

# UNIVERSITÉ DE LIMOGES

ÉCOLE DOCTORALE n° 521 - Sciences et Ingénierie pour l'Information

Faculté des Sciences et Techniques

Institut de recherche Xlim - département PHOTONIQUE

Année : 2012

Thèse N° 21-2012

## T H È S E

pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université de Limoges**

**Discipline : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et  
Systèmes**

Présentée et soutenue par

Denis FÉRACHOU

le 6 juillet 2012

# Application des fibres creuses à cristal photonique pour la réalisation de résonateurs micro-ondes et de guides d'onde térahertz

Thèse dirigée par Georges HUMBERT et Jean-Marc BLONDY

### Jury :

- Rapporteurs :* Jean-Louis COUTAZ - Professeur, IMEP-LAHC, Bourget du Lac  
Patrick MOUNAIX - Directeur de recherche CNRS,  
LOMA, Bordeaux
- Examineurs :* Dominique CROS - Professeur, Xlim, Limoges  
Michael TOBAR - Professeur,  
Université d'Australie occidentale, Perth
- Directeurs :* Jean-Marc BLONDY - Ingénieur de recherche CNRS (HDR),  
Xlim, Limoges  
Georges HUMBERT - Chargé de recherche CNRS, Xlim, Limoges



## Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué à l'institut de recherche Xlim au sein du département Photonique.

Je remercie Monsieur Dominique Cros, Professeur à l'université de Limoges et Directeur de l'institut de recherche Xlim pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire ainsi que pour sa participation à ce jury. Je remercie également Monsieur Alain Barthélémy, Directeur de recherche au CNRS et ancien responsable du département Photonique.

J'adresse de sincères remerciements à Monsieur Jean-Louis Coutaz, Professeur à l'université de Savoie et Monsieur Patrick Mounaix, Directeur de recherche au CNRS rattaché au Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux en acceptant de les rapporter et pour leur présence dans mon jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Michael Tobar, Professeur à l'Université d'Australie Occidentale, pour sa participation à mon jury de thèse ainsi que pour l'accueil au sein de son équipe de recherche « Frequency Standard and Metrology » durant ce mois de novembre 2010. J'en profite pour remercier également Jean-Michel et Angélique Le Floch pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont offert pendant ce séjour, l'Australie qu'ils m'ont fait découvrir et les nombreuses personnes que j'ai rencontré grâce à eux et pour le travail de Jean-Michel qui a grandement contribué au développement des résonateurs micro-ondes proposés dans cette thèse. Ce séjour reste inoubliable.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à Jean-Marc Blondy pour l'encadrement de ma thèse. Un grand merci pour tous tes conseils rassurants dans les moments de doute et ceux pertinents qui m'ont aidé à avancer.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Georges Humbert, pour le co-encadrement de ma thèse. Je te remercie sincèrement pour ton soutien, tes idées et surtout ton aide et ton esprit critique. Merci pour tout le temps que tu m'as

consacré pour faire avancer ce travail et de m'avoir fait profiter de ton expérience en tant que chercheur.

Merci à Jean-Louis Auguste et Sébastien Rougier pour toutes les tiges et les capillaires de silice réalisées sans lesquelles je n'aurais pas fait grand chose ! Merci aussi à Pierre-Olivier Martin et Ludovic Rainaud pour toutes les pièces aux formes improbables et aux résonateurs qu'ils ont réalisés, sans vous je n'aurais pas fait grand chose non plus. Merci encore à Edwin Nguema pour son aide lors de la mise en place du banc térahertz et pour avoir partager ses connaissances dans ce domaine.

Je n'oublie pas non plus mes anciens collègues doctorants ! Un grand merci à Aurélie, Damien et Sandrine, bon courage à vous pour les aventures qui vous attendent. Merci beaucoup à Stéphanie pour sa bonne humeur et ses précieux conseils. Je souhaite aussi beaucoup de courage à la relève : Romain, p'tit Ben, Geoffroy, Ali. Je remercie également les différents membres du département Photonique pour avoir contribué, de près ou de loin, au bon déroulement de ce travail.

Un grand merci à mes amis les plus chers ; à Amélie et à André pour leur amitié infaillible et leur soutien. Je n'oublie pas non plus Naufal, le p'tit Malaisien, qui m'a donné envie de faire une thèse. Hey oui tout ça grâce (ou à cause) de toi !

Merci à toute ma famille : merci particulièrement à mes parents et beau-parents, de m'avoir soutenu et d'avoir supporter mes trop nombreuses absences. Merci à mes grands-parents, aux Niortais. Un merci tout particulier pour ma sœur préférée (et unique), et au petit Ilian ! Une pensée aussi à tous mes anciens colocs.

Enfin, comment ne pas associer Sunniva, pour avoir supporté si brillamment mes humeurs pendant ces années des thèses. Merci pour ton soutien et pour tout le bonheur que tu m'apportes.

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Le domaine térahertz</b>	<b>3</b>
1.1 Caractéristiques du domaine térahertz . . . . .	4
1.1.1 Le fossé entre les microondes et l'optique . . . . .	4
1.1.2 Intérêts et applications du domaine térahertz . . . . .	6
1.1.3 La problématique de guides d'onde térahertz . . . . .	9
1.2 État de l'art des guides d'onde térahertz . . . . .	10
1.2.1 Propagation par réflexion totale interne . . . . .	11
1.2.1.1 Tiges diélectriques . . . . .	11
1.2.1.2 Guides à cristal photonique . . . . .	12
1.2.1.3 Tiges diélectriques sous longueur d'onde . . . . .	14
1.2.1.4 Les guides poreux . . . . .	16
1.2.2 Propagation par plasmon de surface . . . . .	19
1.2.3 Propagation par réflexion métallique . . . . .	20
1.2.3.1 Les guides d'onde à plaques métalliques parallèles . . . . .	20
1.2.3.2 Les guides d'onde métalliques tubulaires . . . . .	22
1.2.4 Propagation par bandes interdites photoniques . . . . .	23
1.2.4.1 Les guides d'onde à bandes interdites photoniques 1D à cœur creux . . . . .	24
1.2.4.2 Les guides d'onde à bandes interdites photoniques 2D à cœur creux . . . . .	26
1.2.5 Conclusion . . . . .	28
1.3 La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel . . . . .	29
1.3.1 Le fonctionnement du laser femtoseconde . . . . .	30
1.3.2 Le fonctionnement des antennes photoconductrices . . . . .	33
1.3.2.1 L'émission . . . . .	34
1.3.2.2 La détection . . . . .	38
1.3.3 Principe de la spectroscopie dans le domaine temporel . . . . .	41
1.3.4 Principe de la caractérisation par THz-TDS . . . . .	46
1.3.5 Application des fibres à cristal photonique à cœur creux pour le banc THz-TDS . . . . .	50
<b>2 Les guides d'onde à cristal photonique hors-plan</b>	<b>57</b>
2.1 Méthode d'analyse des cristaux photoniques hors-plan . . . . .	59
2.1.1 Modèle de Bloch . . . . .	60
2.1.2 Modèle ARROW . . . . .	65
2.1.2.1 Principe de résonance et d'antirésonance . . . . .	66
2.1.2.2 Guides à cristal photonique 1D . . . . .	69
2.1.2.3 Guides à cristal photonique 2D . . . . .	73
2.1.3 Modèle des liaisons fortes . . . . .	78
2.2 Fibres à cœur creux étudiées . . . . .	80

2.2.1	Fibres HC-PCF à maille hexagonale . . . . .	80
2.2.2	Fibres HC-PCF à matrice de « Kagomé » . . . . .	84
2.2.3	Conclusion . . . . .	90
2.3	Adaptation des fibres HC-PCF aux domaines micro-ondes et térahertz	91
2.3.1	Facteur de qualité d'un guide d'onde . . . . .	91
2.3.2	La simplification de la structure BIP . . . . .	94
2.3.3	Optimisation de la structure à maille triangulaire . . . . .	100
2.3.3.1	Influence du nombre d'anneaux . . . . .	100
2.3.3.2	Optimisation de la périodicité du cristal . . . . .	105
<b>3</b>	<b>Applications des structures à bandes interdites photoniques hors-plan aux domaines micro-ondes et térahertz</b>	<b>111</b>
3.1	Application du principe des bandes interdites photoniques hors-plan aux résonateurs micro-ondes . . . . .	113
3.1.1	Définition de la structure cristalline hors plan . . . . .	113
3.1.2	Étude du confinement des cristaux à bandes interdites photoniques hors plan dans un résonateur . . . . .	115
3.1.2.1	Caractéristiques du cristal à bandes interdites photoniques 2D hors plan . . . . .	116
3.1.2.2	Structure du résonateur . . . . .	118
3.1.2.3	Méthode de couplage . . . . .	120
3.1.2.4	Mesures réalisées . . . . .	121
3.1.3	Optimisation du résonateur . . . . .	137
3.1.3.1	Ajout d'une cavité hexagonale métallique . . . . .	137
3.1.3.2	Mesures du facteur de qualité avec la cavité hexagonale métallique . . . . .	141
3.1.3.3	Méthode de couplage par guides d'onde . . . . .	144
3.1.3.4	Mesures réalisées par guides d'onde . . . . .	146
3.1.4	Conclusion et perspectives sur l'optimisation du résonateur . . . . .	148
3.2	Application du principe de bandes interdites photoniques hors-plan et d'antirésonance au domaine térahertz . . . . .	153
3.2.1	Les guides d'ondes basés sur le confinement par bandes interdites photoniques . . . . .	153
3.2.1.1	Modélisation du guide . . . . .	153
3.2.1.2	Réalisation du guide d'onde . . . . .	155
3.2.1.3	Caractérisation du guide d'onde . . . . .	156
3.2.2	Les guides d'ondes à bords minces . . . . .	162
3.2.2.1	Les guides d'onde réalisés . . . . .	162
3.2.2.2	Caractérisation des guides d'onde . . . . .	165
3.2.3	Conclusion et perspectives des guides proposés . . . . .	170
	<b>Conclusion générale</b>	<b>175</b>
	<b>A Modèles de Drude pour les matériaux conducteurs et semi-conducteurs</b>	<b>177</b>

Table des matières	v
--------------------	---

---

Bibliographie	181
---------------	-----

Bibliographie personnelle	191
---------------------------	-----



# Table des figures

1.1	Représentation du spectre électromagnétique et de ses différents domaines. . . . .	4
1.2	(a) image dans le domaine visible avec des tissus malades (ligne pleine) et des tissus sains (pointillés), (b) image des mêmes tissus dans le domaine THz, réalisée par R. M. Woodward <i>et al.</i> [7]. . . . .	7
1.3	Système endoscopique par spectroscopie THz dans le domaine temporel en réflexion proposé par Y. B. Ji <i>et al.</i> [9], les impulsions optiques du laser sont transmises par deux fibres optique aux bouts desquelles se trouvent l'émetteur et le détecteur THz. . . . .	8
1.4	phénomène de réfraction et de réflexion à l'interface de deux milieux d'indice $n_1$ et $n_2$ , avec $n_1 < n_2$ , pour un angle d'incidence $\theta_2$ faible l'onde est réfractée (a), lorsque $\theta_2 > \theta_{lim}$ l'onde est réfléchie (b). . . . .	11
1.5	Schéma du guide d'onde en PE à cristal photonique dont le cœur est composé de deux tiges de PE [20]. . . . .	13
1.6	Photographies des guides en Topas® à large cœur (a) et à petit cœur (b), réalisés par [22]. . . . .	13
1.7	Distribution spatiale du vecteur de Poynting pour un guide de 200 $\mu\text{m}$ en PE ( $a = 100 \mu\text{m}$ ) à 0,3 THz (a), 0,5 THz (b), 0,7 THz (c) et 0,9 THz (d), dont les fractions de champ dans l'air sont respectivement de 99,5%, 89,6%, 54,5% et 28% [23]. . . . .	15
1.8	Caractéristique des pertes pour du guide de diamètre $d_3 = 550 \mu\text{m}$ en PE, la courbe noire représente les pertes mesurées, la courbe rouge correspond à l'évolution des pertes dues à la fraction du champ se propageant dans le matériau et les courbes bleue et verte illustrent les pertes dues à une variation de diamètre de la fibre [24]. . . . .	16
1.9	Photographie du guide d'onde THz réalisé par Rozé <i>et al.</i> [25]. . . . .	17
1.10	(a) Schéma de la section d'un guide THz poreux avec des trous d'air sous longueur d'onde, avec $d$ le diamètre des trous d'air et $\Lambda$ la distance entre les trous d'air [28], (b) répartition du champ du mode de cœur $\text{HE}_{11}$ dans un guide poreux à maille triangulaire [26]. . . . .	18
1.11	Schéma de la section d'un guide THz poreux en toile d'araignée (a) et d'un guide poreux à trous rectangulaire [29]. . . . .	19
1.12	Photographie du guide de H. Zhan <i>et al.</i> [33]. . . . .	20
1.13	Illustration du guide métallique à plaques parallèles [37]. . . . .	21
1.14	Photographie d'un guide d'onde diélectrique/métallique à cœur creux de 2,2 mm de diamètre, le guide est composé d'un film d'argent dont la paroi intérieure est recouverte d'un film de PS [44]. . . . .	23
1.15	Illustration de la structure du guide développé par D. Tian <i>et al.</i> [46]. . . . .	24
1.16	Photographie des guide d'onde Bragg à cœur creux réalisé par Dupuis <i>et al.</i> avec une gaine composée d'air et de PTFE (a) et une gaine composé de PE et de PE dopé $\text{TiO}_2$ [50]. . . . .	26

