



**HAL**  
open science

# Propagation et localisation des ondes élastiques et électromagnétiques dans les matériaux phononiques, photoniques et plasmoniques

Yan Pennec

► **To cite this version:**

Yan Pennec. Propagation et localisation des ondes élastiques et électromagnétiques dans les matériaux phononiques, photoniques et plasmoniques. Electromagnétisme. Université des Sciences et Technologies de Lille, 2010. tel-01490188

**HAL Id: tel-01490188**

**<https://hal.science/tel-01490188>**

Submitted on 15 Mar 2017

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

Université des Sciences et Technologies de Lille

## MEMOIRE

Présenté par

Yan PENNEC

En vue d'obtenir une

Habilitation à Diriger des Recherches

# Propagation et localisation des ondes élastiques et électromagnétiques dans les matériaux phononiques, photoniques et plasmoniques

Soutenue le Jeudi 2 décembre 2010 devant la commission d'examen

|                    |   |                             |
|--------------------|---|-----------------------------|
| B. BONELLO         | Directeur de Recherches CNRS, INSP, Paris                 | Rapporteur                  |
| D. CASSAGNE        | Professeur, Université de Montpellier II                  | Rapporteur                  |
| A. KHATER          | Professeur, Université du Maine, Le Mans                  | Rapporteur                  |
| V. LAUDE           | Directeur de Recherches CNRS, Institut FEMTO, Besançon    | Examineur                   |
| A. AKJOUJ          | Professeur, IEMN, Université de Lille 1                   | Examineur                   |
| M. BOUZAOUJ        | Professeur, PHLAM, Université de Lille 1                  | Examineur                   |
| L. BUCHAILLOT      | Directeur de Recherches CNRS, IEMN, Université de Lille 1 | Examineur                   |
| B. DJAFARI-ROUHANI | Professeur, IEMN, Université de Lille 1                   | Directeur des<br>Recherches |



# Table des matières

---

|   |      |
|---|------|
| <b>Préface.....</b>   | p 1  |
| <b>Chapitre 1 : Les matériaux a bandes interdites phononiques.....</b>        | p 5  |
| 1.1 Introduction.....   | p 5  |
| 1.2 Formalisme.....   | p 6  |
| 1.3 Défauts dans les cristaux phononiques 2D.....                             | p 8  |
| 1.3.1 Guidage, filtrage et démultiplexage.....                                | p 8  |
| 1.3.2 Guidage, filtrage et démultiplexage par résonances locales.....         | p 11 |
| 1.4 Cristaux phononiques 2.5D.....  | p 14 |
| 1.4.1 Bandes interdites.....  | p 14 |
| 1.4.2 Guides et modes confinés .....  | p 19 |
| 1.4.3 Transmission.....   | p 23 |
| 1.5 Cristaux phononiques à résonance locale.....                              | p 27 |
| 1.6 Conclusions.....  | p 30 |
| Références chapitre 1.....  | p 32 |
| <b>Chapitre 2 : Micro et nano-structures photoniques et plasmoniques.....</b> | p 35 |
| 2.1 Introduction.....   | p 35 |
| 2.2 Formalisme.....   | p 37 |
| 2.3 Microguide diélectrique.....  | p 39 |
| 2.3.1 Modèle géométrique et conditions d'excitation.....                      | p 39 |
| 2.3.2 Filtre réjectif.....  | p 41 |
| 2.3.2.1 Effet de la métallisation du stub.....                                | p 41 |
| 2.3.2.2 Effet des paramètres géométriques.....                                | p 42 |
| 2.3.2.3 Facteur de qualité.....   | p 45 |
| 2.3.2.4 Excitation symétrique.....  | p 46 |
| 2.3.2.5 Modèle tri-dimensionnel.....  | p 47 |
| 2.3.2.6 Application dans le régime proche optique.....                        | p 48 |
| 2.3.3 Filtre sélectif.....  | p 51 |
| 2.3.3.1 Filtre sélectif ajustable.....  | p 52 |

|  |             |
|--|-------------|
| 2.3.3.2 Filtre sélectif par effet de super-périodicité.....        | p 52        |
| 2.3.4 Guide d'onde de forme Y.....                                 | p 54        |
| 2.3.4.1 Démultiplexeur réjectif.....                               | p 55        |
| 2.3.4.2 Démultiplexeur sélectif.....                               | p 56        |
| 2.4 Nanoguide plasmonique.....                                     | p 58        |
| 2.4.1 Pertes dans le guide.....                                    | p 59        |
| 2.4.2 Filtre sélectif.....   | p 61        |
| 2.4.3 Filtre réjectif.....   | p 64        |
| 2.4.4 Démultiplexeur de forme Y.....                               | p 65        |
| 2.5 Conclusions.....   | p 67        |
| Références chapitre 2.....   | p 66        |
| <b>Chapitre 3 : Travaux en cours et perspectives.....</b>          | <b>p 71</b> |
| 3.1 Cristaux phononiques et applications en télécommunication..... | p 71        |
| 3.2 Cristaux phononiques accordables.....                          | p 72        |
| 3.3 Capteurs phononiques.....                                      | p 76        |
| 3.4 Métamatériaux acoustiques.....                                 | p 81        |
| 3.5 Cristaux phoXoniques.....                                      | p 81        |
| 3.6 Capteurs plasmoniques.....                                     | p 85        |
| Références chapitre 3.....   | p 89        |

# Préface

---

J'ai soutenu ma thèse de doctorat en 1994 à l'Université du Maine, au Mans, sous la direction du Professeur Antoine Khater dans le laboratoire de Physique de l'Etat Condensé. Le travail théorique a été réalisé au Mans et l'expérience a fait l'objet d'une collaboration avec deux autres laboratoires : le S.R.S.I.M. au Centre d'Etude de Saclay (J. Cousty) et le CIRIL - GANIL à Caen (S. Bouffard).

La partie théorique a porté sur la modélisation des états vibrationnels localisés en surface sur des défauts isolés brisant la symétrie cristalline selon deux directions de l'espace. Le système étudié se présentait sous la forme d'une chaîne linéaire semi-infinie dans une matrice réseau plan carré. L'étude de ce premier modèle a permis l'élaboration d'une nouvelle méthode de calcul des modes vibrationnels localisés en surface, i.e. la méthode de raccordement. Cette nouvelle méthode a été à la base de la résolution d'une multitude de systèmes bidimensionnels désordonnés affectant les surfaces. Nous pouvons donner en exemple les surfaces présentant une marche, un sillon d'atome de substitution ou une crête isolée. Notre choix s'est porté sur le cas d'un atome de substitution à la surface d'un réseau plan carré [1-4].

La partie expérimentale a porté sur la visualisation et la caractérisation expérimentales de défauts créés par irradiation ionique au moyen de deux types de microscopie : la microscopie tunnel et la microscopie à force atomique. L'exploitation des résultats a conduit à une description en surface et en volume, par clivages successifs, des impacts provoqués par l'irradiation [5].

C'est sur ce dernier thème que s'est effectué en 1994 mon recrutement avec le Professeur G. Coulon sur un poste de maître de conférences dans le Laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide (UMR 8008) à l'Université de Lille 1 avec pour mission spécifique deux points essentiels : d'une part le développement thématique et instrumental de la microscopie à force atomique dans l'équipe polymère à laquelle j'appartenais, et d'autre part l'intégration et l'ouverture de cette technique aux autres équipes du laboratoire [6].

Au cours de ces années, l'objectif principal de l'activité a été d'imager et de caractériser par microscopie à force atomique les mécanismes de plasticité mis en jeu au voisinage du seuil de plasticité de polymères semi-cristallins à interactions fortes. Nous avons montré que la microscopie à force atomique présente l'avantage de pouvoir imager à la fois la phase amorphe et la phase cristalline et donc de visualiser les mécanismes de plasticité dans chacune des deux phases. Le choix s'est porté sur deux familles de polymères semi-cristallins d'origine industrielle : les polyamides 6 et

12. Le comportement macroscopique en traction uniaxiale des polyamides 6 et 12 est différent: le polyamide 6 possède un seul seuil de plasticité alors que le polyamide 12 en présente deux ; le but poursuivi a donc été de comprendre à l'échelle nanoscopique l'origine de cette différence [7].

Après ces quelques années, mon souhait a été de m'orienter vers des aspects de dynamique vibrationnelle déjà rencontrés lors de mon travail de thèse. Dans ce but, ma démarche a été de prendre contact en juillet 2002 avec l'équipe de Dynamique des Interfaces du Laboratoire de Dynamique et Structure des Matériaux Moléculaires (UMR 8024) dirigée par le Professeur B. Djafari-Rouhani. Depuis janvier 2006, l'équipe a été intégrée au sein de l'institut d'électronique microélectronique et nanotechnologies (iemn, UMR CNRS 8520).

La thématique de l'équipe repose sur la modélisation analytique et numérique de la propagation d'ondes et de diverses excitations dans des matériaux hétérogènes : couches adsorbées et nanostructurées en surface, super-réseaux, et plus particulièrement matériaux à bandes interdites phononiques et photoniques. L'objectif est de trouver des comportements originaux ou des dispositifs nouveaux et plus performants, en liaison avec la géométrie complexe de ces systèmes. Il s'agit notamment de proposer des dispositifs pour la propagation guidée et la transmission sélective d'ondes électromagnétiques, acoustiques... Mon intégration au sein de l'équipe s'est faite notamment sur les simulations numériques de la propagation des ondes dans les matériaux phononique et photonique.

L'objet de ce mémoire est de décrire les résultats obtenus au cours de ces dernières années.

La première partie porte sur les cristaux phononiques définis comme des matériaux composites constitués d'une distribution périodique d'inclusions incorporées dans une matrice. Du fait de leur structure périodique et d'un fort contraste élastique entre ses constituants, ces matériaux peuvent présenter, sous certaines conditions, des gaps acoustiques absolus, c'est-à-dire des bandes de fréquences interdites quelle que soit la direction de propagation de l'onde élastique incidente. Dans ce travail, nous nous sommes focalisés sur trois points d'études récents qui représentent ma contribution au développement de ce domaine de recherche au cours de ces six dernières années. Le premier d'entre eux fait partie de l'étude des propriétés physiques liées à l'introduction de défauts dans les cristaux phononiques conduisant au guidage, au filtrage et à la séparation de signaux acoustiques. La capacité de contrôler les propriétés élastiques des cristaux phononiques les rend tout particulièrement attrayant pour un champ large d'applications dans le domaine de la technologie des transducteurs. La seconde partie du chapitre est dédiée à la propagation des ondes acoustiques dans les cristaux phononiques de hauteur finie comme le cas de membranes libres ou déposées sur un substrat semi-infini. Ces structures ont suscité une attention particulière dans la recherche de gaps absolus. L'existence de gaps dans ce type de géométries est un point essentiel dans

l'introduction de diverses fonctionnalités comme le guidage et le filtrage dans les structures finies et les circuits intégrés. Notons que les cristaux phononiques peuvent opérer aux fréquences télécoms (autour de 1GHz) lorsque la dimension du paramètre de maille du cristal est de l'ordre du micromètre. Enfin, nous proposons dans la troisième section de ce chapitre, un nouveau type de structure enrobée qui permet d'obtenir plusieurs gaps à partir d'un enrobage multicoaxial des inclusions. Une bande interdite absolue, quand elle existe, peut être un gap de type Bragg. Elle peut aussi trouver son origine dans des résonances locales de la structure. Dans ce dernier cas, on montre qu'il est possible d'obtenir des gaps absolus à des valeurs de fréquences un à deux ordres de grandeur inférieurs à celles prédites par la diffraction de Bragg. Cette propriété conduit à l'obtention de très basses fréquences sans augmentation démesurée de la cellule unitaire du cristal. Ces matériaux sont connus sous le nom de Locally Resonant Sonic Materials (LRSM).

Dans le second chapitre, nous nous sommes intéressés à la propagation dans des microguides diélectriques couplés à des résonateurs. Cette étude, rassemblée dans un chapitre de livre, a fait l'objet d'un contrat Intereg (PREMIO) jusqu'au mois de décembre 2007 en collaboration avec le Laboratoire de Physique du Solide de Namur et le Laboratoire de PHysique des Lasers, Atomes et Molécules (PHLAM) de l'Université de Lille<sup>1</sup>. Notre participation a reposé sur l'aspect théorique du projet. Dans la plupart des circuits optiques hautement intégrés, les résonateurs sont indispensables dans l'obtention de fonctions de filtrage et de transfert en longueur d'onde. Nous avons étudié l'efficacité de filtrage d'un nouveau résonateur constitué d'un guide d'onde couplé à une cavité rectangulaire disposé de part et d'autre du guide, formant une croix. L'intérêt de ce résonateur est de présenter un encombrement jusqu'à dix fois plus faible que les microdisques, favorisant ainsi leur intégration dans les circuits optiques. L'étude s'est ensuite orientée vers de nouvelles structures plasmoniques permettant de diminuer d'un ordre de grandeur la largeur du guide pour une même longueur d'onde, atteignant ainsi une valeur de 50nm. Les compétences acquises dans le domaine photonique sur les propriétés de filtrage et de démultiplexage ont été appliquées dans le domaine plasmonique.

Les perspectives et les nouvelles directions de recherche envisagées concernant les matériaux à bandes interdites phononiques, photoniques et plasmoniques sont présentées dans le dernier chapitre.



## Références Préface

- [1][Recueil p 8] A. Khater, O. Rafil, Y. Labaye, **Y. Pennec**, Solid State Communications **87**, 53 (1993)
- [2][Recueil p 13] **Y. Pennec**, O. Rafil and A. Khater, Journal of Electron Spectroscopy and related phenomena, **64**, 777 (1993)
- [3][Recueil p 32] **Y. Pennec**, A. Khater, Surface Science **348**, 82 (1996)
- [4][Recueil p 39] A. Virlovet, H. Grimech, A. Khater, **Y. Pennec** and K. Maschke, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 7589 (1996)
- [5][Recueil p 4] S. Bouffard, J. Cousty, **Y. Pennec** and F. Thibaudau. Radiation Effects and defects in Solids **126**, 225 (1993)
- [6][Recueil p 54] L. Clarisse, A. Bataille, **Y. Pennec**, J. Crampon, R. Duclos, Ceramics International **25**, 389 (1999)
- [7][Recueil p 60] V.Ferreiro, **Y.Pennec**, R.Séguéla and G.Coulon, Polymer **41**, 1561 (2000)

# *Chapitre 1*

## *Les matériaux à bandes interdites phononiques*

---

### **1.1 Introduction**

Les cristaux phononiques sont des matériaux composites constitués d'une distribution périodique d'inclusions incorporées dans une matrice. Du fait de leur structure périodique, ces matériaux peuvent présenter, sous certaines conditions, des gaps acoustiques absolus, c'est-à-dire des bandes interdites quelque soit la direction de propagation de l'onde élastique incidente. Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchiée par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant. Une telle propriété est prometteuse pour une variété importante d'applications, comme par exemple la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique de cavités. Récemment, la recherche sur les cristaux phononiques a connu une sérieuse avancée en particulier grâce au développement de méthodes de calcul théorique et d'outils numériques de simulation. L'existence de gap absolu a été prédite théoriquement [1-3] avant d'être démontrée expérimentalement dans une grande variété de cristaux phononiques constitués de composants solide [4] ou solide et fluide [5]. Il a été montré que l'existence et la largeur des bandes interdites absolues dépendaient fortement de la nature des constituants, du contraste entre les paramètres physiques (densités et constantes élastiques) entre les inclusions et la matrice, la géométrie du réseau d'inclusion, la forme des inclusions et le facteur de remplissage.

Dans ce travail, nous nous sommes focalisés sur trois points d'études récents dans le domaine des cristaux phononiques qui représentent ma contribution au développement de ce domaine de recherche au cours de ces six dernières années [6].

Le premier d'entre eux fait partie du large domaine des propriétés de défauts linéaires dans les cristaux phononiques, du guidage et de la séparation de signaux acoustiques tant au niveau théorique qu'expérimental [7-16]. La capacité de contrôler les propriétés acoustiques des cristaux phononiques et plus particulièrement leurs guides d'ondes les rend tout particulièrement attrayant

pour un champ large d'applications de guidage et de filtrage dans le domaine de la technologie des transducteurs.

La seconde partie du chapitre (section 1.4) est dédiée à la propagation des ondes acoustiques dans les cristaux phononiques de hauteur finie comme le cas de membranes libres ou de plaques déposées sur un substrat semi-infini [17-30]. Ces structures ont suscité une grande attention particulièrement dans l'étude de l'existence de gaps absolus. L'existence de gap dans ce type de géométries est un point essentiel dans l'introduction de diverses fonctionnalités comme le guidage et le filtrage, dans les structures et circuits intégrés. Notons que les cristaux phononiques peuvent opérer aux fréquences télécoms (autour de 1GHz) lorsque la dimension du paramètre de maille du cristal est de l'ordre du micromètre.

Un bande interdite absolue, quand elle existe, peut être un gap de type Bragg, qui apparaît à une fréquence angulaire  $\omega$  de l'ordre de grandeur de  $c/a$  où  $c$  représente la vitesse effective du son dans le matériau complexe et  $a$  son paramètre de maille. Elle peut aussi trouver son origine dans des gaps de type résonants. Dans ce dernier cas, on montre qu'il est possible d'obtenir des gaps absolus à des valeurs de fréquences un à deux ordres de grandeur inférieurs à celles prédites par la diffraction de Bragg. Cette propriété conduit à l'obtention de très basses fréquences sans augmentation démesurée de la cellule unitaire du cristal. Ces matériaux sont connus sous le nom de Locally Resonant Sonic Materials (LRSM) [31-39]. Un des problèmes récurrents aux basses fréquences est d'élargir les gaps aux basses fréquences. Nous proposons dans la dernière partie (section 1.5) un nouveau type de structure enrobée qui permet d'obtenir plusieurs gaps à partir d'un enrobage multicoaxial des inclusions. Cette notion de gap large aux basses fréquences sera également évoquée au cours de la section 1.4.

## 1.2 Formalisme

Dans le cadre de l'élasticité linéaire, la propagation d'une onde élastique dans un milieu composite et isotrope est donnée par les équations suivantes,

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 u_i(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}(\vec{r}, t)}{\partial x_j} \quad (1) \\ \sigma_{ij}(\vec{r}, t) = C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{ij} \quad (2) \\ \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i(\vec{r}, t)}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j(\vec{r}, t)}{\partial x_i} \right) \quad (3) \end{array} \right.$$

dans lesquelles  $\rho(\vec{r})$  est la densité volumique du cristal au point repéré par le vecteur  $\vec{r}$ ,  $u_i(\vec{r}, t)$  représente le déplacement suivant la direction  $i$ , au point  $\vec{r}$ ,  $\varepsilon_{ij}$  désigne le tenseur des déformations,  $C_{ijkl}$  le tenseur des constantes élastiques et  $\sigma_{ij}(\vec{r}, t)$  le tenseur des contraintes perçues localement par le cristal au point  $\vec{r}$ .

De nombreuses méthodes existent afin de résoudre ces équations de propagation et de décrire le comportement de la structure. Parmi elles, nous pouvons citer :

- les ondes planes (PWE)
- la méthode des différences finies (Finite Difference Time Domain (FDTD))
- la méthode des éléments finis (FEM)
- les matrices de transfert,
- les fonctions de Green.

Nous nous sommes intéressés à la méthode des différences finies (FDTD, Finite Difference Time Domain). Celle-ci réside dans la résolution numérique des équations d'élasticité ((1), (2), (3)) discrétisées en temps et en espace selon un algorithme de Yee [40, 41], adapté de l'électromagnétisme. L'évolution du coefficient de transmission en fonction de la fréquence est obtenue par transformée de Fourier de la norme du vecteur déplacement calculé en sortie de structure en référence à une structure homogène. Plus récemment, les conditions aux limites absorbantes (PML, Perfect Matching Layer) [42] ont été introduites et le code a été étendu à trois dimensions puis parallélisé en MPI (Message Passing Interface) de manière à pouvoir être utilisé sur un cluster de calculs. Nous avons également développé à deux et à trois dimensions les calculs des courbes de dispersion par différences finies par introduction des conditions périodiques de Bloch dans les équations (1), (2) et (3) :

$$u(\vec{r}, t) = U(\vec{r}, t)e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

$$\sigma(\vec{r}, t) = \Sigma(\vec{r}, t)e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (5)$$

La méthode FDTD permet ainsi de calculer les coefficients de transmission, les champs de déplacement et les courbes de dispersion des cristaux phononiques de différentes natures (fluides, solides), présentant ou non des défauts de structures.

## 1.3 Défauts dans les cristaux phononiques

### 1.3.1 Guidage, filtrage et démultiplexage

Une application majeure des cristaux phononiques porte sur la réalisation de guides d'ondes et de filtres fréquentiels sélectifs. Ces dispositifs sont obtenus en modifiant la structure périodique d'un cristal phononique 2D par l'insertion de différentes variétés de défauts structurels. Le défaut peut être linéaire, formant un guide droit [7] mais peut également présenter un coude avec un ou plusieurs angles droits [8]. Les guides linéaires, couplés à des cavités, conduisent à des propriétés de filtrages sélectifs [9-11].

L'illustration de ces résultats est présentée dans le cas d'un cristal phononique mixte (solide/fluide) constitué d'un réseau carré de cylindres d'acier dans l'eau [12, 13] (Fig. 1a). Les paramètres géométriques du cristal sont le paramètre de maille,  $a$ , et le rayon de l'inclusion,  $r$ . Le facteur de remplissage du milieu composite est défini par le rapport  $\beta = \pi r^2/a^2$ . Pour les exemples présentés ci après, nous choisirons :  $a=3mm$  et  $r=1.25mm$ , donnant un facteur de remplissage  $\beta=55\%$ . Ces paramètres géométriques permettent d'obtenir un gap absolu large bande dans le domaine ultrasonique, de 250 à 325kHz (Fig. 1b).

Nous proposons en premier lieu d'illustrer ce chapitre par l'étude d'un guide d'onde linéaire obtenu en enlevant une rangée de cylindres dans le cristal selon l'axe  $Y$ . L'onde incidente est une onde plane longitudinale, uniforme selon la direction  $X$  et présentant un profil gaussien de propagation selon la direction  $Y$ . La courbe de transmission à travers le guide est calculée en fonction de la fréquence. Comme nous pouvons le voir Fig. 1c, le guide présente une transmission maximale dans la gamme de fréquence [270, 300kHz], couvrant ainsi une large part de la bande interdite du cristal phononique. Ce guide permet la propagation, sans pertes, d'ondes de fréquences appartenant à la bande interdite du cristal parfait.

Le deuxième exemple repose sur l'étude d'une cavité résonante, appelée stub, attachée à un des côtés du guide comme l'illustre l'encadré de la Fig. 1d. Par comparaison avec la Fig. 1c, la transmission reste pratiquement inchangée à l'exception d'un creux très fin qui apparaît à la fréquence de 290kHz où la transmission devient très faible. Il apparaît clairement qu'en présence du stub, la transmission à travers le guide peut être altérée significativement par des phénomènes d'interférences. A la fréquence du zéro de transmission, l'onde entre dans le guide, pénètre à l'intérieur de la cavité puis se réfléchit au fond du stub avant d'être renvoyée vers l'entrée du guide. Dans le même temps, le signal enregistré à la sortie du guide présente une transmission quasi nulle. En résumé, le mode propre de la cavité a été utilisé avantageusement pour introduire une fréquence interdite dans la bande passante du guide d'onde.

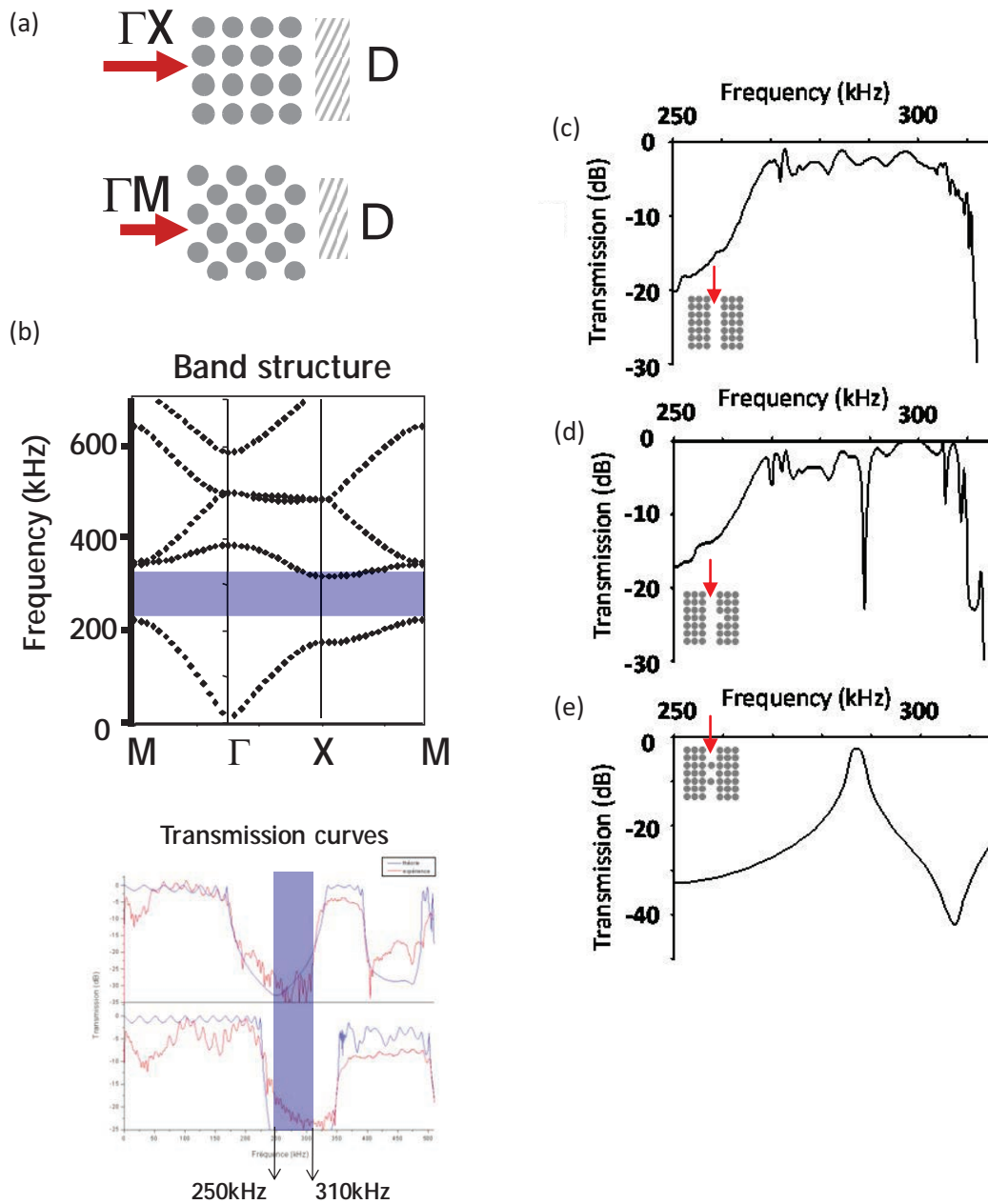


Fig. 1 : (a) Représentation schématique d'un cristal phononique formé de cylindres d'acier dans l'eau selon les directions principales de la zone de Brillouin  $\Gamma X$  et  $\Gamma M$  du réseau carré.  $D$  représente la position du détecteur. (b) Mise en évidence d'un gap absolu dans la gamme [250, 325kHz] à partir de la courbe de dispersion et de la courbe de transmission. (c, d, e) Spectres de transmission dans la gamme de fréquences [250, 325kHz] à travers (c) un guide droit (d) un guide couplé à une cavité latérale et (e) un guide couplé à une cavité interne.

Dans la troisième géométrie étudiée, nous considérons la même cavité placée à l'intérieur du guide. Comme nous pouvons le voir Fig. 1e, le spectre de transmission présente cette fois un pic de transmission à travers la bande interdite du cristal parfait dont la fréquence correspond à la fréquence de résonance de la cavité, soit 290kHz. Une cavité simple incorporée à l'intérieur du guide limite la transmission aux fréquences situées dans le voisinage de la fréquence propre de la cavité.

Ainsi, une même cavité peut avoir deux effets opposés selon qu'elle est incorporée à l'intérieur ou placée sur le côté du guide d'onde. L'application conduit à un filtre réjectif ou sélectif.

L'étude est complétée par un circuit de transfert de fréquences par effet tunnel. Le dispositif présenté schématiquement Fig. 2a est composé de deux guides d'onde parallèles couplés par un élément de couplage formé de deux cavités centrales. Celles-ci interagissent avec les guides par l'intermédiaire de stubs. L'objectif est de transférer une fréquence spécifique d'un guide à l'autre via l'élément couplant.

L'onde incidente est un pulse longitudinal avec un profil gaussien selon les directions X et Y. Dans la direction X, le signal incident couvre l'entrée du port 1, laissant le port 4 sans excitation. Les courbes de transmission, représentés figure 2b, ont été enregistrées aux ports 2, 3 et 4. Nous observons que la transmission directe par le port 2 tombe à zéro à la fréquence de 290kHz. Au même moment, un pic significatif de transmission apparaît à la sortie 3 d'une amplitude comparable à la perte d'amplitude de la sortie 2. La transmission au port 4 reste très faible à la fréquence de 290kHz. Cela signifie que, à la fréquence de 290kHz, le signal entrant par le port 1 est essentiellement transféré dans le second guide vers la sortie 3, laissant les autres sorties (2 et 4) avec un signal extrêmement faible. En d'autres termes, le signal incident est transmis par effet tunnel à travers l'élément couplant dans le second guide. On note que la fréquence de 290 kHz correspond au mode de résonance de la cavité, qu'elle soit située sur le côté (figure 1b) ou à l'intérieur du guide (figure 1c). L'élément couplant proposé pour le démultiplexage présente lui aussi une fréquence de résonance à 290kHz.

Pour obtenir une confirmation directe du phénomène de démultiplexage, nous avons simulé une onde incidente monochromatique à la fréquence de 290kHz. La cartographie de champ de déplacement pour la composante longitudinale de l'onde acoustique est présentée figure 2d. Le transfert de l'onde incidente du port 1 vers le port 3 est clairement observé ainsi qu'une absence de signal aux ports 2 et 4.

Nous avons vérifié expérimentalement ces prédictions théoriques par une mesure des transmissions dans le domaine ultrasonore correspondant à un paramètre de maille du réseau phononique de 2.5mm (Fig. 2d). Il s'agit d'un travail réalisé en collaboration avec l'institut FEMTO de Besançon. Les observations ont montré un bon accord entre l'expérience et la théorie.

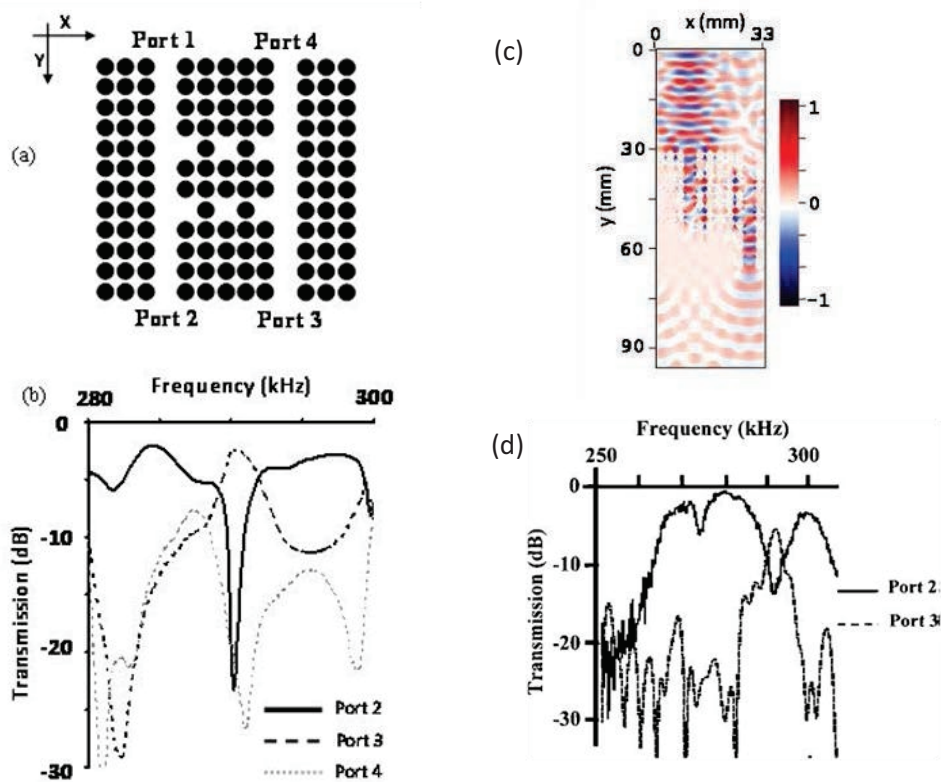


Fig. 2 : (a) Vue schématique d'un cristal phononique formé de deux guides d'onde parallèles reliés entre eux par un élément couplant constitué de deux lacunes. Les stubs le long des guides assurent l'efficacité du couplage. Les extrémités des guides sont labellisées de 1 à 4. (b) spectres de transmission aux ports 2, 3 et 4 pour un signal gaussien venant du port 1. A la fréquence de 290kHz, l'onde incidente passe du premier au second guide. (c) Carte du champ de déplacement  $U_y$  à la fréquence monochromatique 290kHz. Le champ de déplacement est moyenné sur une période d'oscillation. La couleur rouge (bleue) correspond à la valeur positive (négative) du champ de déplacement. (d) Mesures expérimentales de la transmission à travers le dispositif de la Fig. 2a.

### 1.3.2 Guidage, filtrage et démultiplexage par résonances locales

L'objectif est d'obtenir un filtre sélectif présentant une fréquence facilement ajustable. Ce type de cristal phononique peut trouver des applications dans le domaine des capteurs. Dans le cristal phononique précédent, nous avons proposé l'insertion d'une cavité à l'intérieur du guide. L'objectif de ce paragraphe est d'obtenir le filtrage d'une gamme de plusieurs fréquences ajustables par la géométrie ou les propriétés physiques du cristal phononique. Pour cela, le dispositif choisi pour l'étude du filtre sélectif repose sur l'effet de transmission de modes de résonances localisés [14, 15]. Notons qu'une étude similaire à trois dimensions sur les résonances locales dans des sphères creuses a été menée en collaboration avec R. Sainidou durant son post-doc dans l'équipe [16]. Dans l'étude à 2 dimensions [14, 15], le cristal phononique parfait étudié reste identique au précédent, à savoir des cylindres d'acier dans l'eau disposés en réseau carré. Le paramètre de maille



a été choisi à  $5\text{mm}$  et le rayon des cylindres à  $2.3\text{mm}$ , soit un facteur de remplissage de 66%. Ces paramètres géométriques permettent d'obtenir un large gap de fréquences interdites dans la direction  $TX$  de la zone de Brillouin dans la gamme de fréquence  $[105, 250\text{kHz}]$ . Dans le dispositif présenté figure 3a, nous avons remplacé les cylindres pleins par des cylindres creux de rayon intérieur  $r_i$ . La courbe de transmission est présentée figure 3b pour une valeur de  $r_i=1.2\text{mm}$  lorsque les cylindres sont remplis du même fluide que la matrice (eau). Nous remarquons que la largeur du gap est très peu modifiée mais le fait le plus marquant est de créer, à l'intérieur du gap, une bande étroite de transmission qui présente un bon facteur de qualité. La fréquence de cette bande peut être modifiée en changeant les paramètres géométriques (i.e. le rayon intérieur des cylindres) ou physiques (i.e. le fluide à l'intérieur des cylindres). La courbe de transmission en traits discontinus de la Fig. 3b a été obtenue en remplissant les cylindres de mercure à la place de l'eau.

