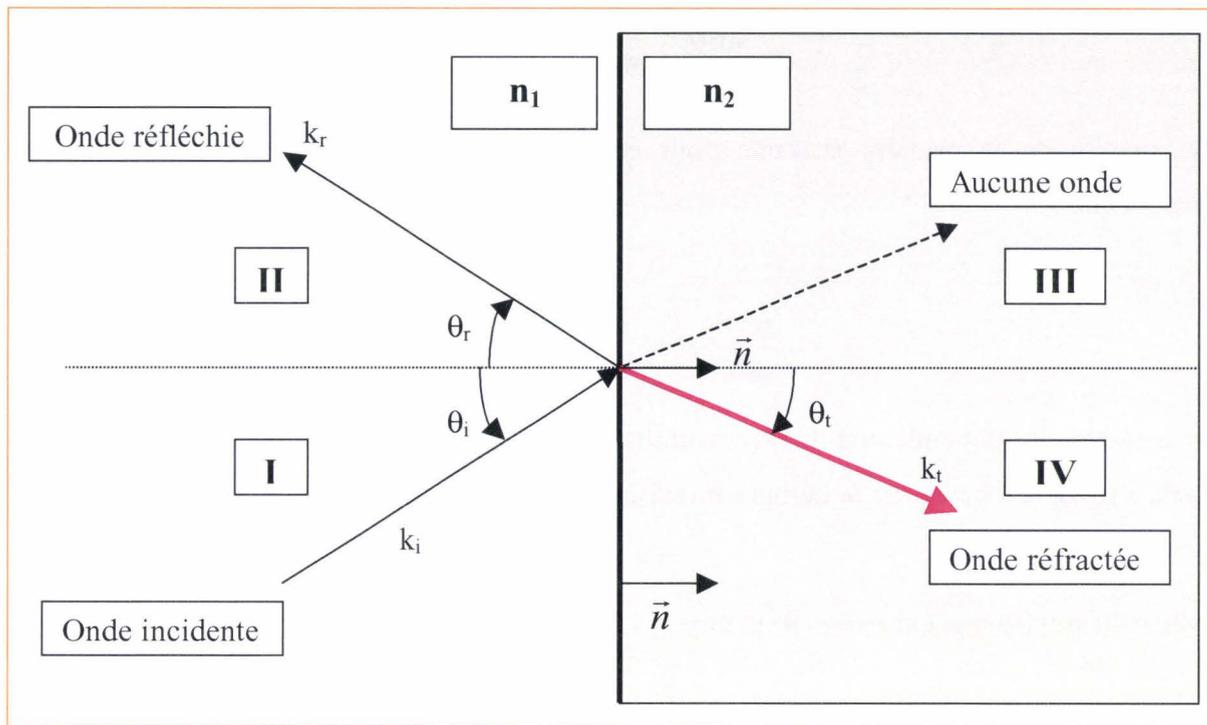


Fig 2 : Réflexion et réfraction à l'interface entre deux milieux dont les indices sont de signe opposé

Dans le cas où les milieux possèdent des indices de signe opposé, les lois de Snell-Descartes sont identiques au cas où ils sont de même signe, excepté sur un point : le rayon incident et le rayon réfracté sont du même côté de la normale comme il est indiqué sur la figure 2. C'est pour cette raison que Veselago décrit cela comme une inversion de la loi de Snell-Descartes sur la réfraction. Toutefois la formule sur la réfraction s'écrit :

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$$

Cette formule reste valable dans la mesure où l'on considère cette fois des angles orientés. En effet, les angles θ_i et θ_r sont alors de signe opposé et la fonction sinus est impaire :

$$\sin(-x) = -\sin(x)$$

La formule sur la réfraction n'est donc pas inversée, et bien au contraire elle est générale quelque soit le signe des indices des milieux à condition de repérer les angles comme des angles orientés.

Veselago emploie quant à lui le déterminant p donnant le caractère main droite ou main gauche du milieu et la formule classique sur la réfraction donnée ci-après :

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = n_{1,2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_1}{\varepsilon_2 \mu_2}}$$

est réécrite de la manière suivante pour être généralisée aux milieux d'indice de signe quelconque

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = n_{1,2} = \frac{p_2}{p_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}}$$

avec p_1 et p_2 les déterminants de G (introduits au §B.1) pour chaque milieu et $n_{1,2}=n_2/n_1$.

Cette relation est basée sur la définition de l'indice de réfraction adoptée par Veselago :

$$n = p \sqrt{\varepsilon \mu}$$

avec $p=-1$ uniquement si $\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$, et $p=+1$ autrement.

3. Elaboration d'un matériau main gauche composite

Dans la partie précédente nous avons considéré des matériaux à indice négatif (MIN) et qui de plus sont linéaires, homogènes et isotropes. Cette situation est bien sûr idéale et la simple démonstration expérimentale de l'existence d'un matériau à indice négatif est perçue comme un véritable exploit même si cela a suscité une certaine controverse sur laquelle nous reviendrons par la suite. C'est une équipe de l'université de Californie qui a réussi cette démonstration [Smith 4] en se basant fortement sur les travaux de Pendry concernant la permittivité négative [Pendry1] et ceux sur la perméabilité négative [Pendry2]. Le MIN réalisé est un matériau composite obtenu par l'imbrication de deux réseaux que nous allons étudier séparément puis ensemble. La contribution de ces deux réseaux est de créer une permittivité négative pour l'un et une perméabilité négative pour l'autre.

a) Permittivité négative : réseau de tiges métalliques

(1) Présentation du réseau étudié

La solution retenue par Smith et al. pour la réalisation d'une permittivité négative est un réseau bidimensionnel de tiges métalliques comme celui représenté sur la figure 3. De

nombreux travaux portent sur leur étude [Danglot ; de Lustrac]. C'est par une analogie avec les plasmas que l'on peut expliquer la première bande interdite dans le spectre de transmission à travers ce type de réseau. L'analogie avec les super-réseaux est également extrêmement forte avec notamment l'apparition d'une mini-bande de transmission dont l'origine est expliquée par des modes de résonance de type Fabry-Pérot. Le modèle de Drude pour les métaux est bien adapté pour avoir une idée sur le comportement fréquentiel de la permittivité de ce BIP métallique.

Nous allons nous intéresser aux réseaux de tiges infinies suivant leur axe. Le réseau est également répété indéfiniment sur les côtés, et l'onde traverse un nombre fini de rangées. Nous avons représenté sur la figure 3 une zone de cette structure infinie suivant une maille carrée et avec 4 rangées dans la direction longitudinale.

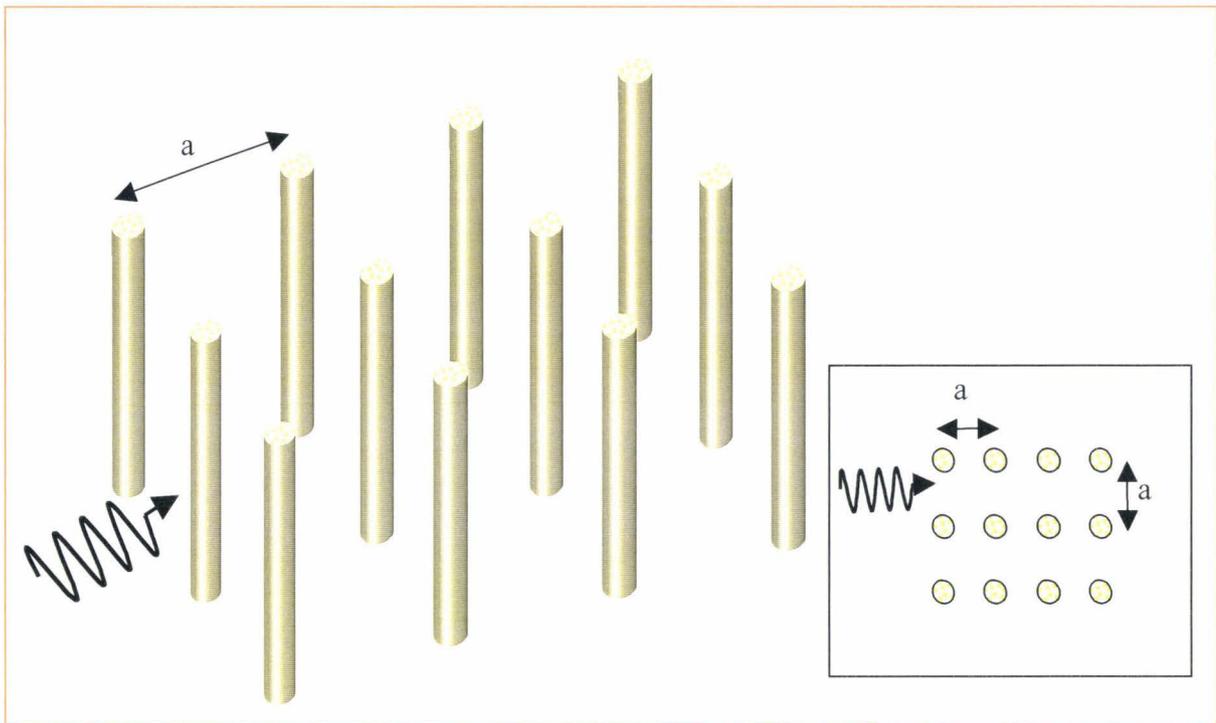


Fig. 3 : PBG métallique suivant un réseau carré de période a et composé de 4 rangées.

Ce type de réseau a fait l'objet d'études par diverses équipes de recherche. Nous pouvons citer par exemple les travaux de J. Pendry à ce sujet qui a notamment introduit la notion de « fréquence plasma » pour interpréter les résultats obtenus en termes de transmission.

(2) Transmission à travers ce réseau métallique

Nous avons réalisé des simulations électromagnétiques afin d'obtenir le coefficient de transmission à travers un nombre fini de rangées de tiges métalliques et égal à quatre. La structure simulée est légèrement différente de celle de la figure 3 car lors de la simulation la section des tiges a été choisie de façon arbitraire carrée et non circulaire. Nous estimons que pour des facteurs de remplissage relativement faibles, cela n'a pas une grande influence pour provoquer un changement de comportement. Cependant cette différence peut avoir des conséquences plus fortes si le facteur de remplissage est important. Rappelons que le facteur de remplissage est défini par le rapport surfacique pour un réseau bidimensionnel entre les zones métalliques et la surface d'une maille élémentaire. Ce facteur a un rôle prépondérant pour l'étude de ces structures.

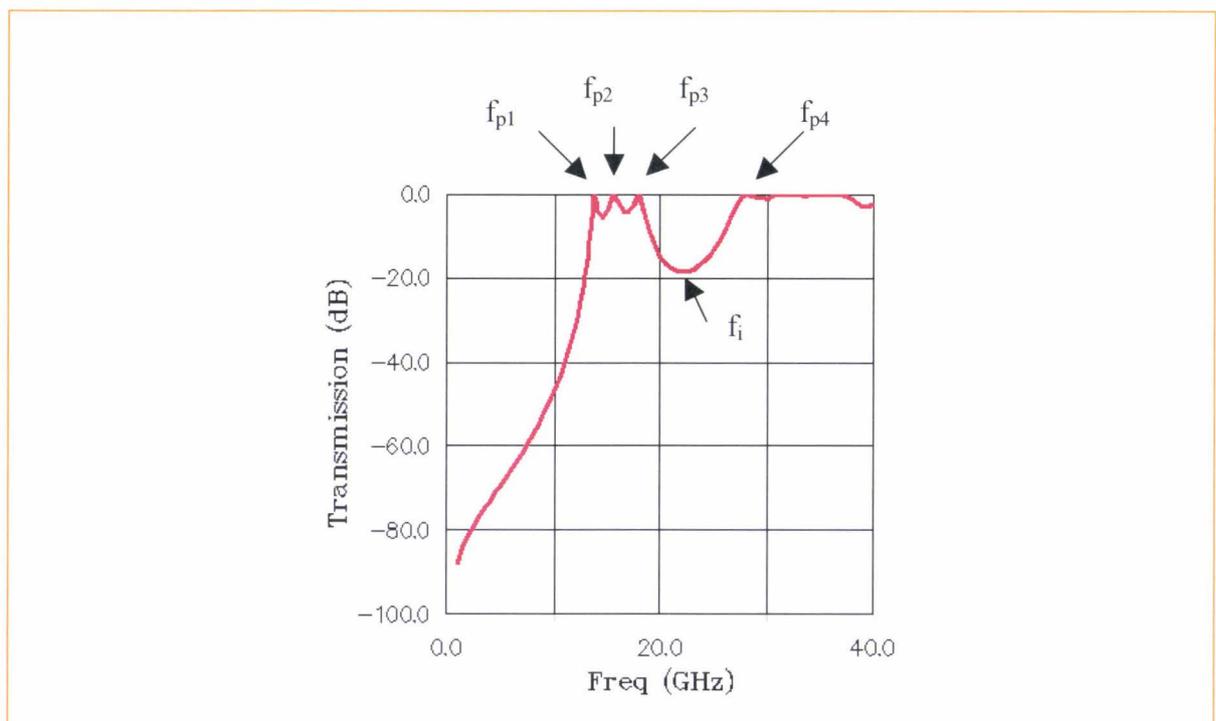


Fig. 4 : Coefficient de transmission à travers le PBG métallique représenté sur la figure 3 et comprenant 4 rangées. Les fréquences particulières sont repérées sur la figure. La période du réseau est $a=8\text{mm}$ et le facteur de remplissage est de 1.6%.

A partir des simulations sous HFSS, nous avons représenté le coefficient de transmission à travers le réseau de période $a=8\text{mm}$ et à 4 rangées. En décrivant ce spectre à

fréquences croissantes, nous obtenons une première bande interdite pour les basses fréquences, suivie d'une bande passante constitué de 3 pics (=nombre de rangées -1) puis une nouvelle petite bande interdite et à nouveau une bande passante. La première bande interdite est obtenue car le système se comporte globalement comme un milieu à permittivité négative [Pendry] et par conséquent l'onde électromagnétique est évanescence.

(3) Représentation des champs

La bande passante composé de pics peut-être expliquée par des résonances de type Fabry-Pérot. Nous avons représenté le champ électrique, dans un plan perpendiculaire à l'axe des tiges, et qui est d'ailleurs le même quelque soit la position de ce plan car les tiges étant infinies, le champ est inchangé par translation suivant l'axe des tiges. Des analogies avec les superréseaux ont déjà fait l'objet d'études au sein de l'équipe [Carbonell]. Les fréquences choisies sont celles correspondants aux pics et également au milieu de la seconde bande interdite et au premier pic de la seconde bande passante.

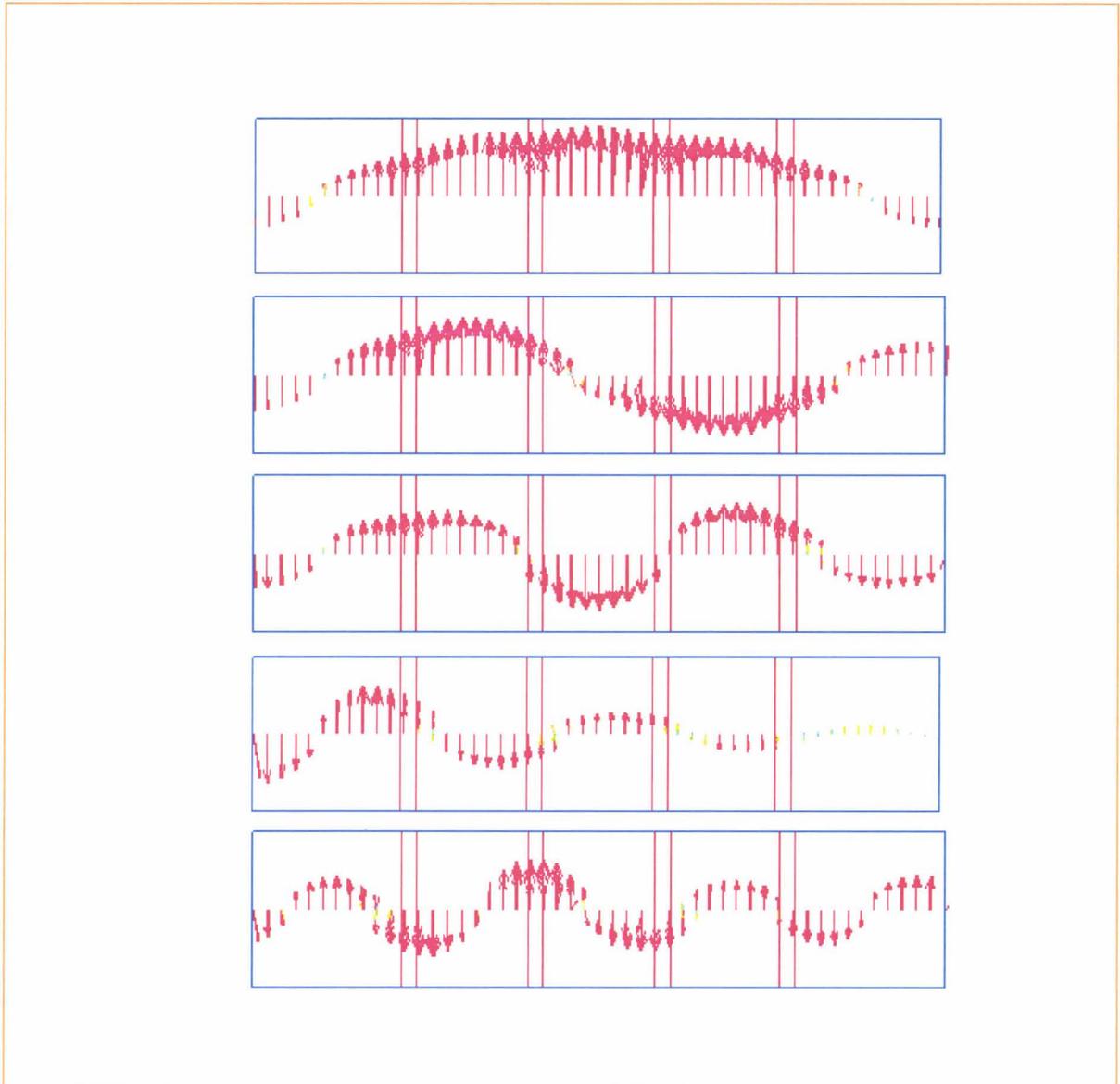


Fig. 5 : Représentation du champ électrique dans un plan horizontal pour les fréquences particulières de ce système (du haut vers le bas) : $f_{p1}=13.7\text{GHz}$; $f_{p2}=15.5\text{GHz}$; $f_{p3}=18\text{GHz}$; $f_i=22.5\text{GHz}$ et $f_{p4}=28\text{GHz}$. Pour f_i , le champ est évanescent alors que pour les autres fréquences représentées, l'onde se propage grâce à des résonances de type Fabry-Pérot.

Les fréquences de résonance sont a priori reliées aux courants de surface sur les tiges métalliques qui peuvent être considérés comme étant des plasmons. Le terme de plasmon est également employé en physique quantique et correspond à une excitation élémentaire d'énergie $\hbar\omega_p$. Nous avons représentés les cartes de champ magnétique aux fréquences pics de la première bande passante sur la figure 6.

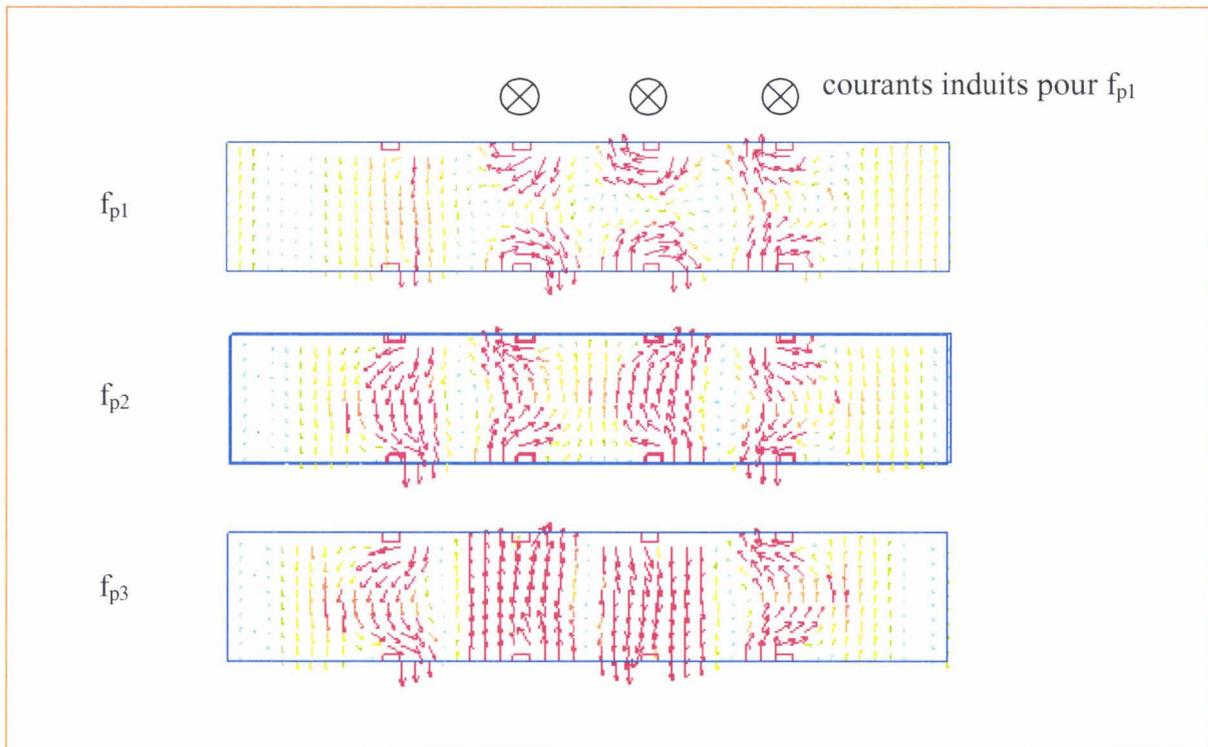


Fig. 6 : Représentation du champ magnétique aux fréquences pics de la première bande passante.