1.17	Spectre de transmission obtenu par simulation de différents guides d'onde (a). Illustration des différentes structures de guides simulés par D. Wu <i>et al.</i> [55] (b). . . . .	27
1.18	(a) Spectre de transmission obtenu par simulation (pointillés) et par la mesure (ligne noire), l'indice effectif est tracé en rouge. (b) Photographie du guide réalisé par empilement de tubes de Téflon [53]. . . . .	27
1.19	Graphique représentant l'allure spectrale de l'intensité d'une l'impulsion laser (en noir) modulée par le gain du milieu actif (en bleu). . . . .	33
1.20	Schéma d'une antenne THz émettrice, le spot laser est matérialisé par le disque rouge. . . . .	34
1.21	Illustration du processus de photoconductivité pour la génération d'impulsions THz. À l'instant $t = 0$ une impulsion laser (a) génère des porteurs de charges qui vont être accélérés par le champ électrique statique (b) et fait apparaître un champ de polarisation opposé au champ statique dans le semi-conducteur (c). Le courant transitoire généré émet une impulsion THz (d). Pour finir, le semi-conducteur revient à un état stable par recombinaison des porteurs [57]. . . . .	36
1.22	Schéma d'une antenne THz réceptrice avec le spot laser matérialisé en rouge, $h$ représente la distance entre les deux lignes coplanaires, $w$ et $d$ représentent respectivement la largeur des plots métalliques et la distance entre ces plots. . . . .	39
1.23	Illustration du processus de photoconductivité pour la détection d'impulsions THz dans le plan parallèle à l'axe de propagation. Le champ électrique mesuré dépend du temps relatif entre l'arrivée de l'impulsion optique et l'impulsion THz. Le schéma (a) montre l'arrivée de l'impulsion optique avant l'impulsion THz. Le décalage temporel d'une des deux impulsions permet de faire coïncider leur arrivée, comme le montre les schémas (b) et (c). La mesure du courant généré au court du temps (d) représente l'impulsion THz [57]. . . . .	40
1.24	Schéma du banc de spectroscopie THz dans le domaine temporel. . . . .	43
1.25	Illustration d'une impulsion THz mesurée avec le banc THz-TDS (a) et le spectre de cette mesure obtenue par transformée de Fourier (b). . . . .	46
1.26	Schéma du principe d'une mesure de spectroscopie THz dans le domaine temporel [65]. . . . .	47
1.27	Photographie d'une fibre HC-PCF [66]. . . . .	51
1.28	Schéma de l'autocorrélateur à 2 photons. . . . .	52
1.29	Graphique des mesures d'autocorrélation de l'impulsion femtoseconde à différentes fréquences centrales, à la sortie de la HC-PCF, la mesure de référence correspond à la courbe noire, pour la fréquence centrale 800 nm. . . . .	55
2.1	Exemples de cristaux à une dimension (a), 2 dimensions (b) et 3 dimensions (c) [69]. . . . .	58
2.2	(a) Image par microscopie électronique à balayage d'une HC-PCF (b) maille élémentaire de la gaine microstructurée à maille hexagonale [66], (c) définition de $\Lambda$ et $d$ du cristal d'une HC-PCF [74]. . . . .	61

2.3	Illustration de la zone de Brillouin (hexagone) et de la zone irréductible de Brillouin délimitée par les points $\mathbf{M}$ , $\mathbf{K}$ et $\mathbf{\Gamma}$ dans le cas d'un cristal à maille triangulaire. . . . .	62
2.4	Diagramme de bandes pour une fibre composée d'une gaine à maille triangulaire air/silice [77]. . . . .	63
2.5	Densité d'état photonique d'une gaine à maille triangulaire air/silice [66]. . . . .	64
2.6	(a) Schéma du guide d'onde réalisé par M. A. Duguay <i>et al.</i> [78] et dont le confinement est réalisé dans la couche « SiO <sub>2</sub> » supérieure, par réflexion totale interne au-dessus et par réflexion antirésonante en dessous. (b) Illustration des bandes de transmissions du guide, interrompus pas les fréquences de résonances. . . . .	65
2.7	Schéma représentant un guide planaire à multiples couches antirésonantes (a) une fibre à couches concentriques antirésonantes (cristal BIP 1D) (b) et une fibre dont le crista est à maille triangulaire (cristal BIP 2D) (c) [79]. . . . .	66
2.8	Représentation schématique d'un interféromètre de Fabry-Perot. (a) Cavité en résonance : les rayons tombant sur le résonateur sont totalement transmis, (b) Cavité en antirésonance : les rayons frappant la cavité sont totalement réfléchis [81]. . . . .	67
2.9	(a) Représentation schématique d'un guide planaire et du trajet d'une onde envoyée avec un angle $\theta$ dans le cœur du guide [81]. (b) représentation schématique de la direction de propagation $\vec{k}$ dans un guide est de ses composantes longitudinale $\beta$ et transversale $\vec{k}_t$ . . . . .	70
2.10	Schéma d'une structure ARROW (en haut) en considérant $n_1 < n_2$ , avec l'illustration d'un comportement résonant (à gauche) et antirésonant (à droite), le spectre de transmission est illustré en dessous [82].	71
2.11	Comparaison des simulations par BPM entre un guide planaire et un guide circulaire possédant la même épaisseur de couche anti-résonante et les mêmes indices [83]. . . . .	72
2.12	(a) Figures en champ proche des premiers modes dans les plots d'une fibre à BIP 2D solide. Les pertes d'une fibre à BIP 2D sont représentées en (b) avec la fréquence de coupure des modes de plots [85]. Les premiers modes de résonances des plots d'indice élevé (LP <sub>11</sub> , LP <sub>02</sub> et LP <sub>21</sub> ) sont identifiées sur le diagramme des pertes. . . . .	73
2.13	Le premier graphique (a) montre l'influence de différents agencements des plots d'indice élevée sur les parties réelles des indices effectifs des modes de cœur d'une fibre à BIP 2D solide, (b) représente les parties imaginaires des indices effectifs des modes de cœur pour ces mêmes arrangements [84]. La courbe (1) correspond à un seul anneau hexagonal de tiges espacées de $\Lambda = 5,64 \mu\text{m}$ ; la courbe (2), 3 anneaux hexagonaux de tiges espacées de $\Lambda = 5,64 \mu\text{m}$ ; la courbe (3), un anneau circulaire de 10 tiges espacées de $\Lambda = 5,03 \mu\text{m}$ ; la courbe (4), un anneau circulaire de 10 tiges espacées de $\Lambda = 7,09 \mu\text{m}$ et la courbe (5), un arrangement aléatoire de 10 tiges autour de la région du cœur. . . . .	75

2.14	Comparaison du spectre injectée dans une fibre BIP 2D solide et du spectre en sortie de cette fibre [86]. . . . .	77
2.15	(a) illustration d'un guide optique ainsi que le diagramme de dispersion des deux premiers modes pouvant se propager dans ce guide, (b) illustration de plusieurs guides régulièrement espacées avec le diagramme de dispersion de cette structure [88]. . . . .	79
2.16	(a) Image d'une fibre BIP-2D à cœur creux avec un zoom sur une maille élémentaire où les différents types de résonateur sont mis en évidence (b). (c) Densité d'états photonique de la gaine microstructurée où les différentes contributions des résonateurs sont mises en évidence. (d) illustration des modes correspondant aux résonateurs présentés en (b) [66]. . . . .	81
2.17	(a) Graphique de la dispersion (notée GVD) de deux modes de cœur polarisés et de l'atténuation linéique d'une fibre HC-PCF représentée en (b) en fonction de la longueur d'onde [89]. . . . .	82
2.18	Modélisation de l'atténuation minimale d'une fibre HC-PCF de 19 défauts, basées sur des valeurs d'atténuation réelles et plausibles [70].	83
2.19	Images par microscopie électronique à balayage (MEB) de fibres « Kagomé » à 1 (a), 7 (b) et 19 défauts (c). Répartition de l'intensité lumineuse dans les fibres « Kagomé » à 1 (d), 7 (e) et 19 défauts (f). Le détail des structures « Kagomé » fibrées est présenté en (d) [90,91].	85
2.20	(a) Spectre de transmission (en noir) et d'atténuation (en gris) de la fibre à 19 défauts (Cf. figure 2.19c). (b) Spectre de transmission de la fibre à 1 défaut (Cf. figure 2.19a). (c) Mesures de la vitesse de groupe (en gris) et de la dispersion de la fibre à un seul défaut [90]. . . . .	86
2.21	(a) Structure « Kagomé » complète avec un seul défaut pour le cœur. Les hexagones représentés en (b) sont surlignés en noir. (b) L'approximation hexagonal de la structure « Kagomé » complète obtenue en ne gardant que les ponts de silice contribuant aux hexagones concentriques autour du cœur, les autres ponts ne sont plus considérés. (c) Approximation circulaire de la structure hexagonale formée de cercles concentriques dont les périmètres sont identiques aux hexagones [92].	86
2.22	Comparaison des pertes du mode fondamental des anneaux (courbes) et des hexagones (points) représentés figure 2.21 [92]. . . . .	87
2.23	Comparaison des pertes du mode fondamental des structures « Kagomé » et des cercles concentriques de la figure 2.21 [92]. . . . .	88
2.24	Densité d'état photonique d'une gaine à matrice de « Kagomé » air/silice. La ligne horizontale bleue représente la ligne d'air, les pointillés quasi-verticaux correspondent à un exemple de mode des ponts de silice. Les pointillés horizontaux correspondent à un mode associé aux trous d'air hexagonaux de la structure « Kagomé » [92]. . . . .	89
2.25	Variation de la largeur des bandes de transmission d'un tube de silice d'indice $n_{SiO_2} = 1,45$ , en fonction de son épaisseur $d$ . . . . .	90

2.26	Illustration du nombre d'oscillation suivant les longueurs d'onde $\lambda_1$ (a) et $\lambda_2 = \lambda_1/2$ (b) pour deux guides dont le matériau a le même indice complexe pour les deux longueur d'onde avec des conditions de propagation identiques, soit $n_{eff1} = n_{eff2}$ . . . . .	93
2.27	(a) Élément de la maille hexagonale de la gaine d'une HC-PCF, (b) mise en évidence des plots de silice de cette maille, (c) simplification de la maille hexagonale par suppression des ponts de silice pour arriver à la maille triangulaire. . . . .	95
2.28	Diagramme de bandes obtenue par la méthode de Bloch (a) pour une gaine à maille hexagonale de HC-PCF dont le confinement est assuré autour de 800 nm, le cristal BIP est représenté en (b) [66]. Diagramme des indices effectifs (c) de la structure simplifiée à maille triangulaire air/silice équivalente, représenté en (d). . . . .	96
2.29	Spectre normalisé des modes de propagation réalisé par simulation d'une structure en maille triangulaire de plots de silice dans une matrice d'air. Les bandes autorisées (modes de gaine) apparaissent en gris. La fréquence de coupure normalisée obtenue d'après l'équation 2.30 est représentée par le trait vertical pour $m=1$ . . . . .	99
2.30	(a) Spectre normalisé réalisé par simulation d'une fibre à maille triangulaire de plots de silice dans une matrice d'air. Le mode se propageant dans le cœur est représenté par la courbe noire. L'insert illustre la répartition du vecteur de Poynting du mode de cœur dans le guide. (b) Représentation de la structure complète de guide d'onde THz composée uniquement de plots de silice dans une matrice d'air. Le cœur est obtenu en retirant un seul plot de silice. Les plots de diamètre $d$ sont régulièrement espacés d'une distance $\Lambda$ , soit la périodicité du cristal. . . . .	99
2.31	Illustration des différentes structures simulées avec 1 (a), 2 (b), 3 (c) et 4 (d) anneaux de tiges pour un espacement $\Lambda$ identique. . . . .	101
2.32	Diagramme des indices effectif de la structure à maille triangulaire avec 1 (a), 2 (b), 3 (c) et 4 anneaux (d). . . . .	102
2.33	Évolution du facteur de qualité du mode de cœur sans les pertes de la silice, en fonction de la fréquence normalisée $kd$ pour 1 anneau (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert) et 4 anneaux(en rouge). . . . .	103
2.34	Évolution du facteur de qualité du mode de cœur, en fonction de la fréquence normalisée $kd$ pour 1 anneau (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert) et 4 anneaux (en rouge). Le facteur de qualité de la silice d'après l'indice complexe considéré, $\tilde{n}_{SiO_2}(40 \text{ GHz}) = 1,944 - i5,04 \times 10^{-5}$ , est représenté par les pointillés ( $Q_{SiO_2} = \frac{\Re(\tilde{n})}{\Im(\tilde{n})} = 1,93 \times 10^3$ ). . . . .	104
2.35	Évolution du facteur de qualité du mode de cœur, en fonction de la fréquence normalisée $kd$ pour 1 anneau (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert) et 4 anneaux(en rouge). Le facteur de qualité de la silice d'après l'indice complexe considéré $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$ , est représenté par les pointillés ( $Q_{SiO_2} = \frac{\Re(\tilde{n})}{\Im(\tilde{n})} = 419$ ). . . . .	105