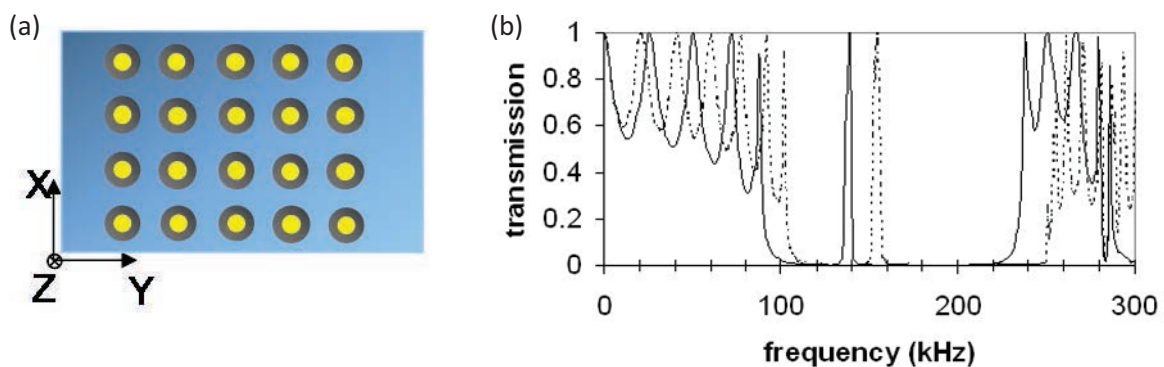


Fig. 3 (a) Représentation schématique d'un cristal phononique 2D formé de cylindres d'acier creux insérés dans une matrice d'eau. (b) courbes de transmission correspondante pour la valeur  $r_i=1.2\text{mm}$  du rayon interne et pour des cylindres creux remplis d'eau (ligne continue) ou de mercure (ligne discontinue).

Ce cristal phononique formé de cylindres creux offre ainsi un moyen efficace de filtrage sélectif en fréquence. La valeur de la fréquence peut être ajustée en changeant le rayon intérieur des cylindres ou la nature du fluide contenu dans les cylindres. Dans ce dernier cas, la variation de la fréquence pourrait être réalisée de manière passive mais également de manière active par injection dynamique des fluides dans les cylindres.

Ce dispositif offre l'opportunité de transmettre plusieurs fréquences sélectives de manière confinée à l'intérieur de guides d'ondes élastiques. L'illustration est faite sur un guide d'onde constitué de cylindres creux présentant alternativement des diamètres intérieurs différents. Ce guide est inséré dans un cristal phononique formé de cylindres pleins insérés dans une matrice d'eau (Fig. 4a).

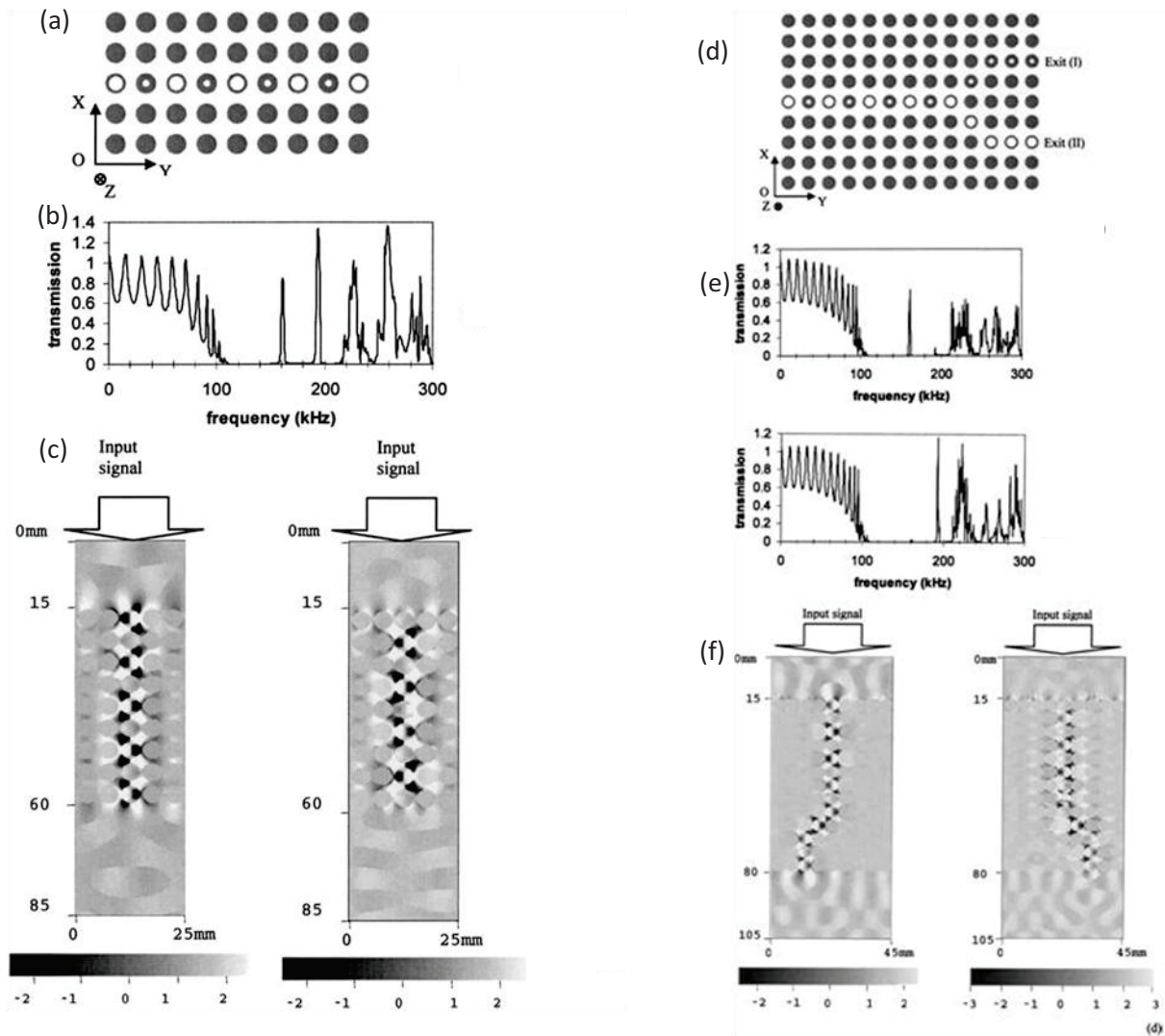


Fig. 4 : (a) Représentation schématique d'un guide d'onde créé dans un cristal phononique composés de cylindres d'acier pleins dans une matrice d'eau. Le guide est formé de cylindres creux de rayons intérieurs 1.2mm et 1.0mm positionnés en alternance. (b) Transmission à travers le guide mixte. Cartographie du champ de déplacement pour le guide alterné aux fréquences monochromatiques 161kHz (gauche) et 194kHz (droite). (d) Vue schématique du guide d'onde de forme Y. La partie gauche du guide contient deux types de cylindres avec des rayons internes  $r_1=1.2\text{mm}$  et  $r_2=1.0\text{mm}$  en alternance. Chaque branche du Y contient un seul type de cylindre creux pour permettre la séparation des deux bandes passantes étroites. (e) Courbes de transmission lorsque le détecteur est placé à la sortie (I) (haut) et à la sortie (II) (bas). (f) Représentation des cartes de champ de déplacement aux fréquences monochromatiques 161kHz (gauche) et 194kHz (droite).

La transmission à travers ce système est présentée Fig. 4b. Le spectre montre, à l'intérieur du gap la présence de deux bandes étroites de fréquence. Dans le but d'identifier l'origine de ces deux pics, nous avons calculé la distribution des champs de déplacement lorsque le système est excité de manière monochromatique à la fréquence centrale des deux pics. Ces cartographies, représentées Fig. 4c, montrent que pour la fréquence la plus basse, les champs de déplacement sont concentrés

dans le guide, autour des cylindres dont le rayon est le plus grand. Inversement, pour le pic à haute fréquence, les champs de déplacement se situent autour des cylindres de faible rayon intérieur. Des conclusions similaires sont obtenues lorsque le guide mixte est constitué de cylindres creux de même diamètre mais contenant alternativement des fluides différents.

Dans le paragraphe précédent, nous avons démontré la possibilité d'un transport simultané de deux bandes étroites de fréquences différentes dans un même guide. L'exemple qui suit permet d'ajouter à ce principe de superposition celui de la séparation de bandes. Pour cela, nous présentons les propriétés de démultiplexage par l'étude d'un guide d'onde de forme Y (Fig. 4d). La première partie du dispositif reprend le guide précédent dans lequel nous avons positionné de manière alternative deux séries de cylindres de rayon interne de taille différente. Ce guide permet le transport de deux bandes de fréquence associées à la géométrie propre de chacun des cylindres creux. Ce guide d'onde mixte est ensuite divisé à son extrémité en deux branches. Chaque branche est constituée de cylindres creux dont le rayon interne correspond à l'un des rayons internes du guide mixte. Nous avons calculé la transmission à la sortie de chaque branche du Y (Fig. 4e). Les spectres montrent clairement que les deux bandes superposées, transportées par le guide mixte, se retrouvent maintenant séparées et dirigées vers une sortie propre du guide Y. La représentation des champs de déplacement aux deux fréquences monochromatiques associées aux bandes étroites permet l'illustration du transport d'une part superposé dans le guide mixte et d'autre part divisé dans chacune des branches (Fig. 4f).

## **1.4 Cristaux phononiques 2.5D**

### **1.4.1 Bandes interdites**

Dans la continuité du travail précédent, la structure infinie (2D) précédente a été élargie au concept des cristaux phononiques de hauteur finie, nécessitant une simulation à trois dimensions. Des travaux récents ont traité le cas des modes de surface de structures 2D semi infinies [17-20] et, en particulier, l'existence de gaps de fréquences absolues [21]. Quelques travaux ont démarré sur l'investigation des courbes de dispersion dans les membranes libres formées de cristaux phononiques 2D [22-24]. L'existence de gap absolu devrait s'avérer très utile pour l'introduction de fonctionnalités comme le guidage ou le filtrage dans les structures intégrées. Les deux structures de plaques présentées ci-dessous ont nécessité l'adaptation de codes de calcul à trois dimensions (FDTD, PWE). Certains calculs ont également été réalisés au moyen de la méthode des éléments finis. L'exemple le plus usuel mais pour lequel l'existence de gaps n'avait pas été montrée (plusieurs papiers simultanés en 2006) est celui d'une membrane solide percée de trous. L'objectif de l'étude

repose sur les conditions d'obtention et de comportement de gaps absolus dans ce type de géométrie. L'existence de bandes de fréquences interdites ouvre la voie vers différents types de fonctionnalités comme le guidage ou le filtrage dans des structures de circuits intégrés. Rappelons que ce genre de dispositifs peut opérer aux fréquences des télécommunications (de l'ordre de 1 GHz) lorsque le paramètre de maille du cristal phononique est de l'ordre de grandeur du micron, dimensions couramment atteintes par les techniques de lithographie.

Le cristal phononique étudié [25, 26] est constitué d'un réseau carré de trous, de rayon  $r$ , percés dans une membrane piézoélectrique (PZT) d'épaisseur  $e$  (Fig. 5a). Cette étude a été réalisée en collaboration avec A.-C. Hladky Hennion qui a réalisé les simulations par éléments finies à l'aide du logiciel de calcul 'ATILA'. Comme pour les cristaux phononiques infinis, l'existence d'un gap dans une structure de bandes dépend des paramètres élastiques des constituants aussi bien que des paramètres géométriques. Dans le cas de la plaque, il est possible de faire varier les paramètres de maille  $a$  du cristal, le facteur de remplissage  $\beta$ , l'épaisseur de la plaque  $e$  ou la forme des inclusions (cylindres de section elliptique, carrée...). Dans le cas du cristal infini, les paramètres ont été choisis de manière à faire apparaître un gap absolu pour la propagation des ondes dans le plan perpendiculaire aux cylindres. Nous avons montré qu'un tel gap dans la structure de bande de la plaque structurée était conservé à condition que l'épaisseur finie  $e$  de la plaque soit du même ordre de grandeur que le paramètre de maille  $a$  du cristal. Typiquement, les gaps absolus disparaissent lorsque l'épaisseur de la membrane est inférieure à  $0.5a$  et supérieure à  $1.5a$ . Ce comportement peut être compris sur la base du confinement des modes dans l'épaisseur de la plaque et les contraintes imposées par les surfaces libres sur les vecteurs d'onde perpendiculaires aux surfaces.

Un exemple de courbe de dispersion est présenté Fig. 5a pour une membrane de PZT percée par des trous d'air dont le réseau est de symétrie carrée. Avec les paramètres géométriques suivants ( $a=0.77\mu\text{m}$ ,  $e=0.77\mu\text{m}$ , et  $\beta=0.7\mu\text{m}$ ), la structure de bande de la plaque présente un gap absolu dans la gamme de fréquence [1.1808GHz, 1.3072GHz].

Dans le cas de la membrane, le gap absolu est obtenu pour un facteur de remplissage  $\beta=0.7$ . Ce fort facteur de remplissage conduit à une distance très faible entre les inclusions ( $r/a=0.47$ ) ce qui rend difficile et fragile la réalisation et l'utilisation expérimentale de ce type de structure. Dans le but de rigidifier la structure et de faciliter sa manipulation, il serait plus approprié de déposer la membrane sur un substrat (Fig. 5b). Cependant, le substrat devra être choisi de manière à confiner au mieux les ondes à la surface, à l'intérieur de la membrane phononique. Nous avons proposé d'utiliser un substrat de silicium du fait de ses valeurs de vitesses du son plus importantes que celles du PZT. La Fig. 5b donne la courbe de dispersion de la membrane phononique air/PZT déposée sur un substrat de silicium. Les traits solides représentent les lignes du son du silicium pour les ondes de polarisation transverse dans un milieu homogène et infini. À l'extérieur de ces lignes, les ondes peuvent se

propager dans le substrat de silicium. En dessous de ces lignes, les ondes sont confinées dans la plaque de cristal phononique. Autour des fréquences de  $1.5\text{GHz}$ , il apparaît une région large en vecteur d'onde où l'on n'observe aucun mode de vibration de la plaque, principalement selon la direction de propagation  $XM$ . Ce domaine de fréquence se comporte alors comme un gap absolu de surface.

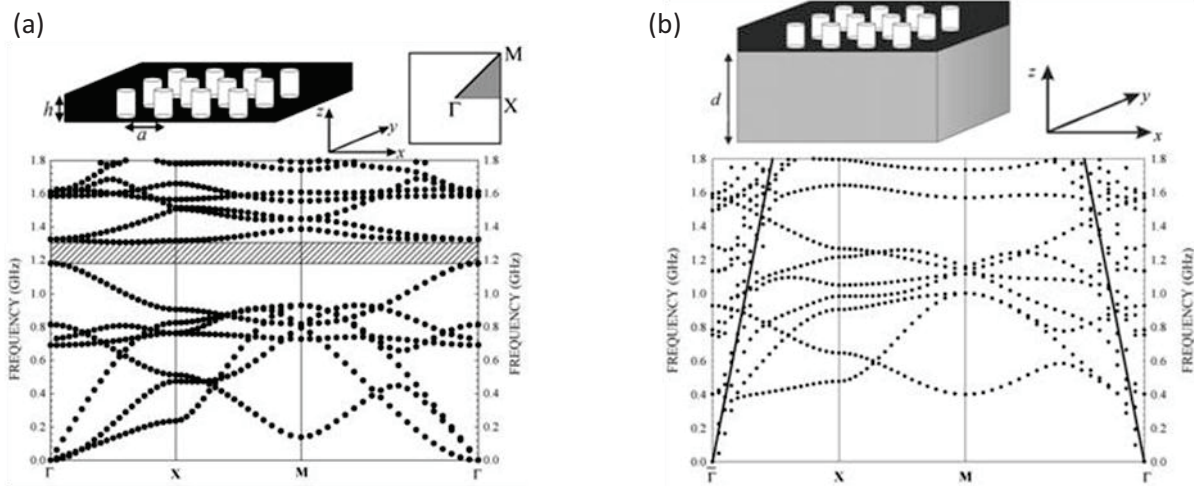


Fig. 5: (a) (haut) Schéma de la plaque phononique de PZT5A libre d'épaisseur  $h$  percée de trous en réseau carré. (bas) structure de bandes calculée par éléments finies pour une épaisseur  $h=a=0.77\mu\text{m}$ . (b) (haut) plaque phononique déposée sur un substrat homogène d'épaisseur  $d$ . (bas) Structure de bande pour un substrat de silicium d'épaisseur  $d=5a$ . Les droites solides représentent les branches de l'onde transverse dans du silicium homogène et infini.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à une nouvelle structure de membrane phononique constituée d'une plaque homogène sur laquelle nous avons déposé des cylindres de hauteur finie [27] (Fig. 6a). L'étude de cette nouvelle structure, menée simultanément par Hsu et Wu [28, 29], porte comme précédemment sur l'existence et le comportement des bandes de fréquences interdites. L'étude de référence a été menée sur des cylindres d'acier déposés sur une plaque de silicium. Le paramètre de maille du cristal est choisi égal à  $1\mu\text{m}$ .

La Fig. 6b donne la structure de bande calculée pour une propagation dans le plan  $(x,y)$ , le long des principaux axes de symétrie de la zone de Brillouin. Nous trouvons une bande interdite absolue autour de  $2\text{GHz}$ , en accord avec la période de la structure et qui correspond à un gap de type 'réflexion de Bragg'. Nous pouvons remarquer que ce type de gap a été observé dans la géométrie de la plaque percée (Fig. 5a). Le nouveau point observé ici concerne plutôt la présence d'un gap à basse fréquence pour lequel la longueur d'onde acoustique dans les milieux constituant est dix fois plus grande que la taille de la cellule élémentaire (Fig. 6c). Ce résultat est à mettre en parallèle avec la même propriété obtenue à partir des matériaux à résonances locales [33] dans lesquels l'ouverture

du gap résulte du croisement de la branche acoustique avec une bande plate associée à une résonance locale de la structure (voir paragraphe 1.4).

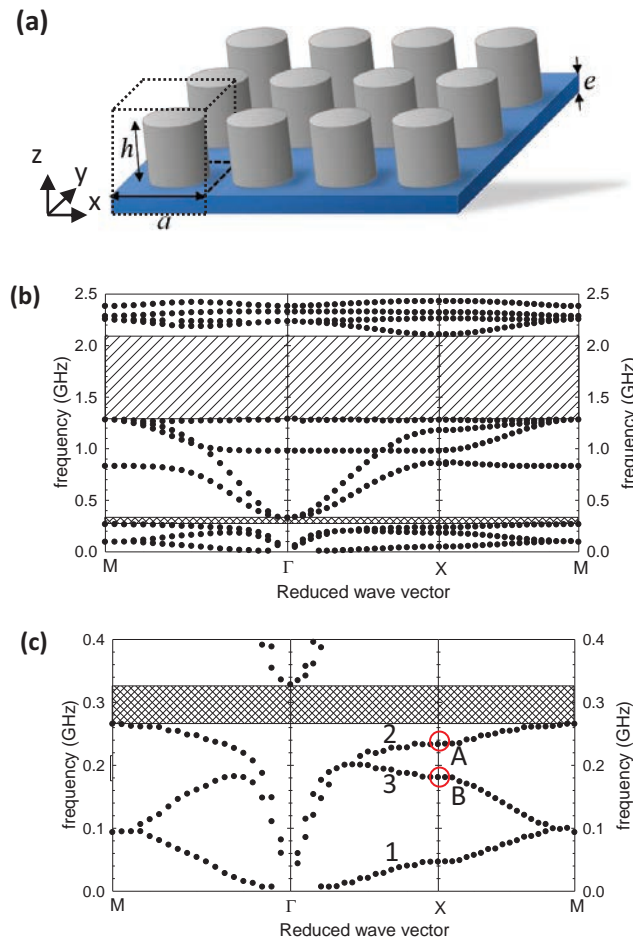


Fig. 6 : Schéma d'un cristal phononique constitué d'un réseau carré de cylindres fins déposés sur une fine plaque homogène :  $a$  représente le paramètre de maille,  $h$  la hauteur des cylindres,  $r$  le rayon et  $e$  l'épaisseur de la plaque. Le cube en pointillé représente une cellule élémentaire de la structure périodique. (b) Structure de bande dans la gamme de fréquences  $[0, 2.5\text{GHz}]$  pour des cylindres d'acier sur une plaque de silicium obtenue pour les paramètres géométriques :  $a=1\mu\text{m}$ ,  $h=0.6\mu\text{m}$  et  $e=0.1\mu\text{m}$ . (c) Amplification de la courbe (a) dans la gamme de fréquence  $[0, 0.4\text{GHz}]$ . Les points A et B correspondent respectivement aux extrémités des branches de dispersion 2 et 3, à la limite X de la zone de Brillouin.

Bien entendu, l'existence, la position et la largeur du gap à basse fréquence dépendent fortement des choix des paramètres géométriques et physique impliqués dans la structure et en particulier de l'épaisseur de la plaque et de la hauteur des plots. Dans cette géométrie carrée, l'existence de ce gap nécessite une épaisseur de la membrane très inférieure au paramètre de maille. Une nouvelle étude montre que cette limitation peut être affranchie dans le cas d'un réseau triangulaire. Nous avons montré que le gap 'basses fréquences' était généré à partir d'une courbure des modes de Lamb symétrique (branche n°3) et 'shear horizontal' (branche n°2). L'ouverture du gap est étroitement liée



au déplacement et à la courbure de la branche 3. L'analyse des modes propres de vibration montre un champ de déplacement distribué à la fois dans les plots et dans la plaque (Fig. 7). La courbure de la branche 2 est associée à une oscillation du plot dans le sens de propagation alors que celle de la branche 3 est associée à une oscillation du plot perpendiculairement au sens de propagation.

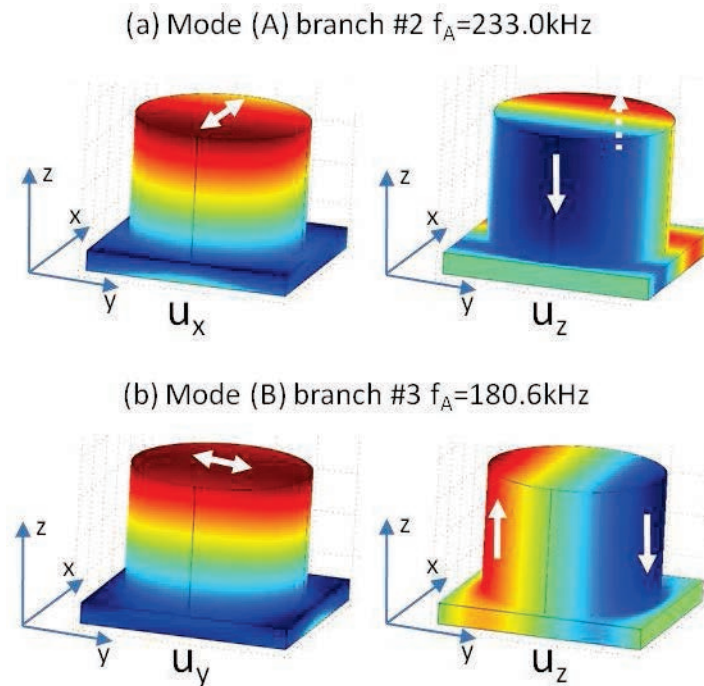


Figure 7 : Représentation des modes propres aux points A et B de la figure 6c.

Nous avons complété l'étude par une recherche de gap dans le domaine des fréquences audibles. Pour atteindre cet objectif nous avons ramené par une loi d'échelle la taille du système dans le domaine centimétrique. En effet, un paramètre de maille de  $a=1\text{cm}$  conduit à l'émergence du gap 'basse fréquence' autour de 3kHz. Des valeurs plus basses du gap ont été obtenues à partir d'une étude mettant en jeu différents types de matériaux constituant la plaque et/ou les plots. D'une manière générale, les gaps les plus basses fréquences ont été obtenus pour des cylindres de forte densité et constantes élastiques sur des plaques de faible densité et constantes élastiques. Dans l'exemple de la Fig. 8, la courbe de dispersion, obtenue pour des cylindres de tungstène sur une plaque d'époxy conduit, pour un paramètre de maille  $a=1\text{cm}$ , à une fréquence centrale de gap dans le domaine audible, autour de 4KHz. Ce résultat est à mettre en parallèle avec les matériaux à résonances localisées dont nous parlerons dans la section 1.5.

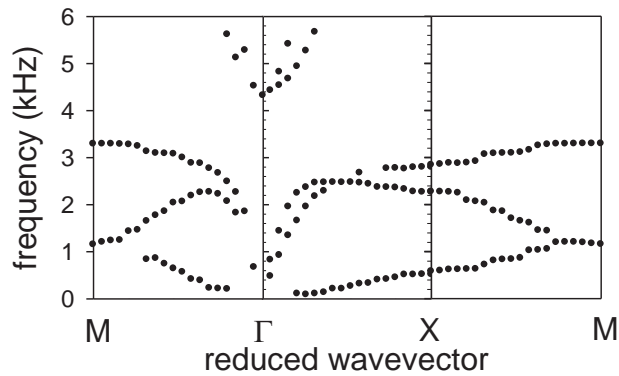


Fig. 8 : Structure de bandes dans le domaine de fréquences  $[0, 6\text{kHz}]$  pour des cylindres de tungstène déposés sur une plaque d'époxy. Le paramètre de maille est  $a=1\text{cm}$ , la hauteur des plots  $h=0.6\text{cm}$  et l'épaisseur de la plaque  $e=0.1\text{cm}$ .

### 1.4.2 Guide et modes confinés

Tout comme dans les cristaux phononiques infinis à 2 dimensions notre attention s'est portée sur les propriétés de guidage des ondes à travers un guide linéaire créé à l'intérieur des plaques phononiques. Les structures précédentes ont été étudiées, à savoir la plaque percée, déposée ou non sur un substrat, puis les plots sur la membrane. Nous nous sommes limités à la direction  $\Gamma X$  de la zone de Brillouin que nous choisirons comme direction de propagation des ondes élastiques à l'intérieur du guide d'onde.

La première partie du paragraphe reprend donc le système de la membrane de PZT percée [26] d'épaisseur  $h=a$  dans laquelle nous avons soustrait une rangée de trous à la structure périodique parfaite de manière à former un guide linéaire (Fig. 9a).

Les calculs ont été effectués par éléments finis en collaboration avec le groupe acoustique de l'IEMN, à partir d'une super-cellule de largeur  $(a \times 7a)$  (Fig. 9a). A titre de comparaison, nous avons également réalisé le calcul pour une cellule parfaite contenant le même nombre de cylindres mais ne contenant pas de guide. Les courbes de dispersion sont présentées Fig. 9b respectivement pour chacun des deux systèmes. Pour le système parfait, notons que l'augmentation du nombre de courbes de dispersion en comparaison avec la Fig. 5a est le résultat du repliement des courbes de dispersion dans la zone de Brillouin réduite associée à la super-cellule. Nous pouvons remarquer que dans ces deux figures, le gap est le même, autour de 1.3 GHz. Par comparaison, la structure de bandes de la Fig. 9a relative à la plaque percée contenant le guide d'onde, présente des branches additionnelles à l'intérieur de la bande de fréquences interdites. Ces nouvelles branches correspondent à des modes localisés dans le guide d'onde. Ceci signifie que ces modes se propagent



le long du guide tout en ne s'échappant pas dans le cristal phononique environnant. La Fig. 9b donne, à titre d'illustration, une cartographie du mode indiqué par A dans la Fig. 9a. La représentation du module du champ de déplacement élastique montre clairement que le mode propre reste confiné à l'intérieur du guide et pénètre seulement faiblement dans les rangées du cristal voisines du guide.

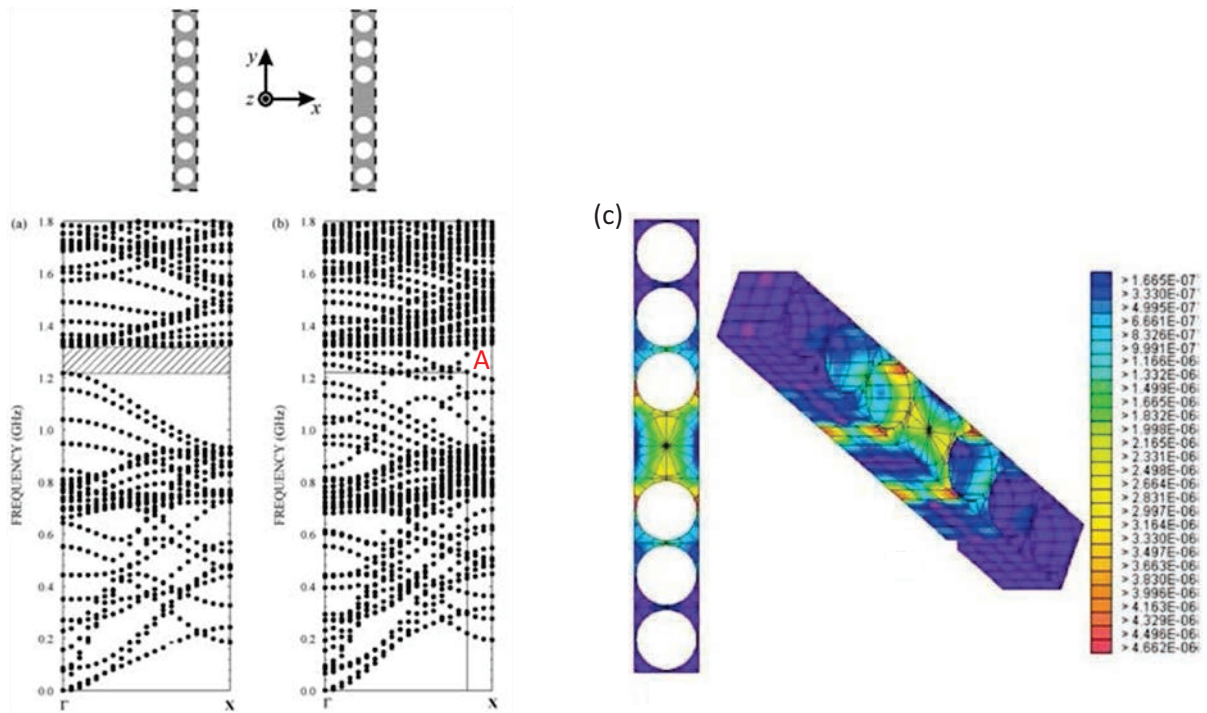


Fig. 9 : (a, b) Structure de bande le long de la direction  $\Gamma X$  de la zone de Brillouin calculée à partir d'une super-cellule élémentaire ( $1 \times 7$ ) pour (a) la plaque phononique parfaite et (b) la plaque phononique contenant un guide d'onde. Les inserts représentent les cellules ( $1 \times 7$ ) considérées dans chaque cas. (c) Cartographie du module du champ de déplacement pour un guide d'onde au point A de la Fig. 8b, pour une fréquence 1.221 GHz et un vecteur d'onde  $3.468 \mu\text{m}^{-1}$ . La couleur rouge correspond au maximum de déplacement alors que le bleu correspond au minimum.

Nous avons vu que, pour des raisons pratiques vis-à-vis de la fabrication comme de l'utilisation, il pouvait s'avérer utile de déposer la membrane précédente sur un substrat semi-infini. Nous avons démontré que le silicium était un bon candidat du fait de son importante vitesse du son, permettant ainsi de confiner les ondes à la surface, dans la membrane phononique. Cette étude est maintenant complétée par l'introduction du guide par omission d'une rangée de trous dans la structure parfaite du cristal. Les Fig. 10a et b illustrent respectivement les structures de bandes pour la plaque phononique déposée sur substrat sans et avec défaut.

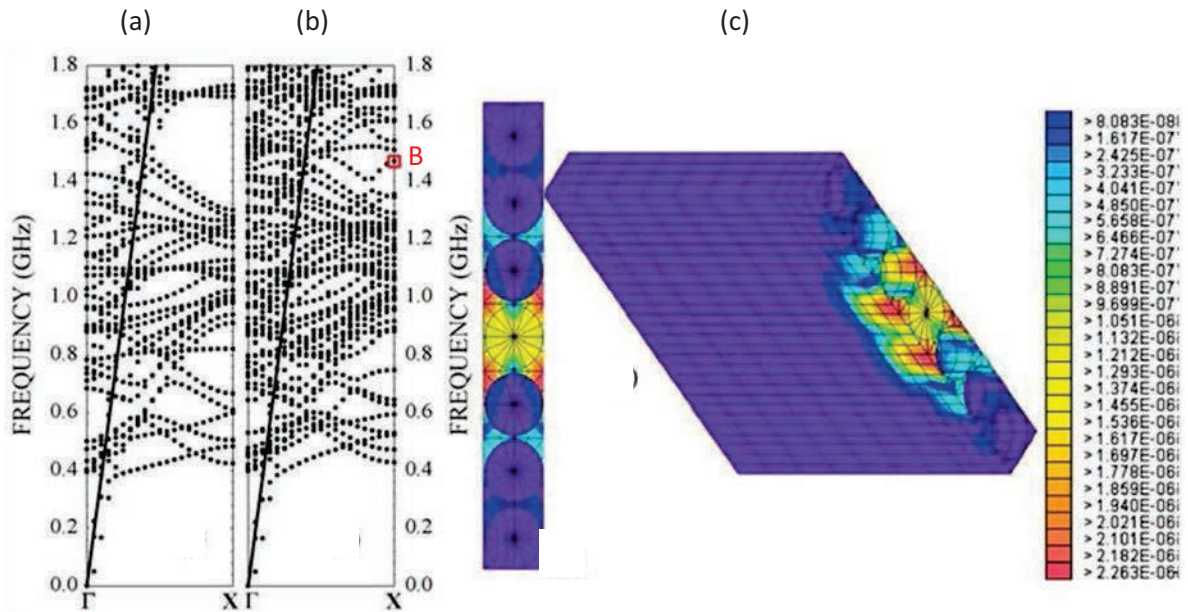


Figure 10 : (a) Structure de bande le long de la direction IX de la zone de Brillouin calculée à partir d'une super-cellule élémentaire (1x7) pour (a) la plaque phononique parfaite Air/PZT déposée sur le substrat de silicium (b) la plaque supportée contenant un guide d'onde obtenu en remplissant de PZT le 4<sup>ème</sup> cylindre de la super cellule élémentaire. L'épaisseur du substrat est la même que dans la Fig. 5b, c'est-à-dire  $d=5h=5a$ . Le carré rouge indique la position du mode guidé analysé en (c). (c) Cartographie du module du champ de déplacement pour un guide d'onde au point B de la Fig. 9b, pour une fréquence 1.469 GHz et au point X de la zone de Brillouin. La couleur rouge correspond au maximum de déplacement alors que le bleu correspond au minimum.

Comme précédemment, le calcul a été effectué sur une super-cellule ( $a \times 7a$ ) ce qui conduit à un repliement de bandes du fait de la plus petite zone de Brillouin. Néanmoins, le gap est conservé si l'on compare les structures de bandes des figures 10a et 5b. Dans la Fig. 10b, nous observons des modes de vibration additionnels à l'intérieur de la bande interdite lorsque la structure présente un guide d'onde. Nous avons représenté Fig. 10c le champ de déplacement de la plaque phononique déposée sur substrat au point B de la zone de Brillouin. Cette cartographie montre que le mode propre est parfaitement confiné, à la fois latéralement et verticalement. Ceci signifie que le mode de guide ne pénètre ni dans le cristal phononique, ni dans la plaque de silicium.