Pour la fréquence f_{p1} , nous pouvons remarquer que le champ magnétique enlace les tiges et par conséquent, il y induit un courant qui a la même direction pour les 6 tiges de droite. Le courant est orienté dans la direction perpendiculaire à la feuille dans le sens « rentrant ». Nous avons représenté sur la figure 7, 3 « colonnes » du réseau comprenant 4 rangées de tiges à la fréquence f_{p1} . Nous pouvons observer de manière claire que le champ magnétique enlace les tiges et cela dans le même sens. Il y a donc un mouvement d'oscillation collectif des électrons, ce qui est typique d'un plasma.

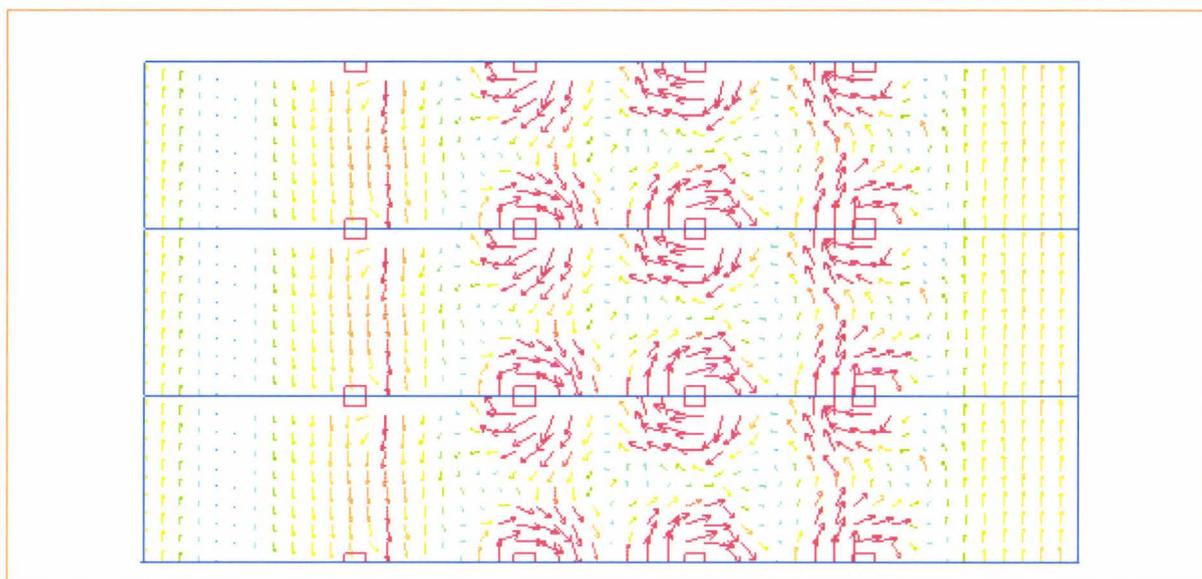


Fig. 7 : Champ magnétique pour la fréquence f_{p1} sur le réseau bidimensionnel obtenu à partir de la simulation d'une seule « colonne » de tiges que nous avons mis côte à côte.

(4) Conditions de simulation

Précisons que lors de la simulation nous avons défini deux murs magnétiques ainsi que deux murs électriques en plus des deux ports d'entrée et de sortie. Les murs électriques sont perpendiculaires à l'axe commun des tiges et les murs magnétiques correspondent aux parois latérales de la structure. Le choix des conditions aux limites est précisé sur la figure 8. Ce sont ces dispositions qui nous permettent de placer les résultats de simulation d'une seule « colonne » côte à côte N fois, afin de visualiser le champ qui règne dans zone plus grande du réseau.

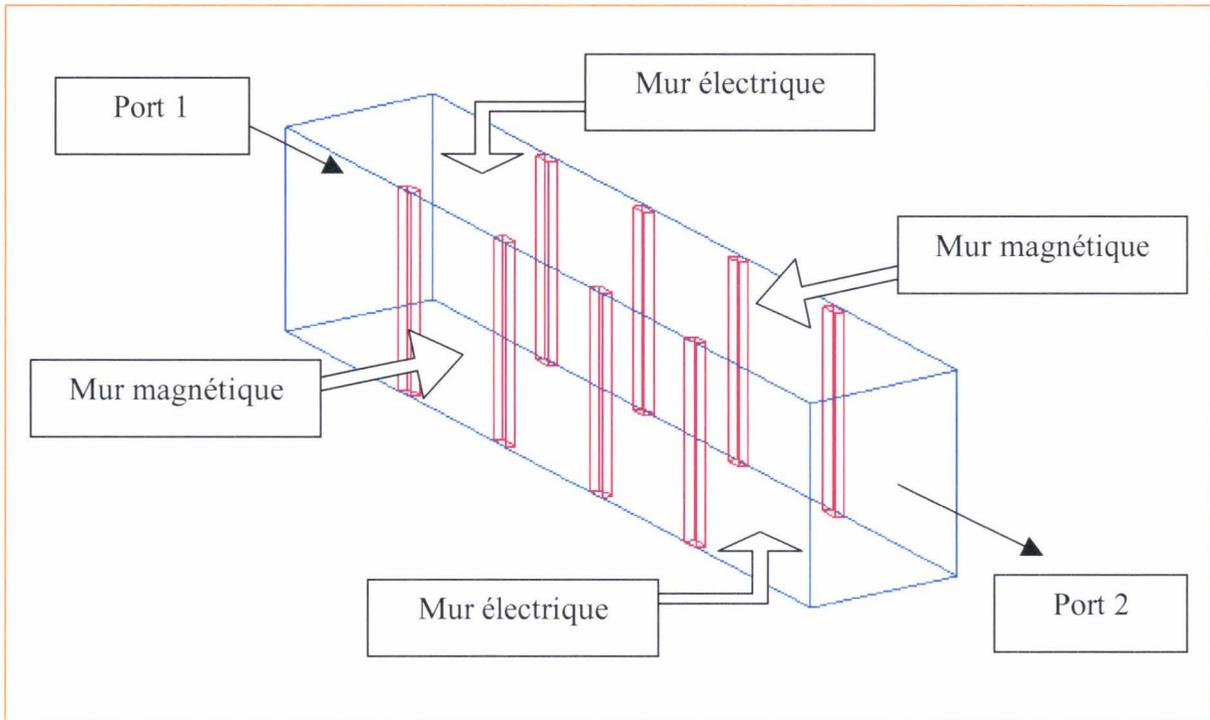


Fig. 8 : Conditions aux limites choisies lors de la simulation du PBG métallique

(5) Modèle analytique classique pour la permittivité d'un milieu de type plasma :

La fonction permittivité relative d'un milieu plasma suivant le modèle de Drude est donnée par la relation suivante et elle est représentée sur la figure 9 :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$$

Pour les fréquences inférieures à la fréquence plasma f_p , la permittivité est négative et l'indice de réfraction est imaginaire (à condition que la perméabilité μ_r soit positive) et nous avons la relation suivante lorsque $\mu_r=1$:

$$n = i \sqrt{\left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 - 1}$$

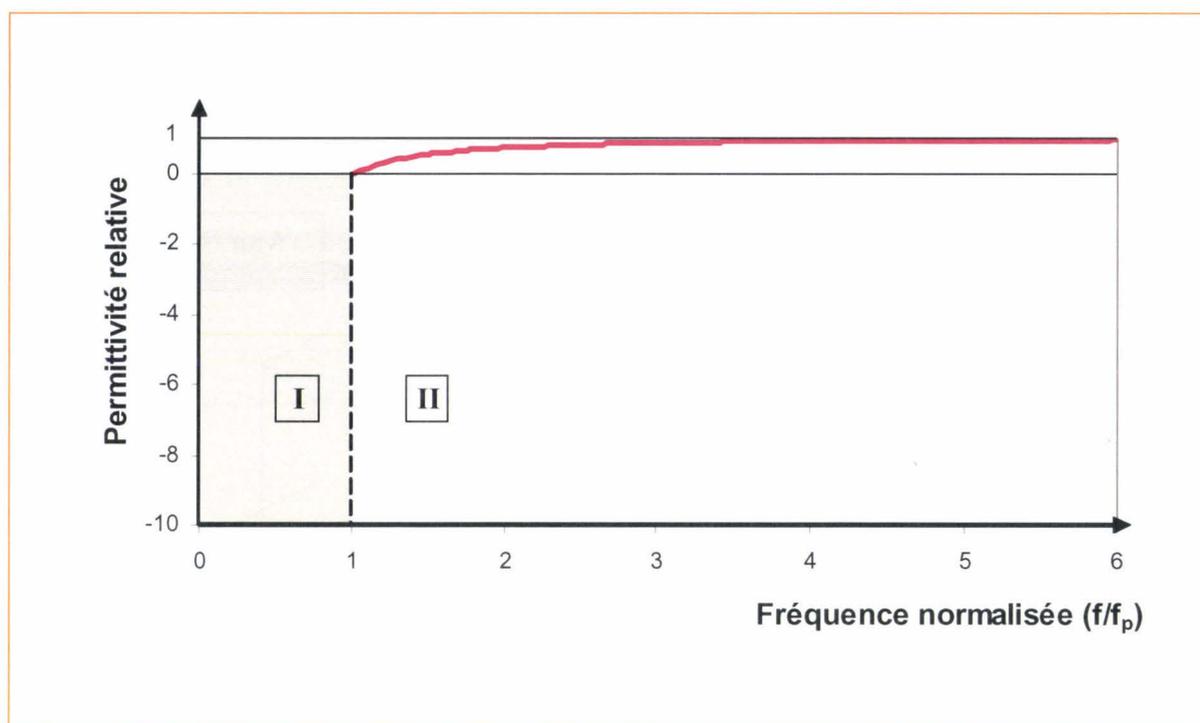


Fig. 9 : Fonction permittivité relative obtenue par le modèle de Drude sans perte.

Les métaux ont une réponse diélectrique de ce type avec une fréquence plasma de l'ordre de quelques PétaHertz (typiquement $f_p=3.10^{15}\text{Hz}$ pour les métaux). C'est ce qui explique l'éclat des métaux aux fréquences optiques qui se situent en dessous de la fréquence plasma et qui sont par conséquent entièrement réfléchies par la surface des métaux. Pour les signaux de fréquences supérieures à la pulsation plasma, ce qui est le cas pour les ultraviolets ou les rayons X, le métal est transparent.

Un autre exemple bien connu de milieu plasma est l'ionosphère qui se comporte comme un filtre passe haut pour les ondes hertziennes dans les télécommunications avec une fréquence plasma de l'ordre de 18MHz. La communication avec les satellites ne peut se faire donc que pour des fréquences supérieures à cette fréquence plasma. Il faut tout de même considérer également les raies d'absorption des éléments constituant l'atmosphère qui limitent aussi les gammes de fréquence utilisables. Par exemple pour les ondes submillimétriques, l'atmosphère se comporte comme un écran opaque.

L'expression de la pulsation plasma est un résultat bien connu et dépend en particulier de la concentration en volumique en porteurs libres n de la manière suivante :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{nq^2}{m\epsilon_0}}$$

où q est la charge élémentaire, m la masse d'un électron et ϵ_0 la permittivité du vide.

Par exemple pour un semiconducteur dopé N avec une concentration égale à 10^{17} cm^{-3} , la pulsation plasma est égale à $18.10^{15} \text{ rads}^{-1}$ soit une fréquence plasma d'environ $f_p=2.9 \text{ THz}$ [Pérez].

(6) Relation entre la fréquence plasma et les grandeurs géométriques du réseau de tiges métalliques.

Pendry a proposé une formule analytique reliant la fréquence plasma f_p au rapport entre le rayon des tiges, noté r , et la période du réseau, noté a [Pendry 1]. Le réseau considéré est de maille carrée.

$$f_p = \frac{c}{a \sqrt{2\pi \ln\left(\frac{a}{r}\right)}}$$

Nous allons voir que cette formule donne effectivement la fréquence plasma mais que son domaine de validité est limité aux structures très diluées, c'est-à-dire pour un rapport $r/a < 0.1$.

Sur la figure 10, nous avons tracé la position de la fréquence dite de plasma en fonction du rayon des tiges métalliques pour un réseau carré de période $a=1 \text{ mm}$. Nous avons également reporté sur cette courbe les fréquences plasma obtenus à partir de simulations sous HFSS. Nous pouvons remarquer que pour des réseaux très dilués, il y a un bon accord entre le modèle de Pendry et les résultats de simulation électromagnétique. L'écart apparaît à partir d'un rapport r/a de l'ordre de quelques %. Par conséquent, il faudra tenir compte de cet effet si l'on désire réaliser des matériaux main gauche afin de choisir correctement les paramètres du réseau.

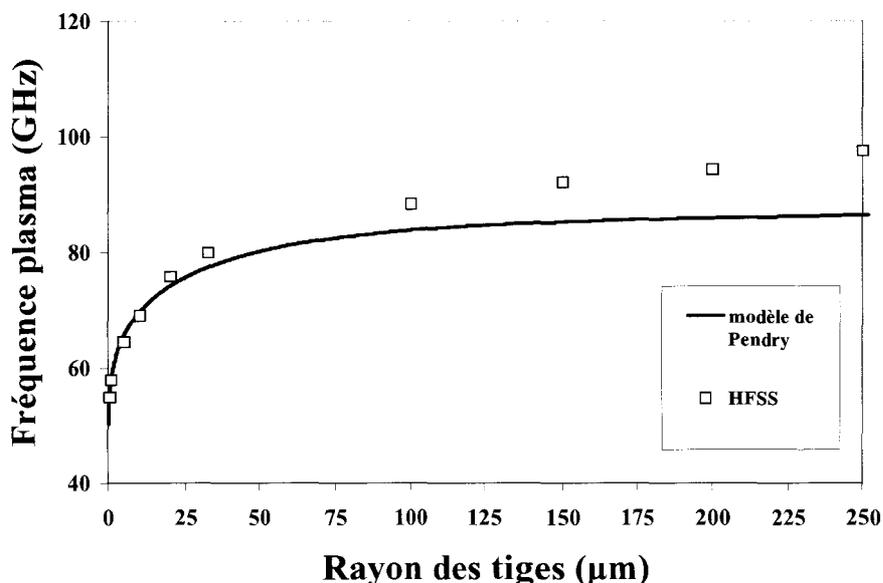


Fig. 10 : Position de la fréquence plasma en fonction du rayon des tiges pour une période égale à $a=1\text{mm}$. Nous pouvons constater que le modèle de Pendry n'est valable que pour les fortes dilutions (c'est-à-dire r/a très faible).

b) Perméabilité négative : réseau de boucles imbriquées

Le motif élémentaire employé par Smith et al. pour la création d'un milieu à permittivité négative sans employer de matériau magnétique est représenté sur la figure 11. Ils se sont basés sur les travaux de Pendry à l'origine d'un tel motif (figure 11). Il s'agit de deux boucles métalliques concentriques imbriquées et fendues. Ces boucles sont de forme circulaires pour le motif de Pendry et de forme carrée pour le motif de Smith. Ce type de boucle est appelé Résonateur en Anneau Fendu (RAF ou SRR pour l'acronyme en anglais signifiant Split Ring Resonator). Nous pouvons essayer d'expliquer le fonctionnement de ce système de RAFs couplés à l'origine d'une perméabilité négative en nous basant sur le diamagnétisme.

Rappelons tout d'abord les relations liant le champ magnétique \mathbf{B} à l'excitation magnétique \mathbf{H} . Il faut pour cela introduire le vecteur aimantation \mathbf{M} qui est le moment magnétique par unité de volume et exprimé en $\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$. Le vecteur excitation magnétique est alors défini de la manière suivante :

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}$$

ce qui revient à :

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

sachant que pour un milieu linéaire isotrope :

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

où χ_m représente la susceptibilité magnétique linéaire.

Nous pouvons donc écrire :

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H}$$

en posant $\mu_r = 1 + \chi_m$ comme étant la perméabilité relative, nous obtenons

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}$$

avec μ la perméabilité absolue du milieu.

Une propriété connue de la matière pour laquelle la susceptibilité magnétique χ_m prend des valeurs négatives est le diamagnétisme qui se traduit par une faible aimantation en sens inverse au champ magnétique appliqué. Typiquement χ_m prend des valeurs très faibles de l'ordre de -10^{-5} et c'est par exemple le cas pour l'eau, l'argent et le cuivre. Des matériaux comme le bismuth présentent des valeurs plus élevées : $\chi_m = -1.7 \cdot 10^{-4}$, mais la perméabilité relative μ_r reste toujours légèrement inférieure à 1. Cette particularité est expliquée comme étant un phénomène d'induction suivant la loi de Lenz sur le moment magnétique des électrons. Le diamagnétisme est défini comme étant l'apparition d'un moment magnétique induit de sens opposé au champ magnétique appliqué. L'interprétation de ce phénomène peut nous indiquer la raison pour laquelle le motif des RAFs proposé par Pendry permet d'obtenir une perméabilité négative.

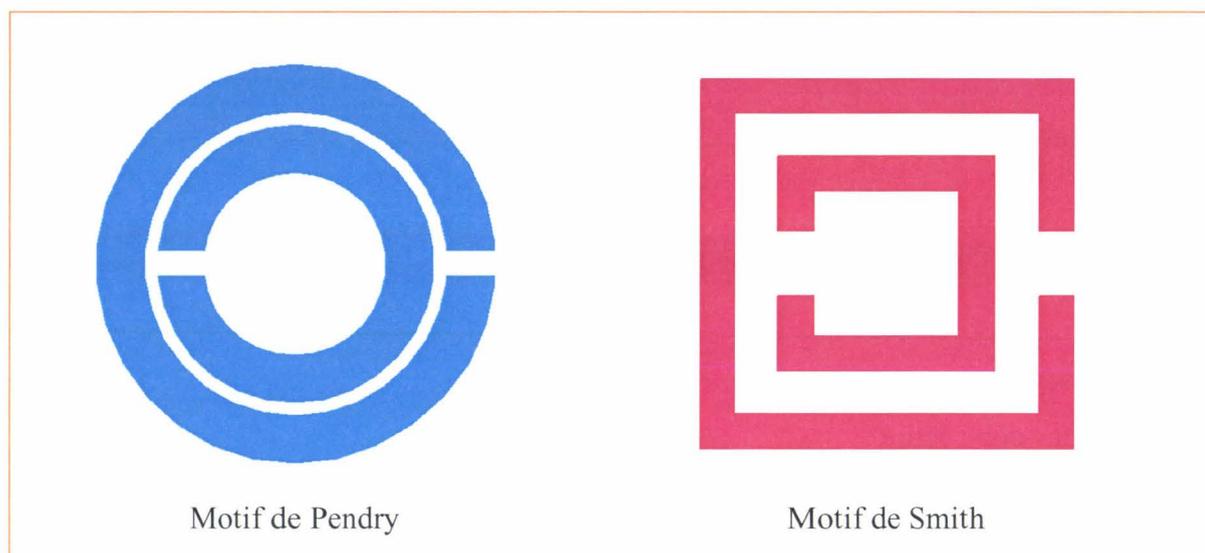


Fig. 11 : Vue de dessus des motifs des résonateurs en anneaux fendus (RAF) pour réaliser la perméabilité négative. L'épaisseur des deux motifs est très faible par rapport aux autres dimensions.

Afin de disposer d'un matériau le plus homogène possible, ces motifs doivent être très petits par rapport à la longueur d'onde. De plus pour obtenir une perméabilité négative il faut que la susceptibilité magnétique χ_m soit au moins inférieure à -1. Nous allons voir que pour surmonter ces deux problèmes, le motif des boucles fendues est relativement bien adapté, mais tout en gardant une certaine réserve quant à l'isotropie notamment.

Le choix des boucles fendues est intéressant car leurs dimensions sont très faibles par rapport à la longueur d'onde où elles résonnent. Ce caractère résonnant explique d'une part le nom qu'on leur donne : RAF et il est aussi à l'origine des valeurs largement négatives prises par la perméabilité. A titre d'illustration, nous avons simulé sous HFSS un réseau infini de RAFs dans le plan transversal tandis que l'onde injectée ne traverse qu'une seule cellule. Les coefficients de transmission et de réflexion obtenus sont représentés sur la figure 12 pour chacun des trois cas étudiés et décrits ci-dessous. La largeur des rubans est égale à $c=0.8\text{mm}$.