2.36	Comparaison de l'évolution du facteur de qualité pour deux structures de 4 anneaux de tiges de silice, l'un pour $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$ (courbe noire) avec le facteur de qualité pour cet indice (pointillés noirs), l'autre pour $\tilde{n}_{SiO_2}(40 \text{ GHz}) = 1,944 - i5,04 \times 10^{-5}$ (courbe rouge) avec le facteur de qualité pour cet indice (pointillés rouges). . . . .	106
2.37	Diagramme des indices effectif de la structure à 3 anneaux avec un rapport $d/\Lambda = 0,1$ (a), $d/\Lambda = 0,2$ (b), $d/\Lambda = 0,3$ (c). . . . .	107
2.38	Évolution de facteur de qualité du mode $HE_{11}$ en fonction de $d/\Lambda$ pour $kd = 2,3$ . . . . .	108
2.39	Évolution de facteur de qualité du mode $HE_{11}$ sur la première BIP pour trois structures avec $d/\Lambda = 0,1$ (rouge), $0,2$ (pointillés longs en bleu) et $0,3$ (pointillés en noir). . . . .	109
2.40	(a) Illustration des modes considérés pour le calcul de la différence d'indice. (b) Évolution de la différence d'indice effectif entre le mode de cœur $HE_{11}$ et le mode de gaine inférieur le plus proche, en fonction de $d/\Lambda$ . . . . .	110
3.1	Structure cristalline hors plan, composée de tige de silice et d'air (a), structure cristalline dans le plan (b) . . . . .	114
3.2	Photographie de résonateurs à cristal BIP 2D métallique dans le plan étudiés par E. I. Smirnova <i>et al.</i> [98]. . . . .	114
3.3	(a) Diagramme des indices effectifs centré sur 40 GHz avec la structure composée de tiges de silice de 2,5 mm de diamètre régulièrement espacées de 12,5 mm. Le mode de cœur est représenté par la courbe noire. (b) Évolution du facteur de qualité du mode de cœur en fonction de la fréquence, pour un cristal à BIP composé de tiges de silice de 2,5 mm de diamètre régulièrement espacée de 12,5 mm et dont la première BIP est centrée autour de 40 GHz, avec 1 anneau de tiges (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert), 4 anneaux (en rouge). . . . .	117
3.4	Illustration du résonateur composé de deux plaques métalliques (en orange) et les tiges de diélectrique (en bleu). . . . .	118
3.5	Superposition du diagramme des indices effectifs du cristal à BIP dont la première BIP est centrée sur 40 GHz et les courbes de résonance des plaques métalliques pour différentes hauteurs $h$ d'après l'équation 3.2. . . . .	119
3.6	(a) Illustration d'une boucle magnétique réalisée sur un câble coaxial, un courant électrique $\vec{E}$ circulant dans l'âme induit un champ magnétique $\vec{H}$ passant par la boucle et inversement, un champ magnétique $\vec{H}$ passant par la boucle induit un courant électrique $\vec{E}$ circulant dans l'âme. (b) Photographie d'une boucle magnétique réalisée sur un câble coaxial de 2,2 mm de diamètre. . . . .	120

3.7	Photographies des différents éléments du résonateur 40 GHz, avec la plaque de cuivre inférieure (a), la plaque de cuivre supérieure (b) avec les vis micrométriques pour le contrôle de l'espacement entre les plaques (c). . . . .	121
3.8	Photographie du résonateur avec les tiges de silice et les boucles magnétiques lors d'une mesure avec l'analyseur de réseaux vectoriels. . .	122
3.9	Spectres mesurés avec la présence du pic de résonance (a) et l'absence du pic de résonance (b). Le schéma respectif de la topologie du cristal BIP utilisé pour les mesures (tiges matérialisées par les points) est inséré sur chaque graphique. . . . .	123
3.10	(a) Évolution spectrale autour du pic de résonance à 30,1 GHz pour une structure cristalline composée de 2 anneaux (noir), 3 anneaux (vert) et 4 anneaux (rouge). (b) Évolution du facteur de qualité à 30,1 GHz en fonction du nombre d'anneaux. . . . .	125
3.11	(a) Évolution du facteur de qualité en fonction de la position des boucles magnétiques dans le cristal composé de quatre anneaux, (b) schéma représentant la position des boucles magnétique dans le cristal.	126
3.12	Schéma indiquant la positions des boucles magnétiques (en rouge) par rapport aux tiges de silice du cristal photonique à BIP. . . . .	127
3.13	Diagramme des indices effectifs pour le cristal à BIP à 40 GHz superposé aux mesures des indices effectifs du résonateur composé de quatre anneaux de tiges (points bleus) et les mesures après correction de la hauteur $\Delta h = +100 \mu\text{m}$ (cercles bleus). . . . .	127
3.14	Diagramme des indices effectifs pour le cristal à BIP à 40 GHz superposé aux mesures des indices effectifs du résonateur composé de quatre anneaux de tiges et dont l'ouverture centrale est fermée (points rouges), et les mesures après correction de la hauteur $\Delta h = +60 \mu\text{m}$ (cercles rouges). . . . .	128
3.15	Mesure spectrale du pic de résonance à 39 GHz. . . . .	130
3.16	Évolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence avec 3 anneaux (points noirs) et 4 anneaux (points rouges) avec les courbes de tendance dans les deux cas. . . . .	131
3.17	(a) Spectre de transmission du résonateur mesuré sur une large bande avec un cristal composé de 4 anneaux de tiges. (b) Diagramme des indices effectifs des modes supportés par le résonateur obtenus par la mesure (points), avec l'évolution de l'indice effectif du mode de cœur obtenue par simulation (courbe noire). . . . .	132
3.18	(a) Spectre mesuré avec 2 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 2 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme. . . . .	133

3.19	(a) Spectre mesuré avec 2 défauts séparés dans le cristal. (b) diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 2 défauts séparés et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme. . . . .	134
3.20	(a) Spectre mesuré avec 3 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 3 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme. . . . .	134
3.21	(a) Spectre mesuré avec 6 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 6 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme. . . . .	135
3.22	(a) Spectre mesuré avec 7 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 7 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme. . . . .	135
3.23	Spectres mesurés avec 6 défauts dans le cristal (a), diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 6 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaque de cuivre (courbe rouge) (b), schéma des différents cristaux considérés (c), (d), (e), (f), (g) et (h). . . . .	136
3.24	(à gauche) Illustration du résonateur par réflexion de Bragg avec la structure en saphir et les supports en téflon dans la cavité métallique. (à droite) Photographie du résonateur [103]. . . . .	138
3.25	Illustration de la cavité métallique hexagonale, délimitée en noir autour du cristal à BIP avec un anneau de tiges. . . . .	138
3.26	Diagramme des indices effectifs centré sur 30 GHz avec la structure composée de tiges de silice de 3,3 mm de diamètre, régulièrement espacées de 16,5 mm avec la superposition de l'équation 3.2 pour différentes hauteurs de cavité $h$ . . . . .	139
3.27	Évolution du facteur de qualité à 30 GHz en fonction du rayon de la cavité hexagonale, pour la cavité avec un seul anneau de tiges (a) et avec deux anneaux (b), les illustrations des résonateurs sont insérées sur les graphiques. . . . .	140
3.28	Photographie de l'intérieur de cavité résonante à 30 GHz avec la plaque inférieure et la plaque où l'hexagone est percé (a), photographie de l'intérieur de la cavité avec l'ajout des tiges de silice (b). . .	141
3.29	Photographies d'une boucle magnétique réalisée sur un câble coaxial de 1,19 mm de diamètre. . . . .	142
3.30	Mesure spectrale du résonateur sur un spectre large (a) et sur un secteur fin (b). . . . .	143

3.31	Comparaison du facteur de qualité mesuré du résonateur avec la cavité hexagonale et un seul anneau de tiges (point rouge) et des facteurs de qualité du résonateur présentés précédemment sans cavité hexagonale en fonction du nombre d'anneau. . . . .	143
3.32	Photographie de l'adaptateur coaxial/guide d'onde fonctionnant sur la bande de fréquences comprise entre 26,5 et 40 GHz d'Agilent Technologie (a), Photographie du dispositif de test de couplage à 30 GHz se fixant sur les guide d'onde WR-28 pour différence ouvertures circulaires de 1,5, 2,5, 3,5 4,5 et 5,5 mm de diamètre et une épaisseur constante de 3,5 mm (b), dispositif sous test connecté aux guides d'onde WR-28 (c). . . . .	144
3.33	Évolution de la transmission en fonction de la fréquence pour les ouvertures circulaire de 1,5 mm (en noir), 2,5 mm (en bleu), 3,5 mm (en rose), 4,5 mm (en vert) et 5,5 mm (en rouge) (a), Tracé de la transmission à 30 GHz pour les différentes ouvertures circulaires (b). . . . .	146
3.34	Photographie d'une des plaques de cuivre avec les filetages et l'ouverture pour connecter un guide WR-28 et obtenir un couplage faible (a), photographie du montage expérimental la cavité résonante connectée aux guides WR-28 (b). . . . .	147
3.35	Mesure de la fréquence de résonance du résonateur avec la méthode de couplage par les guides WR-28 sur un spectre large (a) et sur un spectre fin (b). . . . .	147
3.36	Évolution du facteur de qualité à 30 GHz (a) en fonction du rayon de la cavité hexagonale basée sur un cristal BIP 2D hors plan composé d'un (a) ou deux (b) anneaux de tiges de silice de 3,3 mm de diamètre et régulièrement espacées de 19,41 mm ( $d/\Lambda = 0.17$ ). . . . .	149
3.37	Illustration de la structure diélectrique composée d'un anneau de tiges et de deux réflecteurs de Bragg. . . . .	150
3.38	Fraction du champ dans une tige $\tilde{\eta}$ en fonction de la fréquence normalisée $V$ pour les douzes premiers modes [73]. . . . .	151
3.39	Diagramme des indices effectifs du cristal à BIP composé des tiges de silice de 3,3 mm de diamètre et régulièrement espacées de 16,5 mm (a) et diagramme des indices effectifs du cristal à BIP composé d'un anneau de tiges d'alumine de 2,145 mm de diamètre et régulièrement espacées de 16,5mm. . . . .	152
3.40	Diagramme des indices effectifs du guide dont le cristal à BIP est composé de 4 anneaux de tiges de silice de 200 $\mu\text{m}$ de diamètre et une période du cristal de $\Lambda = 1$ mm (a), influence du nombre d'anneaux de tiges de ce même guide sur le facteur de qualité, en fonction de la fréquence, avec 1 anneau (noir), 2 anneaux (bleu), 3 anneaux (vert) et 4 anneaux (rouge), en pointillé le facteur de qualité intrinsèque de la silice d'après [4] (b). . . . .	154

3.41	Diagramme des indices effectifs du guide dont le cristal à BIP est composé de 4 anneaux de tiges de silice de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre et régulièrement espacées de $1,8\ \text{mm}$ , soit $d/\Lambda = 0,11$ (a), influence du ratio $d/\Lambda$ de ce même guide sur le facteur de qualité, en fonction de la fréquence, avec $d/\Lambda = 0,3$ (traits noirs discontinus), $d/\Lambda = 0,2$ (tirets bleus) et $d/\Lambda = 0,1$ (ligne rouge), en pointillé le facteur de qualité intrinsèque de la silice d'après [4] (b). . . . .	155
3.42	Illustration du gabarit de papier (a), illustration du montage une fois que les tiges sont passées dans les quatre gabarits (b), répartition des gabarits de papier pour le maintien des tiges sur toute la longueur du guide réalisé (c). . . . .	156
3.43	Photographie des deux guides fonctionnant autour de $0,5\ \text{THz}$ , un premier de $40\ \text{cm}$ de long (au-dessus) et un deuxième de $35\ \text{cm}$ de long (en-dessous). . . . .	156
3.44	Photographie du guide d'onde à cristal BIP lors des mesures sur le banc de spectroscopie THz-TDS. . . . .	157
3.45	Représentation des mesures de référence (a) et du guide (b), avec respectivement l'impulsion temporelle THz mesurée dans l'espace libre et à travers la plaque (c) et l'impulsion temporelle THz mesurée après propagation dans le guide et à travers la plaque (c). . . . .	158
3.46	Spectre de transmission du signal de référence (en noir) et du signal propagé dans le guide (en rouge). . . . .	158
3.47	Superposition des spectres de transmission du signal de référence (en noir) et du signal propagé par le guide (en rouge) avec le diagramme des indices effectifs de la première BIP (a) et de la deuxième BIP (b). . . . .	160
3.48	Spectre de transmission du signal propagé par le guide (en noir) et les spectres restreints au premier lobe (vert), au second lobe (rouge) et au troisième lobe (violet) de la figure 3.45d. . . . .	161
3.49	Superposition des spectres restreints au premier lobe (vert), au second lobe (rouge) et au troisième lobe (violet) de la figure 3.45d avec le diagramme des indices effectifs des premières BIP. . . . .	161
3.50	(a) Indice effectif de l'onde THz propagée, obtenu par la mesure. (b) Diagramme des indices effectifs du guide obtenus par simulation . . .	162
3.51	Évolution de la largeur des bandes de transmission en fonction de l'épaisseur d'un capillaire de silice d'indice $n_{silice} = 1,95$ , avec le report des épaisseurs de $250\ \mu\text{m}$ et $155\ \mu\text{m}$ des deux tubes de silice étudiés (a). Évolution de bandes de transmission en fonction de l'épaisseur d'un capillaire de plastique d'indice $n_{plastique} = 1,49$ , avec le report de l'épaisseur de $122\ \mu\text{m}$ de la paille en plastique étudiée (b). . . . .	163
3.52	Facteur de qualité obtenu par simulation, en fonction de la fréquence, pour le tube de silice de $155\ \mu\text{m}$ . En vert, le facteur de qualité du mode $\text{HE}_{11}$ et en rouge celui du mode $\text{TE}_{01}$ , le facteur de qualité intrinsèque de la silice est représenté par les pointillés. . . . .	164