Enfin, nous avons créé un guide en enlevant une rangée de plots dans le dispositif de la membrane structurée avec des plots [27]. Rappelons que ce système possède deux types de bandes interdites respectivement à hautes et basses fréquences. Par rapport au cas précédent, l'enjeu est ici de propager non seulement dans le gap de type Bragg mais en plus d'étendre les propriétés de guidage aux basses fréquences pour lesquelles la longueur d'onde est un ordre de grandeur supérieure aux dimensions géométriques de la cellule élémentaire. Pour cette étude, la largeur du guide,  $\delta$ , a été

choisie comme un paramètre variable. La Fig. 11a montre la structure de bande dans la direction  $\Gamma X$  pour une largeur de guide de  $0.55a$ . La courbe de dispersion présente trois branches additionnelles à l'intérieur du gap haute fréquence alors qu'il n'apparaît aucune branche supplémentaire dans le gap basse fréquence. L'augmentation de la largeur du guide conduit à un abaissement des fréquences des modes de guide.

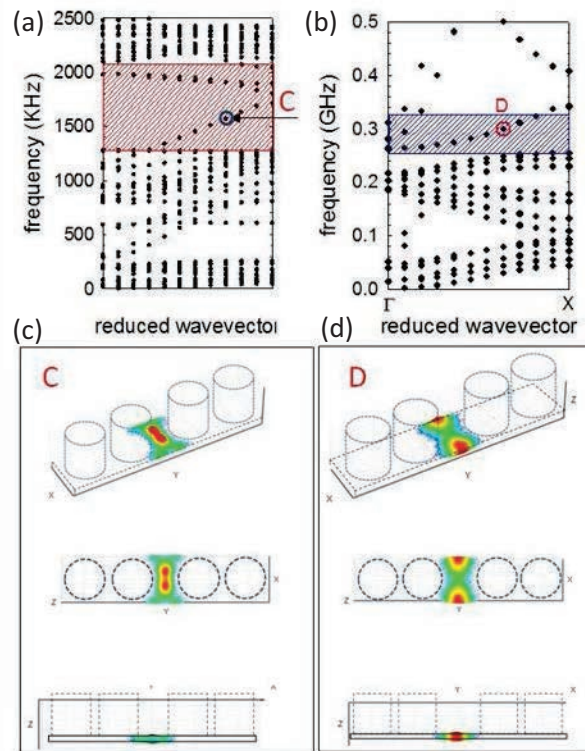


Fig. 11 : (a, b) Structure de bandes dans la direction  $\Gamma X$  pour un cristal phononique constitué de cylindres d'acier déposés sur une plaque de silicium dans lequel nous avons créé un guide d'onde en enlevant le plot au centre de la super-cellule ; (a) est calculée pour une largeur de guide  $\delta=0.55a$  et représentée dans la gamme de fréquences  $[0 ; 2,5\text{GHz}]$  ; (b) est calculée pour  $\delta=1.05a$  et représentée dans la gamme  $[0 ; 0,5\text{GHz}]$ . Les aires hachurées en rouge et en bleu indiquent la position des gaps absolus du cristal parfait. (c, d) Cartographies du module du champ de déplacement calculées aux points C et D. Dans l'échelle de couleur, le bleu et le rouge correspondent respectivement aux valeurs minimales et maximales.

La Fig. 11b montre la structure de bande pour une valeur de  $\delta=1.05a$ . Nous notons cette fois la présence d'une branche supplémentaire à l'intérieur du gap basses fréquences. Ces branches supplémentaires correspondent à des modes de vibration localisés dans le guide. De manière à montrer le confinement de ces modes à l'intérieur du guide d'onde, nous avons effectué le calcul des modules des champs de déplacement aux points C et D. Les cartographies, représentées

respectivement Fig. 11 c et d montrent un excellent confinement du champ acoustique à l'intérieur du guide sans débordement sur le reste de la structure phononique. Nous avons donc réalisé ici un guidage acoustique dans le gap de type Bragg comme dans le cas de la plaque percée. La nouveauté ici a été de mettre en évidence les propriétés de guidage dans la bande interdite basses fréquences c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde incidente est d'environ dix fois plus grande que le paramètre de maille du cristal.

### 1.4.3 Transmission

Dans ce dernier système, nous avons étendu l'étude des courbes de dispersion aux calculs des coefficients de transmission. Les calculs de transmission permettent de se rapprocher du concept expérimental de caractérisation comme par exemple les techniques de mesure par interférométrie laser. Nous nous sommes intéressés à la transmission de l'onde de Lamb symétrique longitudinale  $S_0$  à travers une membrane en silicium recouverte de plots d'acier [30]. Différentes structures de défauts linéaires ont été envisagées avec pour enjeu la mise en évidence d'une transmission guidée dans les deux types de gaps, à hautes et à basses fréquences (Fig. 12).

Le cas le plus classique, évoqué ci-dessus, a été de retirer une rangée de plot au cristal parfait (Fig. 12a). La figure 12b représente respectivement les courbes de transmission des polarisations longitudinale  $U_y$  et verticale  $U_z$  du champ de déplacement à la sortie du guide. La courbe de transmission à travers le cristal parfait a été reproduite à l'aide de lignes discontinues rouge et la position des gaps par des espaces hachurés en bleu.

L'observation de la figure 12b permet de voir une transmission de l'onde acoustique à travers le gap hautes fréquences pour la composante  $U_y$  du champ de déplacement, de même nature que l'onde initiale. Pour le gap basse fréquence, c'est l'inverse qui se produit : le signal transmis présente une composante principalement  $U_z$ . A noter que l'amplitude transmise correspond à une valeur de 50% du signal initial. Nous assistons donc à une transmission par conversion de polarisation partielle du signal d'excitation dans le gap basses fréquences. L'analyse de la courbe de dispersion montre la présence de nombreuses branches de dispersion à l'intérieur des deux gaps (Fig. 12c). Seules certaines d'entre elles vont participer à la transmission de l'onde de Lamb symétrique  $S_0$ . Pour transmettre, ces branches devront présenter la bonne symétrie et posséder une composante avec la bonne polarisation. Une analyse complète des amplitudes des champs de déplacement (Fig. 12d) ont permis d'identifier les branches actives qui ont conduit à la transmission du signal d'excitation.

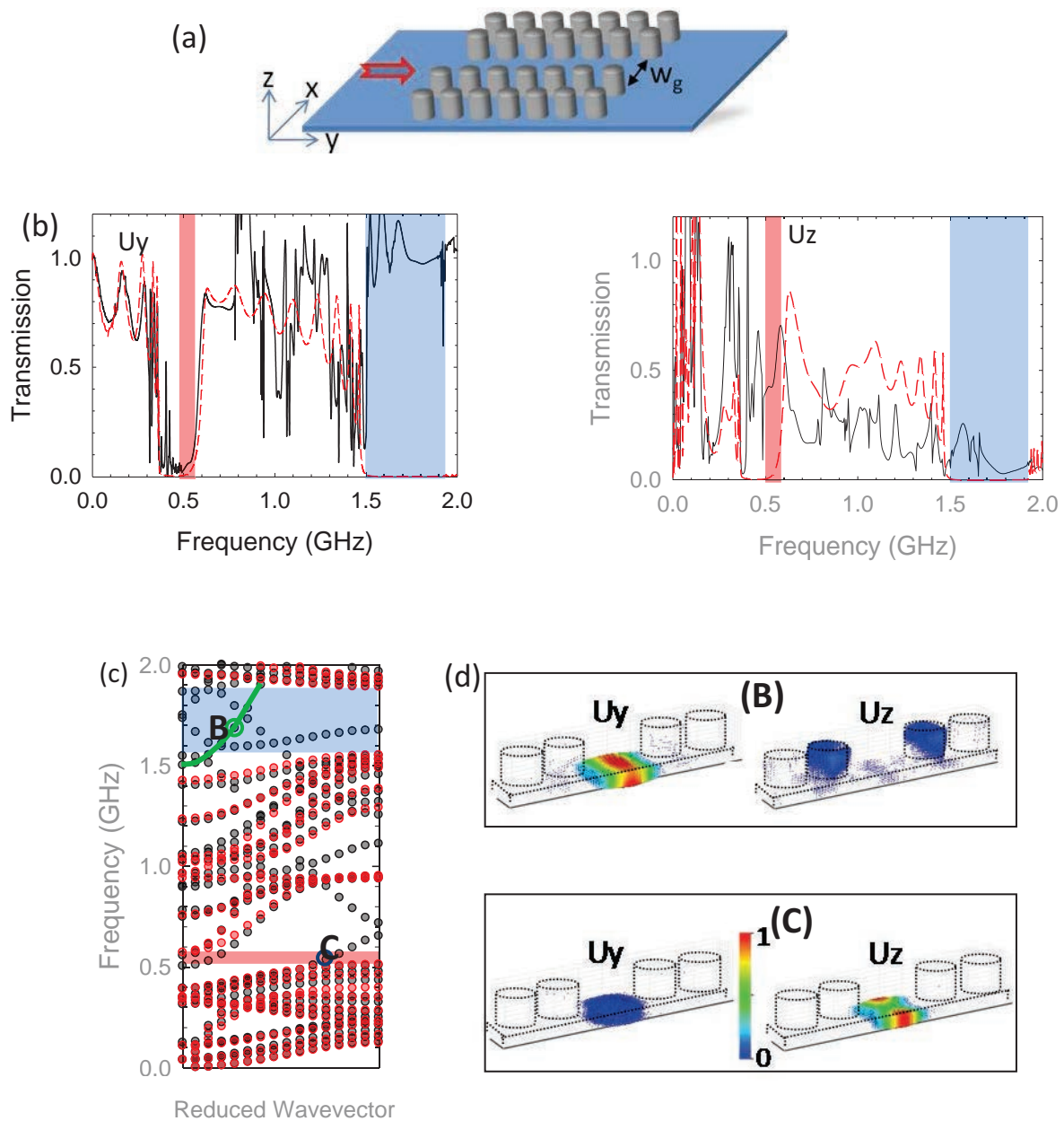


Fig. 12 : (a) vue schématique d'un guide d'onde linéaire ;  $w_g$  correspond à la largeur ajustable du guide. (b) ligne continue noire : coefficient de transmission enregistré à la sortie du guide d'onde pour les polarisations  $U_y$  et  $U_z$ ; ligne discontinue rouge : transmission à travers le cristal phononique parfait. (c) Courbes de dispersion pour le cristal phononique avec (points noirs) et sans (points rouges) le guide linéaire pour une super cellule unitaire de 5 périodes dans la direction  $\Gamma X$  de la zone de Brillouin. (d) Représentation à 3D des modes propres aux points B et C pour les deux polarisations  $U_y$  et  $U_z$ . Dans l'échelle de couleur, le bleu (rouge) correspond aux valeurs faibles (élevées) du champ de déplacement, le blanc aux valeurs nulles.



La recherche du maximum de transmission pour les deux composantes du champ de déplacement, selon l'axe de propagation ( $U_y$ ) et selon la direction perpendiculaire à la membrane ( $U_z$ ), ont conduit à une proposition de deux types de structures guidantes.

Dans la première, nous avons étudié un guide d'onde obtenu en diminuant la hauteur des plots selon une rangée du cristal parfait. Nous avons montré une transmission de l'onde incidente longitudinale dans les deux types de gaps, à hautes et à basses fréquences avec un excellent confinement à l'intérieur du guide et ceci selon les deux composantes, parallèle et perpendiculaire à la membrane.

Dans la seconde structure, nous avons modifié les matériaux constituant une des rangées du cristal (Fig. 13a). La propagation dans les gaps hautes et basses fréquences a été obtenue respectivement pour un choix de cylindres dans le guide fait respectivement de silicium puis d'aluminium. Dans les Fig. 13b et d, nous présentons les courbes de dispersion et de transmission correspondant aux deux types de matériaux choisis, respectivement le Si et l'Al. Dans les deux cas, la transmission est obtenue pour les deux composantes du champ de déplacement. Ce résultat est confirmé par les calculs des vecteurs propres des branches actives en transmission (points A et B) qui montrent clairement une localisation du mode dans le guide de Si ou d'Al selon les deux composantes  $U_y$  et  $U_z$ . Enfin, cette conclusion est illustrée par le calcul des champs de déplacement aux fréquences monochromatiques correspondantes. Les figures 13 c et d représentent une vue en section au milieu de la plaque, à la coordonnée  $z=e/2$ . Nous observons dans chacun de ces cas un confinement de l'onde à l'intérieur du guide.

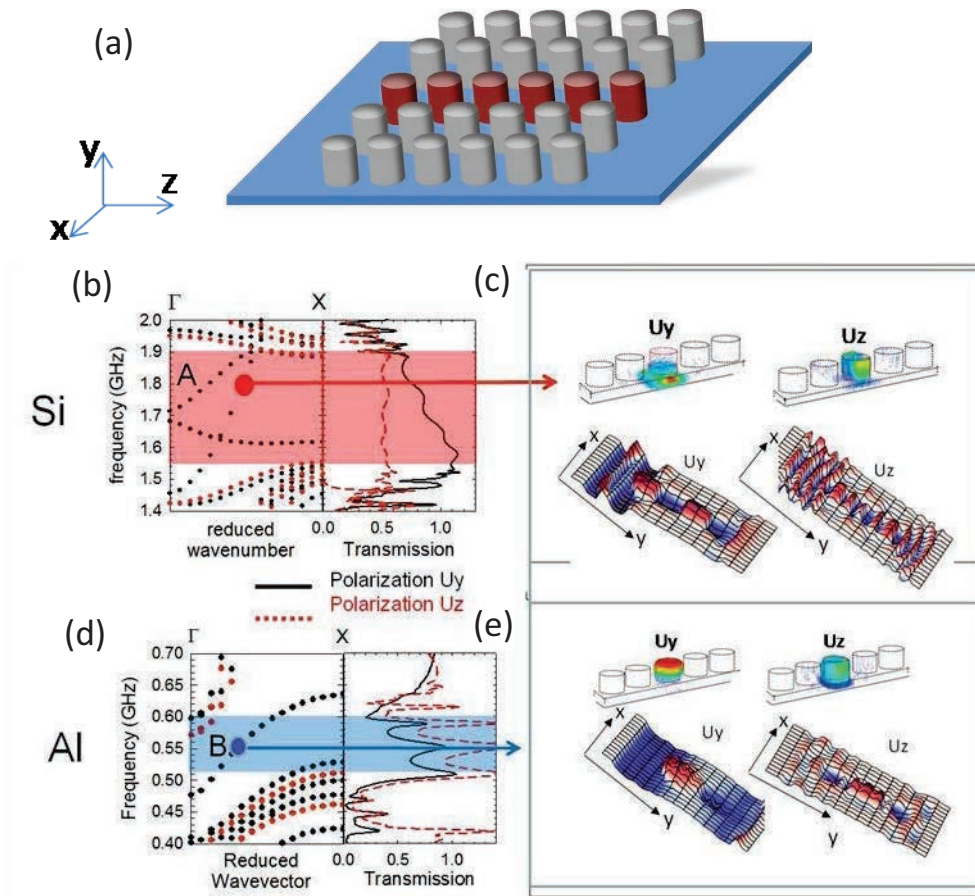


Fig. 13 : (a) Vue schématique d'un guide linéaire dont les plots sont constitués d'un matériau différent (représentés en rouge) du matériau constitutif du cristal phononique. (b) gauche : courbe de dispersion dans le régime hautes fréquences lorsque les plots formant le guide sont du Silicium. droite : courbe de transmission correspondante pour les composantes  $U_y$  et  $U_z$ . (c) Représentation du mode propre au point A et distribution des champs de déplacement dans le guide dans le plan  $(x, y)$ , pour une section  $z=e/2$  et pour la fréquence monochromatique  $f=1.751\text{GHz}$ . (d) gauche : courbe de dispersion dans le régime basses fréquences lorsque les plots formant le guide sont de l'aluminium. droite : courbe de transmission correspondante pour les composantes  $U_y$  et  $U_z$ . (e) Représentation du mode propre au point B et distribution des champs de déplacement dans le guide dans le plan  $(x, y)$ , pour une section  $z=e/2$  et pour la fréquence monochromatique  $f=0.5526\text{GHz}$ .

## 1.5 Cristaux phononiques à résonance locale

Dans la plupart des cristaux phononiques étudiés jusqu'à présent, les bandes interdites trouvent leur origine à partir des réflexions de Bragg résultant de la périodicité de la structure. Les longueurs d'ondes associées à ces gaps présentent alors un ordre de grandeur équivalent au paramètre de maille du cristal. Cependant, dans la structure de plots sur plaque [27], nous avons évoqué la possibilité d'obtenir des bandes interdites à basses fréquences pour lesquelles les longueurs d'onde sont dix fois plus grandes que le paramètre de maille du cristal. Ces bandes interdites basses fréquences sont associées à des résonances localisées dans chaque cellule unitaire. Ces méta-matériaux acoustiques peuvent trouver des applications dans le domaine de l'isolation acoustique. Dans ce champ d'application, l'intérêt principal consiste à trouver des structures qui atténuent la propagation du son à travers un échantillon dont l'épaisseur reste faible ou du même ordre que la longueur d'onde dans l'air. Plus récemment, ces méta-matériaux acoustiques ont trouvé un intérêt dans les applications de réfraction négative ou de cape d'invisibilité (cloaking) [31, 32].

Un certain nombre d'études récentes se sont orientées vers une nouvelle classe de cristaux phononiques, connus sous le nom de matériaux soniques à résonance locale (LRSM pour locally resonant sonic materials) introduit par Ping Sheng et al [33]. Ces matériaux sont formés d'un cœur solide, comme un métal, enrobé d'un polymère mou comme un caoutchouc. Cette inclusion est immergée dans un polymère solide comme l'époxy. L'étude des propriétés vibrationnelles de ces méta-matériaux ont permis de mettre en évidence des zéros dans les coefficients de transmission à de très basses fréquences, jusqu'à deux ordres de grandeur en dessous des fréquences de Bragg. Ces creux de transmission trouvent leur origine dans les résonances locales associées aux propriétés de la coquille en polymère. Ces comportements ont été obtenus à trois [33, 34] et à deux dimensions [35-37]. Cependant, la largeur de ces pics d'atténuation est en général faible et dans le but d'obtenir une bande d'atténuation large, il s'avère nécessaire de combiner plusieurs matériaux à résonances locales. Il est alors possible de superposer les différents creux de transmission associés à chaque matériau.

Dans ce qui suit, nous proposons de généraliser le cas de l'inclusion solide enrobée d'un polymère mou au cas d'un cylindre multicouche en augmentant le nombre de coquilles autour du cœur solide [38, 39]. L'unité structurelle de base utilisée dans la construction du cristal phononique est constituée de cylindres de longueur infinie, composés de plusieurs couches de même axe et placés dans une matrice d'eau. La Fig. 14a représente schématiquement l'inclusion.



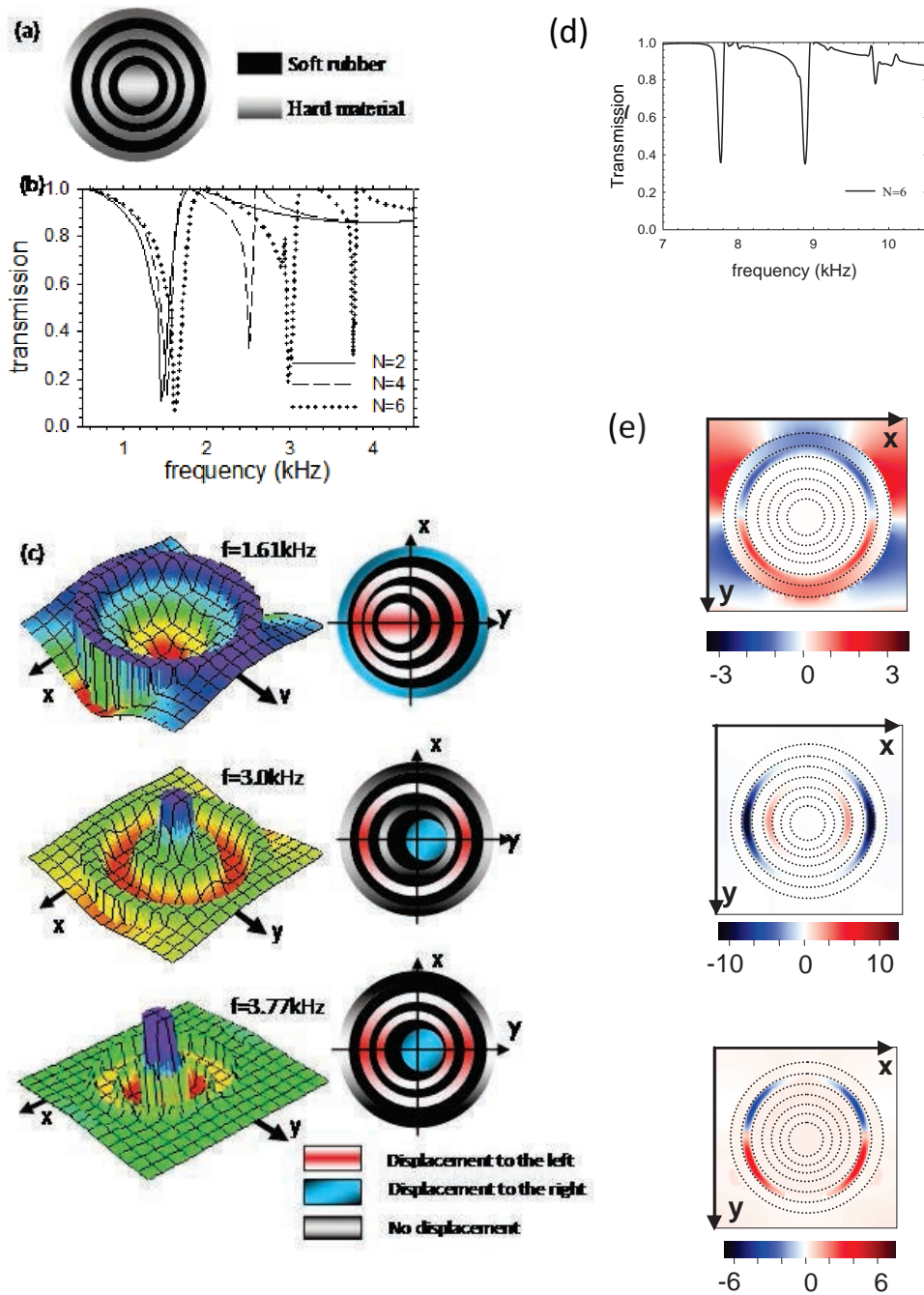


Fig. 14 : Représentation schématique de la cellule unitaire fait d'un cœur cylindrique d'acier recouvert par un enrobage multicouche de caoutchouc et d'acier.  $N$  est le nombre d'anneaux d'enrobage ( $N=6$  dans la figure). (b) Courbe de transmission à travers un cristal phononique lorsque les cellules unitaires possèdent  $N$  couches de caoutchouc et d'acier, dans une matrice d'eau. (c) Cartographie des champs de déplacement  $U_y$  (parallèle à la direction de propagation) ainsi que les vues schématiques des déplacements dans le plan  $(x, y)$  aux trois premières fréquences des creux de transmission ( $N=6$ ). (d) Coefficient de transmission et (e) composante  $U_y$  du champ de déplacement pour les trois creux de transmission de fréquences supérieure à 7kHz :  $f=7.8\text{ kHz}$   $f=8.9\text{ kHz}$  et  $f=9.8\text{ kHz}$ .

Nous désignerons par  $N$  le nombre de coquilles entourant le cœur solide. Le polymère choisi pour cette étude est le butyl-rubber qui présente de très faibles constantes élastiques et par conséquent de faibles valeurs de vitesse du son [43]. Dans nos calculs, nous avons fixé le rayon extérieur des cylindres à 8.4mm et l'épaisseur de chaque couche d'enrobage à 1.6mm. Le cristal phononique est alors constitué de six rangées d'unités élémentaires arrangées en réseau carré, avec un paramètre de maille  $a=20\text{mm}$ . Avec ces dimensions géométriques, la taille globale du cristal phononique est de 12cm.

L'objectif du travail a été d'étudier l'effet de l'augmentation du nombre de couches. Dans le cas où le nombre  $N$  de couche est impair, l'anneau extérieur est en polymère, en contact direct avec la matrice fluide, et la courbe de dispersion présente une multitude de bandes plates jusqu'aux très basses fréquences sans présenter de bandes interdites. Nous présentons ici un nombre pair de couches autour du cœur métallique. Ceci signifie que l'anneau extérieur en contact avec la matrice d'eau est métallique. La figure 14b représente le calcul du coefficient de transmission dans les basses fréquences pour  $N=2, 4$  et  $6$ . Dans ces courbes de transmission, il apparaît clairement que le nombre de pic d'atténuation évolue en relation avec le nombre  $N$  de couches : un creux pour 2 couches, 2 pour 4 et 3 pour 6.

Nous nous sommes arrêtés sur le cas  $N=6$  pour lequel nous avons calculé les champs de déplacement des modes de résonance (Fig. 14c). Pour chaque valeur de fréquence, nous donnons la composante du déplacement le long de la direction de propagation ( $U_y$ ) ainsi qu'une vue schématique du mode de vibration dans le plan  $(x, y)$ . Le point commun entre les trois premiers modes est le fait que les parties métalliques (le cœur comme les anneaux) vibrent comme des corps rigides liés ensemble par le polymère mou qui agit alors comme un ressort. Par exemple, pour le mode à plus basse fréquence ( $f=1.61\text{kHz}$ ) le cœur et les deux couches métalliques suivantes vibrent en phase le long de la direction de propagation ( $y$ ) alors que l'anneau métallique extérieur vibre en opposition de phase. Les champs de déplacement du second ( $f=3.0\text{kHz}$ ) puis du troisième ( $f=3.77\text{kHz}$ ) mode de résonances sont également représentés Fig. 14c. Ces modes correspondent à d'autres états vibrationnels combinant les quatre parties métalliques liées entre elles par les couches de polymère.

A plus hautes fréquences (entre 6 et 10 kHz), le spectre de transmission présente également une série de pics d'atténuation qui évolue également avec le nombre de couches. Les calculs des champs de déplacement associés à ces 3 creux de transmission sont représentés Fig. 14d. Le point commun à tous ces modes est leur localisation dans les couches de polymère tandis que les parties métalliques ne bougent pratiquement pas.

Enfin, nous avons analysé l'évolution des différents creux de transmission à basses fréquences en fonction des paramètres physiques et géométriques du cristal phononique. Les valeurs des fréquences associées peuvent être changées en variant par exemple le rayon du cœur métallique,

l'épaisseur des anneaux, la période ou la nature du polymère mou. L'association de plusieurs cristaux phononiques qui diffèrent les uns des autres par leurs paramètres physiques ou géométriques permet d'obtenir l'élargissement de ces gaps.

## 1.6 Conclusion

Ce travail est une contribution à l'analyse théorique de quelques propriétés des cristaux phononiques. Une première partie a été consacrée au vaste domaine du filtrage et du guidage dans le cas de cristaux phononiques à deux dimensions. Nous avons montré que la transmission à travers un guide d'onde pouvait être altérée de manière significative par l'introduction d'une cavité, placée à l'intérieur ou à l'extérieur du guide. Des zéros de transmission peuvent être obtenus dans un spectre de transmission en couplant le guide d'onde avec un stub latéral. Au contraire, lorsque le guide d'onde contient la cavité, la transmission est limitée à un étroit domaine de fréquences correspondant aux modes propres de vibration de la cavité. Une structure plus complexe composée de deux guides continus et d'un élément couplant a permis le transfert intégral d'une fréquence spécifique d'un guide à l'autre. Ce transfert s'est effectué par excitation du mode de résonance de l'élément couplant. Un tel dispositif peut trouver des applications dans la division et le multiplexage de fréquences dans les systèmes acoustiques. Enfin, toujours dans le domaine du filtrage, nous avons envisagé un cristal phononique de cylindres creux. Nous avons montré que ce système présentait une bande passante étroite dont la fréquence transmise est modifiable dans la limite du gap par modulation du rayon interne des cylindres creux ou par infiltration de différents liquides, créant ainsi un filtre sélectif ajustable. Ces cylindres ont ensuite été utilisés sous la forme de guides dans un cristal phononique de cylindres pleins permettant ainsi la transmission confinée de la bande passante étroite. Nous avons montré la possibilité de transmettre plusieurs bandes de fréquences étroites de manière simultanée dans un même guide. A ce principe de superposition de bandes est ajouté celui de la séparation à partir d'un modèle de démultiplexeur basé sur une structure guidée de forme Y. La seconde partie porte sur l'extension de ces études au cas de cristaux phononiques de hauteur finie. Ces cristaux phononiques se présentent sous la forme de membranes ou de plaques déposées sur un substrat semi-infini. Nous avons montré que ces structures pouvaient présenter des gaps absolus selon certaines conditions. Dans le cas de la membrane percée, l'épaisseur de la plaque doit posséder une épaisseur de l'ordre de la moitié du paramètre de maille du cristal et un facteur de remplissage élevé. Lorsque la plaque percée est déposée sur un substrat, ce dernier doit être choisi avec des vitesses du son élevées de manière à confiner les ondes de surface à l'intérieur de la plaque. Le cas de plots déposés sur une membrane fine a permis de mettre en évidence, outre le gap de type Bragg à hautes fréquences, un gap à basses fréquences dont l'origine est fortement corrélée aux

résonances à l'intérieur des plots. Ces systèmes ont fait l'objet d'étude de guidage à travers des défauts linéaires obtenus en omettant une rangée de la structure périodique. Nous avons démontré le confinement sans perte des modes de plaques dans des guides, ouvrant ainsi la voie vers la réalisation de dispositifs fonctionnels comme les filtres sélectif ou le démultiplexage. Enfin, la dernière partie du chapitre se réfère à l'étude d'inclusions multicoaxiales insérées dans une matrice fluide. Cette étude conduit à l'obtention de plusieurs creux de transmission à basses fréquences, dans le domaine audible pour des structures centimétriques. L'association de plusieurs cristaux phononiques permet l'élargissement des bandes interdites absolues à basses fréquences par superposition des creux de transmission.

Les études présentées sur les cristaux phononiques à deux dimensions trouvent une voie naturelle dans la technologie des transducteurs par les propriétés de guidage, de filtrage et de démultiplexage. Les cristaux phononiques de dimensions finies permettent d'envisager leur intégration dans différents types de circuits dans le domaine des télécommunications. Les potentialités d'applications des cristaux phononiques sont élargies à d'autres domaines comme celui des capteurs pour la biologie ou celui de l'isolation phonique. Enfin, de nouvelles propriétés physiques sont actuellement en plein essor comme celles de l'interaction phonons-photons [44], des métamatériaux acoustiques, de la réfraction négative à base de cristaux phononiques [45, 46] ou encore des propriétés de diffusion de la chaleur [47] (voir dernière section, 'Travaux en cours et perspectives').

## Références chapitre 1

- [1] For a review, see M. S. Kushwaha, *Recent Res. Dev. Appl. Phys.* **2**, 743 (1999).
- [2] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2022 (1993).
- [3] M. M. Sigalas and E. N. Economou, *Solid State Commun.* **86**, 141 (1993).
- [4] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, G. Frantziskonis, G. Hong, B. Djafari Rouhani, and L. Dobrzynski, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 6051 (1998).
- [5] F. R. Montero de Espinosa, E. Jimenez, and M. Torres, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1208 (1998)
- [6][Recueil p 201] **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, H. Larabi, J. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, *Phys. Status Solidi C* **6**, 2080 (2009)
- [7] M. Kafesaki, M. M. Sigalas, and N. Garcia, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4044 (2000)
- [8] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4400 (2004)
- [9] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, and P. A. Deymier, *Phys. Rev. B* **68**, 024302 (2003)
- [10][Recueil p 75] J.O. Vasseur, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, **Y. Pennec** and P.A. Deymier, *Phys. Stat. Sol. C* **1**, 2720 (2004)
- [11][Recueil p 89] J.O. Vasseur, P.A. Deymier, M. Beaugeois, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, D. Prevost *Zeitschrift Für Kristallographie* **220**, 824 (2005)
- [12][Recueil p 96] **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261912 (2005)
- [13][Recueil p 85] **Y. Pennec**; B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, *IEEE Ultrasonics Symposium* **1**, 69 (2005)
- [14][Recueil p 69] **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, P.A. Deymier and A. Khelif, *Phys. Rev. E* **69**, 046608 (2004)
- [15][Recueil p 80] **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, P.A. Deymier, and A. Khelif, *Phys. Stat. Sol. C* **1**, 2711 (2004)
- [16][Recueil p 99] R. Sainidou, B. Djafari-Rouhani, **Y. Pennec**, J.O. Vasseur, *Phys. Rev. B* **73**, 1 (2006)
- [17] Y. Tanaka and S. Tamura, *Phys. Rev. B* **58**, 7958 (1998)
- [18] Y. Tanaka and S. Tamura, *Phys. Rev. B* **60**, 13294 (1999)
- [19] T. T. Wu, Z. G. Huang, and S. Lin, *Phys. Rev. B* **69**, 094301 (2004)
- [20] T. T. Wu, L. C. Wu, and Z. G. Huang, *J. Appl. Phys.* **97**, 094916 (2005)
- [21] V. Laude, M. Wilm, S. Benchabane, and A. Khelif, *Phys. Rev. E* **71**, 036607 (2005)
- [22] J. C. Hsu and T. T. Wu, *Phys. Rev. B* **74**, 144303 (2006)
- [23] A. Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi, and V. Laude, *Phys. Rev. E* **74**, 046610 (2006)

- [24] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, and **Y. Pennec**, Proceedings of IMECE 2006, ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Chicago, Illinois, 5–10, November (2006)
- [25][Recueil p 37] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, **Y. Pennec**, and A.-C. Hladky-Hennion, Phys. Rev. B **77**, 085415 (2008)
- [26][Recueil p 131] J.O. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, B. Djafari-Rouhani, F. Duval, B. Dubus, and **Y. Pennec**, J. Appl. Phys. **101**, 114904 (2007)
- [27][Recueil p 152] **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, H. Larabi, J. O. Vasseur, and A. C. Hladky-Hennion, Phys. Rev. B **78**, 104105 (2008)
- [28] T.T. Wu, Z.G. Huang, T.-C. Tsai, and T.C. Wu, Appl. Phys. Lett. **93**, 111902 (2008)
- [29] T.C. Wu, T.T. Wu, and J.C. Hsu, Phys. Rev. B **79**, 104306 (2009)
- [30][Recueil p 172] **Y. Pennec**, B. Djafari Rouhani, H. Larabi, A. Akjouj, J. N. Gillet, J. O. Vasseur, and G. Thabet, Phys. Rev. B **80**, 144302 (2009)
- [31] L. Fok, M. Ambati, Z. Xiang, "Acoustic Metamaterials " MRS bulletin **33**, 931 (2008)
- [32] Daniel Torrent and José Sánchez-Dehesa, New J. Phys. **9**, 323 (2007)
- [33] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y.Y. Zhu, Z. Yang, C.T. Chan, P. Sheng, Science **289**, 1734 (2000)
- [34] Z. Liu, C.T. Chan and P. Sheng, Phys. Rev. B **71**, 014103 (2005)
- [35] C. Goffaux, J. Sanchez-Dehesa, A. Levy Yeyati, Ph. Lambin, A. Khelif, J.O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, Phys. Rev. Lett. **88**, 22 (2002)
- [36] M. Hirsekorn, Appl. Phys. Lett. **84**, 3364 (2004)
- [37] G. Wang, X. Wen, J. Wen, L. Shao and Y. Liu, Phys. Rev. Lett. **93**, (2004)
- [38][Recueil p 109] H. Larabi, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, and J. O. Vasseur, J. Phys.: Conf. Ser. **92**, 1 (2007)
- [39][Recueil p 119] H. Larabi, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, and J. O. Vasseur, Phys. Rev. E **75**, 066601 (2007)
- [40] A. Taflove, Computational Electrodynamics: The Finite Difference Time Domain Method, 2<sup>nd</sup> edition (Artech House INC, Norwood, 2000)
- [41] K.S. Yee, IEEE Trans. Antennas Propagat. **14**, 302 (1966)
- [42] J.P. Berenger, J. Comput. Phys. **114**, 185 (1994)
- [43] Encyclopedia of Polymer Science and Engineering, 2nd ed (Wiley-Interscience, New York, 1987)
- [44][Recueil p 255] **Y. Pennec**, B. Djafari Rouhani, E.H. El Boudouti, C. Li, Y. El Hassouani, J.O. Vasseur, N. Papanikolaou, S. Benchabane, V. Laude, A. Martinez, Opt. Exp. **18**, 14301 (2010)
- [45][Recueil p 187] J. Bucay, E. Roussel, J. O. Vasseur, P. A. Deymier, A.-C. Hladky-Hennion, **Y. Pennec**, K. Muralidharan, B. Djafari-Rouhani, and B. Dubus, Phys. Rev. B **79**, 214305 (2009)

[46][Recueil p 183] A. Sukhovich, B. Merheb, K. Muralidharan, J. O. Vasseur, **Y. Pennec**, P. A. Deymier, and J. H. Page, Phys. Rev. Lett. **102**, 154301 (2009)

[47] J.N. Gillet, B. Djafari-Rouhani, **Y. Pennec**, Leuven (Belgium), Therminic, July 19-23, (2009)

# *Chapitre 2*

## *Micro et nano-structures photoniques et plasmoniques*

---

### **2.1 Introduction**

Les dispositifs à base de micro-résonateurs ont reçu récemment une attention particulière du fait de leur potentialité d'application dans les circuits optiques intégrés [1-3]. Dans le domaine du traitement de signal, les résonateurs ont prouvé leur capacité de filtrage dans les fonctionnalités de transfert. Dans plusieurs études antérieures [4-7], les résonateurs sont typiquement constitués d'un micro anneau ou d'un micro-disque étroitement couplé à deux guides d'onde parallèles. Un large éventail de fonctionnalités a été exploité, à la fois expérimentalement et théoriquement, utilisant les micro-anneaux à la base des dispositifs optiques. Dans ces nouveaux circuits pour communications optiques, nous pouvons citer les filtres de type 'add-drop', les démultiplexeurs [4-6] ou les interrupteurs 'on-off' [7]. Un des objectifs de ces études a été de produire des filtres qui possédaient des largeurs de bande étroites et de hauts facteurs de qualité. Actuellement les anneaux ou les disques présentent des diamètres de l'ordre de  $10\mu\text{m}$  avec des pertes par radiation négligeables [4]. Les applications de filtrage sont également fortement étudiées dans la littérature à partir d'autres systèmes physiques comme les fibres à réseau de Bragg [8], les ponts photoniques à gap d'air [9] et plus récemment les cristaux photoniques [10].