- (i) le réseau ne comporte qu'un seul RAF de rayon interne $r_1=1.5\text{mm}$
- (ii) le réseau ne comporte qu'un seul RAF de rayon interne $r_2=2.5\text{mm}$
- (iii) le réseau est constitué cette fois-ci par les deux RAFs employés dans les deux cas précédents. La distance bord à bord est égale à $d=0.2\text{mm}$

Les coefficients représentés sur la figure 12 montrent une résonance pour chacun des deux premiers cas où le motif du réseau est alors une unique boucle fendue. Cette fréquence de résonance est directement reliée aux dimensions de la boucle et principalement à son rayon moyen. Cette fréquence de résonance est égale à $f_{\text{res}1}=6.2\text{GHz}$ pour une boucle de rayon externe égale à $r_1=3.3\text{mm}$ et à $f_{\text{res}2}=10.2\text{GHz}$ lorsque $r_2=2.3\text{mm}$. Dans le dernier cas où les RAFs sont ensemble, la courbe de transmission présente deux fréquences de résonance, reliées chacune au sous système formé par une RAF seule, mais ces fréquences sont décalées par rapport aux deux situations précédentes. Cet écartement visible sur la figure 12(c) marqué par une flèche peut être expliqué par le couplage entre les deux RAFs.

Les deux RAFs couplés constituent le système employé pour réaliser la perméabilité négative. La gamme de fréquence où $\mu < 0$ est alors relativement étroite comme nous pouvons le constater sur la figure 13 car elle est basée sur une résonance des boucles. Ceci constitue un facteur limitatif sur la largeur de bande de fréquence sur laquelle le matériau présente un indice négatif. Cet aspect sera approfondi dans le paragraphe **D.8**.

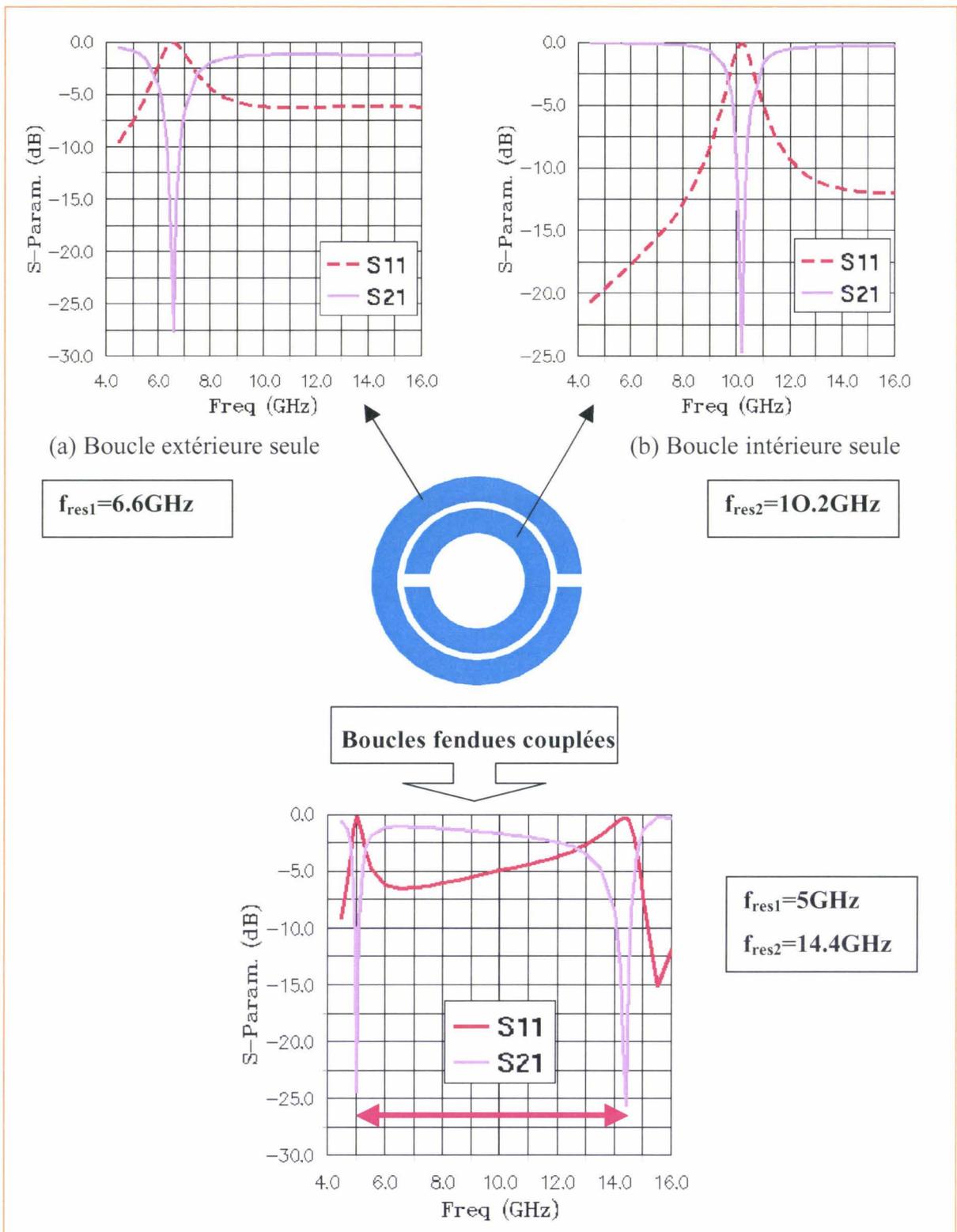


Fig. 12 : Coefficients de transmission et de réflexion de deux réseaux dont le motif élémentaire est constitué d'un seul RAF : (a) grande boucle ; (b) petite boucle.

(c) Coefficients pour le réseau composé par les deux RAFs couplés.

Les fréquences de résonance sont indiquées pour chacun des cas. Nous observons que les fréquences sont davantage éloignées lorsque les RAFs sont couplés.

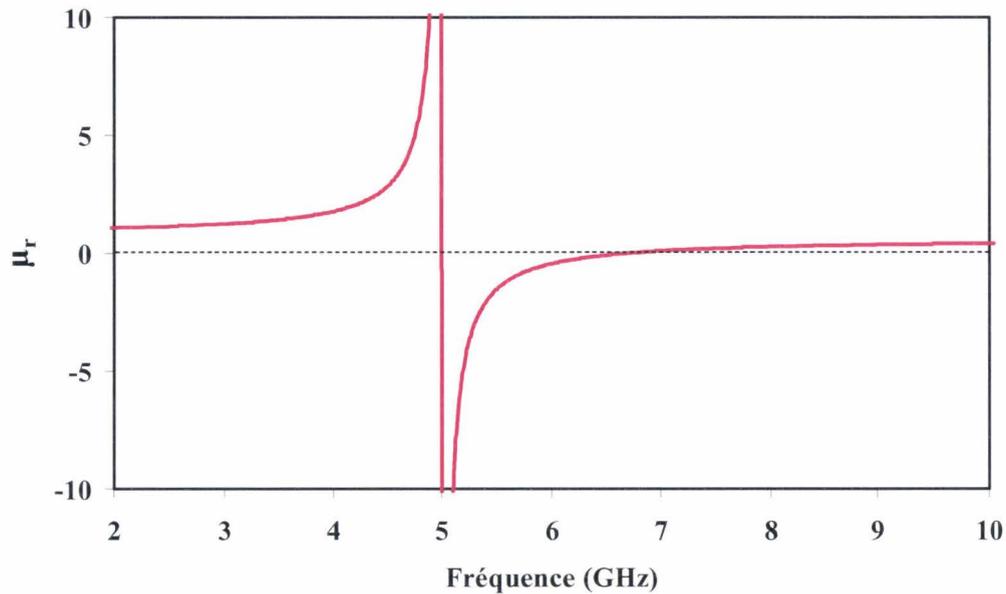


Fig. 13 : Allure de la perméabilité en fonction de la fréquence.

c) Matériau composite à indice de réfraction négative. Sélectivité angulaire et fréquentielle

Nous avons étudié séparément les deux réseaux à l'origine d'une permittivité et d'une perméabilité négatives. Une équipe de l'Université de Californie a réalisé la première expérience démontrant un indice de réfraction négatif en imbriquant ces deux réseaux comme indiqués sur la figure 14 [Smith 3].

L'onde incidente est polarisée de telle manière à se rapprocher d'une situation où le champ magnétique est normal aux RAFs et le champ électrique est colinéaire à l'axe des tiges. La période pour chacun des deux réseaux est identique.

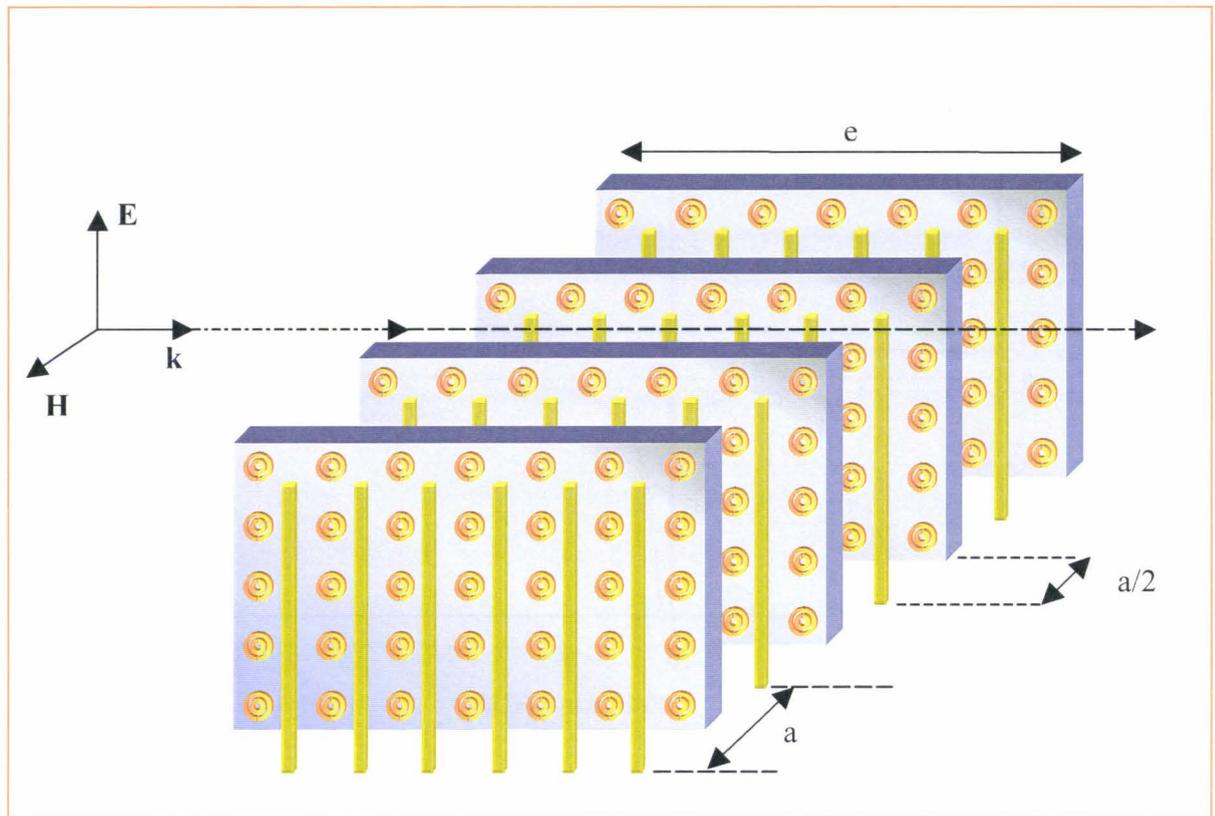


Fig. 14 : Dispositif complet pour la réalisation d'une « plaque » d'épaisseur e de MIN à partir de deux réseaux imbriqués (d'après Smith et al. [Smith 2]).

A partir de la figure 14, nous réalisons aisément que cette structure composite est anisotrope et que par conséquent suivant l'angle d'incidence, ce milieu ne présentera pas le même indice. Une première solution pour augmenter l'isotropie est d'utiliser un réseau bidimensionnel comme celui de la photo représentée ci-dessous. C'est le prototype en forme de prisme employé par Shelby et al. pour la démonstration expérimentale de l'indice de réfraction négatif.

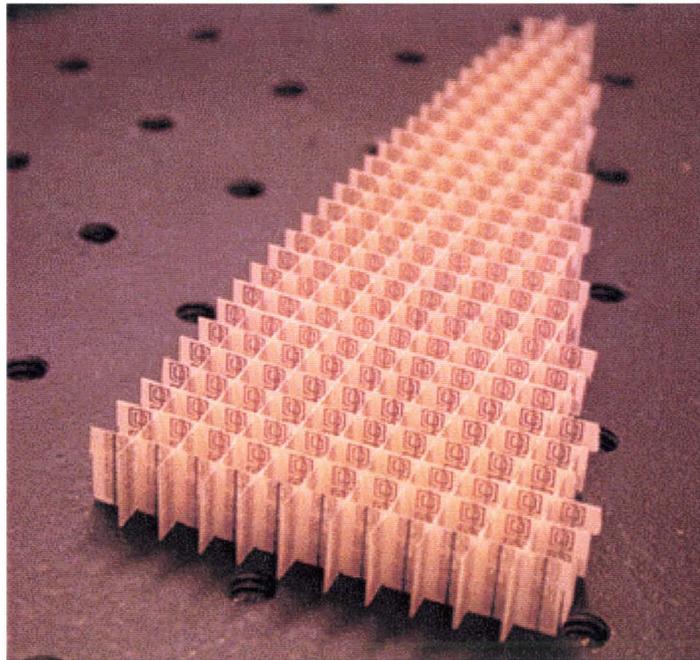


Fig. 15 : Prototype de prisme à deux dimensions employé par Shelby et al. pour la démonstration expérimentale d'un matériau à indice de réfraction négative

Un schéma de principe de cette expérience est donné sur la figure 16. L'onde incidente est émise par une première antenne perpendiculairement sur l'une des faces du prisme formant un angle droit. Cette onde arrive donc de manière oblique sur la face correspondant à l'hypoténuse et elle est alors réfractée dans l'air. Une seconde antenne permet de repérer la direction où l'onde est la plus intense.

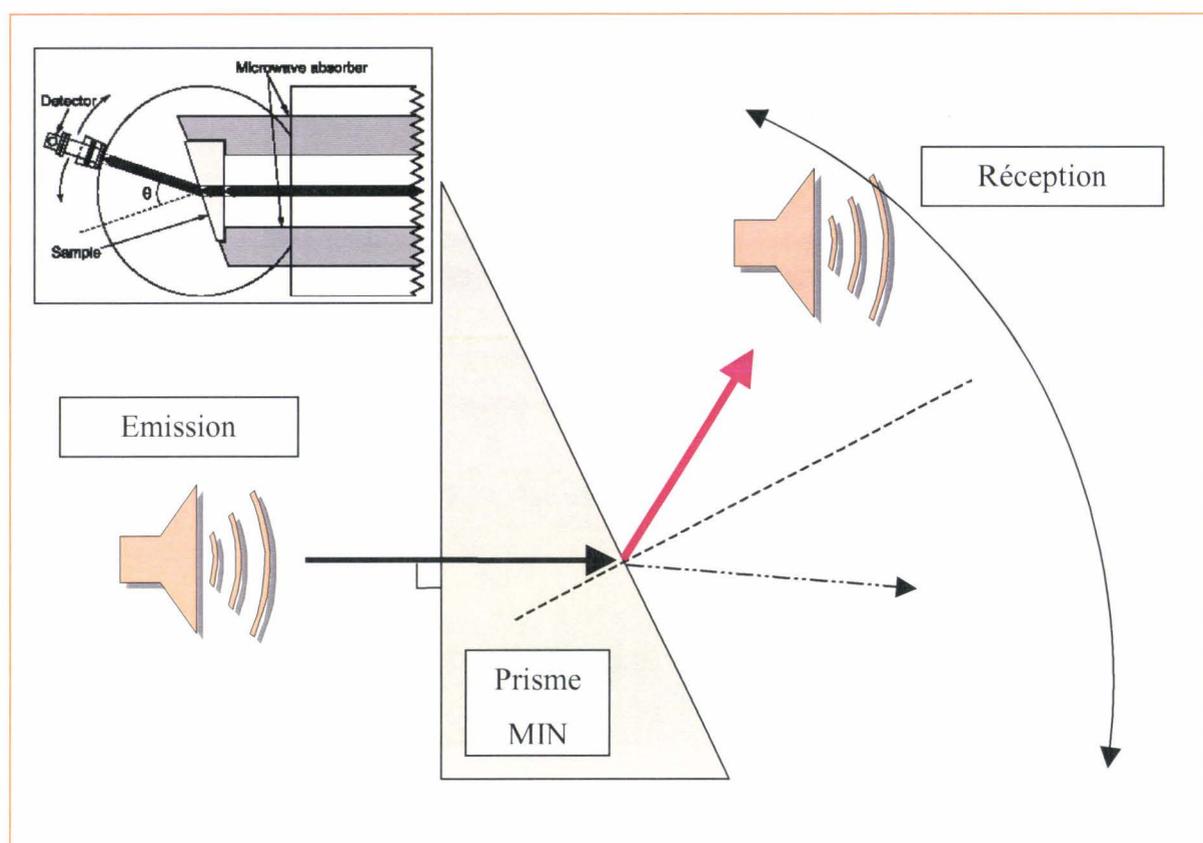


Fig. 16 : Schéma de principe du dispositif expérimental employé pour la démonstration d'un méta-matériau à indice de réfraction négatif. Le schéma en insert représente le cas où le prisme possède un indice positif (d'après Shelby et al. [Shelby 2])

Le principal reproche qui peut-être fait à cette expérience est qu'il peut y avoir un « effet de coin » susceptible d'induire à de mauvaises interprétations [Sanz]. Cet effet est facilement compréhensible dans la mesure où le milieu en forme de prisme présente des pertes. Par conséquent la partie de l'onde incidente sur le coin est moins absorbée dans la mesure où elle ne traverse le matériau absorbant que sur une petite zone. Ceci donne l'effet d'une onde réfractée négativement alors qu'il n'en est peut-être pas le cas. Une autre expérience semble convenir davantage à la démonstration d'un milieu à indice négatif. Il faut utiliser non pas un prisme mais une plaque à face parallèle et mesurer l'écartement de l'onde en incidence oblique entre les deux situations correspondant à la présence ou non de la plaque. Le schéma de principe de cette expérience est représenté sur la figure 17.

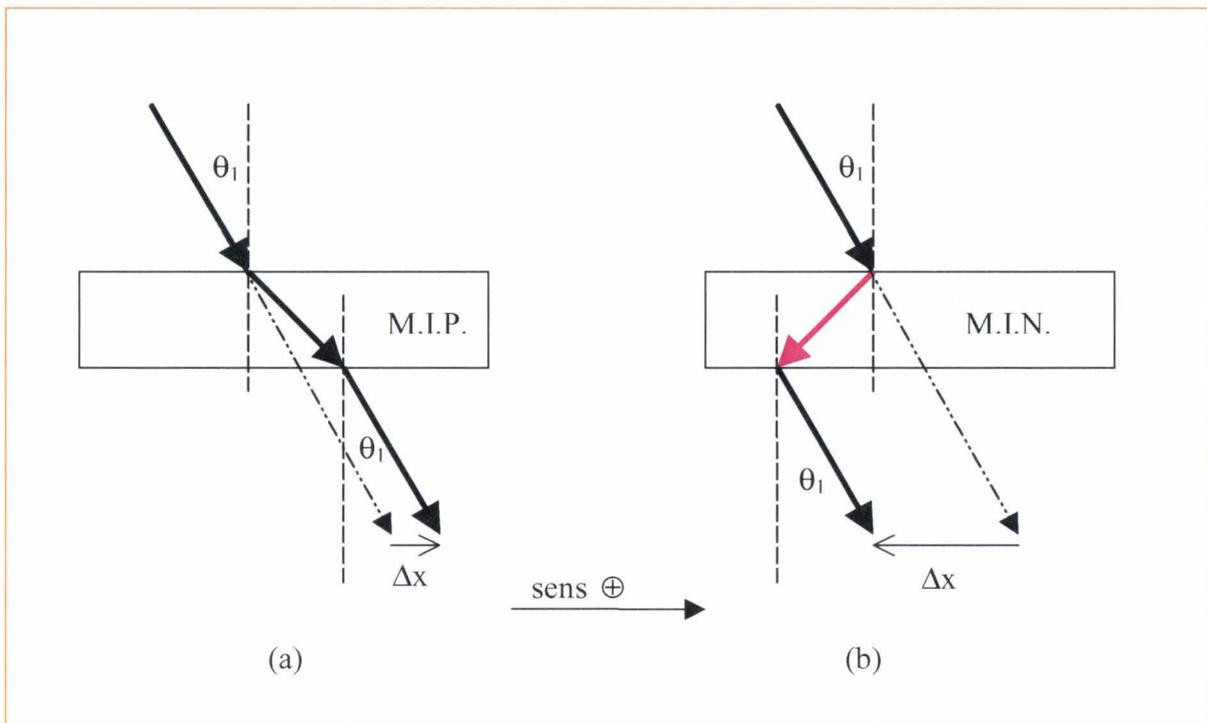


Fig. 17 : Expérience pour l'observation d'un indice de réfraction négatif. Sur la figure de gauche (a), le faisceau en incidence oblique traverse une plaque d'indice positif (M.I.P.). Sur la figure (b) le faisceau traverse une plaque à indice négatif (MIN). Dans les deux cas le milieu entourant les plaques est un MIP. L'écart entre le trajet du faisceau en l'absence de la plaque et en présence de celle-ci permet de conclure si la plaque est à indice positif ou négatif. Premièrement la valeur absolue de l'écart $|\Delta x|$ est toujours plus grande pour des plaques de MIN que pour des plaques de MIP. Deuxièmement Δx est positif pour une plaque MIP et il est négatif pour une MIN si l'on se réfère à l'orientation arbitraire choisie sur la figure.