---

3.53	Mesure temporelle de l'impulsion THz se propageant en espace libre et à travers l'ouverture de la plaque métallique (a). Mesure temporelle de l'impulsion THz se propageant dans le cœur d'air du tube en plastique (b). . . . .	166
3.54	Amplitude spectrale de la propagation sur 40 cm dans les guides de silice de 250 $\mu\text{m}$ d'épaisseur (a) et de 155 $\mu\text{m}$ d'épaisseur (b). les fréquences de résonance des tubes sont mises en évidence par les lignes verticales. (c) Coefficient d'atténuation (noir) indice effectif (pointillés) et vitesse de groupe normalisée par la célérité de la lumière (gris) du tube de silice de 155 $\mu\text{m}$ . . . . .	167
3.55	Facteur de qualité calculé d'après les mesures, en fonction de la fréquence, pour le tube de silice de 155 $\mu\text{m}$ . Le facteur de qualité intrinsèque de la silice est représenté par les pointillés. . . . .	168
3.56	Comparaison de l'amplitude spectrale de l'onde THz propagée dans le tube en plastique (noir) et celle propager en espace libre (gris), l'indice effectif du tube en plastique est tracé en pointillés. . . . .	169
3.57	Diagrammes des indices effectifs (a), (c) et (e) pour une structure de guide basé sur un cristal photoniques composé de capillaires de silice de ratio $d = 0,2D$ (b), $d = 0,4D$ (d) et $d = 0,6D$ (f). . . . .	172
3.58	Diagrammes des indices effectifs (a), (c) et (e) pour une structure de guide basés sur un cristal photoniques composé de capillaires de silice de ratio $d = 0,7D$ (b), $d = 0,8D$ (d) et $d = 0,91D$ (f). . . . .	173



# Liste des tableaux

1.1	Comparaison de la conductivité aux basses fréquences $\approx \sigma_{dc}$ et celle à 1 THz pour différents métaux [2, 15, 16]. . . . .	10
1.2	Atténuation de différents diélectriques à $f = 0,3$ THz [17]. . . . .	10
2.1	Calcul des pertes linéiques pour différentes longueurs d'onde, avec un facteur de qualité de $Q_0 = 1,45 \times 10^{10}$ et l'indice effectif $n_{eff} = 0,99$ d'après les mesures d'atténuations linéiques de 1,2 dB/km à 1,55 $\mu\text{m}$ sur une HC-PCF [70]. . . . .	94
A.1	fréquence plasma et temps moyen $\tau$ entre deux collisions pour différents métaux [2, 15, 16]. . . . .	179



# Introduction générale

Le domaine térahertz (THz) est une gamme de fréquence encore peu étudiée. La difficulté à générer et à détecter dans ce domaine a longtemps empêché son développement comparativement aux domaines de l'optique ( $> 100$  THz) et des micro-ondes ( $< 100$  GHz). Pourtant, les interactions des ondes THz avec la matière et leurs caractéristiques permettent d'envisager de nombreuses applications de ces ondes dans de multiples domaines. Par exemple elles peuvent être utilisées pour dans le domaine médical pour la détection de maladies. Les avancées technologiques des vingt dernières années ont stimulé la recherche : de nouvelles sources, de nouveaux détecteurs sont développés, mais ces systèmes sont encore étudiés pour améliorer leurs performances. De manière générale, les études se basent sur les technologies existant aux autres domaines de fréquences afin de les adapter, dans la mesure du possible, au domaine THz ; soit les performances des systèmes basés sur les micro-ondes sont améliorées en fréquence, soit les ondes optiques émises à plusieurs centaines de THz sont utilisées. L'étude proposée dans cette thèse concerne les guides d'onde THz basés sur l'adaptation des structures des fibres optiques à cœur creux composées d'un cristal photonique. Les faibles pertes qu'il est possible d'atteindre avec ce genre de fibres optiques ont été démontrées. L'intérêt de cette adaptation est donc de retrouver les avantages de ce genre de structures au domaine THz.

Ainsi, le premier chapitre présente plus en détail le domaine THz et les contraintes du domaine THz par rapport aux technologies actuelles. Les caractéristiques de ces ondes seront plus amplement détaillées à la section 1.1. Un état de l'art sur ces guides sera présenté à la section 1.2. L'étude des guides d'ondes nécessitait des moyens de mesures qui n'existaient pas au laboratoire au début de cette thèse. C'est pourquoi un banc de caractérisation THz développé au cours de la première année de thèse sera présenté à la section 1.3.

Le second chapitre introduira aux sections 2.1 et 2.2, les modèles développés

en optique pour expliquer le confinement dans les fibres basées sur les cristaux photoniques. Les guides d'onde THz proposés dans cette thèse étant inspirés de ce genre de fibres, nous verrons comment adapter ces structures aux domaines THz et micro-ondes à la section 2.3.

Le dernier chapitre présentera les structures et les mesures réalisées mettant en évidence le confinement des ondes dans ces structures. Tout d'abord, nous verrons à la section 3.1 l'étude de résonateurs basés sur les cristaux photoniques ayant permis de valider le concept aux fréquences micro-ondes. Une optimisation de ces résonateurs sera proposée afin d'atteindre des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^5$  tout en ayant un encombrement réduit. Ensuite, les guides d'ondes THz fabriqués au cours de cette thèse seront présentés à la section 3.2. Ils assurent un fort confinement de l'onde sur de larges bandes de transmission.

# Le domaine térahertz

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Caractéristiques du domaine térahertz . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1	Le fossé entre les microondes et l'optique . . . . .	4
1.1.2	Intérêts et applications du domaine térahertz . . . . .	6
1.1.3	La problématique de guides d'onde térahertz . . . . .	9
<b>1.2</b>	<b>État de l'art des guides d'onde térahertz . . . . .</b>	<b>10</b>
1.2.1	Propagation par réflexion totale interne . . . . .	11
1.2.1.1	Tiges diélectriques . . . . .	11
1.2.1.2	Guides à cristal photonique . . . . .	12
1.2.1.3	Tiges diélectriques sous longueur d'onde . . . . .	14
1.2.1.4	Les guides poreux . . . . .	16
1.2.2	Propagation par plasmon de surface . . . . .	19
1.2.3	Propagation par réflexion métallique . . . . .	20
1.2.3.1	Les guides d'onde à plaques métalliques parallèles . . . . .	20
1.2.3.2	Les guides d'onde métalliques tubulaires . . . . .	22
1.2.4	Propagation par bandes interdites photoniques . . . . .	23
1.2.4.1	Les guides d'onde à bandes interdites photoniques 1D à cœur creux . . . . .	24
1.2.4.2	Les guides d'onde à bandes interdites photoniques 2D à cœur creux . . . . .	26
1.2.5	Conclusion . . . . .	28
<b>1.3</b>	<b>La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel . . . . .</b>	<b>29</b>
1.3.1	Le fonctionnement du laser femtoseconde . . . . .	30
1.3.2	Le fonctionnement des antennes photoconductrices . . . . .	33
1.3.2.1	L'émission . . . . .	34
1.3.2.2	La détection . . . . .	38
1.3.3	Principe de la spectroscopie dans le domaine temporel . . . . .	41
1.3.4	Principe de la caractérisation par THz-TDS . . . . .	46
1.3.5	Application des fibres à cristal photonique à cœur creux pour le banc THz-TDS . . . . .	50

---

## 1.1 Caractéristiques du domaine térahertz

### 1.1.1 Le fossé entre les microondes et l'optique

Bon nombre de fréquences du spectre électromagnétique sont couramment utilisées, comme les ondes radio, les micro-ondes, la lumière visible ainsi que les rayons X. Chacun de ces domaines est connu pour leurs applications « grand public » tel que la transmission d'information par les ondes radio, ou encore la visualisation des os du corps humain grâce aux rayons X. Bien qu'encore peu maîtrisées (il n'existe pas d'applications courantes), les ondes térahertz (THz) font parties du spectre électromagnétique. Le domaine THz se situe entre deux domaines bien connus : l'infrarouge et les micro-ondes. Il est admis que les fréquences THz occupent l'intervalle spectral entre 100 GHz et 10 THz, soit respectivement les longueurs d'onde comprises entre 3 mm et 30  $\mu\text{m}$  (Fig. 1.1). L'énergie des photons THz décrite par la loi de Planck est donc comprise entre 0,41 meV et 41,3 meV. Ce qui équivaut à des températures comprises entre 4,8 et 476 K. Les possibilités du domaine THz sont tout aussi prometteuses que l'ont été les autres domaines du spectre électromagnétique à une autre époque et des applications en médecine, en télécommunication, en microélectronique, en agriculture utilisant les ondes THz font l'objet de nombreuses études [1].

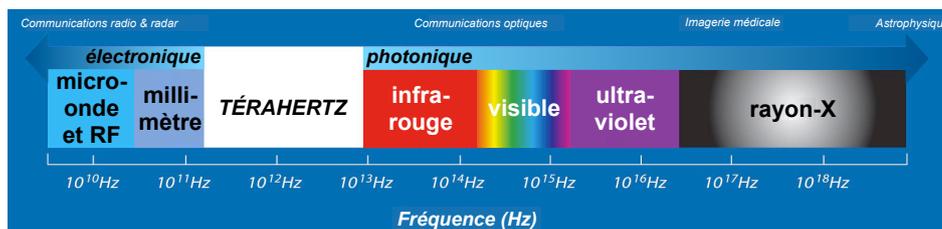


FIGURE 1.1 – Représentation du spectre électromagnétique et de ses différents domaines.

Comme pour l'ensemble des ondes électromagnétiques, les propriétés et le comportement des ondes THz sont régies par les équations de Maxwell. Cependant, à cause de leur position sur le spectre électromagnétique, ces ondes sont plus diffici-

lement maîtrisables que les domaines de fréquences adjacents. D'un point de vue historique, les recherches sur les ondes électromagnétiques se divisaient en deux catégories, celles sur l'optique et celles sur les micro-ondes car les recherches sur ces domaines de fréquences se sont d'abord développées. Les principes, les méthodes et les outils développés pour l'optique et les micro-ondes sont différents. Néanmoins, les ondes THz ne peuvent pas être classées simplement dans ces deux catégories. Certaines approximations admises en optique ou en micro-ondes ne sont plus vraies pour les ondes THz. Ainsi, de nouveaux outils et de nouvelles technologies ont dû être développées spécifiquement pour le domaine THz.

Prenons l'exemple des sources THz. La génération d'ondes THz ne peut se faire avec les sources micro-ondes traditionnelles, les porteurs générés ne peuvent pas suivre la rapidité des oscillations THz. Les sources optiques quant à elles, sont difficilement transposables au domaine THz. Si l'on prend l'exemple des lasers, le principe de base de l'excitation des molécules comprises dans la cavité lasers est plus difficile, d'autant plus que la puissance qu'il est possible d'obtenir par cette méthode va être relativement faible comparée aux lasers optiques. Il est aussi à noter que l'énergie des photons THz étant du même ordre de grandeur que l'énergie thermique à température ambiante (rayonnement de corps noir), cela perturbe grandement les mesures THz.

En ce qui concerne les guides d'onde, si l'on prend l'exemple des guides métalliques du domaine micro-ondes composés de cuivre, la conductivité est de  $59,6 \times 10^6$  S.m<sup>-1</sup> reste constante jusqu'à 0,37 THz. la conductivité va ensuite chuter plus les fréquences plus élevées. À 1 THz, la conductivité vaut  $24,3 \times 10^6$  S.m<sup>-1</sup> [2]. L'atténuation linéique de ce genre de guides est donc plus importante aux fréquences élevées, d'autant plus que les fréquences élevées sont beaucoup sensibles aux imperfections à l'interface cuivre/air [3]. En ce qui concerne les fibres optiques, les pertes de la silice sont de  $1,5 \times 10^{-4}$  dB/m à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ , mais les pertes sont de 855 dB/m à 1 THz [4]. Ces deux types de guides présentent donc des pertes élevées

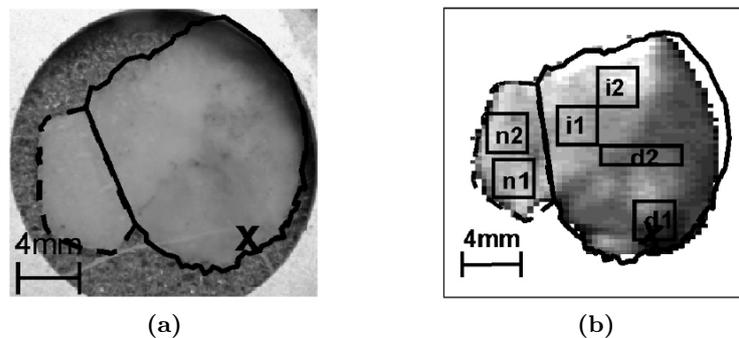
aux fréquences THz. Malgré ces difficultés, le domaine THz présente de nombreux intérêts qui stimulent les recherches actuelles, que ce soit pour le développement de sources THz puissantes et fiables, ainsi que des détecteurs faciles à utiliser. Le coût et l'encombrement de ses systèmes sont aussi des paramètres importants, suivant les applications envisagées. De nombreuses solutions ont été étudiées pour la génération et la détection d'ondes THz [5, 6]. Il y a donc un grand nombre de pistes étudiées pour ce qui est des détecteurs et des sources. Il est par exemple possible d'utiliser un système de détection synchrone dont le principe le fonctionnement est expliqué section 1.3. Ce système de mesure permet de caractériser les matériaux aux fréquences THz. Nous allons voir par la suite, des exemples d'applications potentielles basées sur les ondes THz. Il en existe bien sûr d'autres, mais la présentation se limite aux applications pour lesquelles des guides d'onde THz sont nécessaires.

### 1.1.2 Intérêts et applications du domaine térahertz

Comme pour toutes les ondes électromagnétiques, les fréquences THz interagissent avec la matière. La particularité de ces interactions, c'est qu'à ces fréquences, les molécules excitées rentrent en résonance par des mouvements de vibration globale de la molécule ainsi que par des mouvements de rotation ou la combinaison plus ou moins complexe de ces mouvements. Chaque molécule va donc avoir des raies d'absorptions bien spécifiques aux fréquences THz. On peut parler d'une signature spectrale THz. De nombreux matériaux sont relativement transparents aux fréquences THz alors qu'ils sont opaques dans d'autres domaines électromagnétiques couramment utilisés, comme par exemple les semi-conducteurs intrinsèques. Ces caractéristiques peuvent être complémentaires aux analyses faites dans le proche infrarouge, le visible ou encore l'ultraviolet. Elles permettent d'imaginer de nombreux champs d'applications. Il est à noter cependant que l'eau et les métaux sont des milieux très absorbants dans le domaine THz.