La faible taille des circuits photoniques intégrés doivent permettre l'intégration de ces résonateurs avec les autres composants micrométriques. Le but de notre étude [11-13] est de discuter, en utilisant les simulations numériques, l'efficacité d'un nouveau type de résonateur constitué d'un guide d'onde droit couplé à une cavité rectangulaire disposée de chaque côté du guide, formant une croix (Fig. 1). Une telle cavité est appelée un stub. Du fait de leur très faible taille, les microstubs pourraient être utilisés dans les circuits optiques complexes hautement intégrés. Nous montrons que, en présence du stub, le spectre de transmission peut présenter de nombreux creux de transmission à condition que le stub soit recouvert d'une fine couche de métal. Nous étudierons



également différentes combinaisons du stub pris comme élément de base dans le but d'obtenir des filtres, sélectif ou réjectif, des bandes interdites ou encore des propriétés de démultiplexage.

La couche métallique recouvrant le stub sera, dans un premier temps, modélisée comme un miroir parfait. Cette simplification présente l'avantage de réduire considérablement les temps de calcul. Cependant, l'inconvénient est de limiter le domaine de validité du modèle dans l'infrarouge lointain, loin de la fréquence de résonance du plasma. Dans un deuxième temps, nous montrerons [13, 14] que les propriétés principales restent valables lorsque le métal est modélisé selon le modèle de Drude. Cette démonstration rend alors possible l'extension des applications dans le régime proche optique.

L'introduction du modèle de Drude pour la simulation du métal dans le code de différences finies (FDTD) a permis la continuité de l'étude vers la plasmonique. L'un des points centraux de la nanophotonique intégrée porte sur la recherche d'une propagation confinée. Un confinement latéral dans le domaine nanométrique peut être obtenu par couplage entre une onde lumineuse et les électrons libres à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces surfaces sont désignées sous le nom de SPPs pour Surface-Plasmon-Polaritons [15]. Cette propriété physique a généré un intérêt grandissant dans l'élaboration de nouvelles structures guidées de sections nanométriques. Plusieurs structures guidantes ont ainsi été proposées comme les nanofils métalliques [16,17], les canaux en forme de V ou de W gravés à la surface de substrats métalliques [18-21] ou encore les réseaux de particules métalliques [22-24]. Certaines de ces structures se basent sur la focalisation de la lumière dans le cœur diélectrique d'une structure sandwich 'Métal-Isolant-Métal' (MIM). Ces dispositifs ont montré leur potentialité dans la propagation longue distance et le confinement spatial sub-longueur d'onde [25-27]. Ainsi, les guides d'onde de type MIM semblent prometteurs pour l'élaboration de dispositifs tout optique à l'échelle nanométrique du fait de leur forte localisation, d'une perte nulle dans les courbures et d'une relative facilité de fabrication d'après l'état de l'art actuel [28-30].

Dans cette deuxième partie de chapitre, nous nous sommes intéressés aux propriétés de filtrage d'un guide d'onde plasmonique MIM à deux dimensions couplé à des nanocavités [31, 32]. Nous montrons que l'effet physique du couplage induit des pics ou des creux de transmission selon que la cavité est localisée à l'intérieur ou à l'extérieur du guide. Nous détaillons les choix des paramètres géométriques dans les propriétés de filtrage sélectif ou réjectif. Ces cavités filtrantes sont alors exploitées pour étudier un nouveau dispositif plasmonique de démultiplexage en longueur d'onde dans le domaine des télécommunications.

## 2.2 Formalisme

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Celle-ci se fait à l'aide des équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (4)$$

Dans ces équations,  $\vec{E}$  représente le champ électrique,  $\vec{H}$  le champ magnétique,  $\vec{D}$  l'induction électrique,  $\vec{B}$  l'induction magnétique,  $\vec{J}$  le vecteur densité de courant,  $\rho$  la densité de charge,  $\vec{r}(x, y, z)$  la position dans l'espace et  $t$  le temps.

Les champs et inductions sont reliés par les relations suivantes :

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r})\vec{H}(\vec{r}, t) \quad (5)$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (6)$$

où  $\mu(\vec{r})$  représente la perméabilité magnétique du milieu et  $\varepsilon(\vec{r})$  la permittivité du milieu.

Dans notre cas, le milieu est non magnétique donc  $\mu(\vec{r}) = \mu_0$ , électriquement neutre  $\rho(\vec{r}, t) = 0$ , et la densité de courant est nulle,  $\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{0}$ . Par la suite nous utiliserons un courant  $\vec{j}(\vec{r}, t)$  pour créer le champ électromagnétique dans la structure étudiée. De plus,  $\varepsilon(\vec{r})$  est défini par  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r})$  avec  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide et  $\varepsilon_r$  la permittivité relative du matériau.

Les équations de Maxwell deviennent alors :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (7)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial(\vec{E}(\vec{r}, t))}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t) \quad (8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (10)$$

Comme dans le cas des ondes élastiques, de nombreuses méthodes existent afin de résoudre ces équations de propagation (les ondes planes (PWE), la méthode des éléments finis (FEM), les matrices de transfert, les fonctions de Green).

Les calculs de transmission et les cartographies de champs électriques et magnétiques qui suivent ont été réalisés à l'aide d'un code de calcul basé sur la méthode des différences finies (FDTD), développé au cours de ces dernières années. Celle-ci réside dans la résolution numérique des équations de Maxwell ((7) et (8)) discrétisées en temps et en espace selon un algorithme de Yee [33, 34]. L'évolution du coefficient de transmission en fonction de la fréquence est obtenue par transformée de Fourier du vecteur de Poynting calculé en sortie de structure en référence à une structure homogène. Plus récemment, les conditions aux limites absorbantes (PML, Perfect Matching Layer) [35] ont été introduites et le code a été étendu à trois dimensions puis parallélisé en MPI (Message Passing Interface) de manière à pouvoir être utilisé sur un cluster de calculs.

Nous avons également étendu le programme au cas des matériaux métalliques par introduction du modèle de Drude donnant l'expression de la constante diélectrique en fonction de la fréquence :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} \quad (11)$$

où  $\omega_p$  est la fréquence du plasma et  $\Gamma$  le terme d'amortissement.

Cependant, dès lors que l'on s'approche des fréquences de transition, comme la fréquence de résonance plasmonique du métal, le modèle de Drude devient insuffisant pour rendre compte du comportement du métal. Dans ces domaines de fréquence, une meilleure considération de celui-ci est obtenue à partir du modèle de Lorentz-Drude. Celui-ci consiste à ajouter à la polarisation des électrons quasi-libres celle des électrons de cœur en approximant le mouvement de ceux-ci par rapport aux noyaux à un mouvement harmonique. La constante diélectrique prend alors l'expression suivante :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{m=1}^M \frac{G_m \Omega_m^2}{\omega_m^2 - \omega - i\omega\Gamma_m} \quad (12)$$

où  $G_m$  est le poids (pondération) affecté à l'oscillateur 'm' dont la fréquence de transition inter-bande est  $\omega_m$  et le coefficient de frottement est  $\Gamma_m$ . Le paramètre  $\Omega_m$  est égal à  $\sqrt{G_m} \omega_p$  enfin le nombre entier M est le nombre total d'oscillateurs considérés.

## 2.3 Microguide diélectrique

### 2.3.1 Modèle géométrique et conditions d'excitation

L'étude est réalisée à partir d'un guide d'onde à deux dimensions couplé latéralement à une cavité rectangulaire [11] dont la géométrie est représentée Fig. 1.

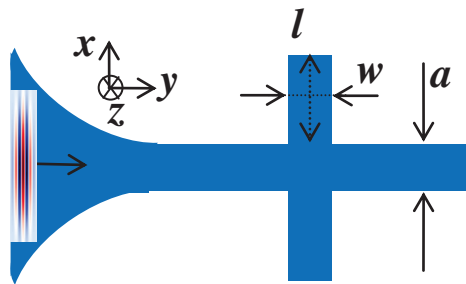


Fig. 1: Vue schématique d'un guide droit couplé à un stub.

Dans le schéma, w et l correspondent respectivement à la largeur et à la longueur du stub. Le milieu environnant est l'air. Le guide d'onde et le stub sont faits du même matériau, avec un indice de réfraction  $n=3.2429$ , proche de l'indice des matériaux semi-conducteurs III-V comme l'InP ou l'InGaAsP [36]. Ce large contraste entre les propriétés optiques du constituant du guide d'onde et le milieu environnant assure un bon confinement de la lumière.

L'onde incidente, créée à gauche de la figure, est adaptée au guide d'onde à travers un adaptateur situé à l'entrée. La structure est supposée infinie selon l'axe z. L'espace est discrétisé dans les deux directions x et y en utilisant un intervalle de discrétisation de  $\Delta x = \Delta y = a/30$  où a représente la largeur du guide. La largeur et la longueur de la boîte sont respectivement 7a et 25a pour le guide droit. Les équations de Maxwell sont résolues avec un pas temporel  $\Delta t = \Delta x/4c$  et un nombre d'itération entre  $2^{19}$  et  $2^{20}$  qui représente le temps nécessaire pour une bonne convergence des simulations numériques. Le signal initial possède une polarisation TM et est généré à gauche du guide d'onde, dans la région du taper par une source de courant de profil gaussien parallèle à l'axe x. Le courant est généré durant une courte période de temps dans le but d'exciter l'onde électromagnétique dans le domaine de fréquence choisi. Le signal transmis, enregistré à la sortie du guide d'onde en fonction du temps, est intégré sur toute la section droite du guide. Finalement, nous appliquons la transformée de Fourier pour obtenir la transmission en fonction de la fréquence. Les coefficients de transmissions sont obtenus en faisant le rapport avec la transmission obtenue à travers un guide d'onde parfait (sans stub), puis reporté en dB en fonction de la fréquence sans dimension  $\Omega = \omega a / (2\pi c) = a/\lambda_0$  dans laquelle  $\lambda_0$  et c représentent la longueur d'onde et la célérité de l'onde dans le vide.

Conformément à la symétrie du guide parfait, la propagation de l'onde peut être distinguée entre les modes symétrique et antisymétrique. La figure 2a montre schématiquement les deux configurations de la source de courant aussi bien que les champs électriques et magnétiques. Nous pouvons écrire les solutions de chacune des ondes et d'obtenir leurs relations de dispersion à partir des équations :

$$\begin{cases} \cotan\left(\frac{\beta a}{2}\right) - \frac{n^2 \alpha}{\beta} = 0, & \text{mode antisymétrique} \\ \cotan\left(\frac{\beta a}{2}\right) + \frac{n^2 \alpha}{\beta} = 0, & \text{mode symétrique} \end{cases} \quad (13)$$

avec  $\alpha^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$  et  $\beta^2 = \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - k^2$

Ici k est le vecteur d'onde dans le plan (x,y). La figure 2b représente les courbes de dispersion de  $\Omega = \omega a / (2\pi c) = a/\lambda_0$  en fonction du vecteur d'onde k. Sous la ligne de lumière  $\omega = ck$ , nous obtenons des branches de dispersion, alternativement antisymétriques et symétriques. Le guide d'onde sera monomode dans l'intervalle de fréquence [0; 0.32] pour le mode antisymétrique et [0.16; 0.48] pour le symétrique. Comme illustration, nous présentons Fig. 2c la carte de champ magnétique obtenue par le calcul de la FDTD à la fréquence réduite  $\Omega = 0.25$  pour chaque symétrie de l'onde incidente monochromatique.

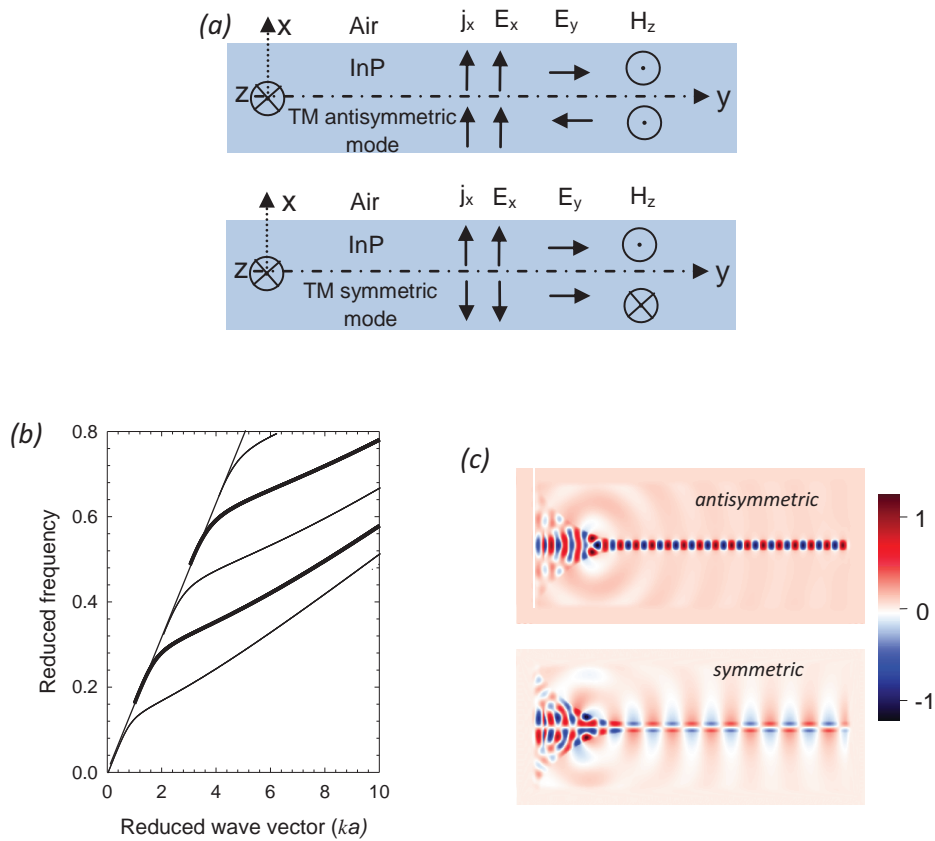


Fig. 2: (a) Représentation de la symétrie de la source de courant et des champs électromagnétiques à l'intérieur du guide d'onde pour les modes antisymétriques et symétriques pour une polarisation (TM). (b) Courbes de dispersion pour un guide d'onde bidimensionnel avec une polarisation (TM) : les lignes épaisses (fines) représentent les modes antisymétriques (symétriques). (c) Cartes de champs magnétiques pour chaque symétrie de l'onde incidente à la fréquence réduite monochromatique  $\Omega=0.250$ . Les cartographies sont obtenues par une moyenne du champ sur une période d'oscillation. La couleur rouge (bleue) correspond aux valeurs positives (négatives) du champ magnétique données en unités arbitraires.

## 2.3.2 Filtre réjectif

### 2.3.2.1 Effet de la métallisation du stub

La Fig. 3 représente, pour les ondes antisymétriques, le coefficient de transmission calculé pour un stub greffé sur le guide droit avec les paramètres suivants :  $w=a$  et  $l=1.7a$ . Les courbes sont présentées pour  $\Omega$  dans la gamme de fréquence 0.2 à 0.5.

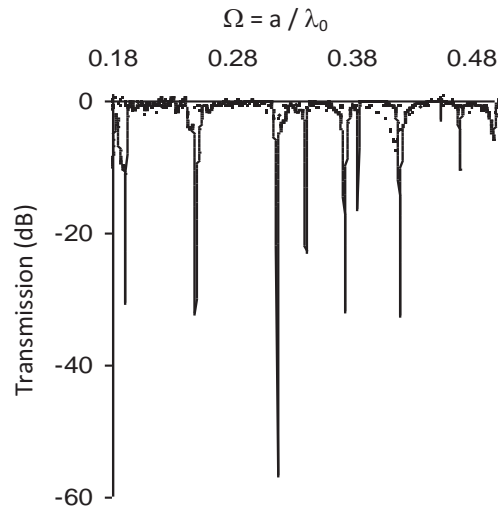


Fig. 3: Spectres de transmission du guide d'onde couplé à un stub. Les lignes discontinue et solide correspondent respectivement à un stub recouvert ou non par un film de métal parfait.

Nous avons utilisé deux types de conditions aux limites aux extrémités du stub. Dans le premier cas, le stub diélectrique est en contact avec l'air. Le spectre de transmission, représenté par des lignes discontinues sur la Fig. 3, montre une atténuation de moins de 10 dB aux fréquences  $\Omega=0.243$ ,  $\Omega=0.318$  et  $\Omega=0.417$ . Dans le second, le stub est recouvert d'une couche de métal parfait. Cette fine couche de métal évite aux ondes de s'échapper des limites du stub. Le coefficient de transmission, représenté par une ligne continue, montre cette fois une augmentation du nombre de pics d'extinction dans la même gamme de fréquence. De plus, les creux deviennent particulièrement fins et profonds avec une atténuation autour de 20 dB pour plusieurs d'entre eux. A la fréquence réduite  $\Omega=0.317$ , l'atténuation atteint 57dB. La présence de la fine couche de métal a permis de renforcer les interactions entre le guide droit et les modes de résonance de la cavité, conduisant ainsi au filtrage de plusieurs fréquences étroites dans le spectre de transmission. Le stub non recouvert se comporte comme une micro antenne dont les radiations s'échappent des limites du stub.

### 2.3.2.2 Effet des paramètres géométriques

Sur la Fig. 4, nous montrons comment les creux de transmission évoluent en fonction de la taille de la cavité. Nous observons une diminution des fréquences des modes lorsque la taille de la cavité augmente. A titre d'exemple, les spectres de transmission sont représentés pour deux longueurs  $l=1.7a$  et  $l=1.9a$  et une largeur  $w$  constante égale à  $a$ . L'augmentation de la longueur correspond à une diminution de la fréquence des pics. Cependant, nous pouvons remarquer que cette baisse de fréquence et plus particulièrement encore le facteur d'atténuation peut être très différent selon les pics.



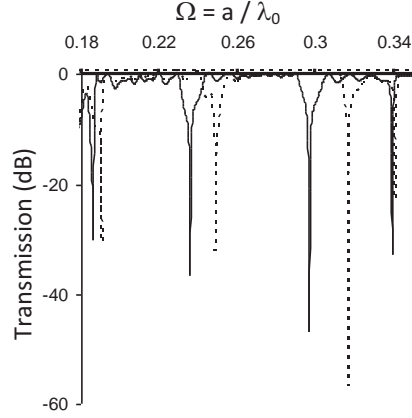


Fig. 4:spectres de transmission du guide d'onde couplé à un stub recouvert d'un film de métal parfait pour deux tailles de la cavité :  $(w, l) = (a, 1.7a)$  (ligne discontinue) et  $(w, l) = (a, 1.9a)$  (ligne solide)

Ce comportement peut être compris à partir d'un modèle analytique simple décrivant les modes électromagnétiques d'une cavité rectangulaire (Fig. 5a). L'intérêt de cette comparaison est de rendre possible une prédiction, au moins qualitative, du nombre et des fréquences des creux de transmission sans avoir recours au calcul numérique. Rappelons le résultat du calcul du coefficient de transmission obtenu sur un guide d'onde présentant une simple branche de largeur infiniment faible [37]. Les calculs analytiques montrent que les zéros de transmissions sont obtenus aux fréquences de résonance de la branche. Ces fréquences sont données par  $\omega = \frac{c}{n} m \frac{\pi}{l'}$  où  $n$  représente l'indice de réfraction,  $l'$  la longueur du stub et  $m$  un entier positif.

Ce résultat peut être étendu au cas de la cavité de largeur  $w'$  (Fig. 5a). Dans ce cas, les fréquences propres des modes de la cavité peuvent être obtenues à partir de l'équation :

$$\Omega = \frac{1}{2n} \sqrt{m_1^2 \left( \frac{a}{w'} \right)^2 + m_2^2 \left( \frac{a}{l'} \right)^2} \quad (14)$$

dans laquelle  $m_1$  et  $m_2$  sont deux entiers positifs.

Nous avons comparé les fréquences des zéros de transmission obtenus à partir du calcul numérique par FDTD avec les fréquences propres de la cavité rectangulaire (Eq. (14)). Ces calculs ont été réalisés pour différentes longueur (Fig. 5a) et largeurs de la cavité (Fig. 5b). Pour une comparaison satisfaisante entre les résultats analytiques et numériques, nous avons choisi  $w'=w$  et  $l'=l+0.2a$ . La

différence entre  $l$  et  $l'$  est liée au fait que la longueur du stub reste indéfinie dans le cas où le guide présente une certaine largeur. Le choix  $l'=l+0.2a$  permet une bonne reproduction des résultats numériques, aussi bien pour le mode fondamental que pour les modes d'ordre supérieurs de la cavité diélectrique recouverte du métal parfait.

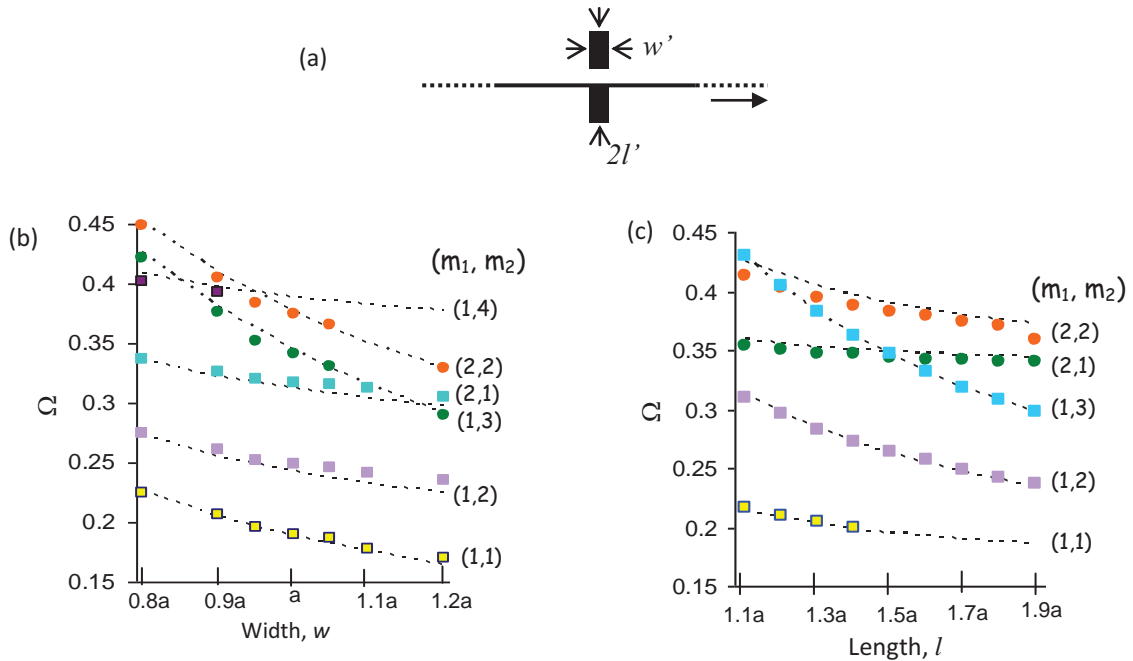


Fig. 5: (a) Représentation schématique d'une ligne infinie couplée à une cavité rectangulaire. (b) et (c) Fréquences réduites  $\Omega$  des zéros de transmission en fonction de : (b) la largeur  $w$  du stub, pour  $l=1.7a$  et (c) la longueur  $l$  du stub en fonction pour  $w=a$ .  $(m_1, m_2)$  représente l'ordre du mode à l'intérieur de la cavité.

Pour aller plus loin dans cette comparaison, nous avons calculé par la méthode FDTD, les cartographies des champs magnétiques pour des excitations monochromatiques correspondant aux fréquences des creux de transmission (Fig. 6). Dans ces calculs, les paramètres géométriques du stub sont  $w=a$  et  $l=1.7a$ . Nous remarquons qu'à ces fréquences d'excitation, le champ pénètre dans le guide, interagit avec la cavité et devient quasiment nul à la sortie du guide. La grande majorité du signal a donc été réfléchi après l'interaction avec la cavité. De plus, le nombre d'oscillation à l'intérieur du stub nous permet d'attribuer l'ordre  $(m_1, m_2)$  à chaque mode, en relation avec le résultat analytique de l'Eq. (14).

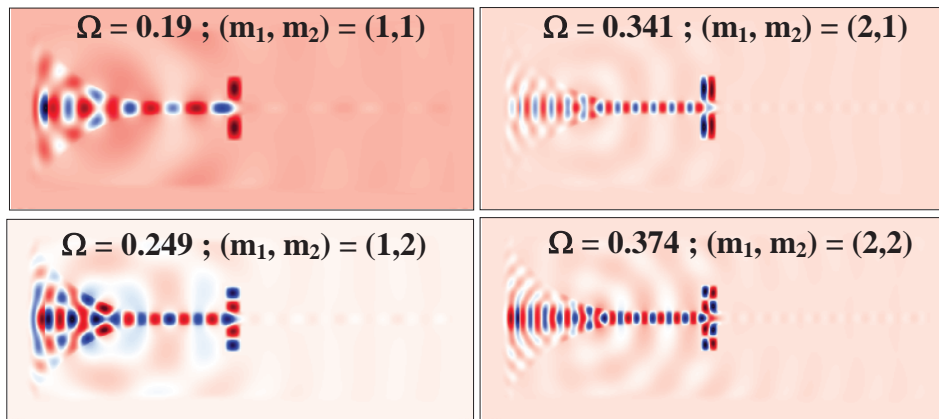


Fig. 6: Cartes de champ magnétique pour différentes ondes monochromatiques incidentes aux fréquences des zéros de transmission. Les paramètres géométriques du stub sont  $w=a$  et  $l=1.7a$ . A partir du nombre d'oscillations du champ magnétique à l'intérieur du stub, nous attribuons l'ordre  $(m_1, m_2)$  à chaque mode.

### 2.3.2.3 Facteur de qualité

Dans beaucoup de dispositifs de filtrage, les ondes guidées interagissent avec un micro-disque ou anneau adjacent au guide. Le couplage se fait par ondes évanescentes à travers un petit gap d'air. Tout comme dans ces résonateurs, nous examinons le cas où le stub est séparé du guide droit par un petit gap d'air d'épaisseur  $g$  (Fig. 7).

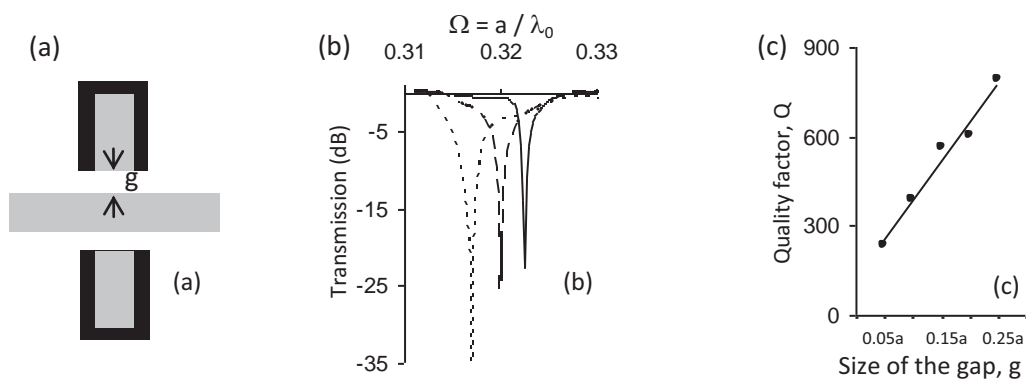


Fig. 7 : (a) Vue schématique du stub recouvert du film métallique parfait, couplé au guide droit par un étroit gap d'air d'épaisseur  $g$ . (b) Spectre de transmission du dispositif pour  $g=0$  (ligne pointillée),  $g=0.1a$  (ligne discontinue) et  $g=0.2a$  (ligne continu). (c) Facteur de qualité  $Q$  en fonction du gap d'air.

La figure 7b représente les spectres de transmission pour trois valeurs de  $g$  à savoir 0, 0.1a et 0.2a. La profondeur du creux devient plus faible ce qui s'explique par le couplage moins fort entre le résonateur et le guide. Cependant, les creux deviennent de plus en plus fins ce qui a pour effet

d'augmenter le facteur de qualité définit comme le rapport entre la fréquence et la largeur à mi hauteur. La figure 7c résume ce comportement pour  $g$  variant de 5% à 25% de la largeur du guide.

#### 2.3.2.4 Excitation symétrique

Dans les paragraphes précédents, le mode de l'onde incidente a été choisi antisymétrique. La figure 8 présente le coefficient de transmission à travers le guide d'onde couplé au stub et sa couche de métal pour une onde incidente symétrique. Dans ces calculs, nous avons modifié la largeur du stub  $l=1.4a$  en conservant sa largeur  $w=a$  de manière à faire apparaître quatre creux de transmission inférieurs à 30dB dans la gamme de fréquence réduite  $[0.25, 0.55]$ . Les fréquences de ces zéros de transmission (lignes discontinues) sont totalement différentes de celles obtenues pour une onde incidente antisymétrique (trait continu de la Fig. 8). Comme précédemment, les fréquences de ces creux de transmission peuvent être compris et prédits par comparaison avec les modes électromagnétiques d'une cavité rectangulaire. Sur la base du modèle analytique de la référence [37], les fréquences propres réduites  $\Omega$  pour les modes symétriques peuvent être obtenus à partir de la relation :

$$\Omega_{sym} = \frac{1}{2n} \sqrt{m_1^2 \left(\frac{a}{w'}\right)^2 + \left(m_2 + \frac{1}{2}\right)^2 \left(\frac{a}{l'}\right)^2} \quad (15)$$

dans laquelle  $m_1$  et  $m_2$  sont deux entiers positifs qui définissent l'ordre des modes. Dans le tableau 1, nous comparons les fréquences des zéros de transmission obtenus à partir du calcul numérique (FDTD) à celles calculées avec l'Eq. (15). Comme dans le cas antisymétrique, la longueur  $l'$  dans le modèle analytique est difficile à évaluer car la limite inférieure de la cavité est située quelque part entre le milieu et la surface du guide d'onde. Ceci signifie que  $l'$  peut être choisi entre  $l'=l+0.5a$  et  $l'=l$ , où  $l=1.4a$ . Un bon accord entre les résultats numériques et analytiques a été obtenu (voir table 1) pour  $l'=1.8a$ .

|                              |        |        |        |        |        |        |        |        |
|------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $\Omega_{sym}$ (FDTD Fig.8a) | 0.286  | 0.324  | 0.444  | 0.449  | 0.469  | 0.505  | 0.514  | 0.523  |
| $\Omega_{sym}$ (Eq. (15))    | 0.274  | 0.337  | 0.436  | 0.442  | 0.481  | 0.511  | 0.514  | 0.521  |
| $(m_1, m_2)$                 | (1, 2) | (2, 1) | (1, 4) | (2, 3) | (3, 1) | (2, 4) | (3, 2) | (1, 5) |

Tableau 1 : Comparaison entre les fréquences de résonance réduites obtenues par FDTD et les fréquences propres de la cavité calculées à partir de l'Eq. 3. Le couple  $(m_1, m_2)$  donne l'ordre des modes.

Enfin, nous avons tracé Fig. 8b la carte de champ magnétique obtenu par le calcul FDTD pour deux ondes monochromatiques incidentes correspondant respectivement aux deux zéros de transmission  $\Omega=0.286$  et  $\Omega=0.324$ . Chaque résonance peut être labellisée par le couple d'indices  $(m_1, m_2)$  qui correspond au nombre de demi oscillation à l'intérieur du stub selon la largeur  $(m_1)$  et la longueur  $(m_2)$ .

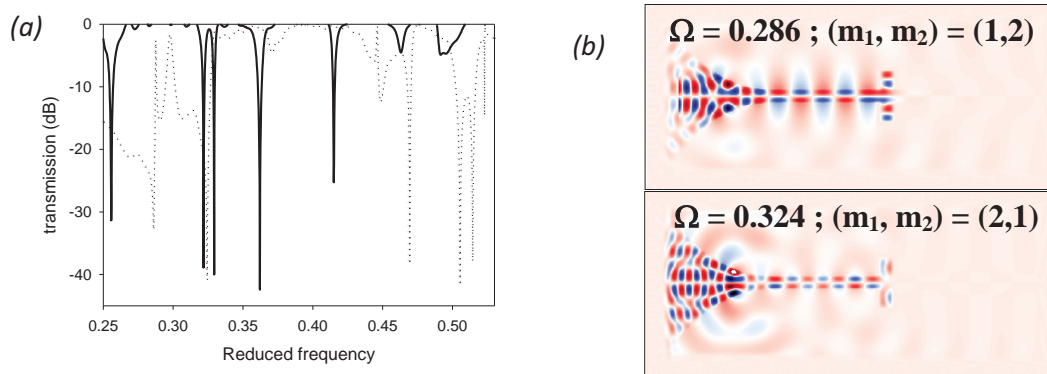


Fig. 8 : (a) Spectres de transmission (modèle FDTD) à travers un guide d'onde couplé à un stub latéral couvert avec un métal parfait pour les modes de guide incidents antisymétriques (ligne solide) et symétrique (ligne discontinue). Les paramètres géométriques du stub sont  $w=a$  et  $l=1.4a$ . (b) Exemple de cartes de champ magnétique pour deux radiations monochromatiques incidentes de la courbe de transmission symétrique.