C. Matériaux main gauche réels

1. Prototype aux fréquences micro-ondes (boucles de Pendry et rubans sur diélectrique)

Nous avons choisi de reporter les deux réseaux de RAFs et de rubans sur la même couche diélectrique. Hormis la facilité de réalisation aux fréquences micro-ondes, cette configuration présente plusieurs avantages tels qu'une meilleure reproductibilité et un découplage plus fort entre les deux réseaux. La position du ruban est éloignée par rapport à

celle des boucles ce qui diminue la bi-anisotropie ou du moins la bi-isotropie. Le réseau de RAFs est à l'origine du comportement magnétique particulier du matériau composite, mais son influence sur la permittivité de l'ensemble n'est pas nulle. Le réseau de tiges est neutre vis-à-vis de la perméabilité.

Le substrat utilisé est l'époxy FR4 dont la permittivité relative est égale à $\epsilon_r=4.5$. La hauteur du substrat est $h=0.8\text{mm}$ et l'épaisseur de métallisation est $t=35\mu\text{m}$. La figure 18 représente une plaque d'époxy usinée pour réaliser un matériau à indice négatif. Le réseau de tiges métalliques est remplacé par un réseau de ruban qui joue le même rôle, à savoir la création d'une permittivité négative en dessous d'une certaine fréquence. Les principaux paramètres qui fixent cette fréquence dite de plasma et notée f_p sont la période et le facteur de remplissage. La permittivité du substrat influe également sur la position de f_p .

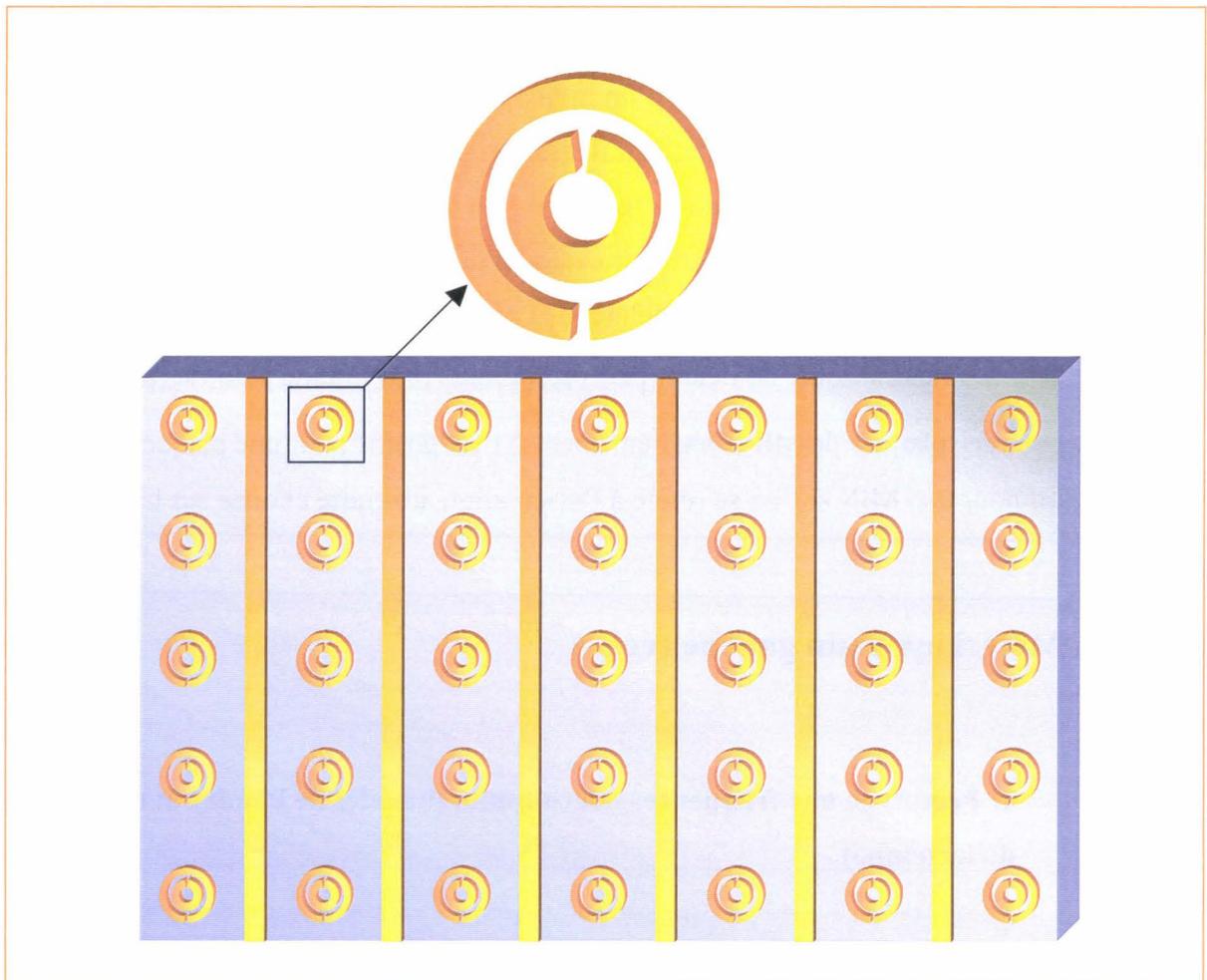


Fig. 18 : Plaque d'époxy avec un réseau de rubans et un réseau de RAFs imbriqués sur la même face.

2. Simulation du prototype et comparaison avec les mesures

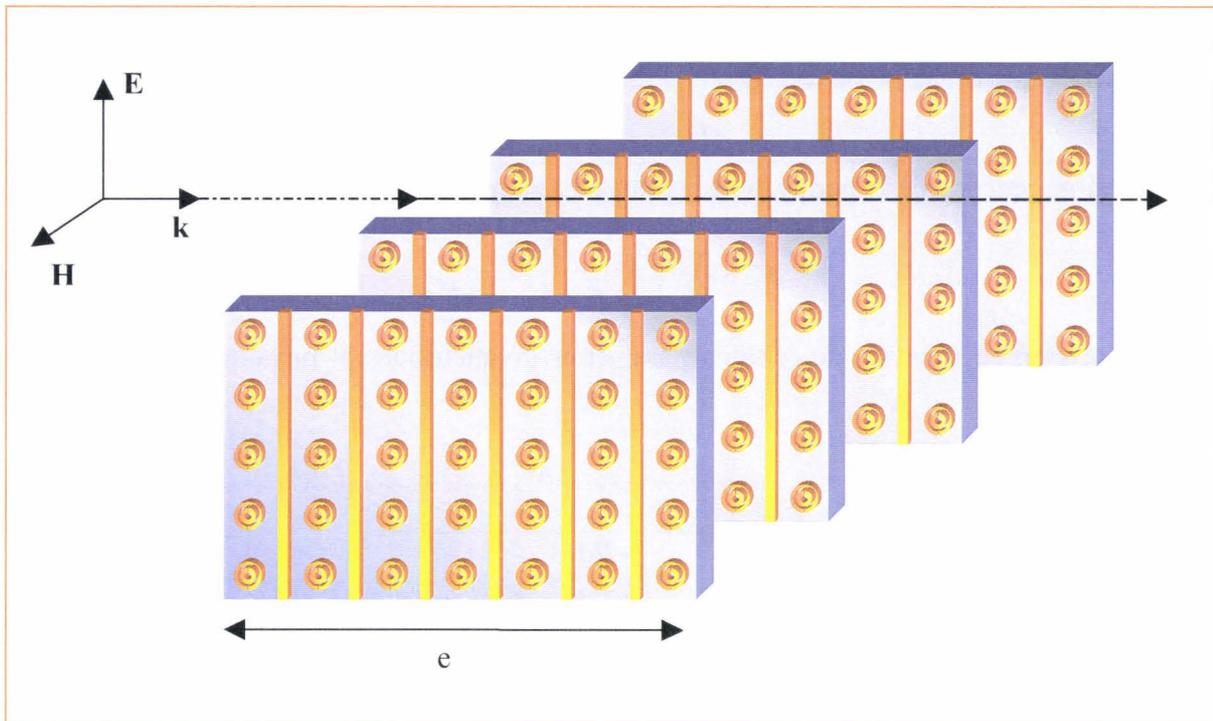


Fig. 19 : Dispositif complet pour la réalisation de « plaques » de MIN à partir de deux réseaux imbriqués et reportés sur la même couche de substrat.

Nous avons réalisé un prototype sur un substrat d'époxy et effectué des mesures en transmission entre deux antennes cornet en bande X. Les niveaux en transmission mesurés sont relativement bas et nous avons visualisé un léger écart entre les fréquences de résonance simulées et mesurés. Ceci peut être en partie expliqué par les différences probables entre la permittivité réelle et celle choisie pour les simulations.

3. Motifs et modélisations proposés par Smith et Pendry.

a) Expression de $\epsilon_{\text{eff}}(f)$ et de $\mu_{\text{eff}}(f)$. Influence des paramètres géométriques.

L'expression générale pour la permittivité est donnée par :

$$\varepsilon_{eff}(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \text{ avec } \omega_p = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2\pi}{\ln\left(\frac{a}{r}\right)}} \text{ la pulsation plasma où } a \text{ représente la période du}$$

réseau métallique et r le rayon des tiges.

L'expression générale de la perméabilité relative est donnée par :

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{F\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\Gamma}$$

Une expression en fonction de certains paramètres géométriques et physiques a été proposé par Smith et al. [Smith 2] :

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + i \frac{2l\rho}{\omega r \mu_0} - \frac{3l}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 C r^3}}$$

avec r le rayon intérieur de la plus petite des boucles, a la période du réseau, l la distance entre les plaques, C la capacité résultante du gap entre les boucles et ρ la résistivité par unité de longueur.

4. Modélisation pour les boucles imbriquées

Afin de tenir compte des différents paramètres intervenant dans la position de la fréquence de résonance des boucles imbriquées, nous pensons qu'une extension basée sur des modèles de ligne connus peut apporter un modèle qui traduit bien les différents effets.

Nous préconisons pour cela d'utiliser les modèles de la ligne slot et du guide coaxial, dont les capacités et inductances linéiques sont connues. Ceci est fait pour prendre en compte les deux contributions en terme de capacité des RAFs. La composante « slot » traduit davantage la capacité lorsque l'épaisseur des RAFs est nulle tandis que la composante « coaxiale » tient justement compte de la capacité créée par les surfaces latérales en regard. Pour l'inductance linéique, la composante principale est celle de la ligne « slot ». Afin d'appliquer le modèle de la ligne slot, nous appliquons une longueur effective obtenu en « déroulant » les résonateurs circulaires.

5. Couplage entre les motifs de même nature et de nature différente.

Le couplage entre les motifs a été étudié par Gay-Balmaz et al [Réf. 1]. Les auteurs ont considéré l'influence de nombreux paramètres géométriques sur la transmission et plus particulièrement sur la position de la fréquence de résonance

6. Signature des MIN.

Reconnaître un matériau à indice négatif est un problème qui nécessite de la part de celui-ci une caractéristique. Markos et Soukoulis estiment que les pertes peuvent fournir cette information. Nous proposons également une autre alternative qui est basée sur l'angle de Brewster.

a) Signature sur les pertes

Pour les matériaux à indice négatif réalisés jusqu'à présent et composés de RAFs et de tiges métalliques. La courbe représentant les pertes ne présente qu'un seul pic lorsque le matériau est à indice négatif alors qu'elle en présente deux si le matériau est à indice positif. Cette idée est proposée par Markos et Soukoulis [Réf.].

b) Signature sur l'angle de Brewster ?

L'avantage de cette caractéristique est qu'elle est basée sur une mesure en réflexion et non en transmission. Cette situation est particulièrement intéressante car les matériaux à indice négatif sont relativement absorbants.

Nous devons revenir dans une situation où les matériaux sont homogènes afin de pouvoir utiliser les formules de Fresnel.

7. Dispersion

Lorsque l'on observe les expressions de la permittivité et de la perméabilité en fonction de la fréquence, il est très aisé de prévoir une forte dispersion. Rappelons ces expressions typiques :

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{F\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\Gamma}$$

$$\text{et } \varepsilon_{eff}(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

où F est une constante, ω_0 la fréquence de résonance des boucles, Γ un terme de perte pour la perméabilité et ω_p est la pulsation plasma. Cette dispersion peut être à la fois néfaste pour certaines applications mais nous pouvons envisager d'en profiter afin de réaliser une certaine sélectivité.

D. Les améliorations possibles

1. Nouveaux motifs pour élargir la bande de fréquence où l'indice de réfraction est négatif

La largeur de bande est essentiellement limitée par le réseau périodique de RAFs car la perméabilité négative est obtenue par l'intermédiaire d'un phénomène de résonance. Ceci est illustré sur la figure 20 où nous avons représenté la perméabilité relative en fonction de la fréquence pour un réseau de RAFs carrés. Ce sont des résultats de calcul obtenus par Smith et al. [Smith 1]. L'idée principale est d'insérer des éléments avec des fréquences de résonance légèrement différentes. Les solutions sont multiples aussi bien sur le choix du paramètre que sur la manière de le faire varier. Nous allons proposer deux solutions fondées sur cette idée. Une troisième dont le principe est basé sur la proposition d'un nouveau motif sera également exposée.

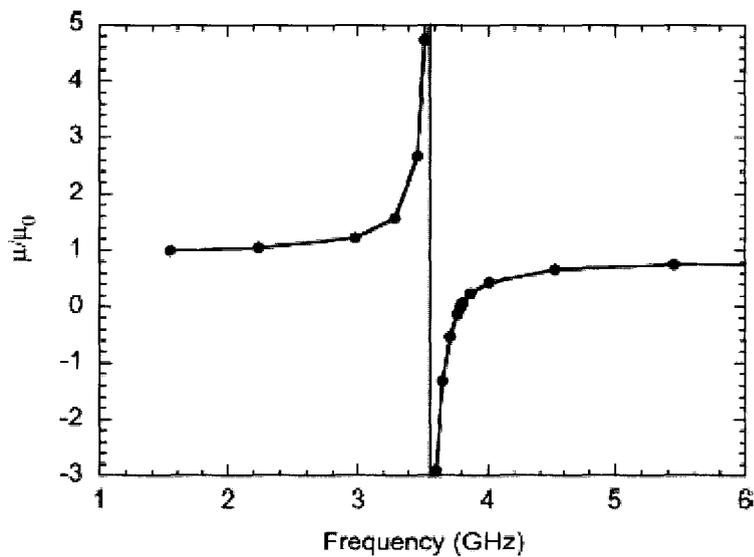


Fig. 20 : Perméabilité relative calculée pour un réseau de RAFs. La zone où $\mu < 0$ est comprise entre 3.6GHz et 3.8GHz.

a) Variation suivant une loi mathématique du périmètre moyen des RAFs.

L'un des principaux paramètres fixant la fréquence de résonance est le périmètre des RAFs qui est indirectement fixé, soit par le rayon, soit par le côté, suivant que nous avons affaire respectivement avec un motif de Pendry ou de Smith. En faisant varier ce périmètre suivant une loi mathématique de telle manière à attribuer aux différents motifs obtenus des fréquences différentes, nous allons essayer d'élargir la zone de fréquence où μ est négatif. Dans le cas étudié, deux choix se présentent au niveau de la distance inter-motif. Nous pouvons garder constante soit la distance bord à bord soit la distance inter-centre. C'est le second choix qui est présenté sur la figure 21.

b) Variation du gap entre les RAFs d'un même motif

Ce paramètre noté « d » est l'une des grandeurs les plus influentes sur la fréquence de résonance car la capacité des boucles imbriquées varie fortement en fonction d'elle. L'énergie

électromagnétique est très concentrée dans cette zone. Il est donc possible d'obtenir des éléments avec différentes fréquences de résonance en faisant varier légèrement ce gap.

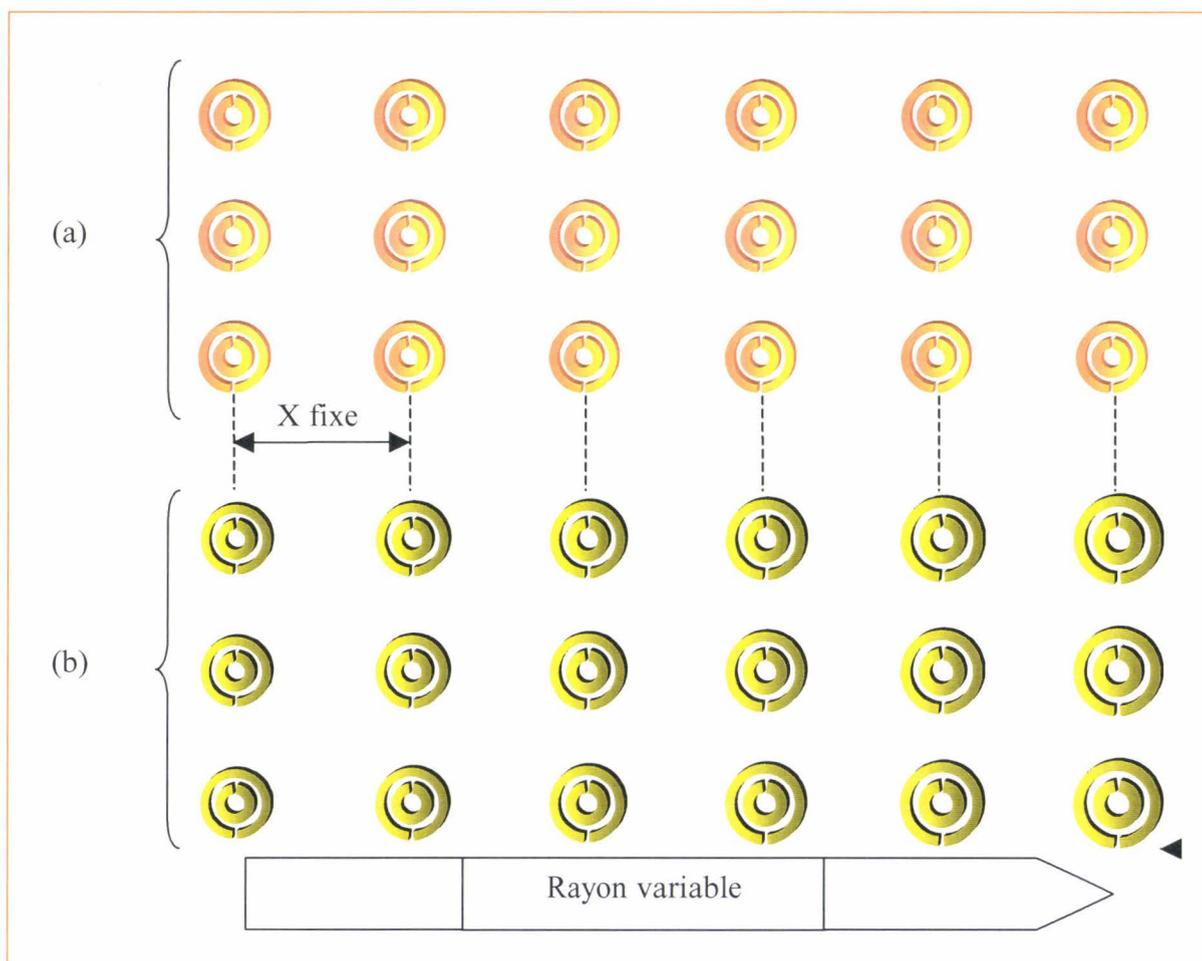


Fig. 21 : (a) Réseau avec motif élémentaire identique (réseau simple de Pendry).
 (b) Solution proposée avec variation suivant une loi mathématique des rayons r_i des motifs :
 Par exemple $r_{i+1}=(1+t)r_i$ ce qui équivaut à $r_n=r_0(1+t)^n$. Cette évolution du rayon avec le taux de variation t très faible (de l'ordre de 2%) a pour but d'élargir la bande de fréquence de perméabilité négative.