L'une des premières applications possibles concerne l'utilisation des ondes THz

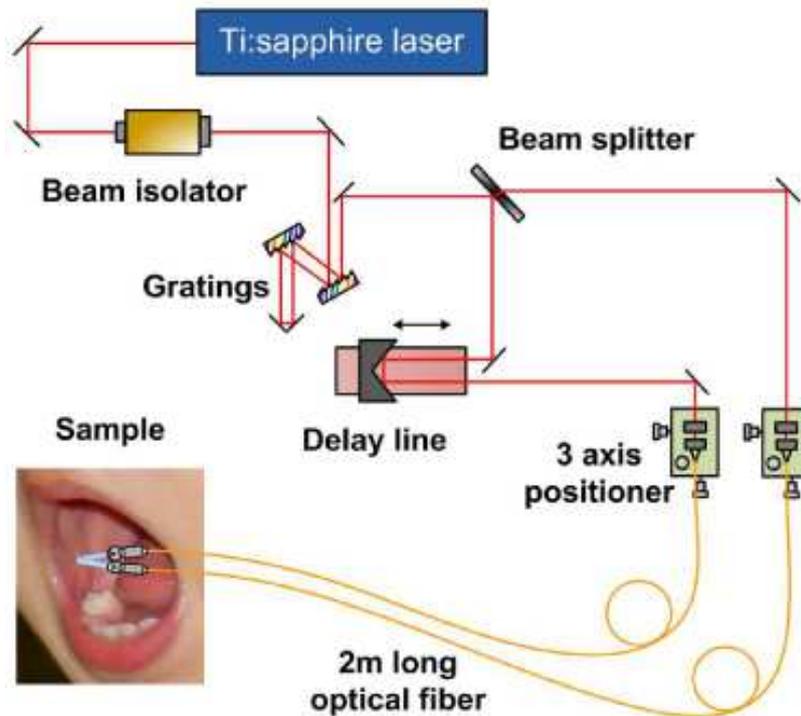
dans le domaine médical comme moyen d'analyse. Contrairement aux rayons X, les fréquences THz ne sont pas ionisantes pour les tissus biologiques. La forte absorption THz de l'eau va grandement limiter la profondeur de pénétration de ce genre de rayonnement. La pénétration de ces ondes se limite donc au niveau superficiel de la peau. Des systèmes d'imagerie THz ont déjà été étudiés pour détecter les tumeurs qui ne sont pas visibles dans le domaine optique. Les tumeurs peuvent être détectées car l'hydratation des tissus cancéreux n'est pas la même que les tissus sains, cette propriété est illustrée par la figure 1.2 [7].



**FIGURE 1.2** – (a) image dans le domaine visible avec des tissus malades (ligne pleine) et des tissus sains (pointillés), (b) image des mêmes tissus dans le domaine THz, réalisée par R. M. Woodward *et al.* [7].

Il est aussi possible de vérifier la bonne cicatrisation des personnes brûlées, à travers leurs pansements, par l'analyse du niveau d'hydratation des tissus atteints. En effet, la cicatrisation se traduit notamment par la réhydratation des tissus brûlés [8]. Des systèmes endoscopiques THz sont à l'étude pour la visualisation de cancers de l'œsophage et de l'intestin [9] (Fig. 1.3).

La spectroscopie THz de l'ADN [10] et les protéines [11] est aussi envisagée. Lorsque les ondes THz interagissent avec ce genre de molécules, une partie de l'onde est transmise et un changement de phase est alors induit. Les protéines et l'ADN sont respectivement basées sur l'assemblage d'acides aminés et de nucléotides. Suivant l'agencement des acides aminés et des nucléotides, les protéines ne vont pas avoir les mêmes fonctions et dans le cas de l'ADN, l'information génétique ne sera



**FIGURE 1.3** – Système endoscopique par spectroscopie THz dans le domaine temporel en réflexion proposé par Y. B. Ji *et al.* [9], les impulsions optiques du laser sont transmises par deux fibres optique aux bouts desquelles se trouvent l'émetteur et le détecteur THz.

pas la même. Les différentes configurations ou conformations de ces biomolécules vont présenter différentes absorptions ainsi que différents indices de réfraction dans le domaine THz. Ces variations ne vont donc pas donner les mêmes raies d'absorption aux fréquences THz. Ainsi l'étude des biomolécules aux fréquences THz peut permettre de mieux comprendre certains principes et mécanismes biologiques.

Un autre champ d'application concerne la transmission d'information et les télécommunications. Les fibres optiques ont permis d'atteindre des débits de 10 Térabits par seconde. Cependant les débits des réseaux sans fil tel que le Wi-Fi restent relativement limités par les fréquences porteuses (2,4 et 5 GHz) et risquent rapidement de saturer avec l'augmentation des appareils pouvant utiliser cette technologie. L'augmentation de la fréquence porteuse aux fréquences THz est une des solutions pour atteindre des débits plus élevés et augmenter le nombre d'utilisateur sur un même

réseau local. De plus, la portée des réseaux Wi-Fi pouvant s'étendre à l'extérieur d'un bâtiment où se trouve une borne d'accès peut poser des problèmes de sécurité évidents. L'utilisation de fréquences porteuses THz peut avoir un intérêt puisque la portée du réseau va se limiter à l'intérieur d'un bâtiment ou d'une pièce, l'onde THz étant absorbée par les murs. La confidentialité des communications est ainsi assurée sur un périmètre donné [12, 13]. Toujours dans le champ des applications de télécommunications, l'utilisation de circuit optoélectronique THz devrait permettre d'augmenter la rapidité des circuits pour traiter les flux d'informations hauts débits que peut transporter la fibre optique [14].

Ces deux champs d'applications que sont le domaine médical et des télécommunications montrent qu'il y a encore beaucoup de méthodes et de nouvelles technologies à développer dans le domaine THz. Il faut effectivement de nouvelles sources et de nouveaux détecteurs THz adaptés à chaque application envisagée, ainsi que de nouveaux éléments passifs et actifs tels que les miroirs et les guides d'onde THz.

### 1.1.3 La problématique de guides d'onde térahertz

L'utilisation de guides onde THz comme moyen de transmettre l'information se heurte aux propriétés des matériaux aux fréquences THz. En effet, D'un côté la conductivité des métaux chute aux fréquences THz (cf. Tab. A.1), de l'autre côté les diélectriques présentent une forte absorption dans le domaine THz (cf. Tab. 1.2). Le calcul des différentes conductivités est détaillé en annexe A.

Ainsi les guides d'onde métalliques utilisés en micro-ondes vont présenter des pertes plus important à cause d'une conductivité plus faible d'une part et de l'influence croissante de l'état de surface métallique de ces guides, pour les fréquences plus élevée d'autre part [3]. Les diélectriques utilisés dans les fibres pour propager les ondes optiques tels que la silice, présentent des pertes trop importantes dans le domaine THz. Il est donc nécessaire de développer de nouveaux types de guides d'onde pour le transport de fréquences THz.

Matériaux	$\sigma_{dc}$ ( $10^6$ S/m)	$\sigma$ ( $10^6$ S/m) à 1 THz
Ag	63	60,0
Al	37,7	35,1
Au	45,2	29,2
Co	17,2	5,77
Cu	59,6	24,3
Fe	9,93	9,21
Pb	4,81	3,61
Ti	2,34	1,80

**Tableau 1.1** – Comparaison de la conductivité aux basses fréquences  $\approx \sigma_{dc}$  et celle à 1 THz pour différents métaux [2, 15, 16].

Matériaux	$\alpha_{dB/m}$	$\tan \delta$	Matériaux	$\alpha_{dB/m}$	$\tan \delta$
Polyéthylène	32,7	$8,54 \times 10^{-4}$	Ge	1091	$1,01 \times 10^{-2}$
Téflon	81,9	$2,1 \times 10^{-3}$	GaAs	163	$1,6 \times 10^{-3}$
TPX	109	$2,7 \times 10^{-3}$	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	109	$1,3 \times 10^{-3}$
Paraffine	54,6	$1,3 \times 10^{-3}$	Mica	218	$3,2 \times 10^{-3}$
Polystyrène	163	$4,0 \times 10^{-3}$	Diamant (CVD)	27	$3,47 \times 10^{-4}$
Plexiglas	545	$1,25 \times 10^{-2}$	Nitrure de Bore	54	$8,73 \times 10^{-4}$
Époxy	1091	$2,5 \times 10^{-2}$	Silice-verre	54	$1 \times 10^{-3}$
Mylar	818	$1,98 \times 10^{-2}$	Silice-céramique	163	$3,2 \times 10^{-3}$
(a)			(b)		

**Tableau 1.2** – Atténuation de différents diélectriques à  $f = 0,3$  THz [17].

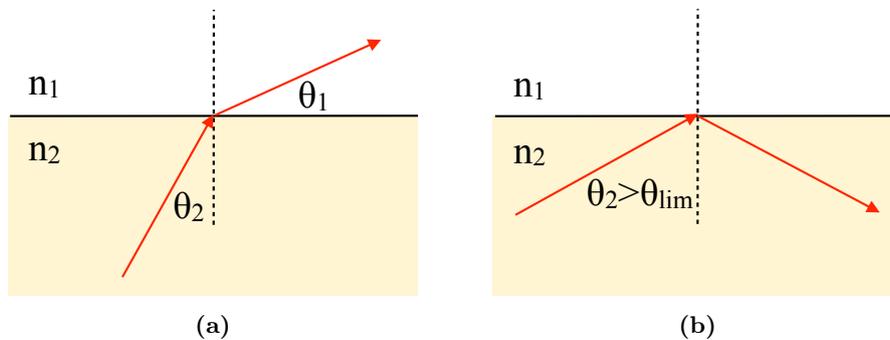
## 1.2 État de l'art des guides d'onde térahertz

Le développement de guides d'onde THz est relativement récent, L'apparition de lasers commerciaux délivrant des impulsions de durée sub-picoseconde ( $< 10^{-12}$  s) que l'on appelle par abus de langage lasers femtosecondes, ainsi que l'apparition des bancs de spectroscopie THz ont permis un développement des recherches sur le domaine THz et notamment des guides d'onde THz. Ces guides se basent en général sur les techniques issues de l'optique et des micro-ondes, voir de la combinaison des

deux méthodes. Il est possible de classer les guides THz en quatre catégories suivant le mode de propagation des ondes : la propagation par réflexion totale interne (RTI), la propagation par plasmons de surface, la propagation par réflexion métallique et la propagation par bandes interdites photoniques.

### 1.2.1 Propagation par réflexion totale interne

Le principe de la propagation par RTI, utilisé dans les fibres optiques à saut d'indice par exemple, consiste à propager l'onde dans le cœur dont l'indice est plus élevé ( $n_2$ ) que celui de la gaine ( $n_1$ ) entourant ce cœur. D'après la loi de Snell-Descartes  $n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1$ , l'onde se propageant dans un milieu d'indice plus élevée ( $n_2$ ), va être réfractée dans le milieu d'indice  $n_1$  (Fig. 1.4a) lorsque l'angle d'incidence  $\theta_2$  à l'interface des deux milieux est faible. Lorsque l'onde arrive avec un angle d'incidence  $\theta_2 > \theta_{\text{lim}} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$ , elle est totalement réfléchi à l'interface (Fig. 1.4b). C'est ce deuxième phénomène que l'on appelle RTI et qui permet de piéger l'onde dans un cœur d'indice élevé.



**FIGURE 1.4** – phénomène de réfraction et de réflexion à l'interface de deux milieux d'indice  $n_1$  et  $n_2$ , avec  $n_1 < n_2$ , pour un angle d'incidence  $\theta_2$  faible l'onde est réfractée (a), lorsque  $\theta_2 > \theta_{\text{lim}}$  l'onde est réfléchi (b).

#### 1.2.1.1 Tiges diélectriques

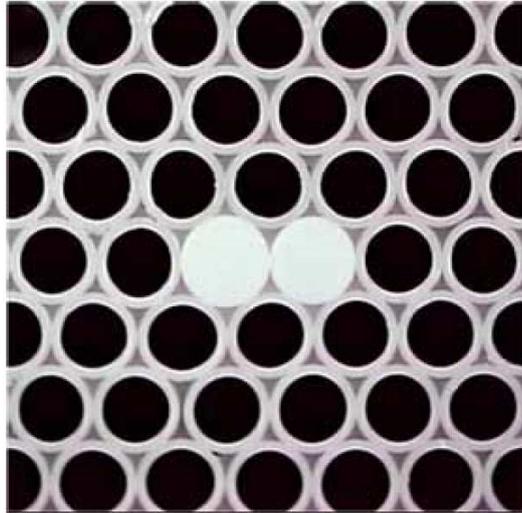
Les premiers guides d'onde THz qui ont été étudiés se basent sur une propagation par RTI, ils ont été proposés par S. Jamison *et al.* [18]. Trois types de fibres en

saphir dont les diamètres étaient de 150, 250 et 325  $\mu\text{m}$  ont été testés. Les meilleurs résultats furent obtenus avec la fibre de 150  $\mu\text{m}$  de diamètre (d'une longueur de 7,3 mm). Les tiges de saphir n'étant pas entourées par une gaine matérielle, l'air servait de gaine par défaut. L'indice de réfraction du saphir est de  $n_{\text{saphir}} = 3,1$ . Les pertes sont les plus faibles entre 0,2 et 0,5 THz avec une atténuation de 87 dB/m, elles augmentent fortement à partir de 0,5 THz jusqu'à une atténuation de 2606 dB/m à 2,5 THz. Il est intéressant de noter que les pertes du guide sur le spectre étudié sont équivalentes aux pertes du saphir [4], ceci traduit le bon confinement de l'onde dans le guide. L'intérêt de ce guide, est cependant très limité car l'atténuation de ces guides est importante. De plus, le saphir est un matériau relativement fragile et coûteux.