### 2.3.2.5 Modèle tridimensionnel

De manière à mettre en évidence les possibilités d'application du concept précédent à un modèle tridimensionnel, nous avons réalisé un calcul de transmission sur la structure représentée Fig. 9. Le guide d'onde est constitué d'une hétérostructure InP/InGaAsP/InP dans laquelle chaque couche superposée possède une épaisseur égale à la largeur du guide,  $a$ . Le stub est formé du même matériau que le guide et possède les paramètres géométriques suivants : longueur  $l=1.7a$ , largeur

$w=a$  et hauteur  $h=3a$ . Puisque l'indice de réfraction de l'InGaAsP (3.41) est plus grand que celui de l'InP (3.1647) l'onde reste préférentiellement confinée dans la couche centrale du guide.

L'onde incidente est créée par une source de courant localisée à l'entrée gauche du guide d'onde et adapté au guide à l'aide d'un taper. Nous avons considéré ici le cas du mode de guide antisymétrique, plus couramment utilisé dans les sources d'excitation laser. Le spectre de transmission (Fig. 9b) est calculé en supposant que le stub est couvert (traits pleins) ou non (traits pointillés) de la fine couche de métal. Nous pouvons noter que lorsque le stub n'est pas recouvert de métal, les atténuations des creux dans le spectre de transmission sont de l'ordre de quelques dB. Par contre, lorsque le stub est recouvert de la couche de métal parfait nous observons une augmentation du nombre de creux et des atténuations largement plus prononcées que dans le cas précédent. L'ajout de la couche métallique évite aux ondes de s'échapper en dehors des limites du stub et permet ainsi de renforcer l'interaction entre les modes de résonance du stub et les modes du guide. Cette interaction conduit au filtrage de plusieurs bandes de fréquences étroites dans le spectre de transmission.

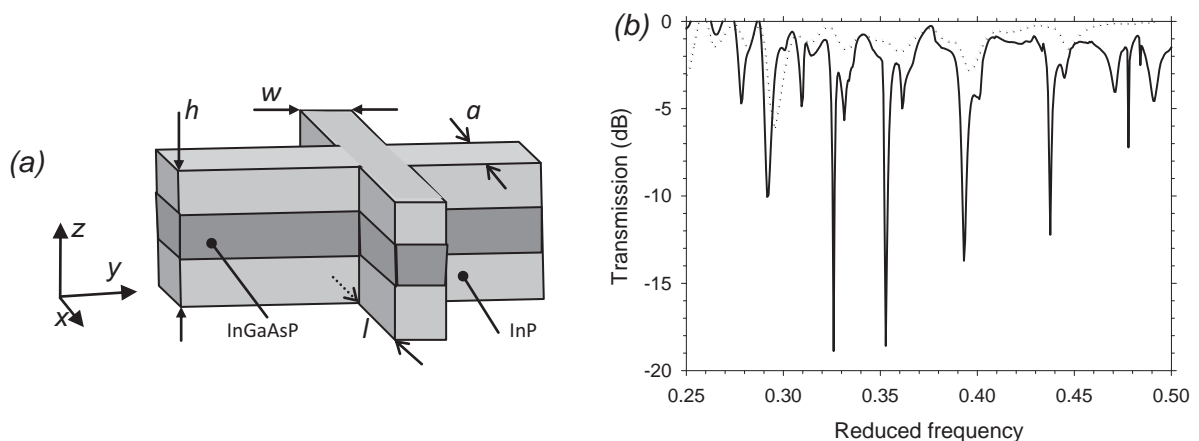


Fig. 9 : (a) Vue schématique d'un modèle de guide tridimensionnel couplé à un stub. (b) Spectres de transmission du modèle 3D lorsque le stub est recouvert (ligne solide) ou non (ligne discontinue) d'un film de métal parfait.

### 2.3.2.6 Application dans le régime proche optique

Les applications précédentes ont été discutées en supposant le fait que les stubs étaient recouverts avec un métal parfait. L'hypothèse du métal parfait est particulièrement bien adaptée dans le domaine des fréquences infrarouges mais pas dans le domaine des fréquences optiques où le rôle du plasmon du métal ne peut pas être ignoré. Cependant, cette hypothèse présente l'avantage de

réduire considérablement le temps de calcul. En effet, la partie métallique ne nécessite pas de discrétisation spatiale spécifique. Dans le cas où le métal est réel, la discrétisation devra être considérée à l'échelle de l'épaisseur de peau, ce qui signifie une discrétisation beaucoup plus fine que celle choisie dans le microguide semiconducteur. Pour démontrer la validité des applications précédentes dans le domaine des longueurs d'onde de télécommunication, nous avons étudié la transmission à travers le guide d'onde couplé au stub lorsque celui-ci est recouvert avec un métal réel [13, 14] pour lequel la fonction diélectrique est décrite par le modèle de Drude :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (16)$$

Ici,  $\omega_p$  correspond à la fréquence du plasma,  $\gamma$  au coefficient d'absorption, et  $\varepsilon_{\infty}$  provient de la contribution des électrons libres à la polarisabilité. Dans le cas de l'argent, utilisé ici,  $\omega_p=1.3610^{16}\text{rad.s}^{-1}$ ,  $\gamma=1.0 \cdot 10^{14}\text{Hz}$  and  $\varepsilon_{\infty}=4.2$  [38]. Sur la figure 10a, nous montrons le spectre de transmission pour le couple de paramètres géométriques  $(w, l)=(a, a)$  (ligne solide). La transmission montre trois creux de transmission avec une atténuation supérieure à 20dB ce qui confirme l'interaction des modes du guide avec les modes de résonance de la cavité. Le facteur de qualité des pics peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 100. La Fig. 10b permet une visualisation directe du champ magnétique à la fréquence des creux de transmission, à savoir  $\Omega=0.2052$ ,  $\Omega=0.2338$  and  $\Omega=0.3357$ . On peut clairement voir que le champ incident interagit avec le stub puis est réfléchi vers l'entrée du guide. Le signal après le stub est particulièrement faible ce qui témoigne de l'efficacité du filtrage. Selon la fréquence, on peut observer à l'intérieur du stub différents nombres d'oscillations, en relation avec la taille de la cavité. Nous pouvons supposer qu'une partie de l'énergie a été absorbée dans la couche métallique qui recouvre le stub. Pour vérifier l'importance des pertes sur la transmission, nous avons modifié le paramètre  $\gamma$  dans une gamme assez large ( $\gamma=10^{13}$ ,  $10^{14}$  and  $10^{15}\text{Hz}$ ). Nous trouvons que pour  $\gamma$  inférieur ou du même ordre que  $10^{14}\text{Hz}$ , il existe peu de modification dans les résultats. Au contraire, lorsque  $\gamma$  augmente de manière importante ( $\gamma=10^{15}\text{Hz}$ ) les pics deviennent larges et beaucoup moins profonds. Ceci signifie que pour des valeurs raisonnables du coefficient d'absorption ( $\gamma \approx 10^{14}\text{Hz}$ ), l'effet du métal dans le confinement des ondes dans le stub peut être essentiellement attribué à la valeur négative de la partie réelle de la constante diélectrique. L'absorption par le métal ne joue dès lors qu'un rôle secondaire.



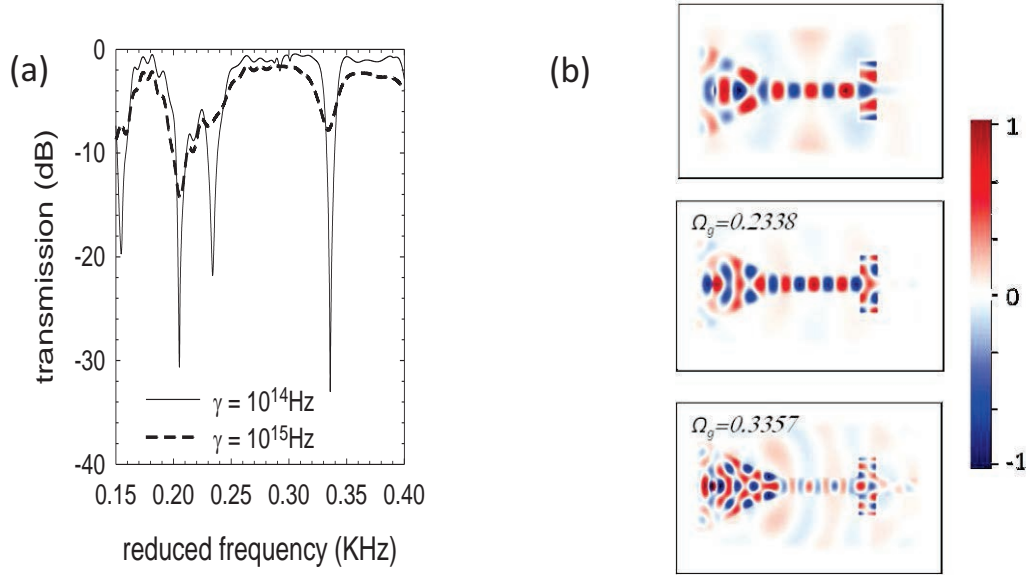


Fig. 10 : (a) Spectre de transmission à travers le système de la Fig. 1a lorsque le métal est réel et pour des dimensions du stub ( $w, l$ ) = ( $a, a$ ). Les courbes de transmission sont représentées pour une valeur du coefficient d'absorption  $\gamma=10^{14}$  Hz (ligne continue) et  $\gamma=10^{15}$  Hz (ligne discontinue). (b) Carte de champ magnétique aux fréquences monochromatiques des trois zéros de transmission de la Fig. 10a ( $\gamma=10^{14}$  Hz).

Nous avons également évalué le domaine de validité du modèle de Drude pour une application à notre structure guidée. Pour cela, nous avons comparé les valeurs expérimentales des parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique de l'argent [39] avec le modèle de Drude (Eq. (16)). Un bon accord a été obtenu pour des valeurs de  $\gamma$  entre  $10^{13}$  et  $10^{14}$  Hz, lorsque la longueur d'onde varie de 0.5 à 2.5  $\mu\text{m}$ . Notons que cette gamme de longueur d'onde est plus large que celle que nous avons utilisée dans la Fig. 10a. Pour exemple, pour un guide de largeur usuelle  $a=0.5\mu\text{m}$ , l'échelle de longueur d'onde de la Fig. 10a varie entre 1.25 et 3  $\mu\text{m}$ . Pour les longueurs d'onde plus petites que 0.5  $\mu\text{m}$ , il n'est plus possible de simuler la constante diélectrique par le modèle de Drude, même en augmentant la valeur du coefficient d'absorption. Ceci est dû à la proximité de la résonance du plasmon, où le modèle de Drude fait défaut dans la description du métal.

Nous avons réalisé une analyse similaire pour deux autres métaux couramment utilisés dans l'infrarouge, à savoir l'or et l'aluminium. Dans le cas de l'or, l'ajustement des valeurs expérimentales [39] par le modèle de Drude est possible avec les paramètres  $\omega_p=1.4 \cdot 10^{16} \text{rad.s}^{-1}$ ,  $\gamma=1.0 \cdot 10^{14} \text{Hz}$  et  $\epsilon_\infty=7.0$  [40] dans la gamme de longueur d'onde [0.8, 2.5]  $\mu\text{m}$ . Pour des longueurs d'onde plus courtes, le modèle n'est plus valide du fait de la proximité de la résonance du plasmon. Pour l'aluminium, nous avons comparé les valeurs expérimentales [41] avec les valeurs simulées par le modèle de Drude avec les paramètres suivants :  $\omega_p=2.3 \cdot 10^{16} \text{rad.s}^{-1}$ ,  $\epsilon_\infty=1.0$  et  $\gamma=2.0 \cdot 10^{14} \text{Hz}$ . Dans ce cas, le

modèle de Drude permet de simuler uniquement la gamme de longueur d'onde [1.6, 2.5 $\mu\text{m}$ ]. Ceci signifie que ce dernier matériau est moins bien adapté pour la gamme de longueur d'onde de la Fig. 10a et/ou avec la largeur de guide de 0.5 $\mu\text{m}$ .

### 2.3.3 Filtre sélectif

Dans cette section, nous présentons la transmission lorsqu'un ensemble de stubs périodiques est attaché au guide d'onde [12] (Fig. 11a). Les dimensions de référence des stubs sont  $w=a$  pour la largeur et  $l=1.4a$  pour la longueur et ils sont séparés l'un de l'autre d'une distance  $\delta=2a$ . Comme nous l'avons vu Fig. 5c, la courbe de transmission pour un seul stub montre cinq creux de transmission dans la gamme de fréquence réduite [0.15, 0.45]. Dans le reste du paragraphe, nous allons nous concentrer sur le zéro de transmission à  $\Omega=0.256$ . La courbe de transmission pour une augmentation du nombre de stub de 1 (ligne discontinue) à 5 (ligne continue) est présentée Fig. 11b. Lorsque l'on augmente le nombre de stub, une bande interdite s'ouvre dans le domaine de fréquence réduite [0.250, 0.257] avec une atténuation supérieure à 20dB.

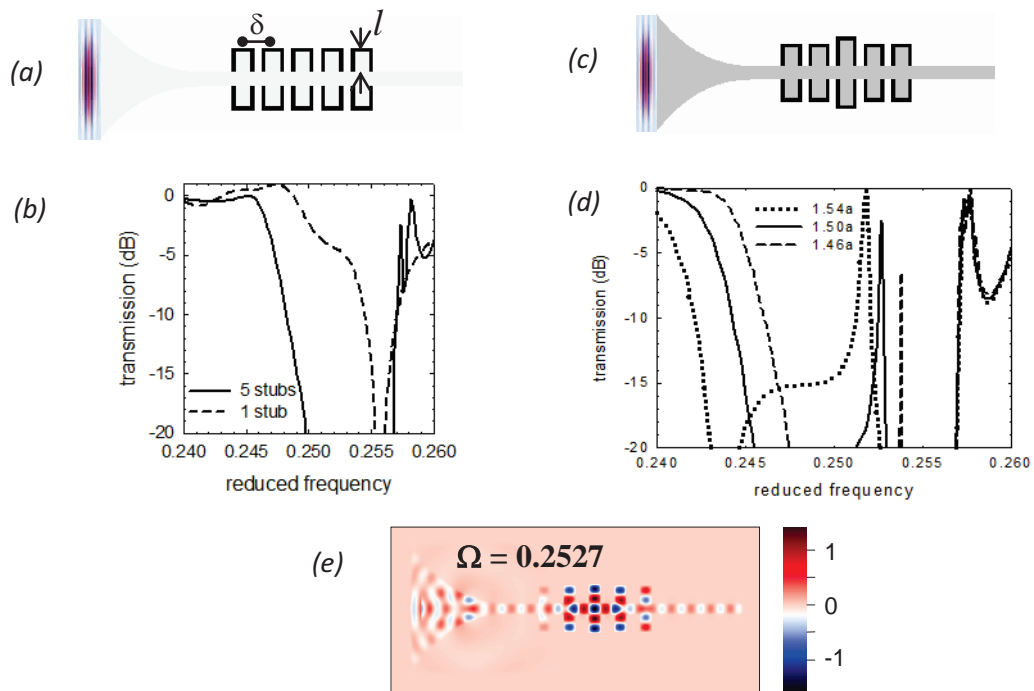


Fig. 11 : (a) Vue schématique du guide couplé à un arrangement périodique de cinq stubs de paramètres géométriques  $(w, l) = (a, 1.4a)$ . La distance entre les stubs est de  $\delta=2a$ . (b) Spectres de transmission pour un (ligne discontinue) et cinq (ligne continue) stubs. (c) Vue schématique de la structure précédente avec une longueur différente du stub central. (d) Spectres de transmission calculé pour trois longueurs du stub central ( $l=1.46a, l=1.5a, l=1.54a$ ). (e) Exemple de carte de champ magnétique pour la fréquence monochromatique  $\Omega=0.2527$ .

### **2.3.3.1 Filtre sélectif ajustable**

Nous changeons maintenant les paramètres géométriques du troisième stub dans le but de créer un défaut structurel dans la chaîne périodique de stubs. Le défaut peut être créé par une modification de la largeur ou de la longueur du stub. Dans l'immédiat, nous choisissons d'augmenter la longueur du stub central de  $l=1.4a$  à  $l=1.5a$ . L'augmentation de la taille du stub a pour effet de diminuer sa fréquence de résonance vis à vis des autres stubs de la chaîne. Nous nous sommes assurés que cette nouvelle fréquence tombait à l'intérieur du gap de transmission de la Fig. 11b. Dans ces conditions, le spectre de transmission d'une telle structure présente un pic étroit centré à la fréquence réduite  $\Omega=0.2527$  à l'intérieur du gap (ligne continue de la Fig. 11d). Ce pic correspond à une transmission de l'onde par effet tunnel grâce à l'excitation du mode localisé associé au stub 'défaut'. La carte de champ magnétique calculée par FDTD à la fréquence monochromatique  $\Omega=0.2527$  démontre la transmission par une forte concentration du champ magnétique au niveau du défaut et de ses proches voisins (Fig. 11e). En résumé, un tel dispositif peut être utilisé comme filtre sélectif. De plus, il est également possible de déplacer la bande de fréquence étroite à l'intérieur du gap en ajustant la largeur ou la longueur du stub 'défaut'. Sur la Fig. 11d, la courbe de transmission est présentée pour trois longueurs différentes du stub central, à savoir  $l=1.46a$ ,  $l=1.5a$  et  $l=1.54a$ . La fréquence centrale du pic de transmission par effet tunnel est alors translatée vers les basses fréquences, en accord avec l'augmentation de la taille de la cavité. Nous avons ainsi créé un filtre sélectif ajustable aux fréquences réduites  $\Omega=0.2538$ ,  $\Omega=0.2527$  et  $\Omega=0.2518$ .

### **2.3.3.2 Filtre sélectif par effet de superpériodicité**

L'augmentation du nombre de stubs a un autre effet dans la transmission, à savoir l'ouverture de nouvelles bandes interdites que l'on attribue à la périodicité de la structure, appelés effet de superpériodicité [15]. La position de ces nouveaux gaps est sensible à la distance de séparation des stubs, c'est-à-dire  $\delta$ . Pour faire la démonstration de ce point, nous avons, à partir de la structure périodique de cinq stubs, modifié  $\delta$  de  $2.4a$  à  $2.6a$  tout en conservant constantes les autres dimensions géométriques ( $w=a$ ,  $l=1.4a$ ). Sur la Fig. 12a, nous remarquons que la bande interdite associée à l'élargissement du zéro de transmission d'un stub ( $\Omega=0.256$ ) reste pratiquement inchangée avec la variation de  $\delta$ . Parallèlement, nous pouvons voir le déplacement d'un second gap, moins prononcé que le premier, d'abord autour de  $\Omega=0.29$  qui évolue vers les basses fréquences au fur et à mesure que  $\delta$  augmente.

Nous avons étudié ensuite la superposition des deux types de gap, associés respectivement au zéro de transmission et à la périodicité, en changeant la longueur des cinq stubs tout en gardant constante la distance inter-stubs ( $\delta=2a$ ). Les spectres de transmission sont représentés Fig. 12b pour

quatre valeurs de  $l$ . Si nous regardons la courbe obtenue pour  $l=1.3a$ , nous observons la coexistence des deux gaps, séparés par une petite bande passante. Comme nous l'avons vu précédemment, le gap le plus profond est dû à l'élargissement du zéro de transmission produit par un stub alors que le second gap (moins prononcé) résulte de l'effet de superpériodicité. Lorsque la longueur des stubs passe à  $1.2a$ , le gap relié au zéro de transmission se déplace vers les hautes fréquences, au-delà du gap de périodicité. Pour des valeurs intermédiaires de  $l$ , comme  $l=1.27a$  et  $l=1.23a$ , la structure de bande se comporte de telle manière qu'une très petite bande passante se retrouve enfermée à l'intérieur d'un large gap. Ainsi, la superposition de ces deux types de gap a le pouvoir de créer un filtre sélectif à travers une structure constituée par un ensemble de stubs périodiques et ceci sans incorporer de défauts structurels. La carte de champ magnétique, présentée Fig. 12c, montre pour une excitation monochromatique à la fréquence réduite  $\Omega=0.2639$ , une présence du champ magnétique dans l'ensemble des stubs. Le signal est ensuite reconstitué à la sortie du guide à l'identique de la forme qu'il possédait en entrant.

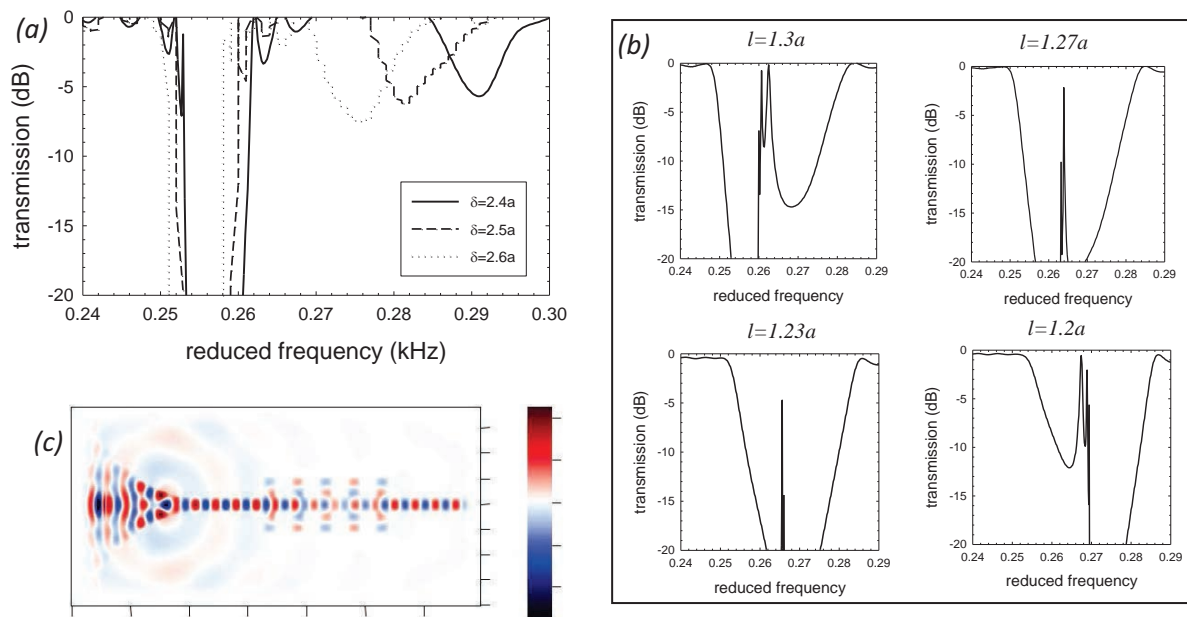


Fig. 12 : (a) Spectres de transmission pour un guide couplé à  $N=5$  stubs ( $w, l$ ) = ( $a, 1.4a$ ) et pour 3 valeurs de séparation inter-stubs  $\delta$ . (b) Spectres de transmission pour une séparation inter-stub  $\delta=2a$  et pour plusieurs valeurs de la longueur  $l$  des stubs. (c) Carte de champ magnétique à la fréquence réduite monochromatique ( $\Omega=0.2639$ ), correspondant à la fréquence centrale du pic de transmission lorsque  $l=1.23a$ .

### 2.3.4 Guide d'onde de forme Y

Dans cette section, nous allons discuter les propriétés de transmission d'un guide d'onde de forme Y schématisé Fig. 13a. Les résultats pourront également être étendus à un dispositif multicanaux en augmentant le nombre de branches à la sortie du guide [14]. La transmission est d'abord calculée à la sortie des deux branches, en  $T_1$  et  $T_2$ , pour un signal enregistré en  $T_0$ , à la sortie du taper (Fig. 13b). Les transmissions recueillies présentent la même forme Gaussienne que le signal d'excitation, d'amplitude divisée de manière égale dans les deux branches. Cependant, lorsque nous comparons la somme des signaux enregistrés au niveau des deux sorties avec celui en  $T_0$ , nous remarquons une perte de 20% de l'intensité du signal. Cette différence trouve son origine dans des réflexions et des diffractions au niveau de la courbure. La carte de champ magnétique à la fréquence réduite monochromatique  $\Omega=0.24$  (fig 13c) permet de confirmer un fort confinement de l'onde dans le guide avec une faible diffraction dans l'air ainsi qu'une bonne séparation du signal d'entrée entre les deux branches de sortie du dispositif Y.

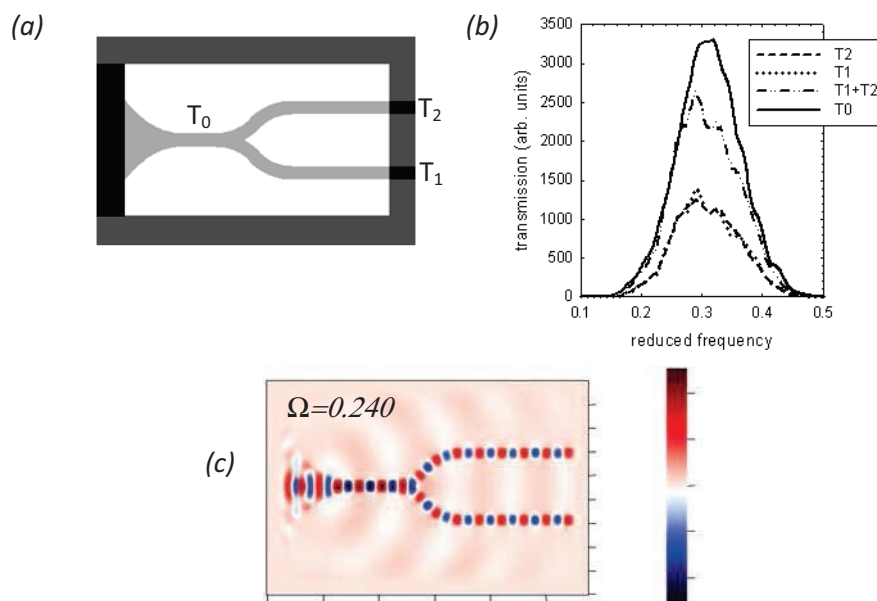


Fig. 13 : (a) Vue schématique d'un guide d'onde de forme Y.  $T_0$  est l'intensité du signal d'entrée,  $T_1$  et  $T_2$  les intensités aux extrémités des deux branches. Représentation de la transmission non normalisée à l'entrée ( $T_0$ ), aux sorties ( $T_1$  et  $T_2$ ) et la somme ( $T_1+T_2$ ). (c) Carte de champ magnétique pour la structure Y à la fréquence monochromatique réduite ( $\Omega=0.240$ ).

### 2.3.4.1 Démultiplexeur réjectif

Comme nous pouvons le voir Fig. 14a, nous avons inséré deux stubs de géométrie différente sur chacune des branches de la structure Y. Les paramètres choisis pour le stub de la branche  $T_1$  sont  $w=a$  pour la largeur et  $l=1.4a$  pour la longueur. Pour la branche  $T_2$ , nous avons pris le couple de paramètres  $(w, l)=(a, 1.5a)$ . Les spectres de transmission correspondants sont reportés Fig. 14b dans la gamme de fréquences réduites  $[0.22, 0.27]$ . Nous notons la présence de deux creux d'atténuation aux fréquences réduites respectives de  $\Omega=0.2465$  and  $\Omega=0.2557$ . Les fréquences de ces creux sont exactement les mêmes que celles calculées dans le cas de stubs individuels couplés à un guide droit (Fig. 5). La forme Y de la structure rejette indépendamment la fréquence du résonateur propre à chaque branche. Nous pouvons donc en déduire l'absence de perturbations qui proviendraient de la séparation des guides, de la courbure ou de l'interaction entre les stubs. Un tel dispositif est donc capable de rejeter de manière sélective les fréquences issues d'un signal large bande, selon la géométrie des microstubs et le choix du port de sortie.

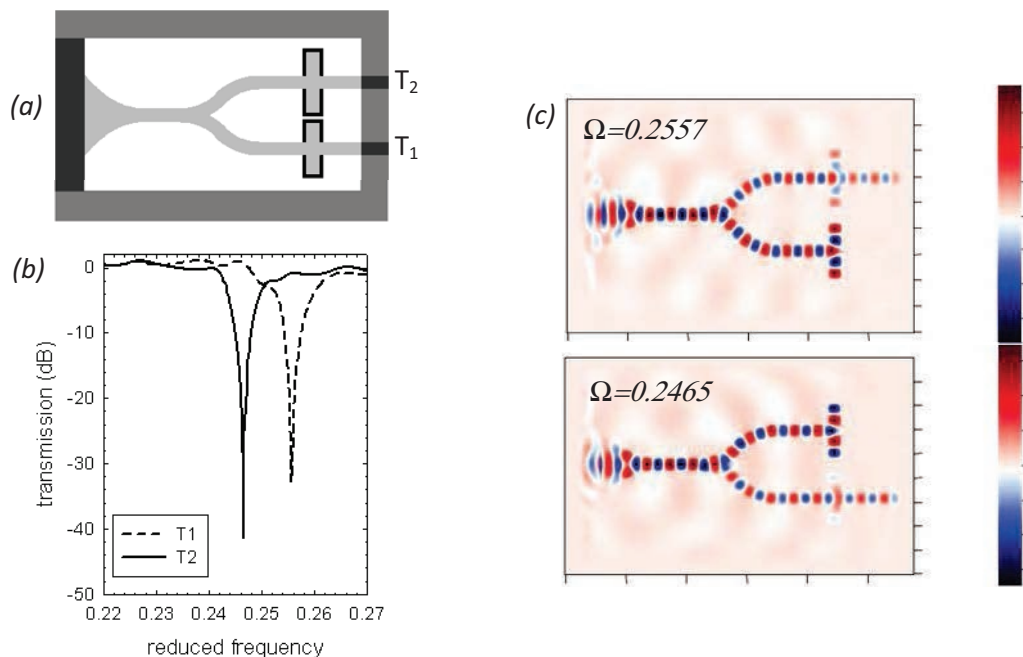


Fig. 14 : (a) vue schématique du guide Y dans lequel les deux branches ont été couplées à des stubs de différentes longueurs ( $l=1.4a$  pour  $T_1$  et  $l=1.5a$  pour  $T_2$ ). (b) Spectre de transmission lorsque le détecteur est positionné à la sortie  $T_1$  (ligne discontinue) ou  $T_2$  (ligne continue). (c) carte de champ magnétique aux fréquences monochromatiques des zéros de transmission  $\Omega=0.2557$  et  $\Omega=0.2465$ .

Nous présentons Fig. 14c la cartographie du champ magnétique pour les deux ondes monochromatiques incidentes correspondant aux deux fréquences de résonance des stubs. A la fréquence réduite de  $\Omega=0.2557$ , le champ incident dans le guide d'onde interagit avec le stub situé dans la branche T1 et aucun signal n'est observé en sortie. Toujours à la même fréquence, le stub de la branche T2 n'est pas excité et ne perturbe par conséquent pas la propagation de la lumière vers la sortie du port 2. Une conclusion similaire peut être faite à  $\Omega=0.2465$  pour laquelle le mode de résonance du stub localisé dans la branche 2 est excité. Dans ce cas, la propagation de la lumière est stoppée dans la branche 2 et sort par le port 1. Ainsi, nous avons démontré l'efficacité de l'opération de filtrage sélectif par réjection à partir d'une structure en forme de Y.

### 2.3.4.2 Démultiplexeur sélectif

A partir des considérations et conclusions précédentes, le propos est maintenant de faire la démonstration d'un démultiplexeur de forme Y basé sur les cavités microstubs. Le principal objectif est de sélectionner différentes fréquences issues d'un signal large bande sur chaque branche d'une structure en forme de Y. Comme nous l'avons détaillé dans la section 3, la première étape dans la constitution d'un filtre sélectif est d'associer plusieurs stubs en une structure périodique. La périodicité des stubs conduit à la formation d'une bande interdite dans le spectre de transmission autour de la fréquence de résonance du stub. La Fig. 15 montre la formation de ce gap pour une association de cinq stubs similaires de dimensions  $(l,w)=(a, 1.4a)$  placé dans chaque branche  $T_1$  et  $T_2$ . Nous remarquons une superposition parfaite des deux gaps dont les limites de fréquences réduites sont identiques à celles obtenues dans le cas d'un guide droit (Fig. 11b).

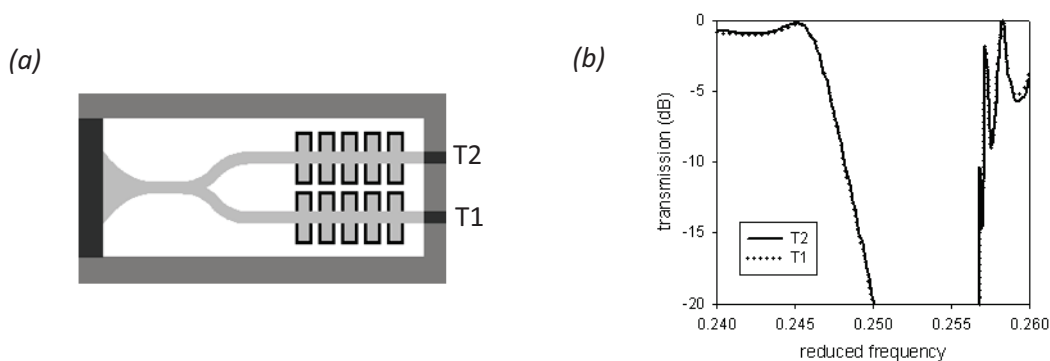


Fig. 15 : (a) Schéma du guide d'onde Y dans lequel les branches sont couplées à 5 stubs identiques  $(w, l) = (a, 1.4a)$ . (b) Spectres de transmission lorsque le détecteur est placé à la sortie  $T_1$  (ligne discontinue) et  $T_2$  (ligne solide)



La seconde étape dans la réalisation de filtre sélectif est de placer, sur chaque branche, un stub 'défaut' au milieu de l'arrangement périodique comme cela est illustré Fig. 16a. Dans ce modèle, nous avons remplacé le troisième stub de la branche  $T_1$  (resp.  $T_2$ ) par un nouveau qui possède les paramètres géométriques  $(l, w) = (a, 1.5a)$  (resp.  $(l, w) = (a, 1.54a)$ ). Les courbes de transmission calculées aux sorties des deux branches sont représentées Fig. 16b. On peut reconnaître les deux bandes passantes étroites que nous avons déjà observées dans le cas du guide droit (Fig. 11d). L'intensité, la forme et les valeurs de fréquences réduites des pics sont identiques à celles du guide droit, ce qui confirme le comportement indépendant des deux canaux. Le démultiplexeur Y est donc capable de séparer deux bandes passantes étroites et proches issues d'un signal large bande. Chaque fréquence sélectionnée ( $\Omega=0.2518$  dans  $T_1$  et  $\Omega=0.2527$  dans  $T_2$ ) est accessible à la sortie des ports correspondants.

Les cartes de champ magnétiques aux valeurs des fréquences réduites des filtres montrent une transmission respective dans chaque canal avec une forte augmentation du champ au niveau du stub 'défaut' et de son proche environnement et une absence de transmission dans le second canal. Pour résumer, la Fig. 16 montre clairement que le signal incident large bande a été séparé et dirigé vers les deux branches de la structure Y. Chaque branche a alors sélectionné sa propre bande passante étroite.