2. Nouveaux motifs pour accroître l'isotropie des RAFs

L'anisotropie des matériaux à indice négatif est un problème majeur qu'il faut résoudre grâce à de nouvelles configurations. Nous présentons certaines solutions proposées qui accroissent l'isotropie mais uniquement dans deux directions de l'espace. Pour une isotropie tridimensionnelle nous avons imaginé un motif original profitant de résultats obtenus

pour un fonctionnement unidimensionnel et en nous inspirant des conclusions sur l'impossibilité d'utiliser certains motifs à ces fins.

a) Isotropie bidimensionnelle

Lorsque l'on observe les motifs élémentaires comme ceux représentés sur la figure 19 employés pour réaliser un milieu à perméabilité négative, nous remarquons qu'il n'est pas isotrope et que de plus même en incidence normale, ils ne fonctionnent que pour une seule polarisation. En effet le fonctionnement n'est optimal que pour un champ magnétique incident perpendiculaire aux boucles de telle manière à ce que le flux magnétique soit maximum à travers elles. Le réseau à deux dimensions comme celui proposé par Smith et al. est une première solution et améliore en partie l'isotropie du matériau, mais cela reste bidimensionnel. Sur la figure 22, nous avons reporté un motif plus élaboré constitué cette fois-ci de deux paires de RAFs perpendiculaires l'une à l'autre. Cette solution est également conçue pour accroître l'isotropie dans deux directions de l'espace. Ce prototype est obtenu à partir de rubans métalliques déposés sur de la mousse de permittivité relative très faible ($\epsilon_r=1.07$). La fréquence de résonance est de l'ordre du gigahertz. Le rôle de ce prototype n'est que de démontrer la possibilité d'une isotropie bidimensionnelle quasi-totale.

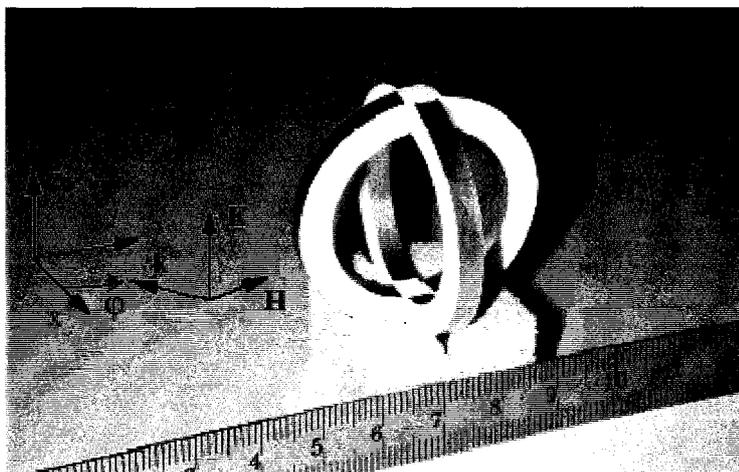


Fig. 22 : Motifs de boucles imbriquées pour obtenir une perméabilité négative de manière plus isotropique dans deux directions de l'espace (d'après Gay-Balmaz [Réf.]).

Nous pouvons essayer d'imaginer des motifs originaux pour atteindre une isotropie dans les trois directions de l'espace.

b) Isotropie tridimensionnelle

Dans cet article de Gay-Balmaz et al. [Réf. 2], les auteurs montrent également que le motif de la figure 23 ne constitue en aucun cas et à juste titre un motif isotropique à 3 dimensions car comme les rubans se coupent, il n'y a pas de résonance.



Fig. 23 : Isotropie impossible avec cette structure composée de trois paires de RAFs dont les axes sont orientés suivant les trois axes de l'espace mais ne présentant pas de fréquence de résonance car les rubans sont en contact.

Nous proposons une solution pour remédier à ce problème en utilisant un nouveau type de motif. L'idée est d'utiliser des résonateurs fendus non pas une seule fois mais plusieurs fois. Cette idée présente d'autres avantages comme nous le verrons par la suite.

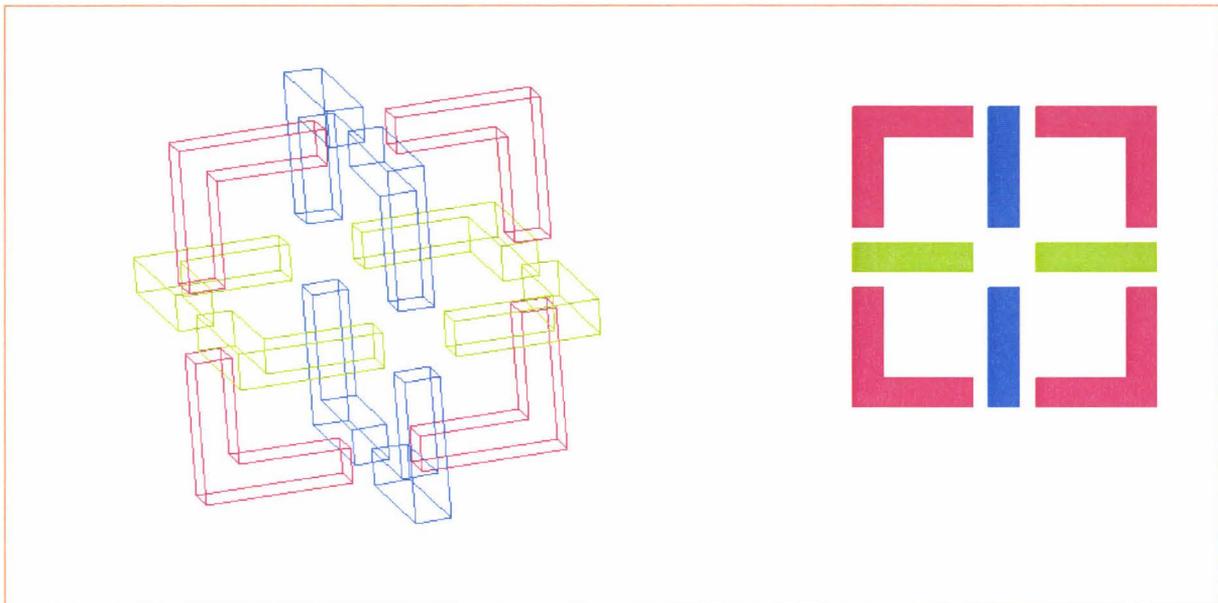


Fig. 24 : Vue 3D et plane d'un motif de RAFs pour une quasi-isotropie 3D. L'intérieur et l'extérieur des 3 paires de boucles fendues 4 fois sont métallisés.

Nous utilisons 3 couples de boucles fendues sur chacun des plans de l'espace. Nous pensons que des boucles fendues plusieurs ont un comportement similaire à ceux fendus une seule fois mais à des fréquences de résonance plus élevées.

3. Estimation de la loi d'échelle pour les fréquences TéraHertz et optiques.

A partir d'une simple règle de proportionnalité, nous pouvons avoir une idée sur les dimensions des éléments constituant le réseau composite. La dimension critique est le gap entre les boucles. Nous obtenons des dimensions de l'ordre du micromètre pour un fonctionnement autour du TéraHertz et de l'ordre de la dizaine de nanomètres pour un fonctionnement en optique. Nous pouvons peut-être faciliter la fabrication en réalisant des motifs avec des fréquences de résonance plus élevées pour des dimensions critiques identiques.

Nous proposons d'augmenter la fréquence de résonance des motifs en divisant N fois les résonateurs au lieu d'une seule fois pour conserver des dimensions réalisables par exemple pour l'optique. Nous avons représenté sur la figure 25 un exemple de résonateurs fendus 8 fois.

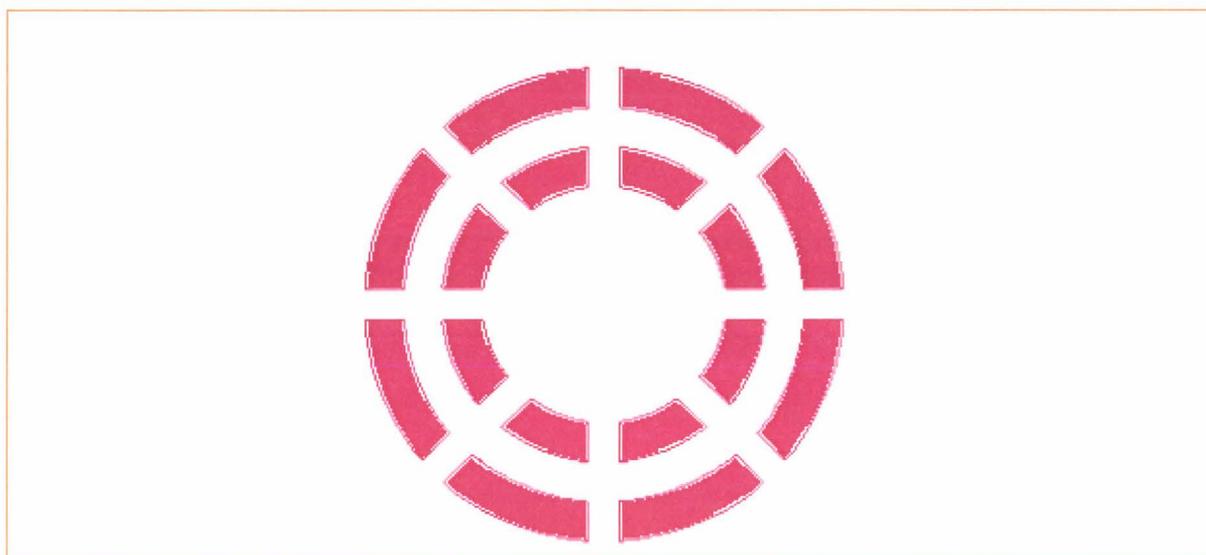


Fig. 25 : Motif de boucles fendues 8 fois pour augmenter la fréquence de résonance tout en conservant globalement les mêmes dimensions.

Nous avons tracé sur la figure x la position de la première fréquence de résonance en fonction du nombre de fois que les résonateurs sont fendus.

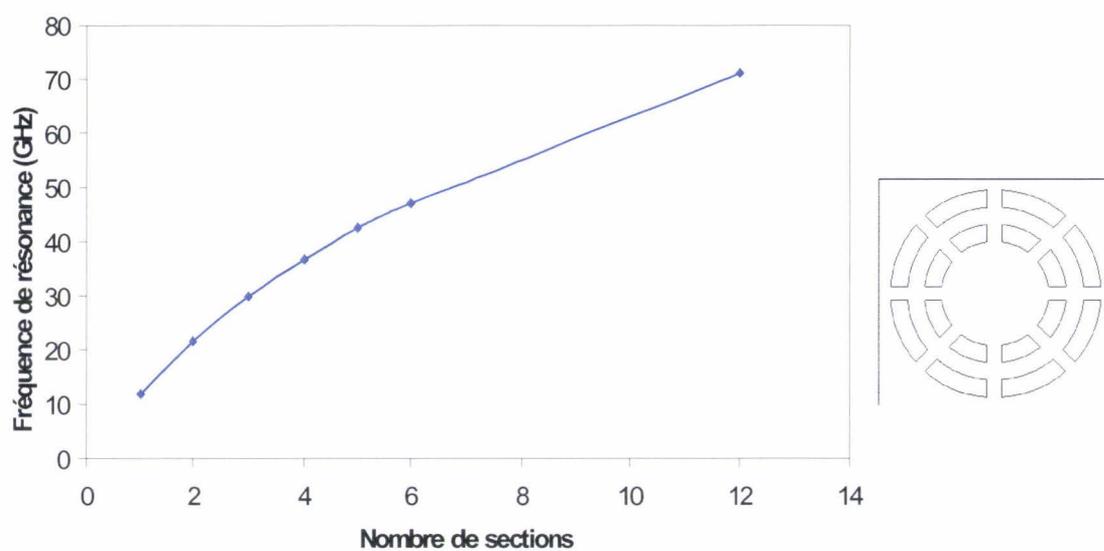


Fig. 26 : Position de la fréquence de résonance (principale) pour un motif de RAFs régulièrement fendu en fonction du nombre de sections.

A partir de la courbe ci-dessus : $N=4$ semble un bon compromis en montée en fréquence de résonance tout en conservant des motifs assez petits pour respecter les critères d'homogénéisation.

Sur la figure 27(a), nous avons représenté le champ électrique à la fréquence de résonance sur un plan perpendiculaire à l'axe de boucles imbriquées et fendues 8 fois. Nous remarquons la concentration du champ entre les boucles. Le courant de surface à la fréquence de résonance pour des boucles fendues 4 fois est reporté sur la figure 27(b). Nous voyons que sur les 4 brins métalliques extérieurs, le courant est orienté dans la même direction avec une distribution typique pour une résonance.

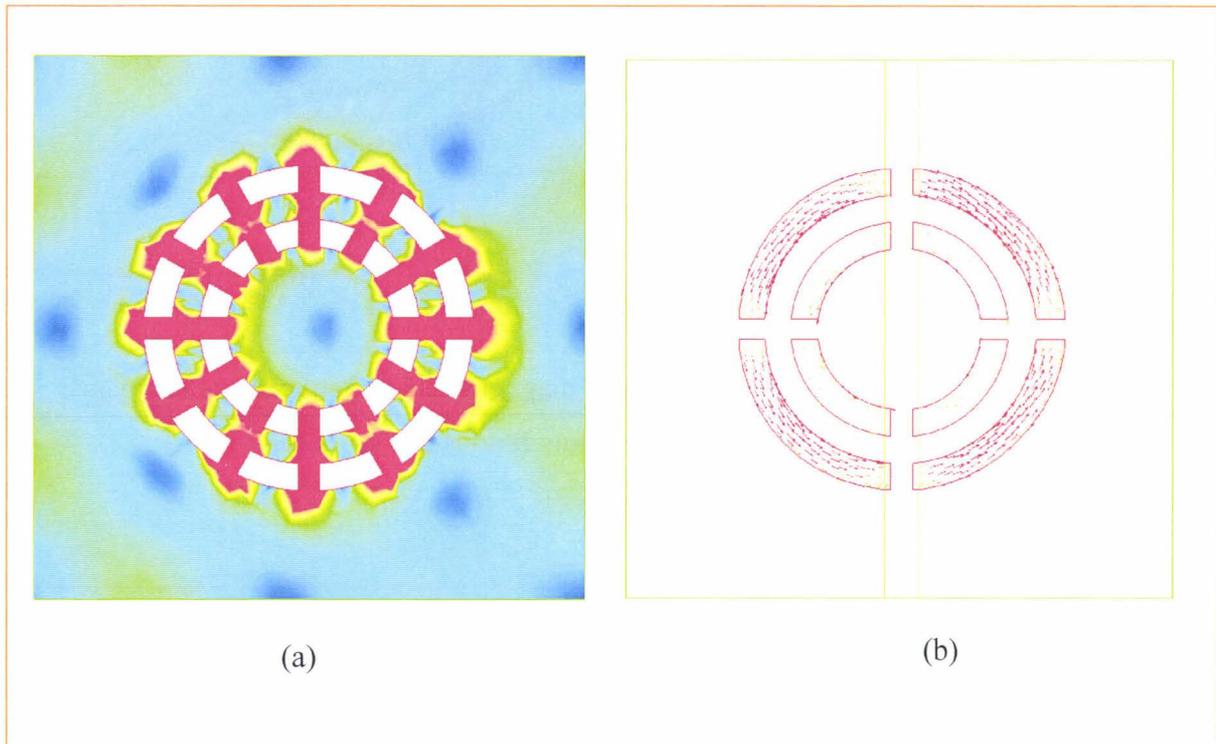


Fig. 27 : (a) Carte de champ électrique à la fréquence de résonance $f_{\text{res}}=71.15\text{GHz}$ pour un motif de résonateur en anneau fendu 12 fois de façon régulière. (b) Courant surfacique pour un motif de RAFs à 4 fentes à $f_{\text{res}}=36.68\text{GHz}$.

Sur les figures 28 et 29, nous avons tracé les courants surfaciques sur les boucles ainsi que les champs magnétiques aux fréquences de résonance pour deux circuits différents. Le premier est fendu 1 fois alors que le second l'est 2 fois. Pour le second cas, de même que pour toutes les boucles fendues N fois, il existe une autre topologie qui consiste à faire tourner d'un certain angle l'une des « boucles » par rapport à l'autre afin d'éloigner les fentes des boucles au maximum.

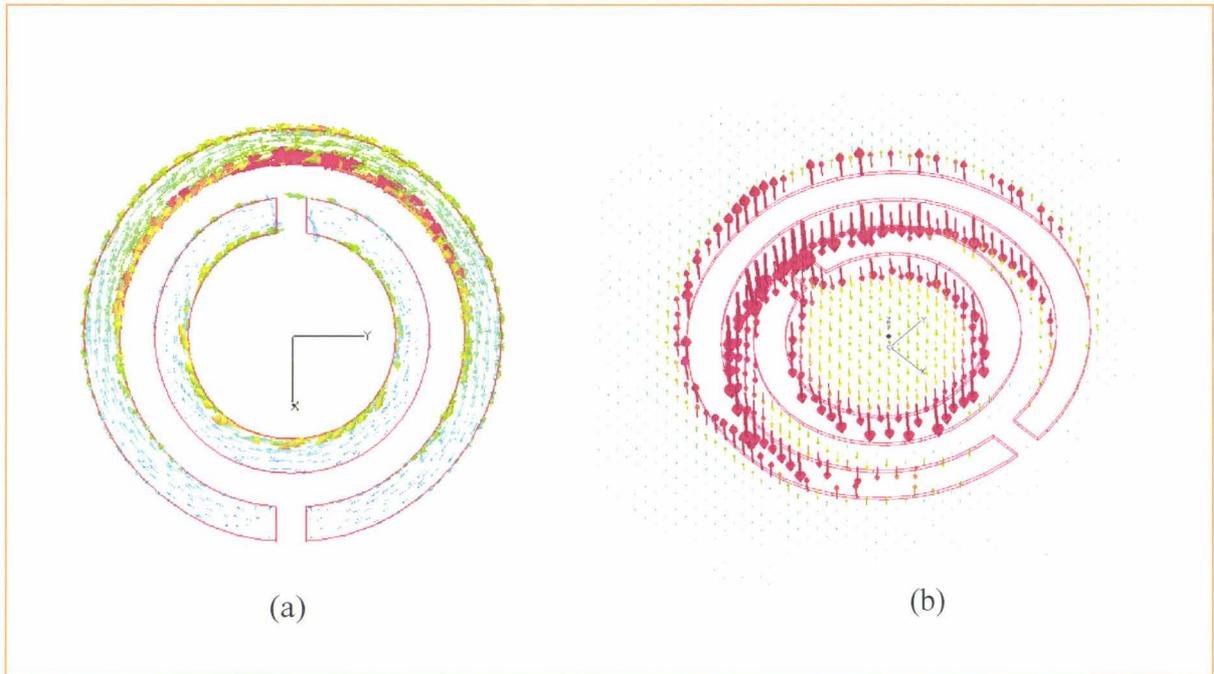


Fig. 28 : (a) Courant surfacique et (b) champ magnétique à la fréquence de résonance $f_{\text{res}}=10.4\text{GHz}$ pour les résonateurs fendus une seule fois.

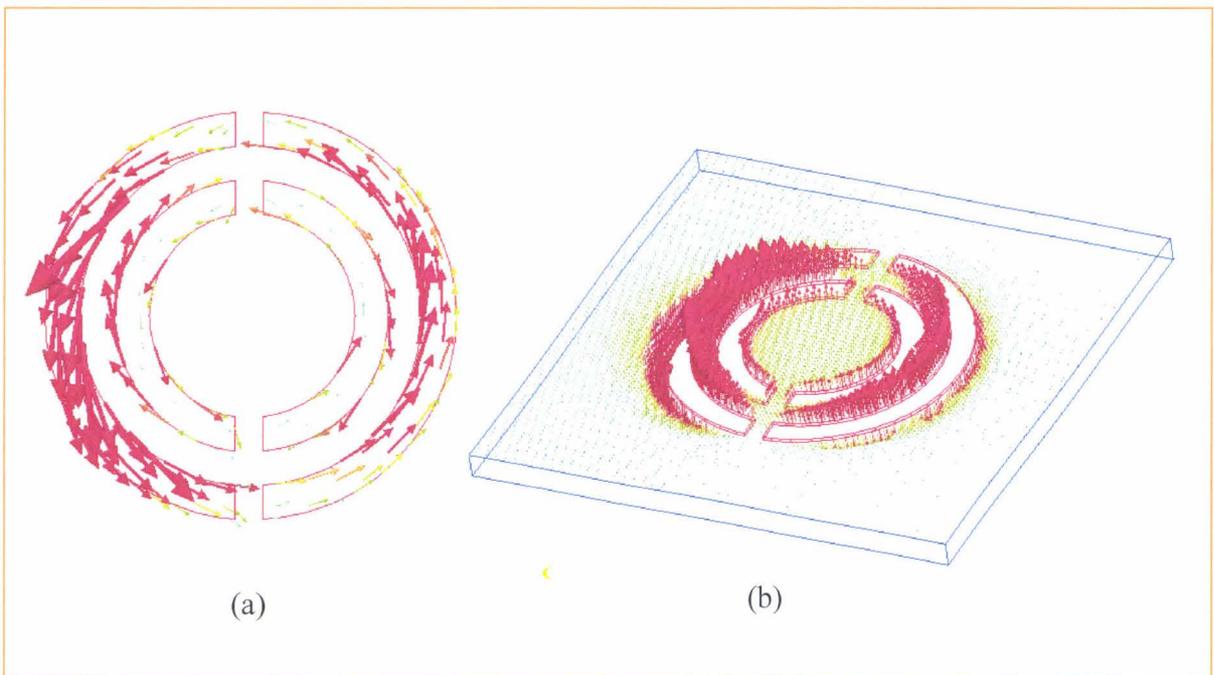


Fig. 29 : (a) Courant surfacique et (b) champ magnétique à la fréquence de résonance $f_{\text{res}}=21.65\text{GHz}$ pour les résonateurs fendus 2 fois.