### 1.2.1.2 Guides à cristal photonique

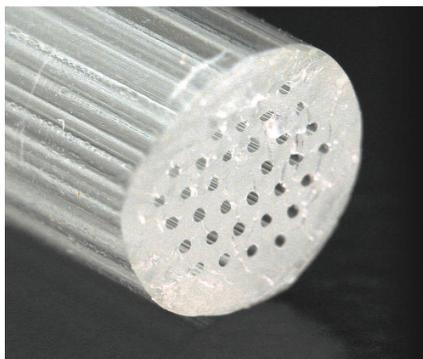
H. Han, M. Cho *et al.* [19, 20] ont utilisé du polyéthylène (PE,  $n_{PE} = 1,5$ ) pour réaliser une fibre en plastique à cristal photonique. Ce genre de guides est constituées d'un cœur de polyéthylène et d'une gaine micro-structurée contenant des trous d'air qui est obtenue par un empilement de tubes de PE. Ces tubes permettent de créer la gaine formant une structure cristalline afin d'obtenir un indice moyen plus faible que l'indice intrinsèque du PE et donc de celui du cœur. Cette fibre permet donc une propagation de l'onde dans les conditions de RTI. L'indice moyen de la gaine, obtenu pour les ondes térahertz vaut  $n_g = 1,163$ . La gaine fut fabriquée en utilisant des tubes de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et la période entre les tubes est de 500  $\mu\text{m}$ . Le cœur est constitué de deux tiges de PE. La fibre fabriquée mesure environ 2 cm (cf. figure 1.5).

D'après les mesures effectuées, l'atténuation vaut 50 dB/m à 0,3 THz et 400 dB/m à 1 THz. Il est à noter que les pertes obtenues sont supérieures à l'absorption du PE égal à 150 dB/m à 1 THz [20]. Cette différence peut s'expliquer par la présence d'impuretés et les imperfections du guide dues à la méthode de fabrication. L'étude

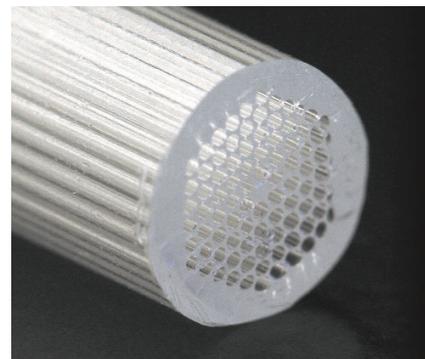


**FIGURE 1.5** – Schéma du guide d'onde en PE à cristal photonique dont le cœur est composé de deux tiges de PE [20].

[20] tend surtout à démontrer que ce type de fibre a le même potentiel qu'une fibre à cristal photonique (PCF) en silice. Comme l'illustre la figure 1.5, il est possible de fabriquer une fibre avec un cœur non-circulaire, pour obtenir une fibre biréfringente [20], la fibre est ainsi à maintien de polarisation. De plus, il a été démontré que ce type de fibre peut être infiniment monomode (seul le mode fondamental se propage dans le cœur et que la dispersion peut également être contrôlée [21].



(a)



(b)

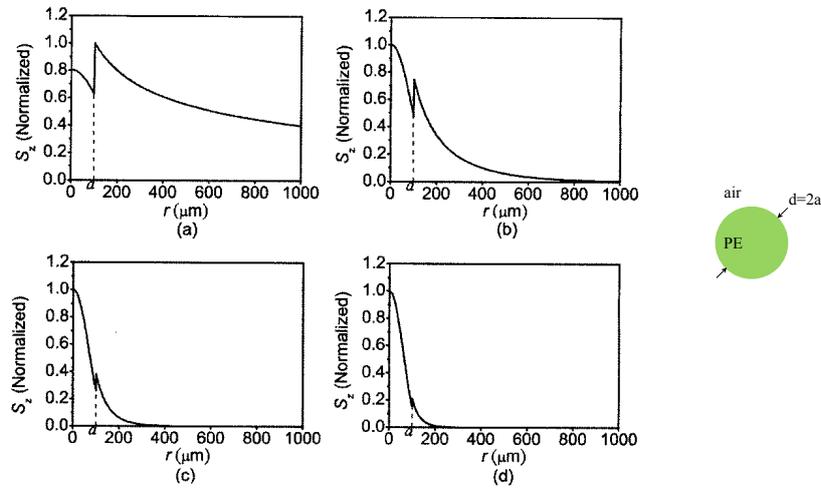
**FIGURE 1.6** – Photographies des guides en Topas® à large cœur (a) et à petit cœur (b), réalisés par [22].

L'étude la plus récente (2009) sur les guides THz basés sur la propagation par RTI a été réalisée par K. Nielsen *et al.* [22]. Les deux guides ont été fabriqués avec des tiges de Topas® d'indice  $n_{Topas} = 1,5258$  et de 6 mm de diamètre. Les tiges ont été usinés en une gaine à cristal photonique composée de trou d'air et de Topas® afin d'avoir un indice moyen plus faible lors de la propagation que celui du cœur entièrement en Topas®. Le premier avait des trous d'air de 250  $\mu\text{m}$  régulièrement espacés de 560  $\mu\text{m}$  (Fig. 1.6a). Le deuxième guide était composé de trous d'air de 280  $\mu\text{m}$  régulièrement espacés de 350  $\mu\text{m}$  (Fig. 1.6b). Il en résulte que le premier guide dont la périodicité est plus grande, avait un cœur plus grand que le deuxième guide réalisé. Seul l'atténuation linéique de la fibre à large cœur a été étudié, elle est de 20 dB/m entre 0,4 et 0,6 THz. Cette étude a aussi permis de montrer que de telles structures permettent de contrôler la dispersion du mode de cœur suivant la taille de ce cœur.

Une autre solution utilisée dans les guides d'onde THz prévoit l'utilisation de diélectriques dont les dimensions inférieures à la longueur d'onde permettent de propager une partie importante de l'onde dans l'air et ainsi d'avoir des pertes linéiques inférieures à celle du diélectriques constituant le guide.

### 1.2.1.3 Tiges diélectriques sous longueur d'onde

Des tiges diélectriques sous longueur d'onde peuvent être utilisées comme guide d'onde THz. Le confinement se fait par réflexion totale interne (RTI) à l'interface diélectrique/air, avec une part importante de l'onde ( $\geq 90\%$ ) propagée en dehors du guide. Ceci se produit lorsque le diamètre du guide est inférieur à la longueur d'onde  $\lambda$  propagée dans le guide (Fig. 1.7), avec  $\lambda = \lambda_0/n$ , où  $\lambda_0$  la longueur d'onde propagée dans l'air. La propagation de l'onde, dans ce cas, est dite évanescente. L'atténuation linéique de ce genre de guide va dépendre de la fraction d'énergie confinée dans le cœur et de l'absorption du matériau constituant ce cœur. Les réalisations de ces guides en polyéthylène d'un diamètre de 200  $\mu\text{m}$  ont permis d'at-

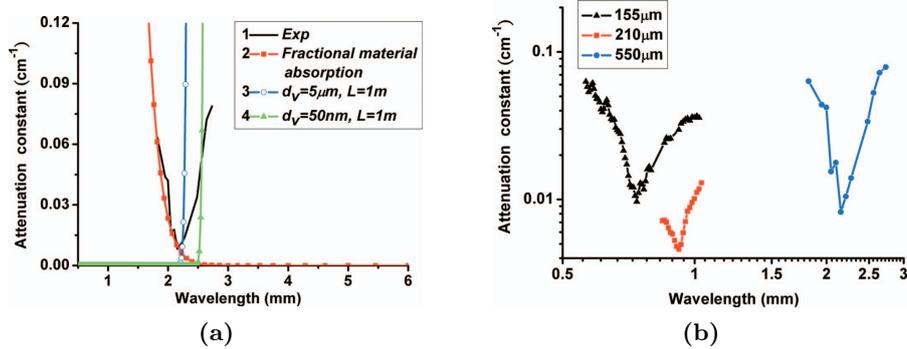


**FIGURE 1.7** – Distribution spatiale du vecteur de Poynting pour un guide de  $200\ \mu\text{m}$  en PE ( $a = 100\ \mu\text{m}$ ) à  $0,3\ \text{THz}$  (a),  $0,5\ \text{THz}$  (b),  $0,7\ \text{THz}$  (c) et  $0,9\ \text{THz}$  (d), dont les fractions de champ dans l'air sont respectivement de  $99,5\%$ ,  $89,6\%$ ,  $54,5\%$  et  $28\%$  [23].

teindre une atténuation linéique variant de  $0,43\ \text{dB/m}$  à  $4,34\ \text{dB/m}$  pour le domaine de fréquences compris entre  $0,31$  et  $0,36\ \text{THz}$ , soit une fraction de champ dans l'air variant de  $99,5$  à  $90\%$ , alors que l'absorption du PE utilisé est de  $434\ \text{dB/m}$  à ces fréquences [23].

Chen *et al.* [24] ont également démontré que pour ce genre de guide, avec une fraction du champ dans le cœur inférieure à  $1\%$ , les fluctuations du diamètre de la fibre provoquent des pertes radiatives importantes. Si théoriquement les plus grandes longueurs d'onde permettent de diminuer les pertes pour un guide donné, les fluctuations du diamètre du guide vont engendrer d'importantes pertes aux grandes longueurs d'onde, comme l'illustre la figure 1.8a). Une atténuation minimale va donc être atteinte pour une longueur d'onde qui va dépendre du diamètre du guide ainsi que des variations du diamètre de la fibre.

Pour corroborer ces résultats, trois guides en PE ont été testés, de diamètre  $d_1 = 155\ \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 210\ \mu\text{m}$  et  $d_3 = 550\ \mu\text{m}$  de longueur respective  $L_1 = 49,2\ \text{cm}$ ,  $L_2 = 105\ \text{cm}$  et  $L_3 = 29\ \text{cm}$ . L'atténuation minimale obtenue était de  $3,9\ \text{dB/m}$  à  $0,43\ \text{THz}$  pour le guide 1, elle valait  $2\ \text{dB/m}$  pour le guide 2 à  $0,33\ \text{THz}$ , pour le



**FIGURE 1.8** – Caractéristique des pertes pour du guide de diamètre  $d_3 = 550 \mu\text{m}$  en PE, la courbe noire représente les pertes mesurées, la courbe rouge correspond à l'évolution des pertes dues à la fraction du champ se propageant dans le matériau et les courbes bleue et verte illustrent les pertes dues à une variation de diamètre de la fibre [24].

guide 3 l'atténuation atteint un minimum de 3 dB/m à une fréquence de 0,14 THz (cf. figure 1.8b).

Plus récemment, un cœur de PE aux dimensions sous longueur d'onde, suspendu dans un capillaire de PE a été réalisé [25] (2011). Le mode de cœur se propage ainsi par champ évanescent. Le capillaire contenant le cœur de PE permet quant à lui de confiner l'onde à l'intérieur du capillaire grâce à la réflexion d'antirésonance (ARROW en anglais, dont le principe de fonctionnement est présenté section 2.1.2.2) (Fig. 1.9). Le diamètre extérieur de la fibre était de 5,1 mm avec un cœur suspendu de  $d_{\text{cœur}} \approx 150 \mu\text{m}$ . L'épaisseur du capillaire de PE n'avait pas une épaisseur constante à cause de la méthode de fabrication du guide. Les mesures réalisées mettent en évidence une atténuation d'environ 8,69 dB/m entre 0,28 et 0,48 THz. il est à noter que ces guides dont le champ est fortement évanescent sont sensibles aux pertes par courbure.

#### 1.2.1.4 Les guides poreux

La notion de guides poreux s'applique aux structures composées de diélectrique et d'air, dont les dimensions internes sont inférieurs à la longueur d'onde propagée. La propagation se fait par réflexion totale interne, mais la porosité du guide permet

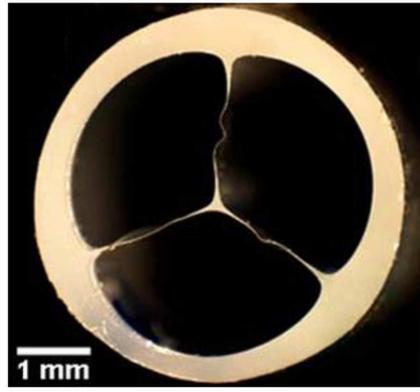
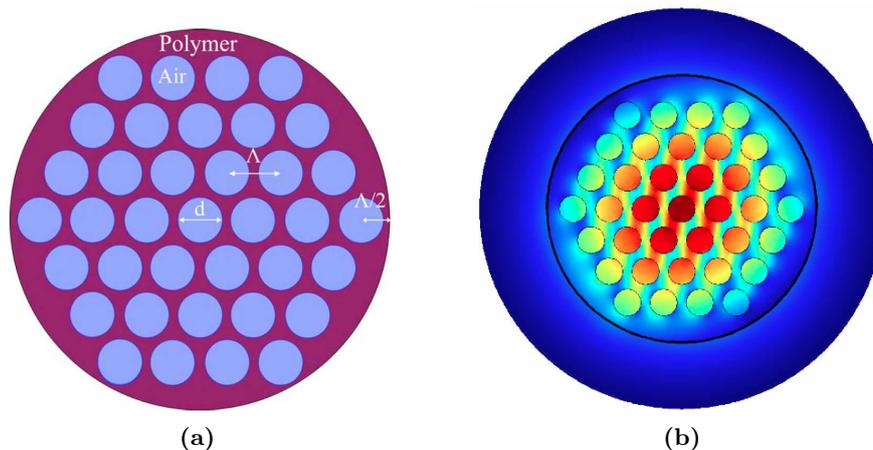


FIGURE 1.9 – Photographie du guide d'onde THz réalisé par Rozé *et al.* [25].

de diminuer l'indice moyen du guide [26]. De plus, les pertes linéiques sont inférieures à l'absorption du diélectrique. Un exemple de guide poreux et la répartition du champ dans ce genre de guide sont représentés figure 1.10. Les guides en PE développés par A. Dupuis *et al.* [27,28] (2009) se composent de trous réparties de manière triangulaire (Fig. 1.10a). Les dimensions de cette structure sont caractérisées par le rapport  $d/\Lambda$  (diamètre des ouvertures/distance entre les ouvertures). Les pertes de cette fibre ont été comparées à celle d'une tige de PE de même diamètre (380  $\mu\text{m}$ ). Celles du guide microstructuré sont de 4,34 dB/m à 0,3 THz alors que les pertes dans une tige de PE de même diamètre sont de 43,4 dB/m. Ainsi, l'onde transmise est moins soumise à l'absorption du matériau. Les pertes mesurées concordent avec celles obtenues par simulation. D'après ces dernières, il est possible d'atteindre des pertes d'environ 43,4 dB/m entre 0,35 et 0,5 THz avec ce guide poreux. Cependant, la méthode de couplage réduisait fortement la bande passante du guide, il n'a pas été possible de mesurer les pertes au delà de 0,3 THz. De plus la structure était fortement irrégulière à cause de la difficulté à étirer les tiges de PE sans engendrer de déformations importantes. Ceci risque d'engendrer obligatoirement des pertes supplémentaires à des fréquences plus élevées.