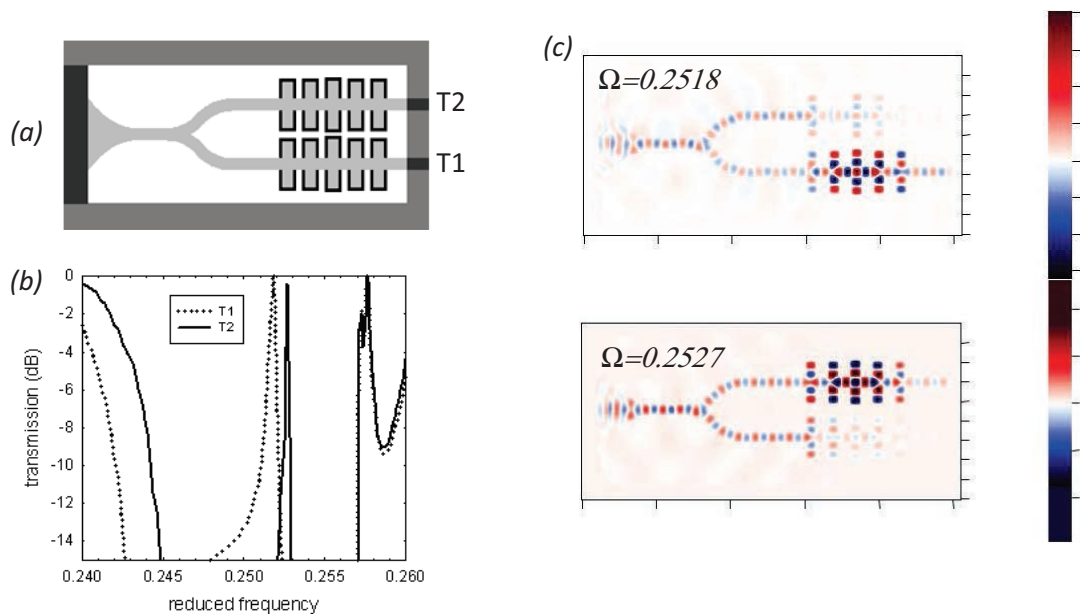


Fig. 16 : (a) Représentation schématique du guide Y dans lequel chaque branche est couplée à 5 stubs avec une augmentation différente de la longueur du stub centrale dans chaque branche :  $l=1.54a$  pour  $T_1$  et  $l=1.50a$  pour  $T_2$ . (b) Spectres de transmission aux sorties  $T_1$  (ligne discontinue) et  $T_2$  (ligne continue). (c) carte de champ magnétique aux deux fréquences de filtrage  $\Omega=0.2527$  et  $\Omega=0.2518$ .

## 2.4 Nanoguide plasmonique

Dans la continuité de l'étude précédente, nous nous sommes intéressés aux propriétés de guidage et de filtrage d'un guide plasmonique. L'intérêt majeur est de transporter l'information optique dans des dispositifs sub-longueur d'onde. Une première étude porte sur la caractérisation d'un guide plasmonique à deux dimensions MIM constitué d'argent pour le métal et d'air pour le diélectrique. Cette structure plasmonique a conduit à la caractérisation des propriétés de filtrage des ondes dans le domaine optique [31]. Dans ce qui suit, nous présentons un travail plus récent qui porte sur les propriétés de filtrage et de démultiplexage d'un guide plasmonique sub-longueur d'onde dans la gamme des fréquences télécoms [32]. Ce nanoguide bidimensionnel est formé d'une lame de dioxyde de silicium de constante diélectrique  $\epsilon_2=2.28$  prise en sandwich entre deux substrats semi infinis d'argent (voir l'insert de la Fig. 17a). Le guide ainsi créé possède une largeur de 50nm soit 31 fois plus petite que la longueur d'onde du signal incident dans le vide. Notre choix s'est porté sur l'argent car c'est le métal qui absorbe le moins d'énergie dans la gamme de fréquence télécom, autour de  $1.55\mu\text{m}$ . La fonction diélectrique du métal,  $\epsilon_1$ , est décrite par le modèle de Drude (Eq. (16)). Nous avons choisi les paramètres  $\omega_p=1.3810^{16}\text{rad.s}^{-1}$ ,  $\gamma=2.634 \cdot 10^{13}\text{Hz}$  et  $\epsilon_\infty=3.276$  qui décrivent avec le minimum d'erreur la fonction diélectrique de l'argent dans le proche infrarouge [42].

Compte tenue de la symétrie du guide parfait, la propagation des ondes peut être distinguée entre les modes symétriques et antisymétriques [43]. La figure 17a représente la courbe de dispersion des modes SPP (Surface Plasmon Polaritons) pour la structure Ag-SiO<sub>2</sub>-Ag étudiée, obtenue à partir des relations de dispersion :

$$\begin{cases} \cotanh\left(\frac{\alpha_1 d}{2}\right) + \frac{\epsilon_1 \alpha_2}{\epsilon_2 \alpha_1} = 0, & \text{mode antisymétrique} \\ \tanh\left(\frac{\alpha_2 d}{2}\right) + \frac{\epsilon_1 \alpha_2}{\epsilon_2 \alpha_1} = 0, & \text{mode symétrique} \end{cases} \quad (17)$$

avec  $\alpha_1^2 = k_{//}^2 - \frac{\epsilon_1 \omega^2}{c^2}$ ,  $\alpha_2^2 = k_{//}^2 - \frac{\epsilon_2 \omega^2}{c^2}$  et  $\epsilon_1(\omega) \approx \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$

La fréquence réduite ( $\omega/\omega_p$ ) est reportée en fonction du vecteur d'onde réduit ( $k_{//}d$ ), où  $k_{//}$  est le vecteur d'onde parallèle au guide et  $d$  la largeur du guide. Les deux branches de la Fig. 17 ont une polarisation (TM), ce qui signifie que le champ magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation tout en étant antisymétrique (branche 1) ou symétrique (branche 2) par rapport au plan médian du guide et conformément à la représentation schématique de la Fig. 2a.

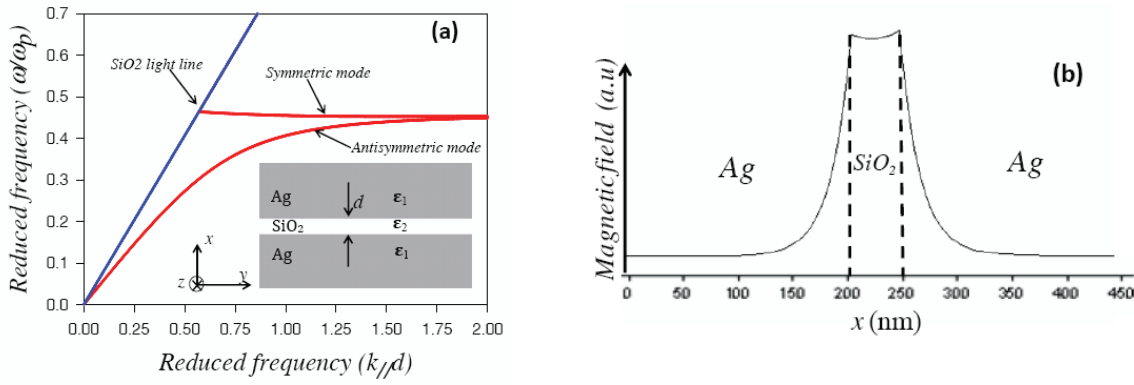


Fig. 17 : (a) Relation de dispersion pour un guide d'onde planaire Ag-SiO<sub>2</sub>-Ag schématisé dans l'insert.  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_1$  sont les constantes diélectriques du SiO<sub>2</sub> et de l'argent. (b) Profil de pénétration dans le plan  $(x, z)$ .

Dans ce travail, seul le mode antisymétrique, pour lequel le guide d'onde est monomode dans une large gamme de fréquence réduite, est excité. Cette gamme correspond aux longueurs d'onde du vide dans le proche infrarouge, de 1 $\mu$ m à 2.4 $\mu$ m. Sur la Fig. 17b, nous avons représenté le profil de champ magnétique dans le plan  $(x, z)$  pour  $\lambda=1550$ nm. Nous observons clairement le confinement du mode SPP dans le diélectrique et la décroissance exponentielle dans les parties métalliques. A partir de ces courbes, la profondeur de peau du métal a été estimée à 44nm à cette longueur d'onde.

### 2.4.1 Pertes dans le guide

Un signal lumineux se propageant dans un guide d'onde plasmonique perd de l'énergie au fur et à mesure de sa propagation du fait de son couplage aux électrons du métal.

Considérant le guide comme un milieu effectif, nous pouvons relier le vecteur d'onde  $k_{//}$  au vecteur d'onde dans le vide,  $k_0$  par l'indice effectif  $n_{eff}$  :

$$k_{//} = n_{eff} \cdot k_0 \quad (18)$$

La relation de dispersion du guide effectif prenant l'expression,

$$\omega^2 = \frac{c^2 k_{//}^2}{\epsilon_{eff}}, \quad \epsilon_{eff} = n_{eff}^2 \quad (19)$$

les constantes de propagation  $\alpha_i$ ,  $i=1,2$ , (Eq. 17) deviennent alors :

$$\alpha_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\varepsilon_{eff} - \varepsilon_i)^{1/2} \quad (20)$$

Compte tenu de l'équation (18), la relation de dispersion du mode plasmonique antisymétrique devient :

$$\coth\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} (\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2)^{1/2} \frac{d}{2}\right) = -\frac{\varepsilon_1 (\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2)^{1/2}}{\varepsilon_2 (\varepsilon_{eff} - \varepsilon_1)^{1/2}} \quad (21)$$

Tant que la largeur du guide reste faible devant la longueur d'onde du signal incident dans le vide nous pouvons effectuer un développement limité de la fonction cotangente en fonction de

$$A = \frac{2\pi d}{\lambda_0 2}, \text{ au deuxième ordre, soit :}$$

$$\frac{1}{A(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2)^{1/2}} + \frac{A(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2)^{1/2}}{3} \approx -\frac{\varepsilon_1 (\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2)^{1/2}}{\varepsilon_2 (\varepsilon_{eff} - \varepsilon_1)^{1/2}} \quad (22)$$

La résolution numérique de cette équation permet d'obtenir la variation de l'indice effectif en fonction de la largeur du guide.

Sa partie réelle,  $n'_{eff}$ , nous renseigne sur la vitesse de propagation du mode plasmonique,

$$v_{SPP} = \frac{c}{n'_{eff}} \quad (23)$$

et sa partie imaginaire,  $n''_{eff}$ , sur la longueur de propagation du signal plasmon, définie comme étant la longueur au bout de laquelle l'intensité de l'onde est diminuée d'un facteur  $1/e$  [44]:

$$L_{SPP} = \frac{\lambda_0}{4\pi \cdot n''_{eff}} \quad (24)$$

Les figures 18a et b, tracées lorsque le milieu diélectrique est constitué d'air ( $\varepsilon_2=1$ ), représentent les variations des parties réelle et imaginaire de l'indice effectif en fonction de la demi-largeur du guide  $d'=d/2$  pour deux longueurs d'onde différentes  $\lambda_0=500$  nm et 700nm. Nous notons, pour ces deux courbes, une variation non linéaire en  $1/d$  des deux indices. Pour une largeur de guide inférieure à 20nm, nous remarquons une forte augmentation des deux indices. Cela signifie que, lorsque la largeur du guide devient inférieure à 20nm, la vitesse de propagation augmente brutalement ainsi que les pertes par effet Joule dans le métal.

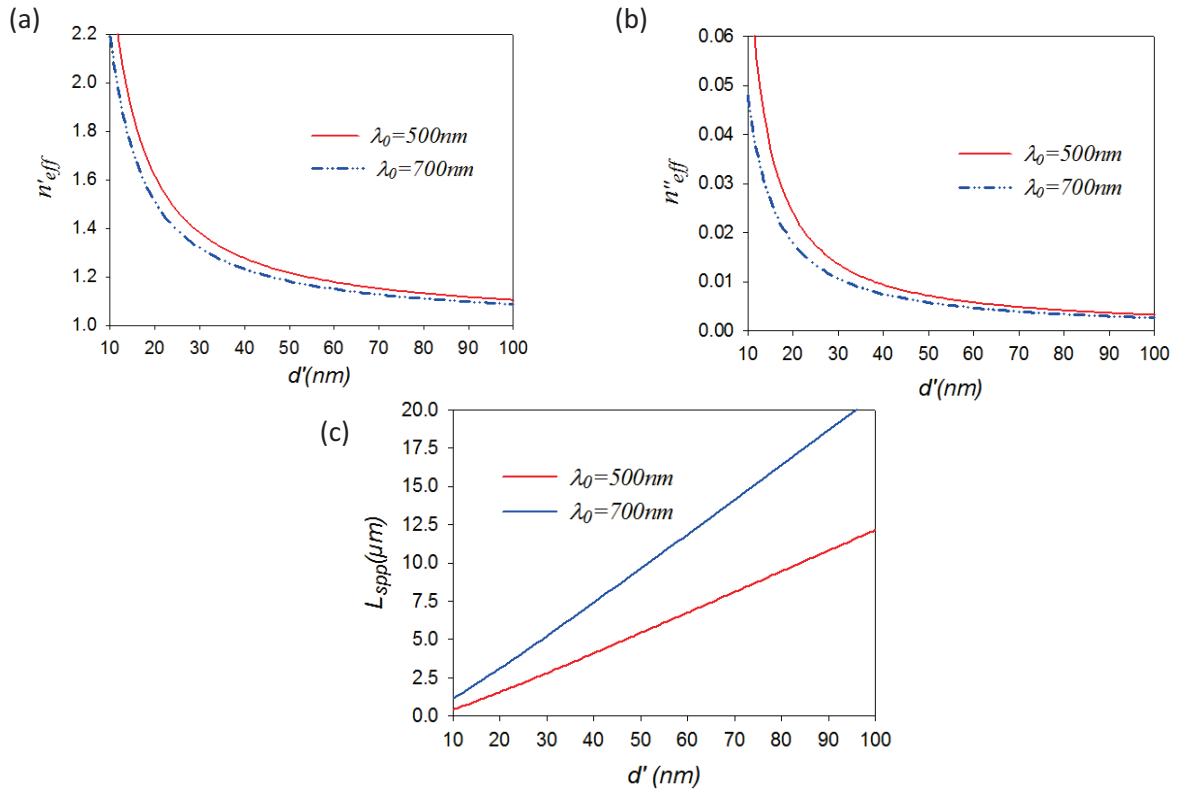


Figure 18 : Variations des parties réelle (a) et imaginaire (b) de l'indice effectif en fonction de la demi-largeur du guide  $d'=d/2$  pour deux longueurs d'onde 500nm et 700nm. (c) Variation de la longueur de propagation du signal plasmonique dans le guide.

La figure 18c illustre l'évolution de la longueur de propagation  $L_{SPP}$  en fonction de  $d'$ . Nous remarquons une évolution quasi-linéaire traduisant la diminution de la longueur de propagation avec le confinement de l'onde. Enfin, pour des plus grandes longueurs d'onde (de 500nm à 300nm), la longueur de propagation augmente de manière significative. Nous pouvons rapprocher ce résultat de l'expression de la constante de propagation dans le métal,  $\alpha_1^2 = k_{//}^2 - \frac{\epsilon_1 \omega^2}{c^2}$ . Lorsque la longueur d'onde diminue,  $\omega$  augmente et la constante de propagation diminue. Ceci conduit à plus d'absorption dans le métal et donc à une longueur de propagation plus faible.

### 2.4.2 Filtre sélectif

L'insert de la Fig. 19 schématise la géométrie de la structure envisagée, constituée d'une cavité rectangulaire placée à l'intérieur du guide droit. Les parties diélectriques sont en  $\text{SiO}_2$  et l'ensemble est entouré d'argent. Nous notons  $g$  les gaps métalliques séparant la cavité du guide et le couple ( $w, l$ ) la largeur et la longueur de la nanocavité.

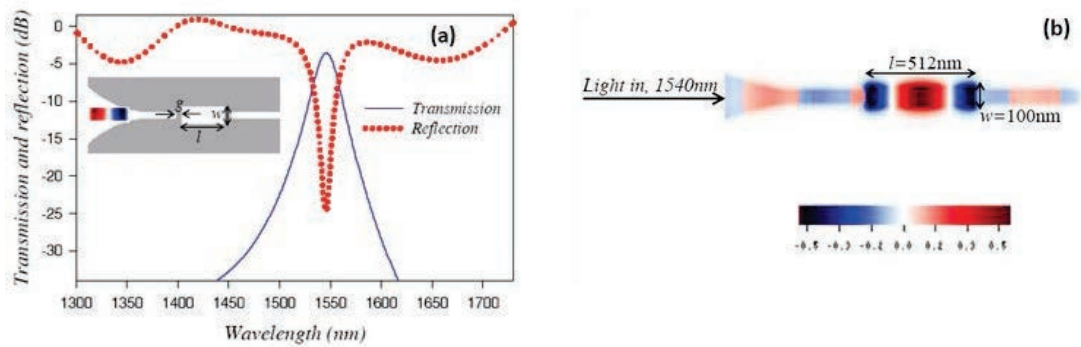


Fig. 19 : (insert) structure Ag-SiO<sub>2</sub>-Ag avec une cavité rectangulaire insérée dans le guide. (a) Coefficient de transmission (ligne continue) et de réflexion (ligne discontinue) en fonction de la longueur d'onde du vide (nm) avec les paramètres géométriques  $l=512$  nm,  $w=100$  nm et  $g=20$  nm. (b) Carte de champ magnétique (TM) pour une onde incidente monochromatique à  $\lambda=1540$ nm.

Toutes les courbes de transmission présentées au cours de cette section ont été calculées par la méthode des différences finies. Ces courbes sont reportées en dB en fonction de la longueur d'onde de la lumière dans l'air (nm). Dans ces calculs, les grilles de discrétisation spatiale et temporelle ont été choisies avec un paramètre de maille  $\Delta x=\Delta y=4$ nm pour l'espace et  $\Delta t=\Delta x \times 0.25/c=3.10^{-3}$ fs pour le temps avec un nombre total d'intervalles de temps de  $2^{20}$ . Ces paramètres sont les conditions nécessaires pour une bonne convergence des calculs numériques. Le signal incident et excité dans le taper par un courant  $J_x$  de forme gaussienne et antisymétrique par rapport au plan médian du guide dans la gamme des longueurs d'onde [1300, 1730nm]. La perte par couplage entre la source lumineuse et le guide est estimée à 6dB.

Les spectres de transmission (ligne solide) et de réflexion (ligne discontinue) en fonction de la longueur d'onde ont été obtenues pour les paramètres géométriques suivants :  $g=20$ nm ;  $w=100$ nm et  $l=512$ nm. Une telle cavité possède plusieurs modes SPP, dont le nombre et la position dépendent de la géométrie de la cavité [42]. Avec les paramètres choisis, une seule résonance apparaît dans la gamme de longueur d'onde choisie. L'interaction entre le guide droit et la nanocavité a contribué à la transmission d'un pic étroit à la longueur d'onde de 1540nm, formant ainsi un filtre sélectif. A partir des calculs des coefficients de réflexion et de transmission, nous avons évalué le coefficient d'absorption:

$$A=1-R-T=1-0.13-0.63=24\%$$

Ceci signifie que, si on néglige l'absorption le long du guide ( $\approx 0.5$ dB/ $\mu$ m), 24% du signal a été absorbé dans la cavité. Le meilleur facteur de qualité ( $Q=\lambda/\Delta\lambda\approx 130$ ) a été obtenu en augmentant la distance  $g$

entre la nanocavité et le guide droit. Notons que  $g$  ne doit pas dépasser l'épaisseur de peau de 44nm pour laquelle le couplage ne serait plus suffisant pour induire une excitation du mode de la cavité.

La Fig. 19b montre la carte de champ magnétique à la longueur d'onde monochromatique de 1540nm. Nous observons une excitation du mode de la cavité conduisant à la transmission du signal.

Enfin, nous avons étudié le comportement du pic de transmission en fonction de l'augmentation de la taille de la cavité. Le comportement des longueurs d'onde de résonance du pic de transmission est représenté Fig. 20.

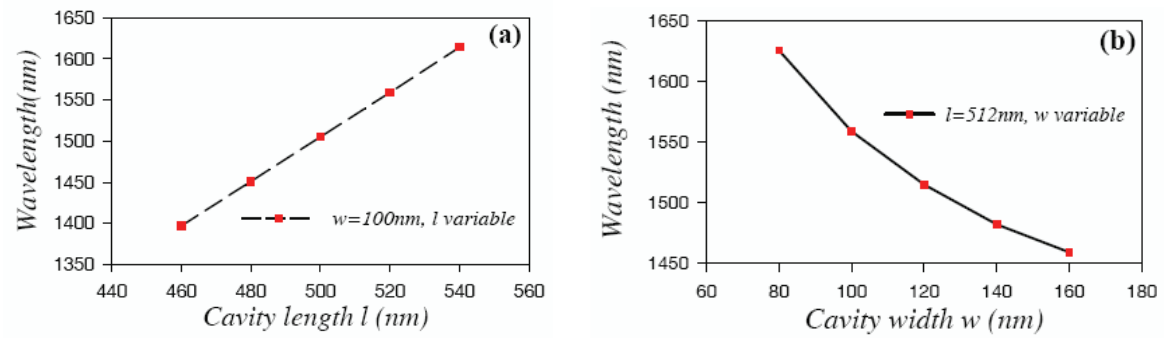


Fig. 20 : Représentation de la longueur d'onde central du pic de transmission en fonction (a) de la longueur  $l$  de la cavité pour  $w=100\text{nm}$  et  $g=20\text{nm}$  et (b) de la largeur  $w$  de la cavité pour  $l=512\text{nm}$  et  $g=20\text{nm}$ .

Lorsque la longueur  $l$  augmente (Fig. 20a), nous observons une augmentation linéaire de la longueur d'onde de résonance. Ce résultat attendu est conforme au comportement déjà observé pour le microguide diélectrique (Fig. 5). Ce qui l'est moins, c'est la diminution non linéaire de la longueur d'onde de résonance lorsque la largeur  $w$  de la cavité augmente (Fig. 20b). Dans la référence [45], un comportement similaire a été observé. Dans ce travail, les auteurs considèrent la cavité comme un guide tronqué ce qui permet d'assimiler les modes de résonances de la cavité à des ondes stationnaires. Lorsque le pulse incident se couple à la cavité, celle-ci introduit alors un déphasage par un aller retour de l'onde dans la cavité qui s'exprime par la relation suivante :

$$\Delta\varphi = k_{//} \cdot 2l + 2\varphi_{\text{mét}} \quad (25)$$

dans laquelle  $2\varphi_{\text{mét}}$  représente le déphasage lié à la pénétration de l'onde dans les parties métalliques. Ce dernier peut être négligé en comparaison avec le déphasage dû au parcours de l'onde dans la cavité.  $k_{//}$  est le vecteur d'onde du pulse parallèle à la direction de propagation, lié à l'indice effectif par la relation :

$$k_{//} = k_0 n_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{\text{eff}} \quad (26)$$

Des équations (17) et (18), nous en déduisons :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff} \cdot 2l \quad (27)$$

Enfin, la condition de résonance est vérifiée pour  $\Delta\varphi = 2\pi \cdot m$ ,  $m$  entier positif, ce qui permet d'obtenir la longueur d'onde de résonance de la cavité :

$$\lambda_r = \frac{2l \cdot n_{eff}}{m} \quad (28)$$

Cette relation permet d'interpréter le comportement de la résonance plasmonique, linéaire et croissante en fonction de la longueur de la cavité. L'indice effectif variant en  $1/w$  (voir 2.4.1), la résonance plasmonique varie de manière non linéaire et décroissante avec l'augmentation de la largeur de la cavité. Notons que ce modèle s'applique tant que la longueur de la cavité est grande comparée à sa largeur.

### 2.4.3 Filtre réjectif

Dans cette section, nous avons considéré la même cavité ( $w=100\text{nm}$ ,  $l=512\text{nm}$ ) localisée sur le côté du guide avec un gap métallique de séparation  $g=32\text{nm}$ . Les courbes de transmission et de réflexions correspondantes sont présentées Fig. 21. A la longueur d'onde télécom précédente ( $\lambda=1540\text{nm}$ ), nous observons désormais un creux de  $-29\text{dB}$  dans le spectre de transmission. Cette longueur d'onde correspond à l'excitation du mode SPP de la nanocavité. Ce type de structure conduit donc à un filtre réjectif. Le calcul du coefficient de réflexion permet d'évaluer le pourcentage d'absorption dans la cavité :

$$A=1-R=1-0.64=36\%$$

Comme dans le cas du filtre sélectif, le facteur de qualité peut être amélioré en augmentant l'épaisseur du gap métallique  $g$ , dans la limite de l'épaisseur de peau du métal. La valeur maximale obtenue est  $Q=153$ . Il est physiquement raisonnable de penser que cette valeur, légèrement plus élevée que dans le cas du filtre sélectif, est due à un couplage moins fort lorsque la cavité est située sur le côté du guide. Une étude complémentaire a été réalisée en plaçant de part et d'autre du guide d'onde une paire de nanocavités  $\text{SiO}_2$ . La configuration symétrique du système a conduit à un creux de réflexion plus profond ( $-41\text{dB}$ ) et à une augmentation de la valeur maximale du facteur de qualité ( $Q=172$ ).



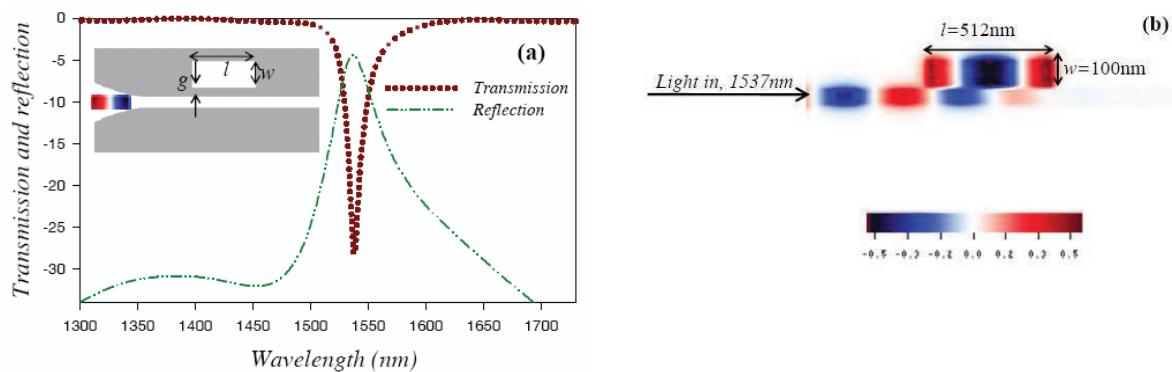


Fig. 21 : (insert) structure Ag-SiO<sub>2</sub>-Ag avec une cavité rectangulaire placée sur le côté du guide. (a) Coefficient de transmission (ligne continue) et de réflexion (ligne discontinue) en fonction de la longueur d'onde du vide (nm) avec les paramètres géométriques  $l=512$  nm,  $w=100$  nm et  $g=32$  nm. (b) Carte de champ magnétique (TM) pour une onde incidente monochromatique à  $\lambda=1537$ nm.

La carte de champ de la Fig. 21b permet la visualisation du mode de réflexion à la longueur d'onde monochromatique  $\lambda=1540$ nm. Dans cette cartographie, nous observons une forte interaction entre le mode de guide et la nanocavité avec l'excitation du même mode de cavité que précédemment (Fig. 19b).

Nous avons étudié l'évolution de la longueur d'onde de réflexion en fonction des paramètres géométriques de la cavité. Nous observons une translation vers les grandes longueurs d'onde lorsque la longueur de la cavité augmente. Une fois de plus, ce résultat est opposé pour la largeur : une augmentation de  $w$  conduit à une diminution de la longueur d'onde.

#### 2.4.4 Démultiplexeur de forme Y

Dans cette section, nous proposons un démultiplexeur plasmonique de forme Y utilisant les structures filtrantes des paragraphes précédents. Le principe reste le même que dans le cas du microguide à savoir la possibilité de sélectionner ou de rejeter, dans le même temps deux longueurs d'ondes différentes à la sortie de chaque branche du dispositif. L'étude préliminaire de la séparation du guide droit selon deux branches a conduit à des transmissions aux extrémités des deux branches de même forme que le signal initial, d'intensité divisée par deux. Contrairement au cas du microguide, nous pouvons en déduire une perte quasi nulle de l'énergie transmise par ce dispositif plasmonique. Le démultiplexeur a ensuite été couplé à des nanocavités, placées à l'intérieur des branches de sortie du Y (Fig 22a).

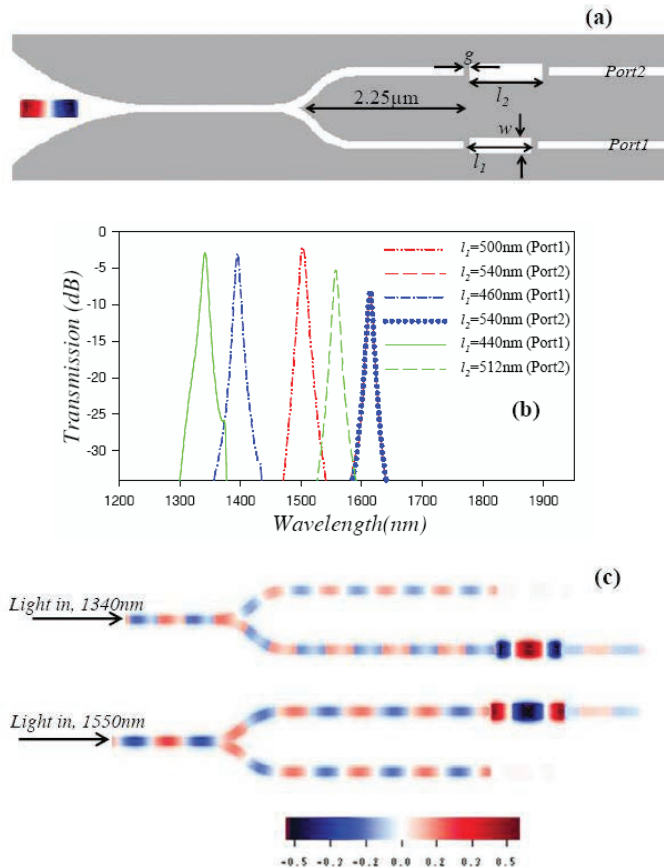


Fig. 22 (a) : Vue schématique d'un guide d'onde plasmonique de forme Y couplé à deux nanocavités rectangulaires de longueurs  $l_1$  et  $l_2$ , placées respectivement à l'intérieur de la branche de sortie basse et haute. (b) Spectres de transmission enregistrés aux sorties 1 et 2 pour les longueurs de cavités respectives  $l_1=440\text{nm}$  et  $l_2=512\text{nm}$ . (c) Cartes de champ magnétique aux fréquences monochromatiques ( $\lambda=1340\text{nm}$ ) et ( $\lambda=1550\text{nm}$ ).

A titre d'exemple, nous présentons Fig. 22b, les courbes de transmission obtenues aux ports 1 et 2 pour des longueurs de cavités respectives de 440nm et 512nm dans la gamme de longueurs d'onde [1200, 1700nm]. La largeur des cavités sera la même dans les deux cas, égale à 100nm, ainsi que le gap métallique  $g=36\text{nm}$ . Nous observons qu'à partir d'un signal large bande, seules les longueurs d'onde d'excitation des modes des cavités sont transmises et ceci individuellement dans chacune des branches. Dans le cas contraire, le signal est réfléchi. Les fréquences des pics sont respectivement 1340nm et 1550nm pour les ports 1 et 2. Comme cela a été discuté précédemment, les fréquences filtrées peuvent être ajustées pour les applications spécifiques en choisissant de manière appropriée la taille des nanocavités. La Fig 22c représente les cartes de champ magnétique aux fréquences monochromatiques de 1340nm et 1550nm. A 1340nm (1550nm), nous observons clairement l'excitation de la cavité dans la branche basse (haute) et la transmission au niveau du port 1 (2). Des résultats similaires ont été obtenus vis-à-vis de la réjection lorsque les cavités sont placées sur le côté des branches.

## 2.5 Conclusions

En conclusion, nous avons démontré l'efficacité d'un résonateur constitué par un microguide couplé à un double stub recouvert d'une couche métallique. Le couplage latéral du stub au guide conduit au filtrage réjectif de plusieurs bandes de fréquence étroites dans le spectre de transmission du guide linéaire. Par application d'un modèle analytique simple basé sur une cavité rectangulaire, toutes les fréquences filtrées ont été identifiées en termes de modes fondamental et d'ordre supérieur du stub. Ces fréquences peuvent être choisies pour des applications spécifiques en ajustant la longueur et/ou la largeur de la cavité. Le facteur de qualité du filtre peut être amélioré par l'insertion d'un petit gap d'air entre le stub et le guide d'onde. Nous avons démontré la possibilité d'extension de l'étude à un système à 3 dimensions dans l'objectif d'applications réalistes. Nous avons également discuté la présence des zéros de transmission selon la nature antisymétrique ou symétrique du signal incident. De plus, une association périodique de stubs élargit les zéros de transmission en bandes interdites. A l'intérieur de ce gap, la sélection d'une bande passante étroite devient possible par effet tunnel grâce à l'excitation d'un stub 'défaut' placé au milieu de l'association périodique. Nous avons ainsi créé un filtre sélectif dont la fréquence peut être ajustable en adaptant la longueur et/ou la largeur du stub 'défaut'. Une autre voie de filtrage a été envisagée par la superposition de deux gaps, provenant respectivement de l'élargissement d'un zéro de transmission et de l'effet de superpériodicité. De plus, nous avons discuté un modèle de démultiplexeur basé sur un guide d'onde de forme Y. Ce système peut être utilisé pour séparer des signaux à différentes fréquences provenant d'un même signal large bande. La plupart des calculs présentés ont été réalisés en supposant le concept simple du métal parfait recouvrant les stubs. De ce fait, le domaine de validité est limité au régime infrarouge. Cependant, en introduisant le modèle de Drude dans les codes de différences finies, nous avons montré que les tendances physiques devraient se conserver dans le domaine proche optique en vue d'application télécoms.

L'extension du code de FDTD à la simulation des métaux réels a alors ouvert la voie vers des études liées à la plasmonique. Fort de notre expérience dans l'étude des guides d'ondes diélectriques, nous nous sommes intéressés à des nanoguides plasmoniques de type métal-isolant métal (MIM). La plasmonique trouve sa force dans le confinement de la lumière dans des structures guidantes sub-longueurs d'onde. Dans ce travail, nous avons détaillé le cas d'une structure MIM constituée d'argent pour le métal et de  $\text{SiO}_2$  pour le diélectrique. Cette structure MIM a permis la transmission dans le domaine des télécoms (autour de  $1.55\mu\text{m}$ ). Le nanoguide plasmonique linéaire a ensuite été couplé à une nanocavité, également en  $\text{SiO}_2$ , localisée soit à l'intérieur du guide soit à l'extérieur de celui-ci. Dans le premier cas, la transmission présente un pic étroit dont l'origine correspond à l'excitation du

mode SPP de la cavité. Nous avons ainsi réalisé un filtre sélectif. Dans le cas où la cavité est placée sur le côté du guide, la transmission est totale à l'exception de la longueur d'onde d'excitation du mode SPP. Le filtre est alors réjectif. Ces filtres sont ajustables par adaptation des dimensions géométriques de la nanocavité. Dans les exemples présentés, l'augmentation de la largeur conduit à une augmentation de la longueur d'onde du filtre. Concernant la largeur, celle-ci présente un comportement inverse. Enfin, ces propriétés de filtrage ont été utilisées dans des structures plasmoniques guidantes de forme Y. Ces dispositifs, comme nous l'avons vu dans le cas du microguide diélectrique permettent de filtrer et de séparer deux fréquences issues d'un même signal large bande. L'intérêt de ces résonateurs est de proposer des dimensions réduites comparées à celles d'autres résonateurs étudiés dans la littérature pour les fréquences télécoms.