Il y a un rapport proche de 2 entre les fréquences de résonance des deux circuits étudiés. La distribution du courant surfacique montre qu'il passe par un maximum au centre de chaque

brin métallique et atteint des niveaux faibles au niveau des 2 extrémités. Ceci témoigne de la résonance du circuit complet. Nous remarquons encore une fois une très forte concentration du champ magnétique entre les boucles.

E. Simulation des matériaux lhi main-gauche

1. Vérification de certaines prédictions de Veselago

L'une des propriétés caractéristiques des matériaux main gauche linéaires homogènes et isotropes est que la vitesse de phase est négative. La propriété principale étant l'angle de réfraction négatif. Ces deux propriétés sont vérifiées par des simulations sous HFSS.

a) Observation de la vitesse de phase négative

Nous avons placé un « bloc » de matériau à indice négatif à l'intérieur d'un guide métallique rectangulaire. Le MIN est défini par l'intermédiaire de sa permittivité et de sa perméabilité. Nous avons attribué à ces deux paramètres les valeurs suivantes :

$$\epsilon = \mu = -1$$

Par conséquent l'indice de réfraction prend la valeur particulière : $n = -1$. Le bloc de MIN remplit entièrement la section du guide.

Il existe trois zones dans le guide rectangulaire avec de l'air aux extrémités et un MIN dans la zone centrale. Nous constatons tout d'abord que la direction du vecteur de Poynting reste globalement la même les trois zones détaillées. Nous déduisons l'orientation du vecteur d'onde à partir des fronts d'onde et nous remarquons qu'il est parallèle au vecteur de Poynting dans les deux zones situées aux extrémités et anti-parallèle dans la zone centrale contenant le MIN. Nous pouvons donc conclure que dans un matériau à indice négatif, la vitesse de phase est opposée au vecteur de Poynting ou bien qu'elle est négative.

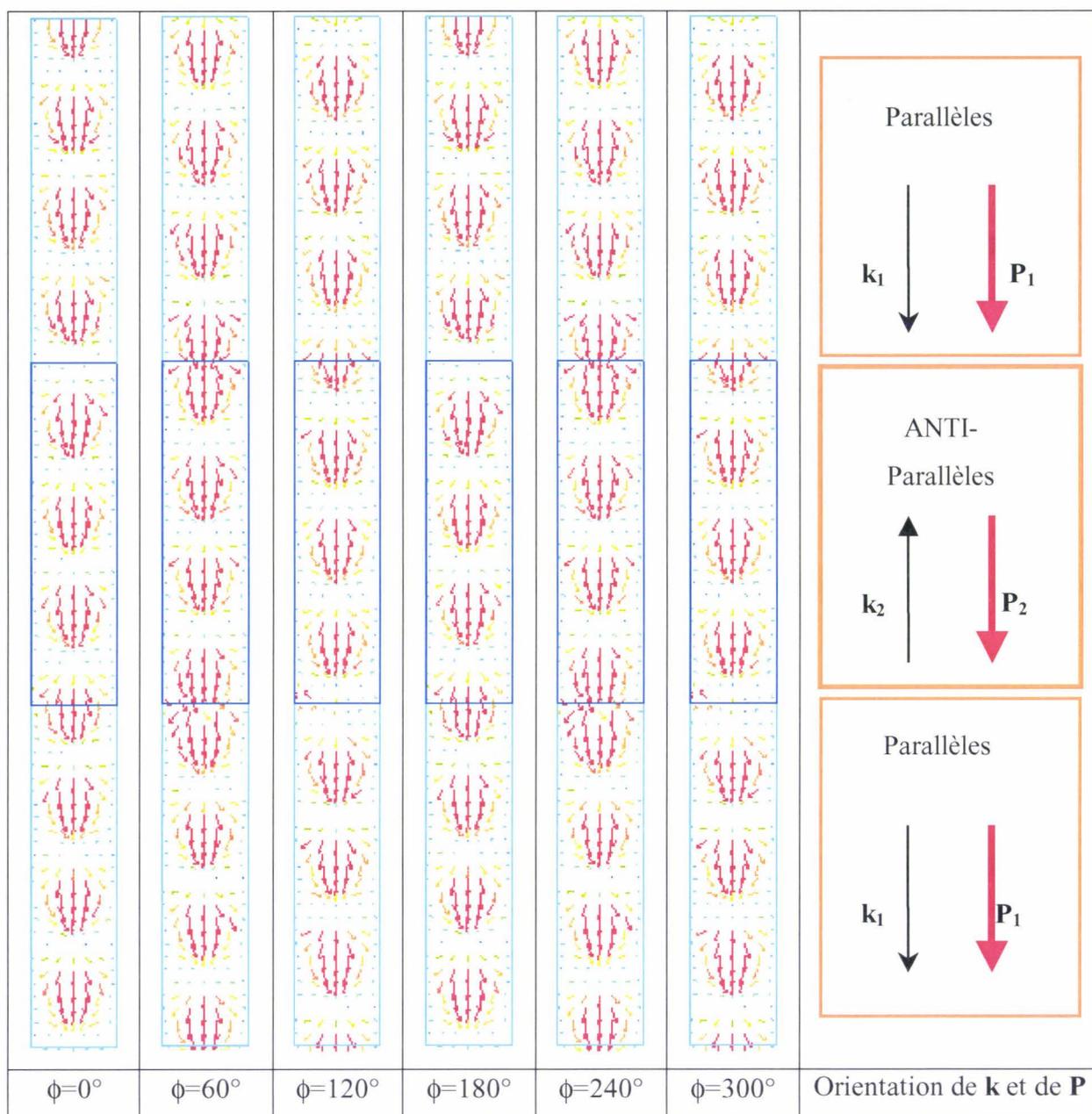


Fig. 30 : Représentation du vecteur de Poynting sur le plan horizontal coupant le guide en deux parties égales avec un saut de phase constant.

b) Inversion de la loi de Snell-Descartes.

Nous allons présenter une illustration (figures 31 et 32) de l'inversion de la loi de Descartes en espace libre en observant la propagation d'une onde incidente de manière oblique sur un matériau homogène d'indice négatif ($\epsilon < 0$ et $\mu < 0$).

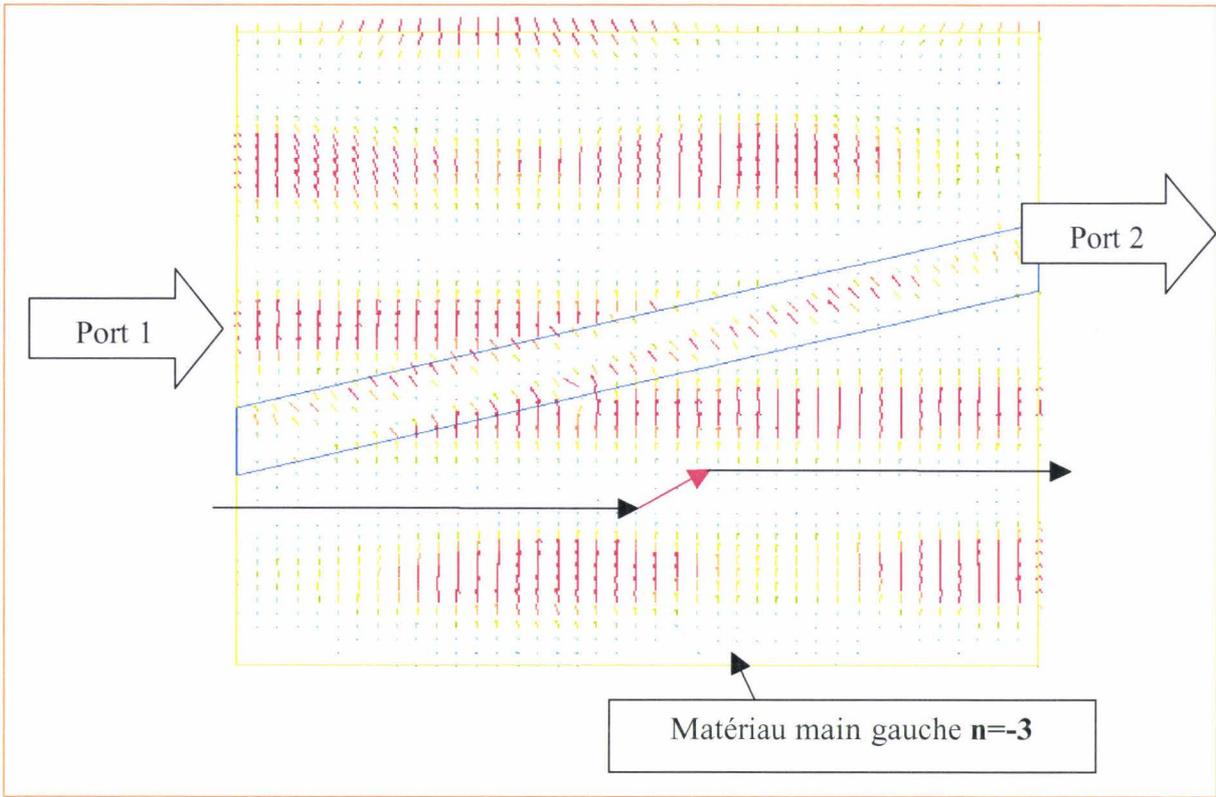
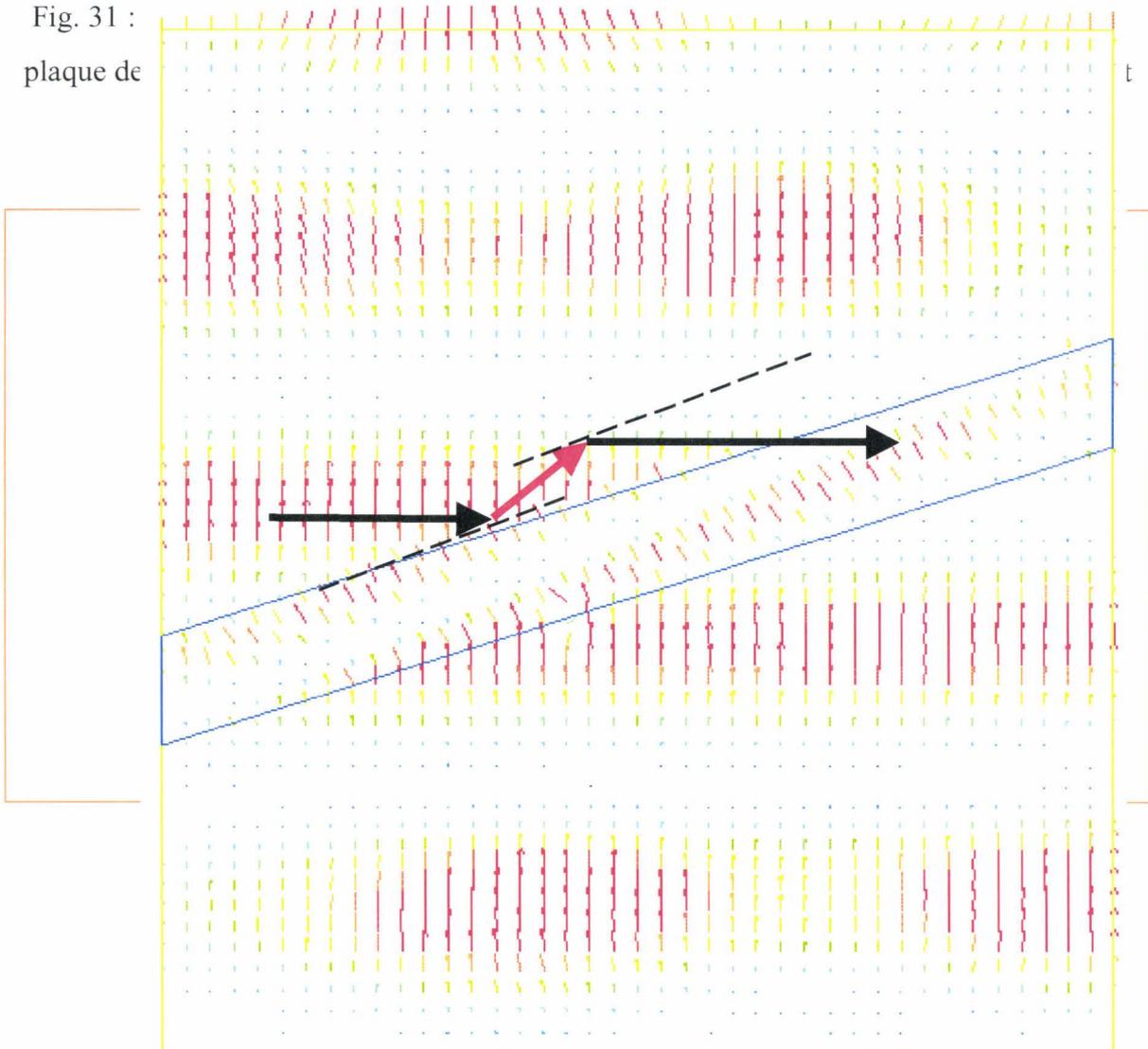


Fig. 31 :
plaquette de



2. Circuits passifs en technologie guide d'onde.

a) Particularité du cas $\{\epsilon_{\text{eff}}(\mathbf{f}) = -1 \text{ et } \mu_{\text{eff}}(\mathbf{f}) = -1\}$ où $n=-1$.

Pour atteindre une valeur donnée pour l'indice de réfraction, il existe une infinité de couples de valeurs pour ϵ_r et μ_r possibles aussi bien pour des valeurs positives que négatives de l'indice. En effet la valeur absolue de l'indice est liée à la moyenne géométrique de ces deux grandeurs : $|n| = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ à condition que ϵ_r et μ_r soient tous deux de même signe. Il existe cependant un couple $\{\epsilon_r; \mu_r\}$ très particulier avec des propriétés remarquables. Il s'agit du couple $\{-1; -1\}$ pour lequel l'indice est alors égal à $n=-1$. La principale propriété d'un tel matériau est qu'il ne présente pas de réflexion à une onde incidente provenant d'un milieu tel que l'air d'indice $n=1$. Ceci s'explique par l'égalité des impédances d'onde des deux milieux. Cette impédance est définie de la manière suivante :

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

Sa valeur pour le vide qui est égale à $Z_{\text{vide}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 377\Omega$, est la même pour un milieu caractérisé par le couple $\{\epsilon_r; \mu_r\} = \{-1; -1\}$ que l'on appelle « l'anti-vide ». En effet nous avons alors :

$$Z_{\text{anti-vide}} = \sqrt{\frac{-\mu_0}{-\epsilon_0}} = Z_{\text{vide}}$$

Le coefficient de réflexion est alors identiquement nul : $\rho=0$ et cela quelque soit l'angle d'incidence. D'un point de vue électromagnétique, ces deux milieux sont en adaptation parfaite.

Pour une interface entre le vide d'indice $n=1$ et l'anti-vide d'indice $n=-1$, nous pouvons parler de *réfraction totale*. Ce phénomène apparaît pour une interface entre deux milieux propagatifs (le produit $\epsilon\mu > 0$) qui de plus vérifient les deux relations :

$$\epsilon_1 = -\epsilon_2 \text{ et } \mu_1 = -\mu_2$$

Dans ce cas de figure, le milieu 2 est l'*anti-milieu* du milieu 1 et réciproquement.

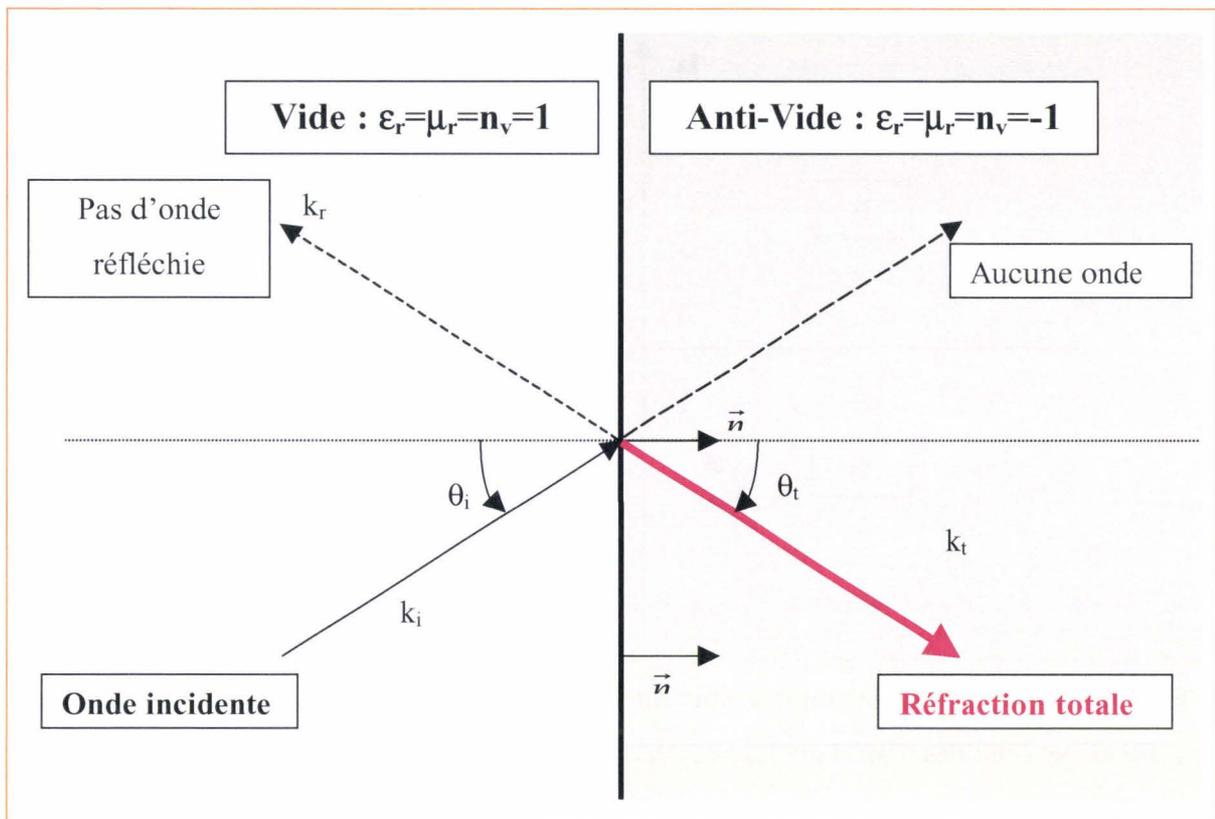


Fig. 33 : Phénomène de **réfraction totale** à l'interface entre le vide et l'anti-vide quelque soit l'angle d'incidence

Le phénomène de réfraction totale intervient d'une manière générale entre deux milieux dont les grandeurs caractéristiques, à savoir la permittivité et la perméabilité, sont de signe opposé suivant le critère :

Critère pour la réfraction totale et une adaptation parfaite : $\boxed{\epsilon_1 = -\epsilon_2 \text{ et } \mu_1 = -\mu_2}$

Si le critère est respecté, l'onde est totalement réfractée du même côté par rapport à la normale à l'interface que l'onde incidente et ceci avec un angle égal en valeur absolue à celui de l'incidence.

Remarque : Les deux milieux doivent être propagatifs, c'est-à-dire que le produit $\epsilon\mu$ doit être positif dans les deux milieux, sinon les ondes sont évanescentes.

Une classification des milieux peut-être faite à partir de leur permittivité et de leur perméabilité. Nous considérons sur le graphique ci-après les parties réelles.