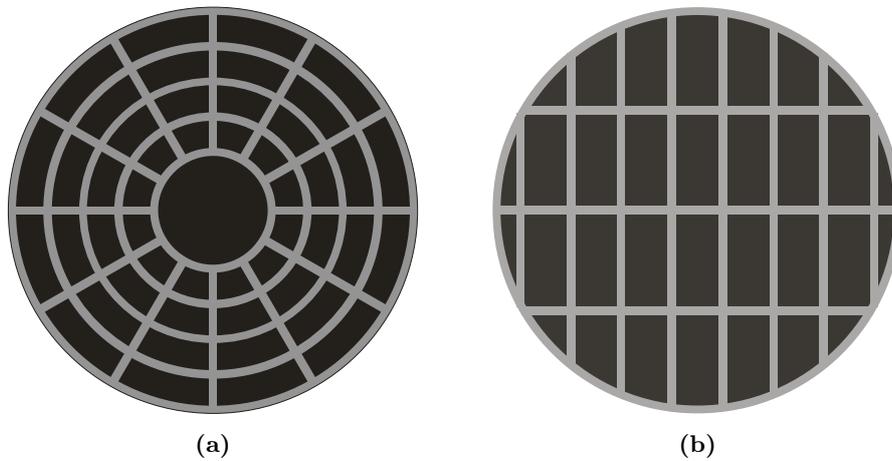
L'étude menée par S. Atakaramians *et al.* [29] (2009) a comparé les pertes des guides poreux à maille triangulaire, à des structures poreuses en toile d'araignée (Fig.



**FIGURE 1.10** – (a) Schéma de la section d'un guide THz poreux avec des trous d'air sous longueur d'onde, avec  $d$  le diamètre des trous d'air et  $\Lambda$  la distance entre les trous d'air [28], (b) répartition du champ du mode de cœur  $HE_{11}$  dans un guide poreux à maille triangulaire [26].

1.11a) et à trous rectangulaires (Fig. 1.11b). Cette fois le diélectrique utilisé était du Plexiglas®. La comparaison démontre qu'il est possible d'avoir des pertes linéiques plus faibles avec les structures en toile d'araignée et à ouvertures rectangulaires qu'avec les structures à maille triangulaire. Bien que les pertes linéiques de 109 dB/m entre 0,3 et 0,8 THz dans ces nouvelles structures soient supérieures à celle mesurées dans les guides poreux développés par A. Dupuis *et al.* [27], il est important de remarquer que le Plexiglas® présente une absorption beaucoup plus importante que le PE (cf. Tabl. 1.2a)

Une autre solution consiste à utiliser des capillaires dont le cœur d'air et l'épaisseur ont des dimensions inférieures à la longueur d'onde propagée. Le guide poreux est ainsi réduit à sa forme la plus simple. D. Chen *et al.* ont réalisé des simulations pour comparer ces guides à des tiges aux diamètres sous longueur d'onde. Le polytetrafluoroéthylène (PTFE,  $n_{PTFE} = 1,5$ ) a été utilisé [30]. L'onde est encore moins soumise à l'absorption du matériau, puisqu'il est réduit au minimum. Ces résultats, qui se limitent aux simulations, laissent entrevoir la possibilité d'atteindre 3,9 dB/m à 1 THz pour un tube de 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de 275  $\mu\text{m}$  de diamètre intérieur. Pour



**FIGURE 1.11** – Schéma de la section d'un guide THz poreux en toile d'araignée (a) et d'un guide poreux à trous rectangulaire [29].

le moment les mesures n'ont pas permis de montrer ce niveau d'atténuation.

Ces méthodes permettent donc de réduire l'atténuation en transmettant majoritairement l'onde dans l'air. Il est donc difficilement imaginable de les utiliser autrement que sur de courtes distances et ce de manière rectiligne. Comme pour les tiges sous longueur d'onde, le champ propagé étant évanescent, les guides poreux sont sensibles aux pertes par courbure. Les comparaisons entre les tiges diélectriques sous longueur d'onde et les guides poreux tendent à montrer que ces derniers permettent d'avoir des pertes plus faibles [27, 30]. De plus, les bandes passantes de ces guides sont étroites.

### 1.2.2 Propagation par plasmon de surface

La propagation par plasmon de surface est un domaine d'étude relativement récent dans le domaine des guides d'onde THz. Le plasmon de surface est une onde se propageant à l'interface entre le métal et l'air. Cette onde met en jeu des oscillations résonantes des charges à la surface du métal, il coexiste ainsi un champ évanescent dans le métal et dans l'air. K. Wang *et al.* [31, 32] ont étudié cette propagation à la surface d'un fil en acier inoxydable d'un diamètre de 0,9 mm et de 24 cm de

longueur. L'atténuation obtenue est d'environ 13 dB/m entre 0,25 et 0,75 THz.

La propagation par plasmon de surface est aussi possible dans un guide à face parallèle [33–35]. L'un des intérêts est de pouvoir focaliser l'onde transmise en dessous de  $\lambda/250$  [33, 34] en réduisant de manière adiabatique la largeur des deux plaques métalliques (Fig. 1.12). Les pertes de ces guides n'ont pas été étudiées.

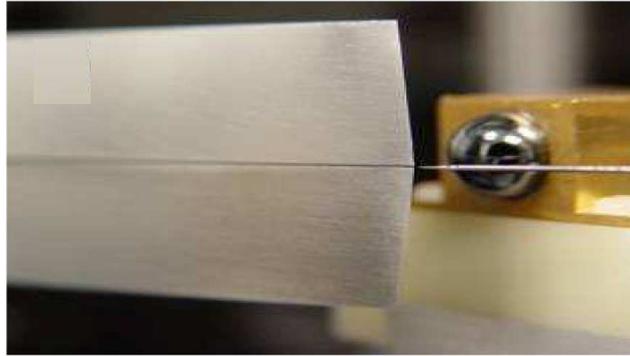


FIGURE 1.12 – Photographie du guide de H. Zhan *et al.* [33].

Dans le cas des guides d'onde à faces parallèles, La propagation peut se faire par plasmon de surface ou par réflexion de l'onde sur les surface métalliques (présentée section 1.2.3.1), dans ce dernier cas la propagation se fait alors par mode transverse électromagnétique (TEM). Le type de propagation va principalement dépendre de l'espace entre les deux plaques ainsi que la longueur d'onde transmise [35].

### 1.2.3 Propagation par réflexion métallique

L'air étant le milieu où les ondes THz sont le moins absorbées, différentes approches sont à l'étude afin de les confiner dans un cœur d'air. Une des méthodes consiste à confiner l'onde dans un cœur d'air par réflexion sur des parois métalliques.

#### 1.2.3.1 Les guides d'onde à plaques métalliques parallèles

Ces guides sont composés de deux plaques métalliques mises en parallèle. L'onde THz est propagée par réflexion sur les deux parois métalliques comme l'illustre

la figure 1.13. Le principal intérêt de ces guides réside dans la propagation par mode transverse électromagnétique TEM dont la dispersion est nulle. R. Mendis *et al.* [36, 37] ont étudié ces guides. Les premières mesures réalisées avec deux plaques de cuivre séparées de 108  $\mu\text{m}$  ont permis d'obtenir une atténuation d'environ 43,4 dB/m entre 0,5 et 3 THz.

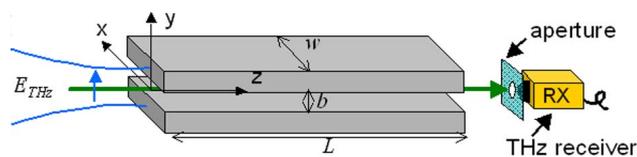


FIGURE 1.13 – Illustration du guide métallique à plaques parallèles [37].

L'étude la plus récente sur ces guides, réalisée par R. Mendis *et al.* [37] (2009) avec un guide composé de plaques d'aluminium polies séparées de 0,5 mm, a permis d'établir une mesure des pertes linéiques de 15 dB/m à 1 THz pour le mode TEM. La propagation par mode transverse électrique ( $\text{TE}_1$ ) est aussi présentée puisqu'elle permet d'avoir des pertes linéiques plus faibles de 2,7 dB/m à 1 THz, bien que la dispersion de ce mode ne soit pas nulle. Les simulations tendent à montrer qu'il est possible de réduire les pertes linéiques des modes TEM et  $\text{TE}_1$  ainsi que la dispersion du mode  $\text{TE}_1$  en augmentant l'espacement entre les deux plaques. Pour un écart de 5 mm entre les plaques les pertes linéiques du mode TEM serait de 1,5 dB/m et de  $2,6 \times 10^{-3}$  dB/m pour le mode  $\text{TE}_1$ . L'étude ne va pas plus loin que la simulation pour cet espacement. Une étude récente montre que le mode de propagation correspond plus exactement à un mode quasi-TEM, une partie de l'onde est en effet un plasmon de surface [34] (cf. section 1.2.2). Ceci s'explique par le fait que le métal ne soit pas une conductivité infinie. Pour un conducteur parfait le mode serait purement TEM.

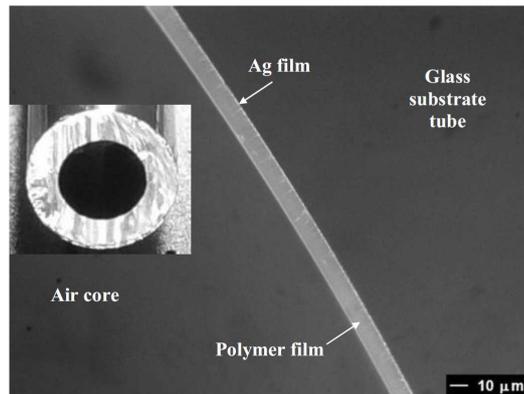
### 1.2.3.2 Les guides d'onde métalliques tubulaires

Les premiers guides tubulaires étudiés étaient entièrement en métal. L'onde THz est ainsi propagé dans le cœur d'air, les parois métalliques servant à réfléchir et donc à confiner l'onde dans ce cœur. Le guide étant composé d'un seul élément conducteur, il n'y a donc pas de mode TEM. G. Gallot *et al.* [38, 39] ont utilisé des aiguilles hypodermiques en acier inoxydable pour faire une première démonstration de cette possibilité. Les aiguilles avaient un diamètre interne de 240  $\mu\text{m}$  et une longueur de 24 mm. L'atténuation obtenue est d'environ 434 dB/m entre 0,8 et 3,5 THz.

Dans la même approche, l'utilisation d'un tube de diélectrique, tel que le polycarbonate dans lequel une couche de métal est déposée [40, 41] permet d'avoir en plus un guide souple. J. Harrington *et al.* [40] ont fabriqué un guide de ce type, de 129,7 cm de longueur et de 3 mm de diamètre pour le cœur creux. L'atténuation linéique minimale mesurée était de 3,9 dB/m à 1,89 THz. Cette approche par les guides métalliques est intéressante, mais elle est limitée par les pertes métalliques dans le domaine THz.

Pour réduire les pertes par rapport aux guides circulaires métalliques, l'ajout d'une couche de diélectrique suffisamment fine sur la paroi interne du guide est une des solutions proposées par B. Bowden *et al.* [42–44]. Ils ont recouvert l'intérieur d'un tube de silice d'une paroi en argent de 2,2 mm de diamètre extérieur et de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Cette paroi métallique a ensuite été recouverte d'un film de polystyrène ( $n_{PS} = 1,58$ ) de 8,2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur comme le montre la figure 1.14. Le guide avait un cœur de 2 mm de diamètre et une longueur de 90 cm. Le mode  $\text{HE}_{11}$  est principalement transmis dans ce guide dont l'atténuation linéique la plus basse mesurée est de 0,95 dB/m à 2,5 THz.

L'utilisation de polycarbonate comme tube extérieur à la place de la silice, a été étudié pour obtenir un guide flexible. Le polycarbonate était plus souple que la silice. Y. Matsuura *et al.* [45] ont réalisé un guide de ce genre avec un film de PE déposé sur une paroi en argent à l'intérieur d'un tube de polycarbonate. L'atténuation linéique



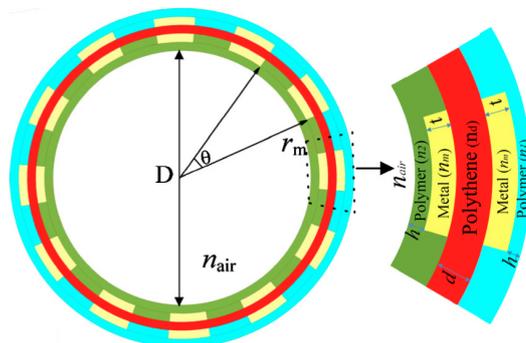
**FIGURE 1.14** – Photographie d'un guide d'onde diélectrique/métallique à cœur creux de 2,2 mm de diamètre, le guide est composé d'un film d'argent dont la paroi intérieure est recouverte d'un film de PS [44].

est de 3 dB/m entre 1,2 et 2 THz.