## Références Chapitre 2

- [1] R. Grover, T.A. Ibrahim, T.N. Ding, Y. Leng, L.-C. Kuo, S. Kanakaraju, K. Amarnath, L.C. Calhoun, and P.-T. Ho, IEEE photonics tech. lett. **15**, 8 (2003)
- [2] R. Quidant, J.-C. Weeber, A. Dereux, G. Lévêque, J. Weiner, C. Girard, Phys. Rev. B **69**, 081402 (2004)
- [3] T.J. Johnson, M. Borselli, and O. Painter, Opt. Express **14**, 817 (2006)
- [4] D. Rafizadeh, J.P. Zhang, S.C. Hagness, A. Taflove, K.A. Stair, and S.T. Ho, Opt. Lett. **22**, 1244 (1997)
- [5] B.E. Little, J.S. Foresi, G. Steinmeyer, E.R. Thoen, S.T. Chu, H.A. Haus, E.P. Ippen, L.C. Kimerling, and W. Green, IEEE Photonics Technol. Lett. **10**, 549 (1998)
- [6] R. Grover, P.P. Absil, V. Van, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, O. King, L.C. Calhoun, F.C. Johnson, and P.-T. Ho, Opt. Lett. **26**, 506 (2001)
- [7] B.E. Little, H.A. Haus, J.S. Foresi, L.C. Kimerling, E.P. Ippen, D.J. Ripin, IEEE Photonics Technology Letters **10** 816, (1998)
- [8] G.P. Agrawal, S. Radic, IEEE Photon. Technol. Lett. **6**, 995 (1994)
- [9] J.C. Chen, H.A. Haus, S. Fan, P.R. Villeneuve and J.D. Joannopoulos, J. Lightwave Technol. **14**, 2575 (1996)
- [10] K. Ogusu and K. Takayama, Opt. Lett. **32**, 2185 (2007)
- [11][Recueil p 106] **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, R. Fikri and J. P. Vigneron, Appl. Phys. Lett. **89**, 101113 (2006)
- [12][Recueil p 113] **Y Pennec**, M Beaugeois, B Djafari-Rouhani, A Akjouj, J O Vasseur, L Dobrzynski, J-P Vilcot, M Bouazaoui and J-P Vigneron, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **9**, 431 (2007)
- [13] **Y. Pennec**, B Djafari-Rouhani, A Akjouj, J O Vasseur, A. Noual, L Dobrzynski, Chapter 3, Progress in Optical Fibers, Nova Science Publishers (2009)
- [14][Recueil p 166] **Y. Pennec**, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J.O. Vasseur, L. Dobrzynski, E.H. El Boudouti, J.P. Vilcot, M. Bouazaoui, and J.P. Vigneron, Photonics and Nanostruct., Fundament. and Applic. **6**, 26 (2008)
- [15] W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, Nature **424**, 824 (2003)
- [16] P. Berini, Phys. Rev. B **61**, 10484 (2000)
- [17] P. Berini, New J. Phys **10**, 105010 (2008)
- [18] D. F. P. Pile, and D. K. Gramotnev, Appl. Phys. Lett. **30**, 1186 (2005)
- [19] S I Bozhevolnyi, V S Volkov, E Devaux and T W Ebbesen, Phys. Rev. Lett **95**, 046802 (2005)
- [20] S I Bozhevolnyi, V S Volkov, E Devaux, J Y Laluet and T W Ebbesen, Nature **440**, 508 (2006)
- [21] D. Arbel, and M. Orenstein, Opt. Express. **16**, 3114 (2008)
- [22] M. Quintin, A. Leinter, J. R. Krenn, and F. R. Aussenegg, Opt. Lett. **23**, 1331 (1998)

- [23] S. A. Maier et al., *Nature Mater.* **2**, 229 (2003)
- [24] L. Dobrzynski, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, M. Bouazaoui, J.P. Vilcot, H. AlWahsh, P. Zielinski, and J.P. Vigneron, *Phys. Rev. E* **69**, 035601 (2004)
- [25] J.A. Dionne, L.A. Sweatlock, H.A. Atwater and A. Polman, *Phys. Rev. B* **72**, 075405 (2005)
- [26] T. Søndergaard, J. Jung, S.I. Bozhevolnyi and G. Della Valle, *New J. Phys.* **10** 105008 (2008)
- [27] J. A. Dionne, L.A. Sweatlock, H.A. Atwater, and A. Polman, *Phys. Rev. B* **72**, 075405 (2005)
- [28] J.A. Dionne, L.A. Sweatlock, H.A. Atwater and A. Polman, *Phys. Rev. B* **73**, 035407 (2006)
- [29] P. Neutens, P.V. Dorpe, L.D. Vlamincx, L. Lagae and G. Borghs, *Nat. Photon.* **3**, 283 (2009)
- [30] Z. Yu, G. Veronis, S. Fan and M.L. Brongersma, *Appl. Phys. Lett.* **92** 041117 (2008)
- [31][Recueil p 211] A. Noual, **Y. Pennec**, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, *J. Phys. Condens. Matter* **21**, 375301 (2009)
- [32][Recueil p 217] A. Noual, A. Akjouj, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, *New Journal of Physics* **11**, 103020 (2009)
- [33] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite Difference Time Domain Method*, 2<sup>nd</sup> edition (Artech House INC, Norwood, 2000)
- [34] K.S. Yee, *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **14**, 302 (1966)
- [35] J.P. Berenger, *J. Comput. Phys.* **114**, 185 (1994)
- [36] A. Beaurain, S. Dupont, H.-W. Li, J.-P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, and D. Decoster, *Microwave Opt. Technol. Lett.* **40**, 216218 (2004)
- [37] J.O. Vasseur, A. Akjouj, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, E.H. El Boudouti, *Surface Science Report* **54**, 1-156 (2004)
- [38] H. Gao, H. Shi, C. Wang, C. Du, X. Luo, Q. Deng, Y. Lv, X. Lin, and H. Yao, *Optics Express* **13**, 10795 (2005)
- [39] P.B. Johnson and R.W. Christy, *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972)
- [40] Anuj K. Sharma and B.D. Gupta, *Nanotechnology* **17**, 124 (2006)
- [41] E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids II", Academic Press, (1991)
- [42] J.P. Kottmann, O.J.F. Martin, D.R. Smith, and S. Schultz *Phys. Rev. B* **64**, 235403 (2001)
- [43] M.L. Bah, A. Akjouj, and L. Dobrzynski, *Surf. Sci. Rep.* **16**, 95 (1992)
- [44] S.L. Xiang, and G.H. Xu, *Opt. Lett.* **33**, 2874 (2008)
- [45] Q. Zhang, X.G. Huang, X.S. Lin, J. Tao, and X.P. Jin, *Opt. Express* **17**, 7549 (2009)

# Chapitre 3

## Travaux en cours et perspectives

---

La majeure partie de mes activités de recherches, menées au cours de ces dernières années, a porté sur la propagation et la localisation des ondes acoustiques et électromagnétiques dans des milieux périodiques, les cristaux phononiques, et les guides d'ondes optiques bidimensionnels. Ces deux sujets sont étroitement imbriqués et s'enrichissent mutuellement, de part l'analogie mathématique qui existe entre les équations de l'élasticité et les équations de Maxwell.

### 3.1 Cristaux phononiques et applications en télécommunication

Les études réalisées en phononique nous ont permis de mettre en évidence l'existence et les effets de modes propagatifs, localisés et résonants et de leurs interactions par l'introduction de défauts linéaires ou ponctuels dans ces hétérostructures. Ces études présentent un intérêt pratique pour la détermination des propriétés de guidage, de filtrage ou encore de démultiplexage de ces matériaux complexes, utile dans la technologie des transducteurs (§1.3.1). La connaissance de ces propriétés physiques est actuellement poursuivie et complétée théoriquement au cas des cristaux phononiques de dimensions finies ou semi-infinies permettant ainsi d'envisager leurs intégrations dans différents types de circuits dans le domaine des télécommunications (§1.4). Dans ce cadre général, nous envisageons des collaborations pour la réalisation de ces dispositifs dans le domaine des fréquences hypersoniques (GHz). Ces expériences seront conduites par différentes équipes de l'iemn pour les réalisations technologiques et les caractérisations expérimentales de ces nanostructures mais également dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut Catalan de Nanotechnologie (ICN) à Barcelone. La figure 1a illustre les premières réalisations technologiques réalisées à l'ICN de trous d'air dans une membrane de silicium. Le paramètre de maille est de 500nm. L'enjeu technologique a été de réaliser des facteurs de remplissage élevés conduisant à des distances entre les pores pouvant aller jusqu'à 14nm. La figure 1b représente un réseau carré de cylindres de PMMA déposés sur une plaque de silicium d'épaisseur 200nm. Le paramètre de maille est de 500nm et la hauteur des cylindres de 300nm. Ces réalisations expérimentales représentent les briques de base pour la mise en évidence des différentes fonctionnalités des cristaux phononiques dans le régime des fréquences hypersoniques.

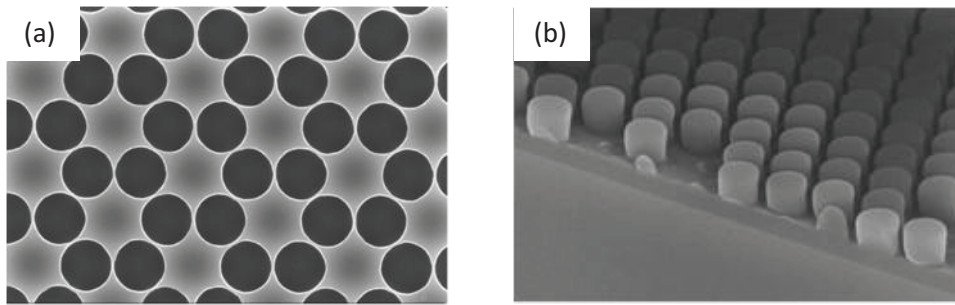


Figure 1 : (a) Trous d'air dans une membrane de Silicium ( $a=500\text{nm}$ ). (b) Cylindres de PMMA sur une plaque de silicium ( $a=500\text{nm}$ , hauteur des cylindres =  $300\text{nm}$ ). Réalisation : Institut Catalan de Nanotechnologie (ICN).

### 3.2 Cristaux phononiques accordables

Toujours dans le domaine du GHz, l'AAO (Anodic Aluminum oxyde), préparé par anodisation, s'auto-organise en présentant des porosités de quelques dizaines de nanomètres qui s'arrangent en un réseau hexagonal de paramètre de maille  $100\text{nm}$ . La figure 2a représente une image par microscopie à balayage de la structure de l'AAO pour un facteur de porosité de 32% et la figure 2b montre l'uniformité des nanopores à travers le substrat sur une épaisseur de  $20\mu\text{m}$ . Cette porosité peut être modifiée et contrôlée lors de l'anodisation des échantillons.

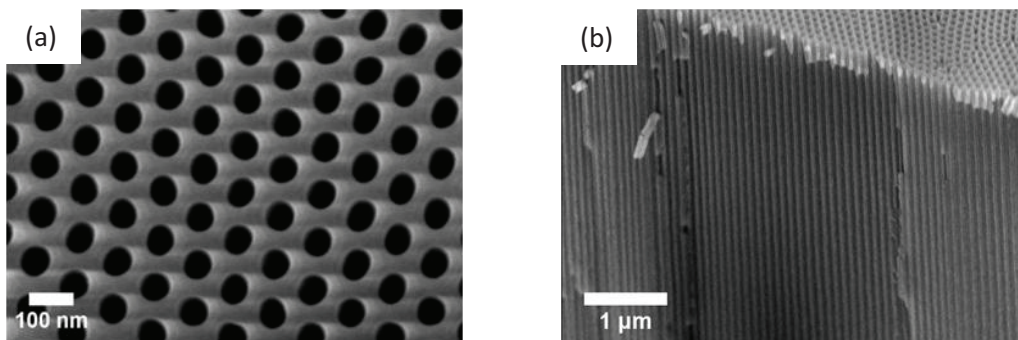


Figure 2 : image par microscopie électronique à balayage de l'AAO (a) dans le plan et (b) hors plan de symétrie.

Le propos de l'étude est de montrer la modification de la dispersion des phonons dans le saphir nanoporeux lorsque les nanopores sont infiltrés par différents types de polymères liquides [1, 2]. Cette étude est réalisée en collaboration avec le Professeur G. Fytas (département of Material Science, University of Crete, Max Planck Institute for Polymer Research, Mainz) pour la partie expérimentale.

Pour illustrer ce point, nous présentons l'effet de l'infiltration des nanopores de la figure 2 par un polymère liquide, le PDMS (poly(dimethyl siloxane)). La figure 3a représente la courbe de dispersion calculée dans la direction  $\Gamma J$  de la zone de Brillouin lorsque les trous sont vides (points noirs) puis lorsque ceux-ci sont infiltrés par le PDMS liquide (points rouges). Lorsque les nanopores sont infiltrés par le PDMS liquide, nous observons l'ouverture d'une étroite bande de fréquences



interdites autour de 8.5GHz. Le calcul des champs de déplacement au point A (figure 3b) montre que ce gap est dû à l'interaction des branches acoustiques effectives longitudinale et transverse avec un mode propre de vibration localisé dans les nanopores de PDMS liquide. Dans la direction perpendiculaire au plan de symétrie (figure 3c), ce mode localisé interagit avec la branche transverse à la même fréquence. Mais le point le plus remarquable de cette courbe est la présence d'une nouvelle branche acoustique, notée (3). La figure 3d montre que le champ de déplacement au point B est confiné à l'intérieur des nanopores avec une polarisation  $U_z$ , parallèle aux cylindres de PDMS. Les phonons se propagent donc dans les nanopores, parallèlement à l'axe des cylindres, comme dans un canal.

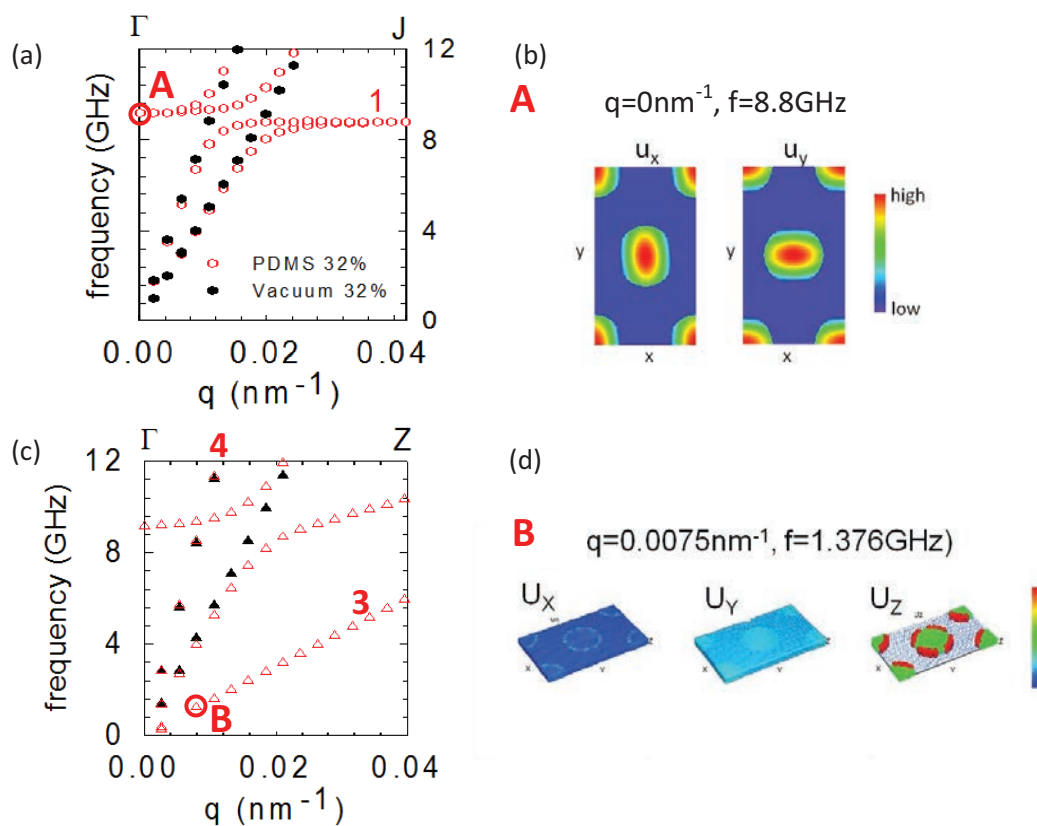


Figure 3 : (a) Courbe de dispersion dans la direction  $\Gamma J$  de la matrice d'AAO contenant du vide (points noirs) et du PDMS liquide (cercles rouges). (b) Carte de champs de déplacement au point A. (c) Courbe de dispersion dans la direction  $\Gamma Z$  de la matrice d'AAO contenant du vide (triangles noirs) et du PDMS liquide (triangles rouges). (d) Carte de champs de déplacement au point B.

La diffusion Brillouin aux petits angles a été réalisée à Mainz (Max Planck Institute for Polymer Research) et a permis d'enregistrer les courbes de dispersion parallèlement et perpendiculairement au plan de symétrie (figure 4). Les branches de dispersion indexées (1), (3) et (4) de la courbe de dispersion théorique ont été reproduites expérimentalement. Seule la branche (2) qui apparaît dans la courbe expérimentale n'a pas été reproduite théoriquement.

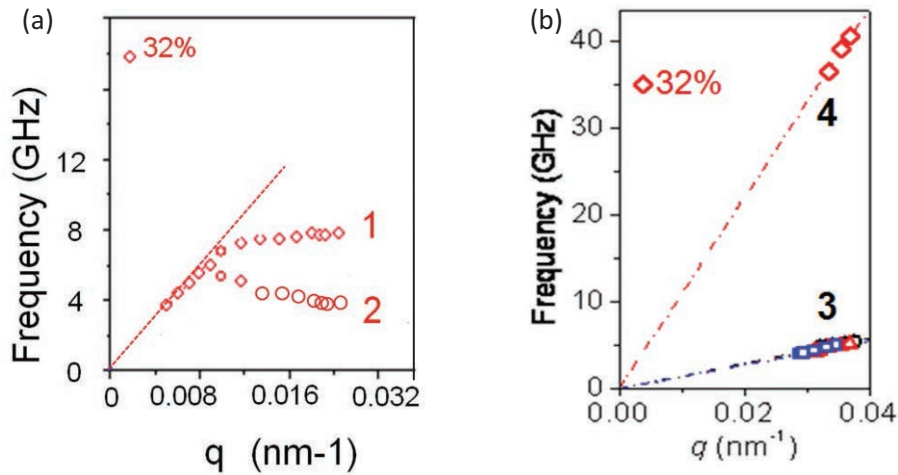


Figure 4 : Courbes de dispersion expérimentales obtenues par diffusion Brillouin dans la direction parallèle (a) et perpendiculaire (b) au plan de symétrie.

Dans le but d'expliquer cette branche, nous avons fait l'hypothèse d'une réduction de la mobilité des chaînes macromoléculaires à l'interface entre le polymère liquide et la matrice d'AAO. Le comportement du polymère s'apparente alors au niveau de l'interface à celui d'un solide de vitesse longitudinale analogue au PDMS liquide mais présentant une faible vitesse transverse. Pour une valeur de cette vitesse de 100m/s et une épaisseur de l'interface solide de 5nm nous avons obtenu une branche plate à 5.1GHz permettant d'expliquer la branche (2) obtenue expérimentalement. Le calcul du champ de déplacement au point C montre un confinement du mode à l'intérieur de la coquille solide de PDMS.

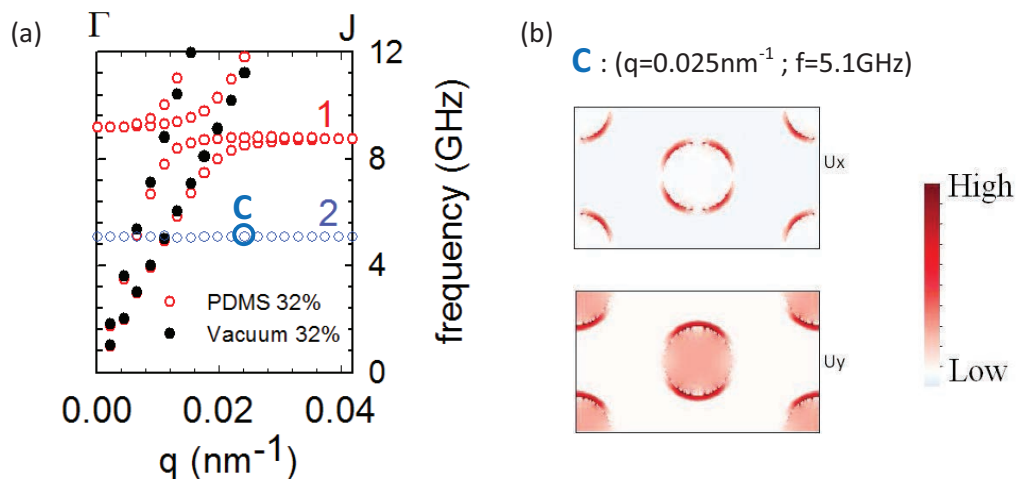


Figure 5 : (a) Courbe de dispersion dans la direction  $\Gamma J$  de la matrice d'AAO contenant du vide (points noirs) et du PDMS liquide (cercles rouges). La branche bleue est obtenue lorsque l'on considère une interface solide entre le PDMS liquide et la matrice d'AAO. (b) Carte de champs de déplacement au point C.

Certains polymères, comme le polyvinyl difluoré (PVDF) ou la paraffine ( $C_{24}H_{50}$ ), présentent la particularité d'être liquide à haute température ( $90^{\circ}C$ ) et solide à la température ambiante. Ce changement d'état entraîne une modification de la courbe de dispersion. L'accordabilité du matériau composite (AAO/polymère) est mise en évidence par une variation de température, rendant ainsi possible la caractérisation de la transition de phase de polymères spécifiques.

La figure 6 représente les courbes de dispersion calculées par FDTD et mesurées par diffusion Brillouin lorsque la paraffine est liquide (courbes rouges) et solide (courbes bleues). Lorsqu'elle est liquide, nous observons, comme dans le cas du PDMS, la courbure de la branche (1) conduisant à l'ouverture d'un gap dans la direction  $\Gamma J$  (dans le plan) et l'apparition de la branche (3) pour la direction  $\Gamma Z$  (hors plan). A la température ambiante, la paraffine cristallise et devient solide. Comme nous pouvons le voir sur les courbes bleues, le gap ne se forme plus et le branche (3) disparaît. La variation de la température a été à l'origine d'une modification importante et réversible de la structure de bande permettant ainsi de caractériser le changement de phase du polymère.

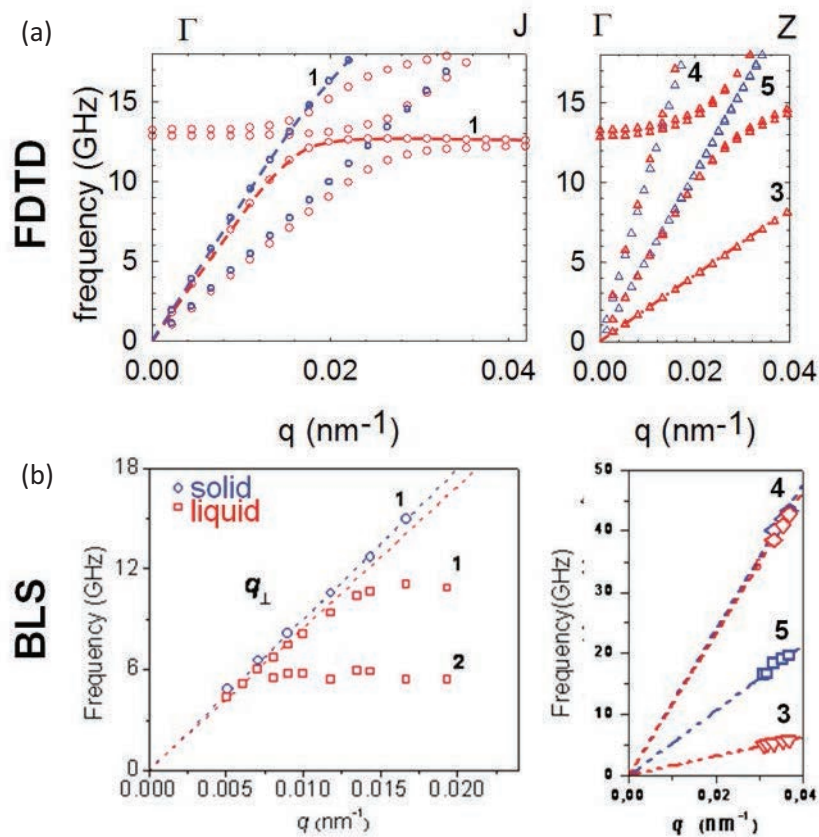


Figure 6 : Courbes de dispersion calculées par FDTD (a) et mesurées par diffusion Brillouin (b) dans les directions  $\Gamma J$  et  $\Gamma Z$  lorsque la paraffine est liquide ( $T=90^{\circ}C$ , courbes rouges) et solide ( $T=T_{ambiantes}$ , courbes bleues).

Les études se poursuivent actuellement par l'insertion de différents types de polymères comme le PEG, le PEA, le PVDF... avec pour objectif la modulation des courbes de dispersion et la compréhension de leurs comportements en fonction de la vitesse acoustique et de la densité de

chaque polymère. Nous envisageons également d'étudier d'autres stimuli physiques comme les effets de la déformation sur les courbes de dispersion d'un cristal phononique dont la matrice est un polymère solide. Les expériences de déformation seront conduites de manière in-situ permettant le contrôle des branches de dispersion mesurées par diffusion Brillouin en fonction de la contrainte de déformation appliquée. Ces études permettent de contrôler et d'ajuster les branches de dispersion et conduisent donc, au-delà de la recherche de bandes de fréquences interdites, à rendre accordable les propriétés vibrationnelles des cristaux phononiques.

### 3.3 Capteurs phononiques

L'étude réalisée sur les cylindres creux (§1.3.2) a permis de mettre en évidence le déplacement d'une bande de fréquence étroite à l'intérieur de la bande interdite du cristal par une variation des propriétés acoustiques du liquide à l'intérieur du cylindre creux, faisant de ce dispositif un filtre sélectif ajustable. Nous avons ainsi montré les potentialités de contrôle et de modification des propriétés des cristaux phononiques par une infiltration de différents liquides (eau, mercure) à l'intérieur des cylindres. Nous envisageons, en collaboration avec l'Université du Maine au Mans, de développer des cristaux phononiques accordables, sensibles à la nature du liquide infiltrant la structure périodique. Cette infiltration peut se faire de manière passive mais aussi activement par l'introduction, au cœur du cristal, de canaux microfluidiques à l'intérieur desquels la nature du liquide peut être modifiée. L'utilisation de ces dispositifs en temps que capteurs biochimiques conduit à la connaissance des propriétés acoustiques du liquide d'infiltration. La réalisation et la caractérisation de ces capteurs est envisagée au niveau interne (iemn) ainsi que dans le cadre d'une collaboration avec l'université de Magdebourg en Allemagne.

Pour illustrer ce thème, la figure 7 présente un travail réalisé par Pierre-Arnaud Francioso au cours de son master de recherche (2010). Au cours de ce stage, nous avons étudié théoriquement une structure 2D formée de rainures périodiques gravées sur une membrane de silicium (figure 7). Les canaux ainsi formés accueilleront le liquide d'infiltration. Dans cette structure, l'épaisseur de la plaque  $e$ , la profondeur  $h$  et la largeur  $w_g$  des rainures sont rapportés au paramètre de maille  $a$  de la structure périodique.

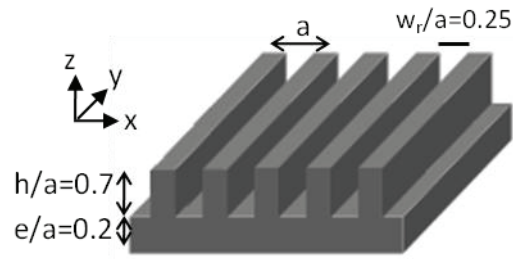


Figure 7: Représentation du capteur phononique où  $a$  représente le paramètre de maille,  $h$  la profondeur et  $w_g$  la largeur des rainures.

Les figures 8a et b montrent les calculs des courbes de dispersion et de transmission lorsque les canaux sont respectivement vides puis remplis d'eau. Dans le premier cas, le diagramme de bande montre l'existence de deux bandes de fréquences interdites (aires grises), à savoir un gap à basses et à hautes fréquences. Ce résultat est très proche de celui obtenu sur la structure analogue à 3 dimensions, formée de cylindres déposés sur une plaque (§1.4.1). En suivant cette analogie, le gap à basses fréquences peut être attribué à des modes de résonances localisées à l'intérieur des barres de silicium alors que celui à hautes fréquences trouve son origine dans la périodicité de la structure. La courbe de transmission correspondante, obtenue avec un mode de plaque symétrique comme impulsion initiale, montre un bon accord avec la structure de bande. En-dessous de la fréquence réduite de 0.55, la courbe de transmission présente un coefficient alternativement égal à 0 ou 1 dépendant du choix de la fréquence, à l'intérieur du gap ou dans une bande passante. Pour conclure, la courbe de transmission du cristal phononique dans l'air représente une bonne référence pour les applications de capteur.

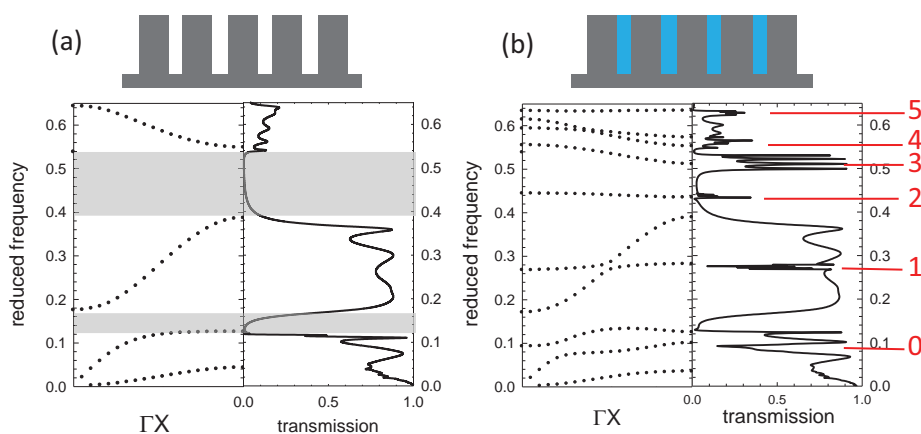


Figure 8: Courbes de dispersion et de transmission de la structure de barres de silicium sur une plaque lorsque les canaux sont vides (a) et remplis d'eau (b).

La figure 8b représente les courbes de dispersion et de transmission lorsque les canaux sont remplis d'eau. Nous observons la présence de nouvelles branches à l'intérieur des gaps ainsi que l'ouverture de bandes interdites étroites dans les branches propagatives. Dans la courbe de transmission correspondante, la présence de l'eau à l'intérieur des canaux conduit à des zéros de transmission dans les bandes passantes (noté 0 et 1) et à des pics de transmission dans les bandes interdites (noté 2 et 3).

L'origine de ces modes a été mise en évidence par les calculs des champs de déplacement aux trois premières fréquences réduites monochromatiques  $\Omega_0$ ,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$ . La figure 9 montre la distribution du champ de déplacement pour la polarisation  $U_x$  où  $x$  représente la direction de propagation de l'onde incidente. La composante  $U_z$ , perpendiculaire à la membrane est négligeable. Chaque excitation monochromatique conduit à une augmentation de l'amplitude du champ de déplacement à l'intérieur du canal d'eau. Cela signifie que les fréquences réduites  $\Omega_0$ ,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  correspondent à des modes propres de la cavité d'eau.

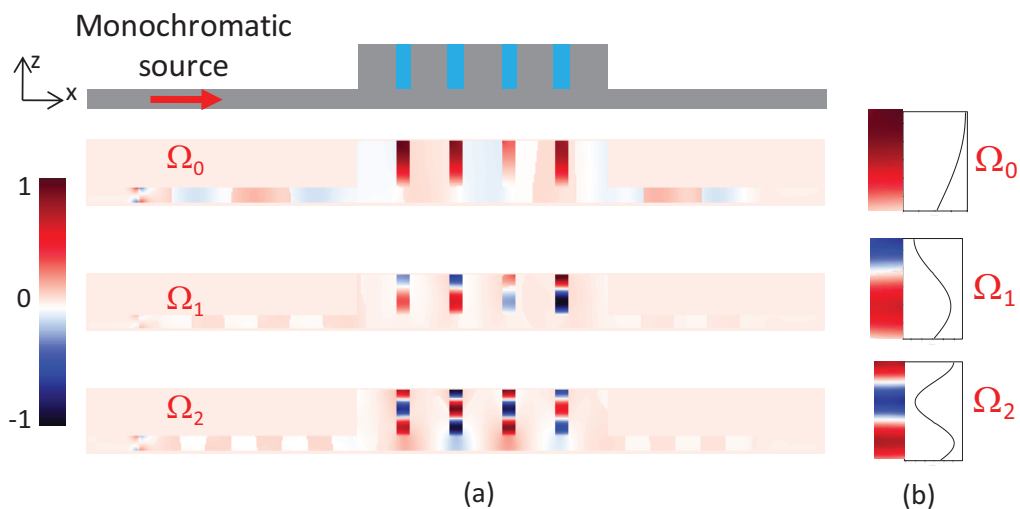


Figure 9 : (a) Distribution du champ de déplacement pour la polarisation  $U_x$  aux fréquences réduites monochromatiques  $\Omega_0$ ,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$ . (b) Agrandissement et vue en coupe des canaux d'eau pour chaque fréquence propre.

La figure 9(b) montre un agrandissement du canal ainsi que la section correspondante. Le canal peut être compris comme un tube de Kundt fermé à une extrémité. Il est alors possible d'établir une relation entre la hauteur du canal  $h$  et la longueur d'onde de chaque mode propre :

$$h = m \frac{\lambda_m}{2} + \frac{\lambda_m}{4} \quad m \in \mathbb{N} \quad (1)$$

Cependant, les modes à plus hautes fréquences, comme les modes 3, 4 et 5 ne peuvent pas être indexés suivant la relation précédente et nécessitent une généralisation du modèle pseudo analytique, prenant en compte la largeur  $w_g$  du canal, soit :

$$w_g = p \frac{\lambda_p}{2} \quad p \in \mathbb{N} \quad (2)$$

où  $\lambda_{m,p}$  est donné par:

$$\lambda_{m,p} = \frac{c_{water}}{f_{m,p}} = \frac{c_{water}}{c_t} \frac{a}{\Omega_{m,p}} \quad (3)$$

où  $c_t$  est la vitesse transverse du silicium.

La combinaison des équations (1), (2) et (3) conduit à l'expression suivante qui résume la dépendance des fréquences réduites propres de la cavité d'eau en fonction des paramètres géométriques  $h$  et  $w_g$ , en termes d'ordres fondamental et supérieurs de la vibration localisée, indexée par les entiers  $m$  et  $p$ .

$$\Omega_{m,p} = \frac{c_{water}}{c_t} \frac{a}{2} \sqrt{\left(\frac{m + \frac{1}{2}}{h}\right)^2 + \left(\frac{p}{w_g}\right)^2} \quad (4)$$

Le tableau I donne les fréquences réduites obtenues en utilisant les calculs numériques et suivant l'équation 4. Toutes les fréquences réduites obtenues dans le spectre de transmission de la figure 8b ont pu être attribuées à un mode propre  $(m, p)$  de la cavité d'eau avec un bon accord.

| Mode (i) | $\Omega_i$<br>(FDTD) | $\Omega_{m,p}$<br>(Eq. 4) | $(m,p)$ |
|----------|----------------------|---------------------------|---------|
| 0        | 0.091                | 0.091                     | (0,0)   |
| 1        | 0.275                | 0.272                     | (1,0)   |
| 2        | 0.433                | 0.453                     | (2,0)   |
| 3        | 0.510                | 0.508                     | (0,1)   |
| 4        | 0.564                | 0.575                     | (1,1)   |
| 5        | 0.628                | 0.634                     | (3,0)   |

Tableau I: Comparaison entre les fréquences réduites obtenues avec les simulations FDTD et les fréquences propres de la cavité d'eau calculées à partir de l'EQ. 4.

Pour une application en tant que capteur, nous avons modifié le liquide à l'intérieur de la structure multi-canal par une variation de la vitesse par pas de 100m/s, de 1283m/s à 1883m/s. Nous reportons figure 10a l'évolution des trois premiers modes propres en fonction de la vitesse du liquide. Nous voyons clairement un décalage vers les hautes fréquences au fur et à mesure que la vitesse du liquide augmente. La figure 10b est donnée à titre d'exemple pour une variation de 100m/s inférieure à la vitesse de l'eau. Nous observons la translation vers les basses fréquences des deux premiers modes 1 et 2.