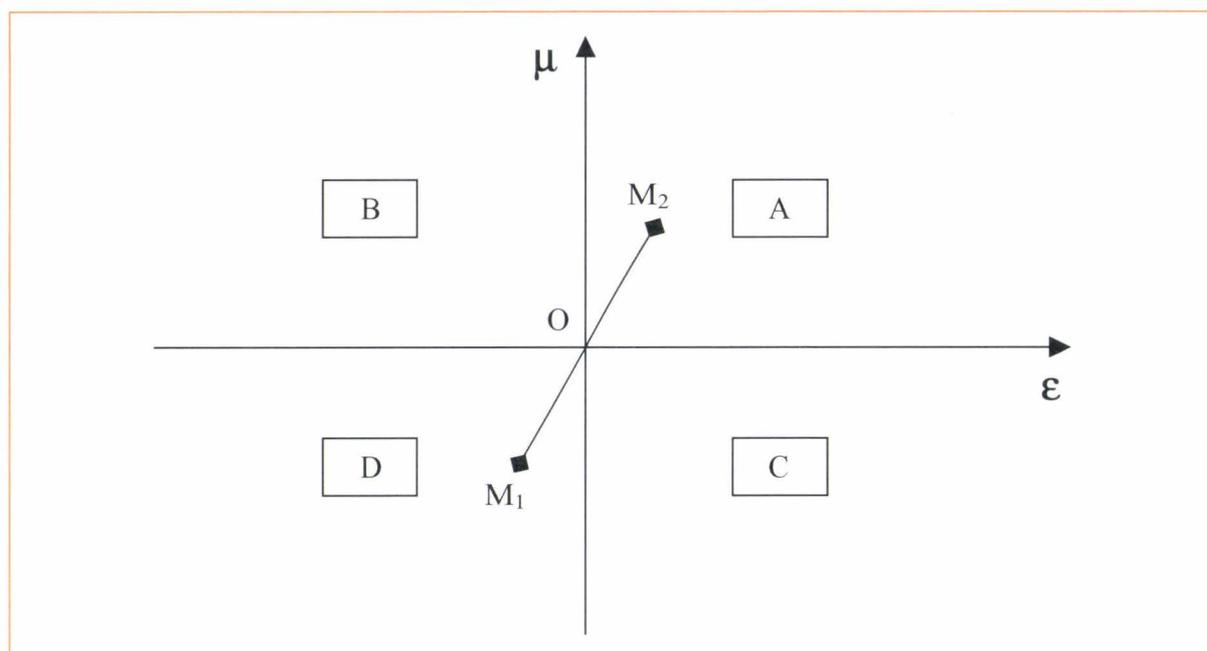


Fig. 34 : Classification des milieux suivant leurs paramètres électromagnétiques (ϵ, μ). Le quadrant est celui des matériaux les plus courants. Les quadrants B et C correspondent aux milieux non propagatifs contrairement aux deux autres. Le quadrant D représente les matériaux à indice négatif. M_1 et M_2 sont des anti-milieux car ils sont symétriques par rapport à l'origine.

b) Le diviseur de puissance en T

Nous allons étudier deux cas de diviseur de puissance en technologie guide d'onde avec l'emploi de MIN. L'un est directif alors que l'autre est un diviseur à -3dB.

Le premier cas étudié consiste à placer un bloc de MIN d'indice $n=-1$ et présentant un angle à 45° à l'onde incidente. La déviation obtenue est alors de 90° pour ce cas mais elle est égale d'une manière plus générale au double de l'angle d'incidence θ_i si l'on choisit pour le prisme un angle égal à θ_i de telle manière à ce que l'onde réfractée une première fois soit en incidence normale sur la deuxième interface. Nous illustrons cette déviation par un prisme de MIN sur la figure 35.

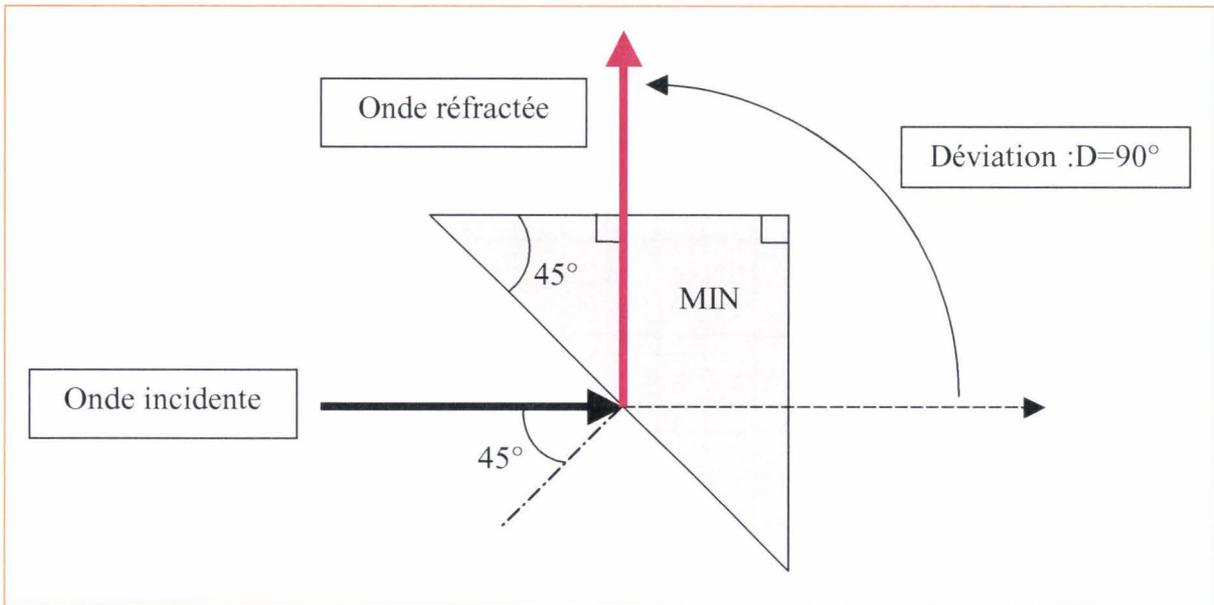


Fig. 35 : Prisme de MIN avec $n=-1$. La réfraction totale dévie l'onde incidente de 90°

Un bloc de MIN, dont l'indice $n=-1$, est inséré dans un T formé par des guides d'onde rectangulaires comme illustré sur la figure 36. Ce circuit se comporte comme un diviseur de puissance directif.

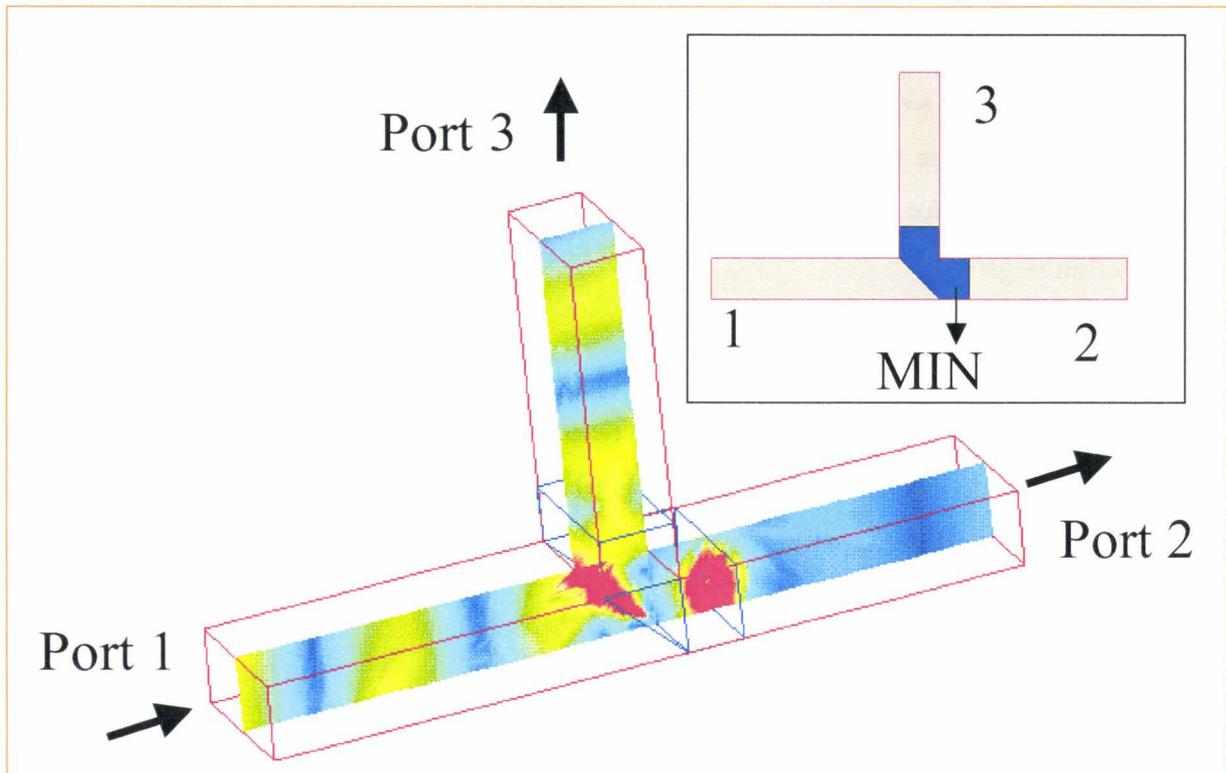


Fig. 36 : Diviseur de puissance directif vers le port 3, avec représentation du champ électrique en amplitude.

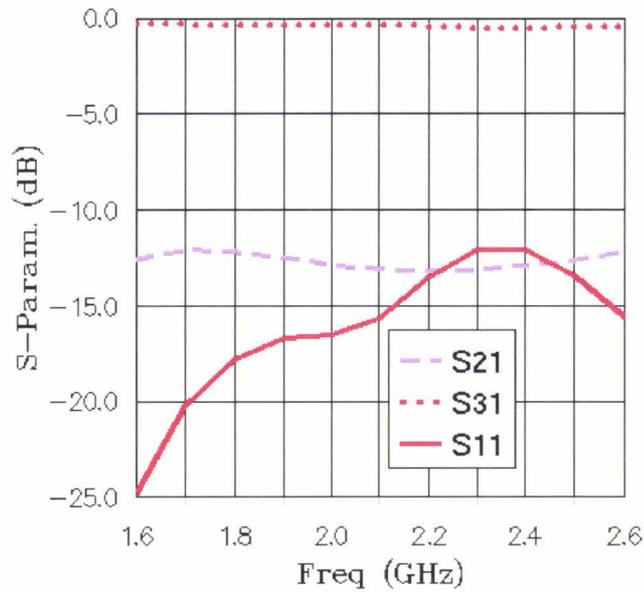


Fig. 37 : Coefficient de réflexion sur le port d'entrée (port 1) en trait continu et coefficients de transmission vers les ports de sortie (port 2 et 3) en traits discontinus. L'onde est principalement dirigée vers le port 3.

Nous avons reporté sur la figure 37 certains coefficients de réflexion et de transmission de cette structure et nous remarquons un fonctionnement directif vers le port 3 sur une large bande de fréquence. Rappelons que le MIN utilisé lors de ces simulations est idéal car il est non dispersif. Le comportement directif constitue une démonstration de l'angle de réfraction négatif.

Nous allons présenter un diviseur de puissance à -3dB en technologie guide d'onde avec un bloc de MIN ($n=-1$) de forme circulaire dans le guide d'entrée. Une vue de dessus du diviseur en T est donnée sur la figure 38 où nous avons représenté le champ électrique sur le plan horizontal. Nous pouvons remarquer que l'onde est bien répartie entre les deux ports de sortie (port 2 et 3).

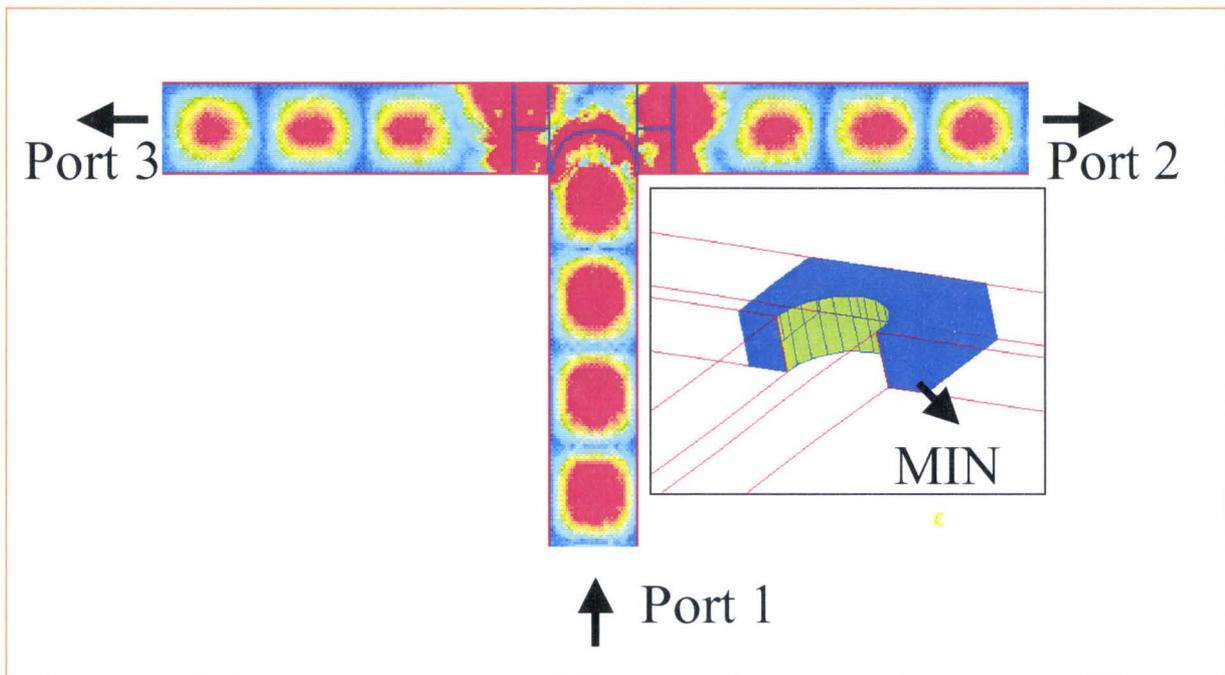


Fig. 38 : Diviseur de puissance en T à -3dB en technologie guide d'onde avec un bloc de MIN entre la section d'entrée et celles de sortie.

Pour ce diviseur, nous avons simulé le coefficient de réflexion sur le port d'entrée ainsi que les coefficients de transmission vers les deux ports de sortie. Nous avons représenté sur la figure 39 les coefficients de transmission pour le cas étudié mais également pour une simple structure ne comportant pas de MIN à l'intersection à titre de comparaison. Pour le cas qui nous intéresse, le coefficient de réflexion est relativement bon et nous observons que les coefficients de réflexion sont proches de -3dB sur une large plage de fréquence alors que pour la structure simple, ces coefficients sont inférieurs à -4dB et se dégradent avec la montée en fréquence [Lippens].

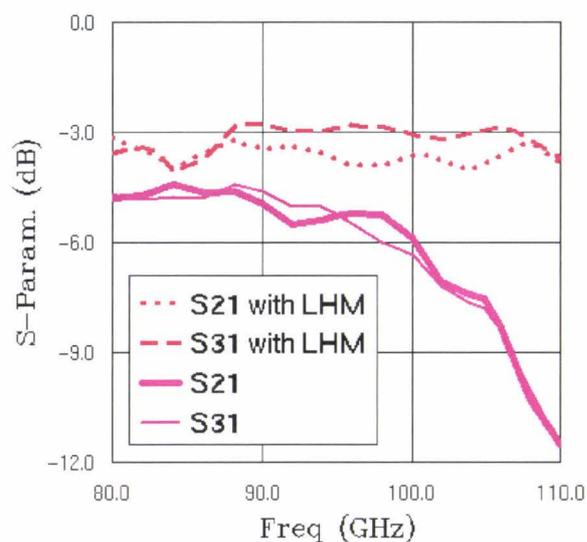


Fig.39 : Coefficients de transmission pour le diviseur de puissance en T avec et sans matériau à indice négatif (LHM)

c) Angle à 90°

Nous pouvons tirer profit du phénomène de réfraction totale et envisager quelques applications en considérant un MIN linéaire, homogène et isotrope. Nous insérons un *bloc* de MIN caractérisé par $\epsilon_r = \mu_r = -1$ dans un guide rectangulaire formant un coude à 90°. Le guide est rempli d'air qui est en adaptation parfaite avec le MIN utilisé.

concentriques, dont le plus petit est rempli d'air et celui de rayon le plus grand de MIN. Ce dernier est coupé deux fois, suivant la hauteur de manière plane à une certaine distance de la source principale qui dans ce cas précis va correspondre à la moitié de la distance inter-source. La forme circulaire est choisie d'une part en raison du rayonnement isotrope dans ce plan de l'antenne dipôle mais également pour éviter la réfraction de certains faisceaux qui arrivent ainsi perpendiculairement à l'interface air-MIN.

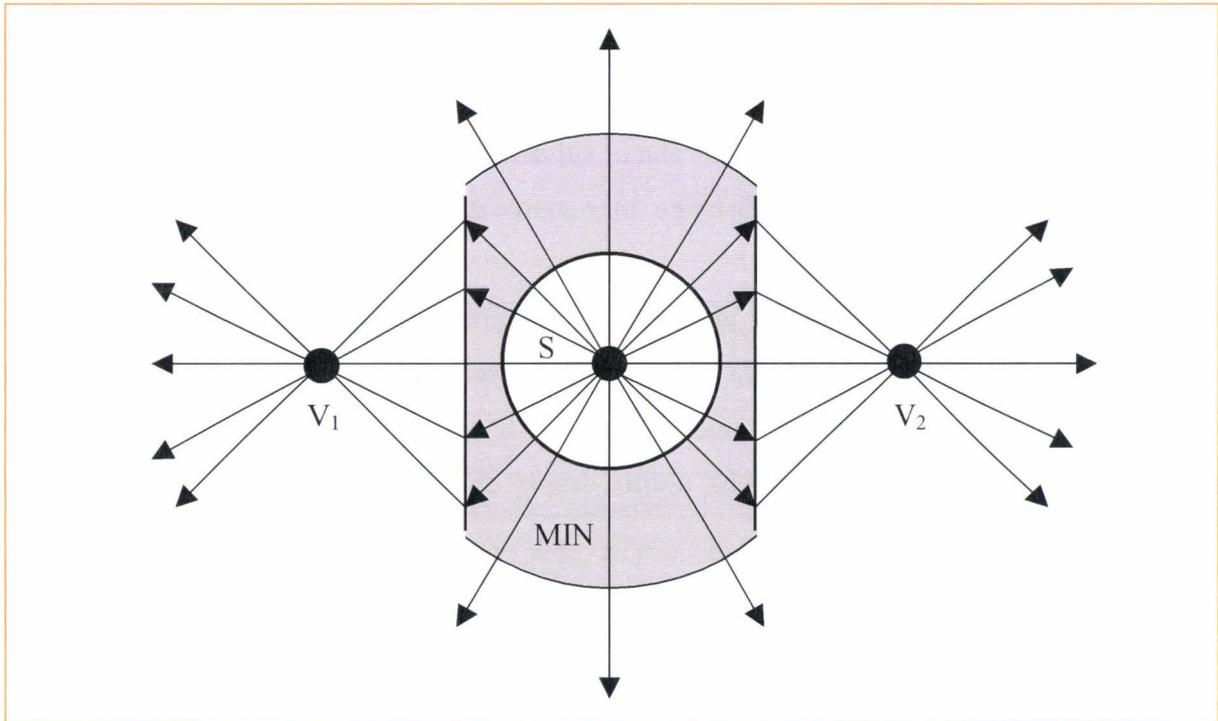


Fig. 43 : Vue de dessus de la réalisation d'un réseau élémentaire à partir d'une source principal (noté S) entouré par un MIN (ici $n=-1$) qui crée deux sources virtuelles V_1 et V_2 .

Cette disposition permet d'étendre la source et d'augmenter la directivité. Une généralisation à $2N$ sources virtuelles à partir d'une source principale est possible en utilisant N fois le même motif de MIN disposés suivant la manière décrite sur la figure 44.

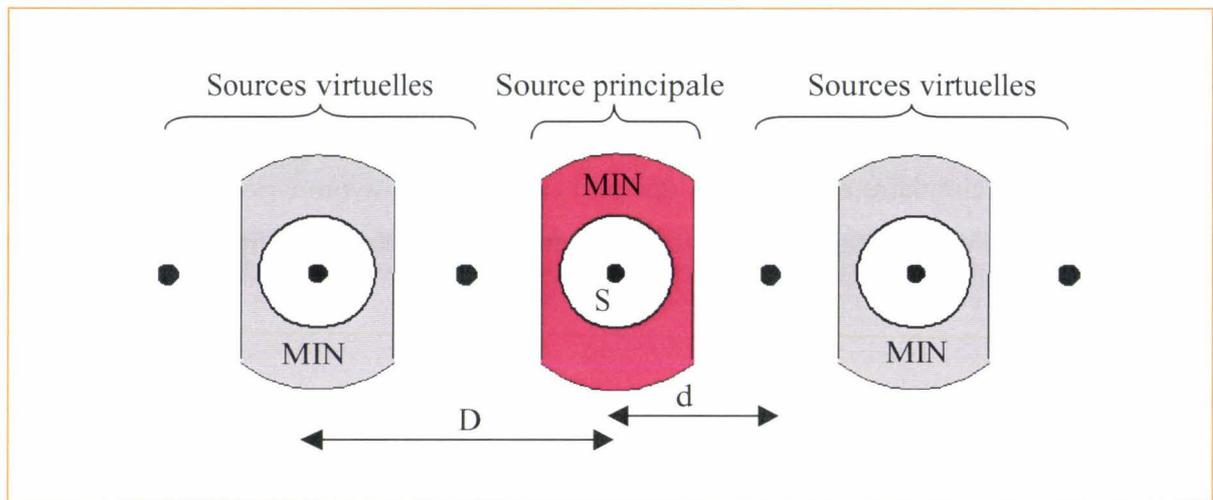


Fig. 44 : Exemple de réseau avec utilisation de MIN obtenu à partir d'une seule source principale noté S. Les autres MIN sont placés suivant une période D égale au double de la distance inter-source d.