La mesure d'un ensemble de fréquences propres conduit à la détermination de la vitesse d'un liquide inconnu, suivant la figure 10a. La sensibilité du capteur dépend de la fréquence d'utilisation. Du fait de leur pente plus forte, les modes 1 et 2 apparaissent plus pertinents que le mode 0.

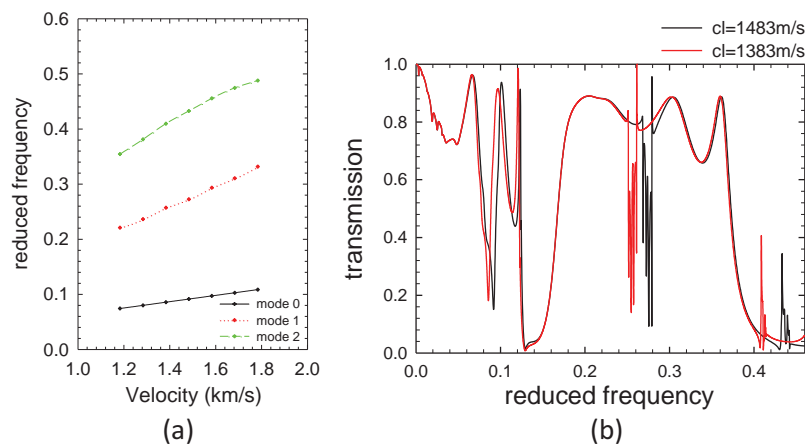


Figure 10 : (a) Evolution des fréquences réduites propres des modes 0, 1 et 2 en fonction de la vitesse du liquide remplissant les canaux. (b) Exemple des courbes de transmission obtenues pour des vitesses de liquide de 1383m/s et 1483m/s.

Ce travail est actuellement complété par une étude du comportement du même capteur d'un point de vue photonique dans le but de caractériser sa sensibilité aux indices de réfraction optique. Ce complément rentre dans le cadre du projet européen sur les cristaux présentant simultanément des propriétés phononiques et photoniques (cristaux phoxoniques) dont nous parlerons dans le §3.5 (Tailphox). Enfin, d'autres systèmes de capteurs sont à l'étude comme l'insertion d'un canal microfluidique à l'intérieur d'un cristal phononique formé de trous d'air dans une matrice de silicium. Ce canal, orienté perpendiculairement à la direction de propagation, pourrait permettre la transmission de fréquences caractéristiques du liquide à l'intérieur de la bande interdite du cristal phononique avec d'excellents facteurs de qualité.



### **3.4 Métamatériaux acoustiques**

Nous avons montré (§1.5) que les propriétés de résonances locales pouvaient conduire à des bandes interdites dont les fréquences centrales sont un à deux ordres de grandeur inférieurs à celles prédites par la diffraction de Bragg. Pour cela, nous avons réalisé un enrobage des inclusions par des matériaux polymères mous en couches successives et en alternance avec un matériau solide. Ce cristal phononique sub-longueur d'onde a conduit à la mise en évidence de bandes interdites dans le domaine audible. Au-delà de l'application potentielle de ces matériaux dans le domaine de l'isolation phonique, leur structuration ouvre une voie vers la physique des métamatériaux pour l'acoustique. Déjà très développés dans le domaine photonique, les métamatériaux s'affirment actuellement comme un sujet majeur de la phononique. L'objectif des études sur les métamatériaux acoustiques est d'aller au-delà des bandes de fréquences interdites et de mettre en évidence de nouveaux paramètres effectifs des cristaux phononiques comme les densités de masses effectives ou les indices de réfraction négatifs.

Les nouveaux comportements des métamatériaux acoustiques se traduisent par la création de bandes interdites à très basses fréquences mais aussi par la réfraction négative ou encore le cloaking ou cape d'invisibilité. Comme autre exemple, nous pouvons citer les lentilles d'indice négatif qui possèdent le potentiel de circonvenir la contrainte de la limite de diffraction par une focalisation du champ proche de pression.

En première étape, la recherche des propriétés effectives des cristaux phononiques envisagés au §1.5 est actuellement étudiée par Hocine Larabi dans le cadre de sa thèse de doctorat.

### **3.5 Cristaux phoniques**

La technologie de fabrication des cristaux phononiques à deux et à trois dimensions a connu un formidable essor ces dernières années. Jusqu'à très récemment, la plupart des études expérimentales sur les cristaux phononiques se faisaient avec des paramètres de maille de l'ordre de quelques micromètres et au dessus conduisant à des fréquences ultrasoniques, utiles notamment dans le milieu médical. L'enjeu technologique actuel est d'atteindre des dimensions de structures nanométriques permettant de couvrir le domaine des fréquences hypersoniques, d'intérêt majeur pour les télécommunications. La conséquence d'une telle miniaturisation de ces dispositifs est de permettre aux longueurs d'onde acoustiques de rejoindre le domaine des longueurs d'onde optiques. Il devient alors envisageable de pouvoir dans une même structure faire interagir

simultanément la lumière et le son. Réunir les conditions d'une telle interaction entre les ondes élastiques et électromagnétiques représente l'enjeu d'un projet européen nommé TAILPHOX dans lequel nous sommes partenaires. L'objectif du projet est donc de proposer des structures phoXoniques (à la fois phononiques et photoniques) les mieux appropriées pour permettre le confinement simultané des phonons et des photons [3, 4]. Différents types de géométries sont envisagées à base de guides ou de cavités pour réaliser des structures à modes lents optiques et acoustiques de manière à privilégier et favoriser cette interaction. L'autre objectif du projet est d'étudier la sensibilité des résonances phononiques et photoniques aux liquides biologiques et chimiques en vue d'application dans le domaine des capteurs. Ce travail, réalisé avec deux groupes théoriques (Institut Femto à Besançon, institute of Microelectronic in Athena), est effectué en collaboration avec les autres partenaires du projet en charge des réalisations technologiques et des caractérisations expérimentales de ces structures (Institut Catalan of Nanotechnology in Barcelone, Institut Femto à Besançon, Institut des Nanosciences de Paris (INSP), Nanophotonics Technology Center in Valencia, University of Magdebourg).

Au cours de cette première année de contrat, l'objectif théorique a été d'étudier les conditions d'existence de bandes interdites à la fois phononique et photoniques dans un cristal fini à 2 dimensions constitué d'un réseau périodique de trous dans une membrane de silicium [3]. Nous avons étudié les symétries cristallines les plus courantes, à savoir le carré centré possédant deux cylindres par cellule élémentaire et la symétrie Nitrure de Bore (BN) qui inclut les réseaux graphite et triangulaire. J'ai choisi ici de vous présenter en illustration le cas du réseau graphite (figure 12).

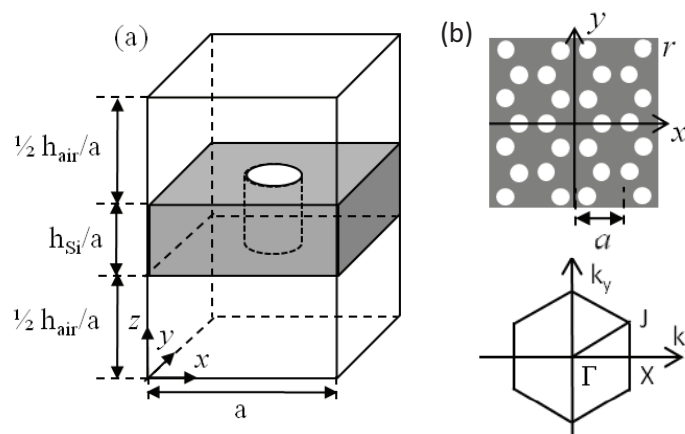


Figure 12. (a) Représentation de la cellule unitaire. (b) Réseau graphite et zone de Brillouin correspondante.  $h_{Si}$  et  $h_{air}$  sont respectivement les épaisseurs de la membrane de silicium et l'épaisseur d'air séparant deux cellules unitaires.  $r$  est le rayon des trous dans la cellule unitaire de paramètre de maille  $a$ .

En considérant le paramètre de maille  $a$  comme unité de longueur, les paramètres géométriques intervenant dans cette structure sont l'épaisseur  $h_{Si}$  de la membrane et le facteur de remplissage  $f$  donné par :

$$f = \frac{2\pi r^2}{a^2 \frac{\sqrt{3}}{2}}$$

Dans le paragraphe 1.4.1, nous avons démontré l'existence des bandes interdites phononiques pour le réseau carré de trous dans une membrane de silicium lorsque l'épaisseur de la membrane représentait environ la moitié du paramètre de maille, ceci pour des facteurs de remplissage suffisamment grands. Pour le réseau graphite, nous nous sommes concentrés tout d'abord sur l'existence des bandes interdites absolues phononiques pour une large variété de paramètres géométriques dans une gamme utile ( $h_{Si}/a$  de 0.4 to 0.7,  $f$  de 0.3 to 0.7), puis nous avons cherché les gaps photoniques (complets ou pour un type de symétrie) dans la même gamme de paramètres.

La structure présentant une symétrie vis-à-vis du plan médian de la membrane, les modes ont été classés comme symétrique (pairs, 'even') et antisymétrique (impairs, 'odd'). La figure 13 représente pour le réseau graphite, l'évolution des bandes interdites photonique et phononiques pour chaque symétrie (paire et impaire) en fonction du facteur de remplissage  $f$  et pour différentes valeurs de l'épaisseur de la membrane de silicium  $h_{Si}/a$ . Les fréquences sont données selon l'unité réduite sans dimension  $\Omega = \omega a / 2\pi c$  où  $c$  est la vitesse transverse du son dans le silicium pour les ondes élastiques et la vitesse de la lumière dans le vide pour les ondes électromagnétiques. Notons que dans le cas des cristaux photoniques de dimension finie, les bandes interdites photoniques sont cherchées en dessous du cône de lumière de manière à assurer la propagation des ondes le long de la membrane et éviter la radiation de la lumière dans le vide.

Au niveau de la phononique, nous avons montré que le réseau graphite présentait des gaps plus larges que dans le cas du réseau carré tout en s'ouvrant à plus bas facteur de remplissage. Les gaps impairs sont en général inclus dans les gaps pairs exceptés à bas facteur de remplissage. La limitation dans l'existence de gaps phoxoniques vient de la photonique. Ainsi le gap impair existe sur la totalité de la gamme de facteur de remplissage étudiée et pour toutes les valeurs de  $h_{Si}/a$  alors que le gap pair n'existe que pour  $h_{Si}/a \leq 0.5$  et se ferme lorsque le facteur de remplissage augmente. Néanmoins, une bande interdite absolue à la fois en phononique et en photonique existe (régions grises dans la figure 13) à condition de prendre une épaisseur de la membrane dans l'intervalle  $h_{Si}/a = [0.4-0.5]$ . Compte tenu du fait que la fréquence sans dimension des gaps doit se trouver en dessous de 0.5 de manière à couvrir toutes les directions de la zone de Brillouin, on peut définir comme exemple les

paramètres ( $h_{Si}/a=0.5$ ,  $f=0.45$ ,  $r/a=0.249$ ) (ligne verticale pointillée noire) qui conduit à une bande interdite phoxonique absolue.

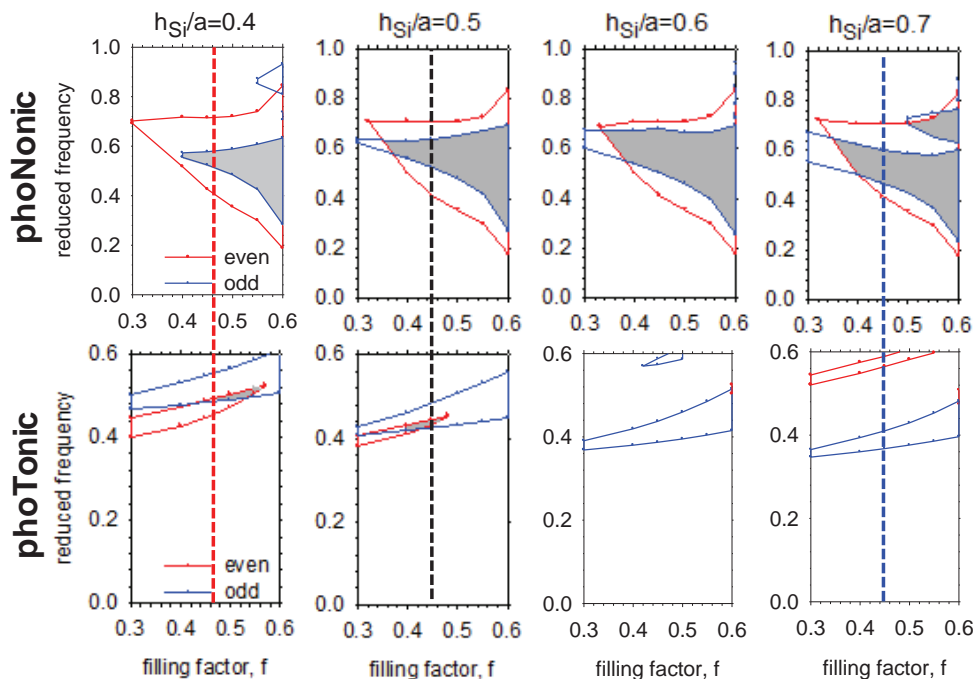


Figure 13 : Matrice graphite : évolution des bandes interdites phononiques et photoniques de symétrie paire (rouge) et impaire (bleue) en fonction du facteur de remplissage  $f$  pour différentes valeurs de l'épaisseur de la membrane de silicium  $h_{Si}/a$ . Les régions grises correspondent aux bandes interdites absolues.

Dans l'objectif d'application en télécommunication, les gaps photoniques doivent être choisis proches de 1550nm. De ce fait, les paramètres réels de la structure sont donnés par :  $a=687\text{nm}$ ,  $h_{Si}=330\text{nm}$  et  $r=171\text{nm}$ . La séparation entre deux trous voisins est alors de 55nm ce qui est acceptable du point de vue fabrication technologique. Avec ce paramètre de maille, la fréquence centrale du gap phononique apparaît à 4.9GHz.

D'une manière générale, les bandes interdites absolues en photonique sont difficiles à obtenir et apparaissent seulement dans quelques cas. Cependant, les bandes interdites phoxoniques (à la fois phononique et photonique) peuvent être obtenues dans plusieurs situations avec un gap photonique d'une symétrie donnée (paire ou impaire).

Dans le cas du graphite, on peut remarquer que les gaps photoniques de symétrie paire sont obtenus pour de faibles valeurs de la membrane, typiquement  $h_{Si}/a \leq 0.5$  et ceci pour plusieurs facteurs de remplissage. Comme exemple, les paramètres réduits ( $h_{Si}/a=0.4$ ,  $f=0.45$ ,  $r/a=0.249$ ) donnent un gap photonique de symétrie paire (ligne verticale pointillée rouge). Nous pouvons également définir une structure avec un gap photonique de symétrie impaire pour des épaisseurs de membrane  $h_{Si}/a \geq 0.5$

dans le but d'assurer une fréquence réduite inférieure à 0.5. Un grand nombre de facteurs de remplissage, supérieurs à 0.35, sont alors possibles et un exemple est donné par les paramètres suivants ( $h_{Si}/a=0.7$ ,  $f=0.45$ ,  $r/a=0.249$ ) (ligne verticale pointillée bleue).

En conclusion, ce travail [3] a démontré la possibilité d'obtenir des bandes interdites phoxoniques dans des membranes de silicium percées de trous circulaires. Nous avons étudié différentes symétries cristallines et nous avons trouvé que des bandes interdites simultanément photoniques et phononiques pouvaient être obtenues pour le réseau graphite et dans un petit domaine du réseau BN proche du graphite. Cependant, pour toutes les géométries (carré, graphite et nitrure de Bore), le confinement simultané de l'énergie élastique et électromagnétique est possible, à condition que l'onde optique incidente soit polarisée.

L'objectif suivant du projet est de définir des défauts linéaires ou ponctuels dans ces structures à bandes interdites phoxoniques de manière à favoriser l'interaction photon/phonon par une vitesse lente de propagation des deux types d'ondes dans des guides linéaires ou par leur confinement simultané dans des cavités.

Enfin, sur le même thème, nous sommes également partenaire d'un contrat financé par l'ANR ('PhoXcry') débuté en janvier 2010 et dont l'objectif est de démontrer les potentialités acousto-optiques du niobate de lithium. Ce contrat est en collaboration avec l'institut FEMTO à Besançon, le Laboratoire de Physique de la Matière condensée de l'Université de Nice, PHOTLINE Technologies à Besançon et THALES TRT France à Paris.

### **3.6 Capteurs plasmoniques**

L'étude réalisée en photonique (§3.1) a conduit à la caractérisation de l'interaction d'un microguide diélectrique avec des cavités rectangulaires couplées latéralement au guide. Nous avons pu ainsi montrer les potentialités de filtrage et de démultiplexage de la structure guidée ainsi que son efficacité vis-à-vis de structures à base d'anneaux ou de disques, de loin plus encombrant spatialement. L'extension de l'étude dans le domaine proche-optique, nécessitant la prise en compte de l'absorption du métal, a conduit à l'introduction du modèle de Drude dans les codes de calculs numériques par différences finies (FDTD). Cette nouvelle possibilité de simulation ainsi que le développement de la plasmonique dans le domaine du transport de l'information a permis l'étude des guides plasmoniques couplés à des cavités pour les applications de guidage, de filtrage et de démultiplexage (§3.2).

Le domaine de la plasmonique a ouvert très récemment des perspectives nouvelles dans les applications de capteurs pour la biologie. Nous avons entrepris une collaboration avec un groupe

expérimental de l'Institut de Recherche Interdisciplinaire (IRI) à Lille sur la caractérisation des milieux biochimiques à partir de capteurs plasmoniques [1-3].

Le capteur étudié dans le cadre de cette collaboration est formé de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat de verre puis recouvertes d'un diélectrique (figure 14). Les solvants d'indice de réfraction variable (liquides biologiques) sont déposés sur le diélectrique. L'intérêt de ces interfaces multicouches, comparé à la configuration de Kretschmann, est de présenter une sensibilité de l'indice du milieu biologique ou chimique bien que celui-ci soit situé à une longue distance de l'interface métallique.

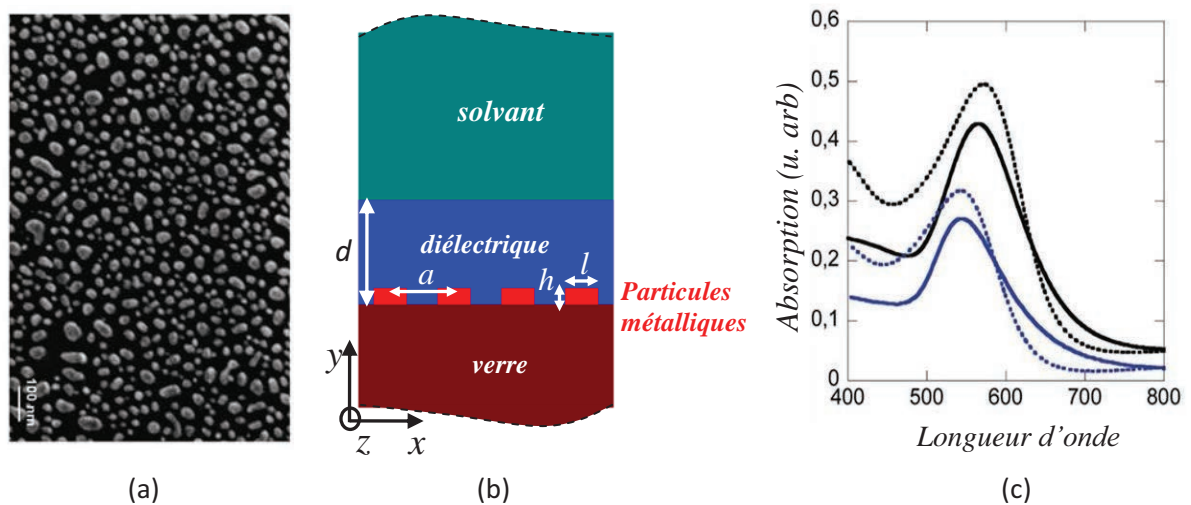


Figure 14 : (a) Vue par MEB des nanoparticules d'or déposés sur un substrat de verre. (b) vue en coupe de la structure modélisée. (c) Spectres d'absorption théoriques (traits discontinus) et expérimentaux (traits pleins) pour des particules d'or et un diélectrique de  $SiO_x$ . Modélisation avec les paramètres ( $a=80nm$ ,  $h=15nm$ ,  $l=30nm$ ) pour deux épaisseurs de diélectriques  $d=0nm$  (bleu) et  $d=140nm$  (noir).

La figure 14a représente un cliché obtenu par microscopie électronique à balayage de la surface réelle de l'échantillon permettant la visualisation des nanoparticules d'or sur le substrat de verre. La modélisation en coupe du système a été réalisée à deux dimensions et décrit les nanoparticules comme des rubans métalliques d'axe  $z$  (figure 14b). Les paramètres géométriques intervenant dans le système sont le paramètre de maille  $a$ , l'épaisseur  $d$  du diélectrique, la hauteur  $h$  et la largeur  $l$  des rubans métalliques. A titre d'exemple, je présente ci-après l'étude réalisée pour des nanoparticules d'or recouvertes d'un diélectrique de  $SiO_x$  d'indice  $n=1.45$ . La figure 14c montre les spectres d'absorption théoriques (traits discontinus) obtenus pour des valeurs des paramètres ajustées à partir de mesures expérimentales par microscopies à balayage et à force atomique de manière à reproduire au mieux les spectres expérimentaux (traits continus). Les paramètres ( $a=80nm$ ,  $h=15nm$ ,  $l=30nm$ ) ont été sélectionnés pour deux épaisseurs du diélectrique,  $d=0nm$  (courbes bleues) et  $d=140nm$  (courbes noires). Les spectres montrent une absorption importante aux longueurs d'ondes

545nm et 568nm, correspondant à l'excitation du mode plasmon-polariton confiné à l'interface des particules et des diélectriques. La différence d'amplitude entre les spectres théoriques et expérimentaux peut s'expliquer par la polydispersité des particules et une modélisation à deux dimensions du système.

La figure 15 montre le comportement de la réponse plasmonique en fonction des paramètres géométriques  $a$ ,  $l$  et  $h$  et à partir des valeurs de référence ( $a=80\text{nm}$ ,  $h=15\text{nm}$ ,  $l=30\text{nm}$ ,  $d=140\text{nm}$ ). Il en résulte une forte sensibilité et une variation non linéaire de la fréquence de résonance plasmonique en fonction de  $l$  et  $a$  et ceci d'autant plus que les plots sont fortement couplés ( $a$  petit et  $l$  grand). En fonction de la hauteur  $h$ , le mode plasmon montre une très grande sensibilité en particulier pour les petites hauteurs de ruban. Ces études permettent de connaître les limites d'utilisation du capteur mais également de choisir la fréquence de la réponse plasmonique selon le domaine d'utilisation souhaité.

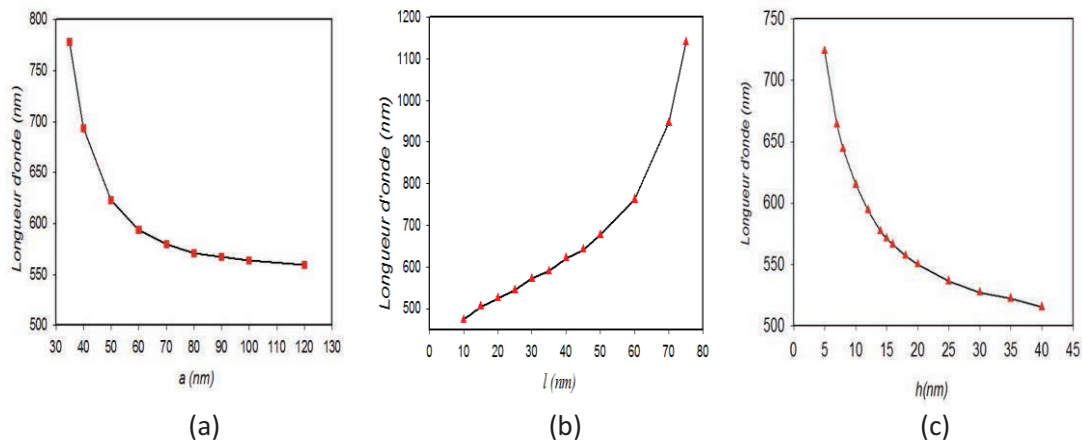


Figure 15 : Evolution de la longueur d'onde plasmonique en fonction des paramètres géométriques  $a$ ,  $l$  et  $h$  à partir des valeurs de référence ( $a=80\text{nm}$ ,  $h=15\text{nm}$ ,  $l=30\text{nm}$ ,  $d=140\text{nm}$ ).

Enfin, sur la figure 16, nous avons représenté l'évolution de la longueur d'onde du plasmon en fonction de l'épaisseur du diélectrique  $\text{SiO}_x$  recouvrant les nanoparticules d'or. Celle-ci présente un comportement singulier qui se traduit par une oscillation périodique anharmonique vers le bleu puis le rouge du spectre électromagnétique et dont l'amplitude croît au fur et à mesure que  $d$  augmente. Ce phénomène d'oscillation trouverait son origine dans un couplage entre le mode plasmon et les modes d'un Péroty-Fabry à l'intérieur de la couche diélectrique. Les mêmes calculs ont été reproduits en remplaçant l'air par différents types de solvants (voir figure 14b). Comme nous pouvons le voir sur la figure 16b, la modification du solvant entraîne une diminution de l'amplitude de l'oscillation, la période restant constante.

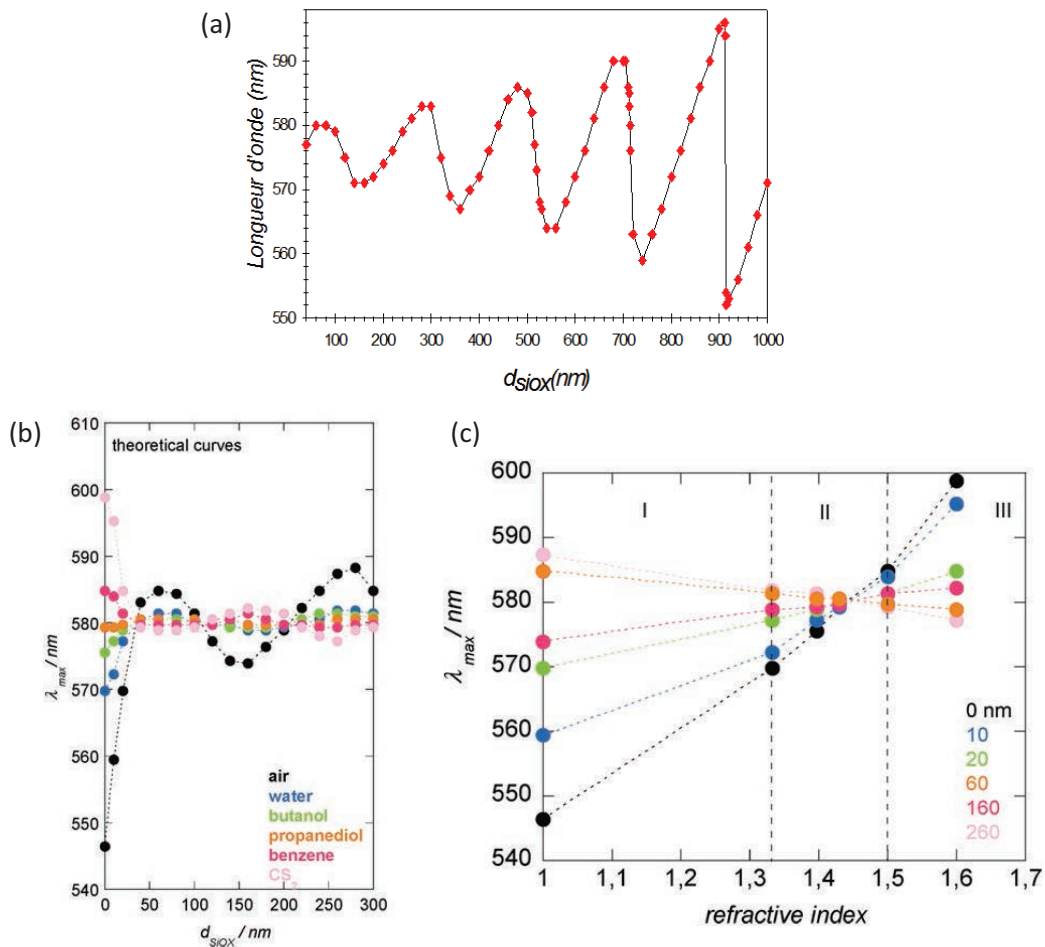


Figure 16 : (a) Evolution de la longueur d'onde plasmonique en fonction de l'épaisseur  $d$  du diélectrique ( $a=80nm$ ,  $h=15nm$ ,  $l=30nm$ ). (b) Même que (a) pour différents types de solvants. (c) Représentation pour différentes épaisseurs du diélectrique, de la longueur d'onde plasmonique en fonction de l'indice de réfraction.

Ce phénomène est exploité pour la conception d'une nouvelle génération de nano-capteurs biologiques. La mesure de la longueur d'onde plasmonique permet, pour une épaisseur donnée du diélectrique, de connaître l'indice de réfraction du solvant déposé (figure 16c).

La compréhension des phénomènes physiques mis en jeu ainsi que les conditions d'optimisation du capteur sont actuellement en cours.



## Références chapitre 3

- [1][Recueil p 179] A. Sato, W. Knoll, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, G. Fytas, M. Steinhart J. Chem. Phys. 130, 111102 (2009)
- [2][Recueil p 244] A. Sato, **Y. Pennec**, N. Shingne, T. Thurn-Albecht, W. Knoll, M. Steinhart, B. Djafari-Rouhani, and G.Fytas, ACS nano, **4(6)**, 3471 (2010)
- [3][Recueil p 255] **Y. Pennec**, B. Djafari Rouhani, E. H. El Boudouti, C. Li, Y. El Hassouani, J. O. Vasseur, N. Papanikolaou, S. Benchabane, V. Laude, and A. Martinez, Optics express **18**, 14301 (2010).
- [4] Y. El Hassouani, C. Li, **Y. Pennec**, B. Djafari Rouhani, E.H. El Boudouti, H. Larabi, A. Akjouj, O. Bou Matar, V. Laude, N. Papanikolaou, A. Martinez, *accepted in Phys. Rev. B*
- [5][Recueil p 194] E. Galopin, A. Noual, J. Niedziolka-Jönsson, M. Jönsson-Niedziółka, A. Akjouj, **Y.Pennec**, B. Djafari-Rouhani, R. Boukherroub, and S. Szunerits, J. Phys. Chem. C **113**, 15921 (2009)
- [6][Recueil p 236] S. Szunerits, S. Ghodbane, J. Niedziolka-Jönsson, E. Galopin, F. Klauser, A. Akjouj, **Y. Pennec**, B.Djafari-Rouhani, R. Boukherroub, and D. Steinmüller-Nethl, J. Phys. Chem. C, **114**, 3346, (2010)
- [7][Recueil p 265] E. Galopin, J. Niedziolka-Jönsson, A. Akjouj, **Y. Pennec**, B. Djafari-Rouhani, A. Noual, R. Boukherroub, and S. Szunerits, J. Phys. Chem. C **114**, 11769 (2010)

**Discipline : SCIENCES PHYSIQUES**

**NOM/PRENOM DU CANDIDAT : PENNEC Yan**

**N° d'ordre : 40376**

**JURY :**

**Directeur des Recherches :** Bahram DJAFARI-ROUHANI, Professeur, IEMN, Université de Lille 1

**Rapporteurs :** Bernard BONELLO, Directeur de Recherches CNRS, INSP, Paris  
David CASSAGNE, Professeur, Université de Montpellier II  
Antoine KHATER, Professeur, Université du Maine, Le Mans

**Membres :** Vincent LAUDE, Directeur de Recherches CNRS, Institut FEMTO, Besançon  
Abdellatif AKJOUJ, Professeur, IEMN, Université de Lille 1  
Mohamed BOUAZAOU, Professeur, PHLAM, Université de Lille 1  
Lionel BUCHAILLOT, Directeur de Recherches CNRS, IEMN, Université de Lille 1

**TITRE :**

**Propagation et localisation des ondes élastiques et électromagnétiques dans les matériaux phononiques, photoniques et plasmoniques**

**RESUME :**

Les cristaux phononiques sont définis comme des matériaux composites constitués d'une distribution périodique d'inclusions incorporées dans une matrice. Du fait de leur structure périodique et d'un fort contraste élastique entre leur constituants, ces matériaux peuvent présenter, sous certaines conditions, des gaps acoustiques absolus, c'est-à-dire des bandes de fréquences interdites quelle que soit la direction de propagation de l'onde élastique incidente. Dans ce travail, nous nous sommes focalisés sur trois points d'études récents. Le premier d'entre eux fait partie de l'étude des propriétés physiques liées à l'introduction de défauts dans les cristaux phononiques conduisant au guidage, au filtrage et à la séparation de signaux acoustiques. La capacité de contrôler les propriétés élastiques des cristaux phononiques les rend tout particulièrement attrayant pour un champ large d'applications dans le domaine de la technologie des transducteurs. La seconde partie du chapitre est dédiée à la propagation des ondes acoustiques dans les cristaux phononiques de hauteur finie comme le cas de membranes libres ou déposées sur un substrat semi-infini. Ces structures ont suscité une attention particulière dans la recherche de gaps absolus. L'existence de gaps dans ce type de géométries est un point essentiel dans l'introduction de diverses fonctionnalités comme le guidage et le filtrage dans les structures finies et les circuits intégrés. Notons que les cristaux phononiques peuvent opérer aux fréquences télécoms (autour de 1GHz) lorsque la dimension du paramètre de maille du cristal est de l'ordre du micromètre. Enfin, nous proposons dans la troisième section de ce chapitre, un nouveau type de structure enrobée qui permet d'obtenir plusieurs gaps à partir d'un enrobage multicoaxial des inclusions. Une bande interdite absolue, quand elle existe, peut être un gap de type Bragg. Elle peut aussi trouver son origine dans des résonances locales de la structure. Dans ce dernier cas, on montre qu'il est possible d'obtenir des gaps absolus à des valeurs de fréquences un à deux ordres de grandeur inférieurs à celles prédites par la diffraction de Bragg. Cette propriété conduit à l'obtention de très basses fréquences sans augmentation démesurée de la cellule unitaire du cristal. Ces matériaux sont connus sous le nom de Locally Resonant Sonic Materials (LRSM).

Dans le second chapitre, nous nous sommes intéressés à la propagation dans des microguides diélectriques couplés à des résonateurs. Dans la plupart des circuits optiques hautement intégrés, les résonateurs sont indispensables dans l'obtention de fonctions de filtrage et de transfert en longueur d'onde. Nous avons étudié l'efficacité de filtrage d'un nouveau résonateur constitué d'un guide d'onde couplé à une cavité rectangulaire disposé de part et d'autre du guide, formant une croix. L'intérêt de ce résonateur est de présenter un encombrement jusqu'à dix fois plus faible que les microdisques, favorisant ainsi leur intégration dans les circuits optiques. L'étude s'oriente actuellement vers de nouvelles structures plasmoniques permettant de diminuer d'un ordre de grandeur la largeur du guide pour une même longueur d'onde, atteignant ainsi une valeur de 50nm. Les compétences acquises dans le domaine photonique sur les propriétés de filtrage et de démultiplexage ont été appliquées dans le domaine plasmonique.

**Présentation le 2 Décembre 2010 à 14 Heures**

**Lieu : Amphithéâtre de l'iemn**