Ceci constitue une première approche sur l'utilisation des MIN pour le contrôle du rayonnement. La dernière topologie présentée peut servir à augmenter la directivité de l'antenne par l'emploi de MIN réalisant ainsi un réseau virtuel. Il peut-être intéressant d'étudier le déphasage et les moyens d'agir dessus de telle manière à se rapprocher du système à balayage électronique.

F. Conclusion et Perspectives sur les matériaux main gauche

Dans ce chapitre nous avons étudié les méta-matériaux à indice de réfraction négatif suivant l'approche indirectement préconisée par Vesalago. La création d'un matériau de type nouveau avec un indice de réfraction négatif est possible si celui-ci présente à la fois une perméabilité et une permittivité négative. La démonstration expérimentale d'un matériau de ce type a été faite à partir de deux réseaux imbriqués avec un rôle précis pour chacun des deux. Nous les avons étudié séparément. Le premier réseau est constitué de tiges métalliques et crée une permittivité négative sur une large bande de fréquence qui va des basses fréquences jusqu'à la fréquence plasma. De nombreuses études ont été menées autour de réseaux de ce type [Pendry] avec notamment la possibilité de contrôler la propagation avec des éléments actifs [Danglot]. Par contre la création d'un milieu à permittivité négative est plus difficile à réaliser. L'unique motif actuellement utilisé a été proposé par Pendry. Ce sont des boucles imbriquées fendues qui, agissant comme des résonateurs capables de concentrer fortement l'énergie électromagnétique, présentent autour de la fréquence de résonance une perméabilité négative. Cette zone de fréquence est relativement étroite avec des variations fortes de la perméabilité qui donnent naissance à une dispersion importante. C'est dans ce domaine que les progrès restent à faire aussi bien pour élargir la bande de fréquence à perméabilité négative que pour réduire la dispersion. Il faut également noter le caractère anisotrope de ces matériaux composites bien que des réseaux bidimensionnels et de nouvelles topologies proposées récemment permettent de réduire en partie cet effet.

Nous pouvons constater que nous ne sommes qu'au début de « l'histoire » d'une nouvelle classe de matériaux qui présentent encore de nombreux inconvénients. Avec les évolutions technologiques que nous avons déjà connu par le passé, il n'est pas impossible que des matériaux avec des caractéristiques meilleures voient le jour. C'est la raison pour laquelle, nous avons également étudié quelques applications potentielles en prenant comme hypothèse l'existence de matériaux linéaires, homogènes et isotropes. Nous avons pris des exemples classiques tels que l'angle droit et les diviseurs de puissance à base de guides d'onde rectangulaires. Nous également envisagé leur emploi dans le domaine des antennes pour accroître par exemple la directivité d'une antenne dipôle à partir de sources virtuelles.

Les méta-matériaux à indice de réfraction négatif constituent sans aucun doute une nouvelle *branche* de la physique qui va se développer dans les années à venir. Les applications potentielles sont extrêmement intéressantes. Ce thème suscite un très grand engouement dans la communauté scientifique si l'on en juge par le nombre croissant de publications sur le sujet.

Les véritables challenges qui se présentent, portent sur l'isotropie de ces matériaux et sur la montée en fréquence pour atteindre la gamme optique. Ces deux aspects entrent dans le cadre de nos perspectives pour nos travaux futurs. Il nous semble qu'il sera également très intéressant d'étudier les solutions à bases de cristaux photoniques car ils sont de très bons candidats potentiels pour le domaine optique [Luo].

Références bibliographiques :

[Bayindir] M. Bayindir, K. Aydin, E. Ozbay, P. Markos, and M. Soukoulis

« Transmission properties of composite metamaterials in free space »

Applied Physics Letters

Vol.81, No 1, p 120-122, 2002

[Caloz], C. Caloz, C.-C. Chang and T. Itoh

“Full-Wave verification of the fundamental properties of left-handed materials in waveguide configurations”

Journal of Applied Physics

Vol. 90, No. 11, 2001, p. 5483-5486

[Carbonell] J. Carbonell, O. Vanbésien and D. Lippens,

“Electric field patterns in finite two dimensional wire photonic lattices”,

Superlattices and Microstructures,

Vol. 22, No. 4, p. 597-605, 1997.

[Chui], S.T. Chui and L. Hu

“Theoretical investigation on the possibility of preparing left-handed materials in metallic magnetic granular composites”

Physical Review B

Vol 65, No.144407, 2002

[Danglot] J. Danglot, O. Vanbésien, and D. Lippens,

“Active waveguides patterned in a 2D-3D metallic photonic crystal”,

Electronics Letters, Vol. 53, p. 475, 1999

[Garcia], N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas

“Is there an experimental verification of a negative index of refraction yet?”

Optics Letters

Vol.27, No. 11, 2002, p. 885

[Garcia], N. Garcia and M. Nieto-Vespirenas

“Left-handed materials do not make a perfect lens”

Physical Review Letters

Vol. 88, No. 207403, 2002

[Gay-Balmaz 1] Philippe Gay-Balmaz and Olivier J. F. Martin

“Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators”

Journal of Applied Physics

Vol. 92, No. 5, p. 2929-2936, 2002

[Gay-Balmaz 2] P. Gay-Balmaz and O.J.F. Martin

“Efficient isotropic magnetic resonators”

Applied Physics Letters

Vol. 81, No. 5, 2002, p. 939-941

[Gay-Balmaz 3], P. Gay-Balmaz, C. Maccio, and O.J.F. Martin

“Microwire arrays with plasmonic response at microwave frequencies”

Applied Physics Letters

Vol. 81, No. 15, 2002, p. 2896-2898

[Lindell] I.V Lindell, S.A. Tretyakov, K.I Nikoskinen, and S.Ilvonen

« BW media – media with negative parameters, capable of supporting backward waves »

Microwave and Optical Technology Letters

Vol.31, No 2, p 129-133, 2001

[Lippens] D. Lippens, T. Akalin, S. Arscott, O. Vanbésien, J. Danglot and J. Carbonell

“Focusing effects for electromagnetic band gaps: the negative permittivity and permeability approach”

7èmes Journées de Caractérisation Microondes et matériaux

Toulouse, 20-22 mars 2002

[Luo] C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, and J.B. Pendry,

« All-angle negative refraction without negative effective index »

Physical Review B

Vol.65, No 201104(R), 2002

[Markos] P. Markos, and C. Soukoulis

« Numerical studies of left-handed materials and arrays of split rings resonators »

Physical Review E

Vol.65, No 036622, 2002

[Markos] P. Markos, and C.M. Soukoulis

« Transmission studies of left-handed materials »

Physical Review B

Vol.65, No 033401, 2001

[Notomi] M. Notomi

« Negative refraction in photonic crystals »

Optical and Quantum Electronics

No 34, p 133-143, 2002

[Notomi] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, and I. Yokohama

« Extremely large group-velocity dispersion of line-defect Waveguides in photonic crystal slabs »

Physical Review Letters

Vol.87, No 253902, 2001

[Pendry 1] J. B. Pendry,

"Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures",

Physical Review Letters,

Vol. 78, No. 21, pp. 4135-36, 1996.

[Pendry 2] J. B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart

“Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena”

IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques,

Vol. 47, No. 11, p. 2075-2084, 1999

[Pendry 3] J.B Pendry

« Negative refraction makes a perfect lens »

Physical Review Letters

Vol.85, No 18, p 3966-396, 2000

[Pérez] J.-P. Pérez, R. Charles et R. Fleckinger

« Electromagnétisme. Fondements et applications »

Masson, 2^{ème} édition, 1996.

[Pokrovsky] A.L. Pokrovsky, and A.L.Efros

« Electrodynamics of metallic photonic crystals and the problem of left-handed materials »

Physical Review Letters

Vol.89, No 093901, 2002

[Porto] J.A.Porto, F.J. Garcia-Vidal, and J.B Pendry

« Transmission resonances on metallic grating with very narrow slits »

Physical Review Letters

Vol.83, No 14, p2845-2848, 1999

[Ruppin] R. Ruppin

« Surface polaritons of left-handed material slab »

Institute Of Physics Publishing

p1811-1818, 2001

[Sanz], M. Sanz, A. C. Papageorgopoulos, W.F. Egelhoff, M. Nieto-Vesperinas and N. Garcia

“Wedge-shaped absorbing samples look left handed: the problem of interpreting negative refraction, and its solution”

[Shelby 1] R.A. Shelby, S.C Nemat-Nasser, and S. Schultz

« Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic left-handed metamaterial »

Applied Physics Letters

Vol.78, No 4, p 489-491, 2001

[Shelby 2] R.A. Shelby, D.R. Smith, and S. Schultz

« Experimental verification of a negative index of refraction »

Science

Vol.292, p 77-79, 2001

[Smith 1] D.R. Smith, D.C Vier, S.C. Nemat-Nasser and S. Schultz

« Loop-wire medium for investigating plasmons at microwave frequencies »

Applied Physics Letters

Vol.75, No 10, p 1425-1427, 1999

[Smith 2] D.R. Smith, W. J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, and S. Shultz

« Composite medium with silmutaneously negative Permeability and permittivity »

Physical Review Letters

Vol.84, No 18, p 4184-4187, 2000

[Smith 3] D.R. Smith, S. Schultz, P. Markos and C.M. Soukoulis

« Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients »

Physical Review B

Vol.65, No 195104, 2002

[Tretyakov] S.A. Tretyakov

« Meta materials with wideband negative permittivity and permeability »

Microwave and Optical Technology Letters

Vol.31, No 3, p163-165, 2001

[Valanju] P.M. Valanju, R.M. Walser, and A.P. Valanju

« Wave refraction in negative-index media : Always positive and very inhomogeneous »

Physical Review Letters

Vol.88, No 187401, 2002

[Veselago] V.G. Veselago

“The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ”

Soviet Physics Uspekhi,

Vol. 10, No. 4, 1968

[Weiland] T. Weiland and R. Schuhmann, R.B. Gregor, C.G. Parazzoli, A. Vetter, D.R. Smith, D.C. Vier, and S. Schultz

« *Ab initio* numerical simulation of left-handed metamaterials : Comparison of calculations and experiments »

Journal of Applied Physics

Vol.90, No 10, p 5419-5424, 2001

[Zhang] Z.M. Zhang and C.J. Fu

« Unusual photon tunneling in the presence of a layer with a negative refractive index »

Applied Physics Letters

Vol.80, No 6, p 1097-1099, 1999

[Ziolkowski] R.W. Ziolkowski

« Wave propagation in media having negative permittivity and permeability »

Physical Review E

Vol.64, No 056625, 2001

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale et perspectives

Dans ce manuscrit, nous nous sommes intéressés aux alternatives offertes par les structures périodiques et orientées essentiellement vers les applications en télécommunication. Ce domaine de plus en plus exigeant en terme de performances nécessite plusieurs fonctions de base sur lesquels, nos travaux durant cette thèse, ont essayé d'apporter une contribution. Notre étude s'articule autour de trois grands axes, à savoir le filtrage fréquentiel, le rayonnement électromagnétique et la propagation dans les méta-matériaux. Chacune de ces parties a fait l'objet d'un chapitre dans ce mémoire.

Dans le chapitre I, nous avons présenté certaines applications de manière non exhaustive mais qui témoignent de l'impact de ces structures dans différents domaines. Nous pouvons citer par exemple la démonstration d'un laser PBG ultra compact dont la tension de seuil peut être nettement inférieure à celle des laser classiques. Cette structure comme beaucoup d'autre emploient les défauts dans ces structures périodiques qui peuvent être ponctuels, nous avons alors une cavité (c'est le cas du laser PBG) ou linéiques et peuvent alors être utilisées pour la propagation et en particulier pour les interconnexions optiques. Ces applications en optique sont en pleine expansion et font partie des études menées au sein de l'équipe dans le cadre de projets tels que Cripoint qui vise entre autres à la réalisation en optique intégré de fonctions de type add-drop ou à des coupleurs [Fasquel].

Le filtrage fréquentiel fait l'objet du deuxième chapitre dans lequel nous avons reporté nos études sur les topologies proposées récemment en étudiant l'influence d'un boîtier ainsi que les pertes dans ces structures. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe de M. Sorolla de l'Université de Pampelune et ont fait l'objet d'une première publication [Akalin 1]. A partir de cette première expérience, nous avons proposé une nouvelle topologie dont le principe repose sur la structuration double face en technologie micro-ruban. Ces études présentent un très bon accord entre les simulations électromagnétiques et les résultats expérimentaux et ouvrent des perspectives nouvelles dans

la conception de circuits compacts et performants [Akalin 2]. Au sein de l'équipe, nous menons également une forte activité dans le domaine TéraHertz et principalement sur la génération de signaux avec deux approches différentes : optique et électronique. Pour ma part, nous avons apporté pour la filière électronique une contribution en concevant les composantes passives, incluant les filtres, d'un circuit monolithique de multiplication de fréquence à base de diode HBV. Ce circuit a donné de très bons résultats avec notamment une large bande passante supérieure à 45GHz autour de 300GHz et un niveau de puissance de l'ordre de 5mW [David]. Ce travail a été effectué dans le cadre d'un contrat avec le CNES et l'Agence Spatiale Européenne.

Les perspectives dans ce domaine concernent l'utilisation de la topologie Finline avec la proposition de circuits quasi-périodiques pour l'adaptation de mode et d'impédance. Ces travaux sont menés actuellement par T. Decoopman dans le cadre de sa thèse.

Le chapitre III est consacré aux sources rayonnantes directives. En effet, les antennes constituent un des éléments essentiels en télécommunication, c'est pourquoi nous avons étudié les améliorations, en terme de directivité, apportées par une structure périodique sur le rayonnement d'antennes classiques. Nos études se sont basées sur celles de l'équipe dirigée par B. Jecko (à l'IRCOM) qui a proposé une antenne originale avec l'utilisation d'un superstrat de type PBG. Le caractère directif du rayonnement peut-être expliqué par une résonance de type Fabry-Pérot à l'origine de la sélectivité angulaire [Akalin 3]. Ont été également menées des études à partir d'analogies avec les superréseaux pour établir une formule analytique entre l'angle d'ouverture du faisceau principal et le coefficient de qualité de la cavité [Akalin 4], corroboré par la caractérisation d'un prototype à partir d'une antenne patch pour un fonctionnement autour de 9.2GHz.

Hormis la montée en fréquence, les perspectives pour ces structures concernent la commande du faisceau principal. Des solutions incluant des éléments actifs peuvent être envisagées sur la base des dispositifs périodiques accordables [Danglot ; de Lustrac]. L'emploi des méta-matériaux présentés dans le chapitre IV est également envisageable afin de « façonner » le diagramme de rayonnement. Une première expérience dans ce domaine a été démontrée avec l'emploi d'un réseau métallique du même type que celui utilisé pour générer des méta-matériaux [Vanbésien].

Les méta-matériaux à indice de réfraction négatif ont fait l'objet du dernier chapitre. Compte tenu du caractère hybride de ce matériau qui est un constitué de deux sous réseaux dont la contribution de l'un est de créer un milieu à permittivité négative et pour l'autre, une perméabilité négative, nos études ont porté sur chacun des réseaux pris séparément. Nous avons également proposé de nouveaux motifs élémentaires pour réaliser une perméabilité négative. Signalons également que le motif en boucles imbriquées proposé par J. Pendry peut-être utilisé pour d'autres applications tel que le renforcement des effets non linéaires. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous sommes partis de l'hypothèse d'un matériau linéaire homogène et isotrope à indice négatif pour tirer parti de ses propriétés électromagnétiques singulières dans la division de puissance.

Pour les perspectives à court et moyen terme, il nous semble qu'ici encore la montée en fréquence des dispositifs soit un objectif prioritaire. Les longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques devraient bénéficier de ces technologies à court terme alors que pour l'optique, il subsiste de très grandes interrogations. Quoiqu'il en soit, ces études des réseaux métalliques montrent également avec la physique des plasmons des recouvrements très forts qui seront vraisemblablement extrêmement fructueux à l'avenir dans ces deux disciplines

[Akalin 1] T. Akalin, M.A.G. Laso, T. Lopetegi, O. Vanbésien, M. Sorolla and D. Lippens,
“PBG-type Microstrip Filters with One and Two Side Patterns”,
Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 30, No. 1, p. 69-72, 2001.

[Akalin 2] T. Akalin, M.A.G. Laso, E. Delos, T. Lopetegi, O. Vanbésien, M. Sorolla and D. Lippens,
“High performance double-sided microstrip PBG Filter”,
Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 35, No. 2, p. 160-163, 2002.

[Akalin 3] T. Akalin, J. Danglot, O. Vanbésien et D. Lippens
“Resonant tunneling in photonic microcavities : design of highly directive radiating systems”,
Superlattices and Microstructures, Vol. 30, No. 4, p.181-188, 2001.

[Akalin 4] T. Akalin, J. Danglot, O. Vanbésien and D. Lippens
“A Highly Directive Dipole Antenna Embedded in a Fabry-Pérot Type Cavity”
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.12, No. 2, p. 48-50, 2002.

[Fasquel] S. Fasquel, O. Vanbésien, X. Mélique et D. Lippens
“Cristaux photoniques pour l’optique intégrée: extraction dans les structures guides d’onde multiport”
9èmes Journées Nationales Microélectronique Optoélectronique, Saint Aygulf, 29 septembre-2 octobre 2002.

[Danglot] J. Danglot, O. Vanbésien, and D. Lippens,
“Active waveguides patterned in a 2D-3D metallic photonic crystal”,
Electronics Letters, Vol. 53, p. 475, 1999

[David] T. David, S. Arscott, J-M. Munier, T. Akalin, P. Mounaix, G. Beaudin and D. Lippens
“Monolithic Integrated circuits Incorporating InP-Based Heterostructure Barrier Varactors”,
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 12, No. 8, p. 1-3, 2002

[De Lustrac] A. De Lustrac, F. Gadot, E. Akmansoy, T. Brillat
“High-directivity planar antenna using controllable photonic bandgap material at microwave frequencies”
Applied Physics Letters, Vol. 78, No 26, p. 4196-4198, 2001.

[Vanbésien] O. Vanbésien, T. Akalin, J. Carbonell, J. Danglot, D. Lippens
“Wave shaping through finite electromagnetic bandgap structure”
Superlattices and Microstructures, Vol. 30, No. 6, p. 321-327, 2001

Résumé

Les structures périodiques présentent des propriétés singulières pour réaliser les fonctions principales pour les télécommunications. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés aux potentialités de ces structures dans le domaine des hyperfréquences pour le filtrage fréquentiel et spatial conduisant à l'accroissement de la directivité des antennes et également à une nouvelle classe de matériau à indice de réfraction négatif.

En ce qui concerne le filtrage, des résultats très intéressants ont été obtenus à partir d'une nouvelle topologie, que nous avons proposée, avec une structuration double face en circuit plaqué. Dans ce domaine, les structurations pseudo-périodiques réalisent de bons compromis en termes de pertes d'insertion en bande passante et de niveau de réjection dans la bande interdite. Des études ont également été menées sur les parties passives incluant le filtre d'un circuit monolithique pour la multiplication de fréquence en gamme millimétrique et submillimétrique. Ces dispositifs utilisant une diode HBV (Heterostructure Barrier Varactor) ont montré des niveaux de puissance élevés sur une large de bande de fréquence.

L'utilisation d'un superstrat de type PBG (Photonic Band Gap) permet de réaliser des antennes extrêmement directives. Nous avons expliqué ce résultat par une résonance de type cavité Fabry-Pérot. Nous nous sommes également basés sur des analogies avec les superréseaux de semiconducteurs pour établir une relation analytique entre l'angle d'ouverture du lobe principal et le coefficient de qualité.

Enfin les structures périodiques permettent d'envisager la réalisation de méta-matériaux à indice de réfraction négatif suivant deux approches distinctes. Nous avons étudié plus en détail celle basée sur des valeurs de permittivité et de perméabilité simultanément négatives pour un fonctionnement dans le domaine des hyperfréquences. Des applications potentielles telles que les diviseurs de puissance sur des méta-matériaux homogènes ont été envisagées.

Mots-clés:

STRUCTURE PERIODIQUE ; STRUCTURE QUASI-PERIODIQUE ; PROPAGATION ONDE ELECTROMAGNETIQUE ; HYPERFREQUENCES ; FILTRAGE FREQUENTIEL ; RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE ; ANTENNE DIRECTIVE ; BANDE INTERDITE PHOTONIQUE ; META MATERIAU ; INDICE REFRACTION NEGATIF