Plus récemment, D. Tian *et al.* [46] (2010) ont réalisé un guide avec un capillaire composé de polyéthylène haute densité (HDPE) d'indice  $n_{HDPE} = 1,53$  et de polymère composite d'indice  $n_{poly} = 1,48$ . Le capillaire, illustré figure 1.15 avait un diamètre de 5 mm et une épaisseur de 15  $\mu\text{m}$ , dans lequel était gravé des lignes de cuivre périodiquement espacées. Le guide avait une longueur de 5 cm. Ils ont obtenu une atténuation encore plus faible d'environ 0,88 dB/m entre 1 et 3 THz. Ce guide d'onde THz semble présenter la plus faible atténuation comparée aux autres guides présentés. Cependant, le cœur creux du guide est relativement agrandi pour diminuer les pertes, cela augmente le nombre de modes guidés, le guide devient ainsi multimodal.

#### 1.2.4 Propagation par bandes interdites photoniques

Une des solutions récemment étudiées consiste à utiliser le principe de confinement des champs électromagnétiques par des réflecteurs à bandes interdites photoniques (BIP). C'est le principe sur lequel se base les fibres à bandes interdites photoniques (BIP) [21]. Ces fibres ont un cœur creux et une gaine à cristal photonique. Ce cristal, sous certaines conditions, interdit la propagation de l'onde à



**FIGURE 1.15** – Illustration de la structure du guide développé par D. Tian *et al.* [46].

certaines fréquences, il se comporte donc comme un réflecteur quasi parfait. L'onde qui se propage dans la fibre est alors piégée dans le cœur d'air. Les conditions pour la BIP dépendent des caractéristiques de ce cristal, à savoir sa topologie et l'indice des matériaux utilisés. Les guides THz à BIP peuvent être regroupés en deux catégories suivant leur structures cristallines : les guides BIP à une dimension (1D) [47–52] et ceux à deux dimensions (2D) [52–54].

#### 1.2.4.1 Les guides d'onde à bandes interdites photoniques 1D à cœur creux

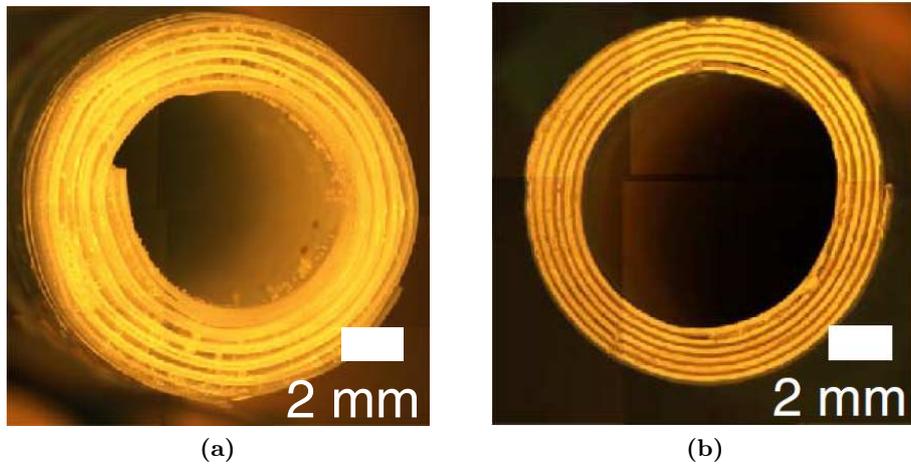
Les guides THz BIP 1D se basent soit sur la réflexion antirésonante [47, 48, 52], soit sur la réflexion antirésonante de Bragg [50, 51]. C.H. Lai *et al.* [48] (2009) ont réalisé un guide THz avec un capillaire de Téflon® d'indice  $n_{Teflon} = 1,4$  de 9 mm de diamètre et de 0,5 mm d'épaisseur sur 3 m de longueur. Ce guide se base sur la réflexion antirésonante. L'atténuation linéique la plus faible est de l'ordre de 2,17 dB/m entre 356 et 455 GHz. Les bandes de transmission les plus larges sont de 100 GHz. Il est à noter cependant que les simulations réalisées pour cette étude donnent une atténuation linéique minimale de 8,7 dB/m sur la même bande de fréquences. Il semble étonnant que les mesures effectuées permettent d'obtenir une atténuation linéique plus faible que celle obtenue par simulation.

On remarquera que ce guide composé d'un capillaire et dont la propagation du

mode fondamental  $HE_{11}$  se fait par confinement antirésonant n'est pas à confondre avec le guide réalisé par D. Chen *et al.* [30] (2010) présenté section 1.2.1.4, composé lui aussi d'un capillaire mais dont le mode de cœur se propage de manière évanescente. La différence entre les deux modes de propagation est liée aux choix des paramètres optogéométriques du capillaire. Sachant que les diélectriques utilisés pour les guides d'onde THz sont souvent les mêmes, les paramètres principaux de cette différence sont, le diamètre du capillaire et son épaisseur.

En ce qui concerne les guides THz de Bragg avec un cœur creux (Fig.1.16), A. Dupuis, B. Ung *et al.* [50,51] (2011) ont réalisé deux guides de ce genre. Le premier guide était composé d'une gaine alternant des couches de PTFE de  $254\ \mu\text{m}$  dont l'indice valait  $n_{PTFE} = 1,44$  et des couches d'air dont l'épaisseur de  $150\ \mu\text{m}$  est maintenue avec des grains de Plexiglas® (Fig. 1.16a). Les bandes de transmission avaient une largeur d'environ 250 GHz. L'atténuation linéique la plus faible mesurée est de 12,2 dB/m à 0,82 THz, elle est d'environ de 43,3 dB/m sur le spectre entre 0,5 et 2,5 THz. Ces valeurs restent en dessous des simulations réalisées donnant une atténuation linéique d'environ 0,43 dB/m sur ce même spectre [50]. Le deuxième guide proposé est composé d'une gaine alternant des couches de polyéthylène d'indice  $n_{PE} = 1,534$ , de  $101,6\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et des couches de PE dopé avec du dioxyde de titane ( $TiO_2$ ), d'indice  $n_{dopedPE} = 3$ , de  $100\ \mu\text{m}$  d'épaisseur (Fig. 1.16b). L'atténuation linéique la plus faible obtenue est de 18,2 dB/m à 0,69 THz et elle est d'environ 65 dB/m entre 0,5 et 2,5 THz. L'auteur concède que les contraintes de fabrication peuvent dégrader les atténuations linéiques mesurées.

La conception des guides à cristal photonique 1D, réalisés dans les études [48, 50, 51] ne permettent pas d'avoir de larges bandes de transmission, ces guides sont encore perfectibles aussi bien en transmission qu'en largeur de bandes transmises comme nous le verrons dans les chapitres 2 et 3. Une des solutions étudiée en simulation par D. Wu *et al.* [55] concernant les guides THz par réflexions d'antirésonance consiste d'une part à réduire l'épaisseur du capillaire pour augmenter

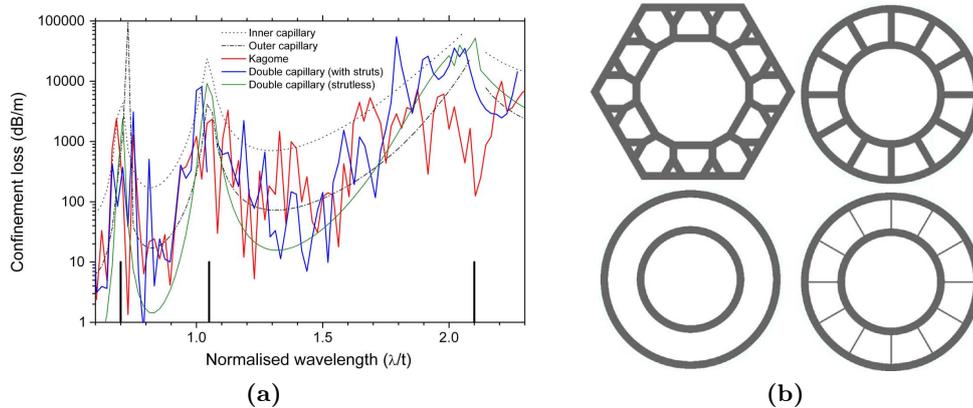


**FIGURE 1.16** – Photographie des guide d’onde Bragg à cœur creux réalisé par Dupuis *et al.* avec une gaine composée d’air et de PTFE (a) et une gaine composé de PE et de PE dopé  $\text{TiO}_2$  [50].

la largeur des bandes de transmission et d’autre part à ajouter un second capillaire pour améliorer le confinement du mode de cœur dans le guide. Les différentes structures de guides simulés sont présentées figure 1.17b. Les résultats de simulation sont illustrés sur la figure 1.17a. En considérant une structure idéale composée de deux capillaires de silice, l’atténuation minimale peut être de 1 dB/m sur la première bande de transmission. Cependant, ce genre de guide nécessite l’insertion de ponts pour maintenir l’espacement entre des deux capillaires, ces ponts augmentent les pertes du guide. Dans ce cas les pertes minimales sont d’environ 10 dB/m sur la première bande de transmission, d’après les simulations sur un guide composé de deux capillaires de silice maintenus par des ponts de silice.

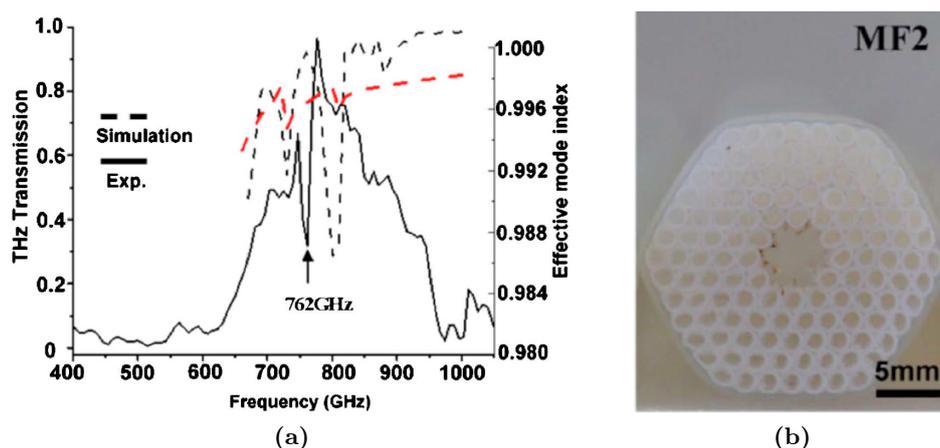
#### 1.2.4.2 Les guides d’onde à bandes interdites photoniques 2D à cœur creux

Les guides THz BIP 2D qui ont été rapportés dans la littérature à l’heure actuelle [52–54] se composent de tubes de polymère, empilés de manière triangulaire. Un certain nombre de tubes va être retiré pour créer le cœur d’air (cf. figure 1.18b).



**FIGURE 1.17** – Spectre de transmission obtenu par simulation de différents guides d'onde (a). Illustration des différentes structures de guides simulés par D. Wu *et al.* [55] (b).

J.Y. Lu *et al.* [53] (2008) ont réalisé un guide composé de tubes de Téflon® de 1,68 mm de diamètre et de 0,4 mm d'épaisseur. Les tubes autour du cœur d'air étaient maintenus par un film mince de PE. Le guide avait une longueur de 20 cm. Ils ont obtenu une atténuation linéique de 0,87 dB/m à 0,77 THz (cf. figure 1.18a). On peut remarquer que les bandes de transmission de ce guide semblent relativement étroites. Les modélisations de ces guides permettent d'envisager des pertes encore plus faibles avec une atténuation linéique de l'ordre de  $10^{-4}$  dB/m [52].



**FIGURE 1.18** – (a) Spectre de transmission obtenu par simulation (pointillés) et par la mesure (ligne noire), l'indice effectif est tracé en rouge. (b) Photographie du guide réalisé par empilement de tubes de Téflon [53].

Le principe des BIP est donc applicable au domaine THz comme le montre ces derniers travaux qui sont apparus au cours de cette thèse. Nous verrons que ces deux types de guides — 1D et 2D — peuvent encore être optimisés et simplifiés pour ce domaine de fréquence afin d’obtenir de plus faibles pertes sur de plus larges bandes de fréquences. Chacune de ces structures présentent des limites. Dans le cas des guides THz à BIP 1D composés d’un seul capillaire, les bandes de transmission sont relativement larges comparées aux guides THz à BIP 2D cependant l’atténuation linéiques des structures 1D sont plus importantes que dans les structures 2D [52].

### 1.2.5 Conclusion

L’état de l’art sur les guides d’ondes THz permet de se rendre compte des différents avantages et inconvénients des méthodes de propagation dans le domaine THz. La propagation par RTI bien que permettant d’avoir des guides souples, reste limitée car elle se fait dans un milieu absorbant. Il n’est donc pas possible d’envisager une propagation au-delà du mètre avec ce genre de guide. Concernant les guides poreux et les tiges diélectriques sous longueur d’onde, la propagation se fait toujours par RTI, mais une part importante du champ se propage dans l’air, on parle de champ évanescent. Cette propagation d’une partie du champ dans l’air permet de réduire les pertes. Cependant ces guides sont sensibles aux pertes par courbure. De plus, les bandes de transmission permettant de propager avec de faibles pertes sont étroites.

La propagation par réflexions métalliques permet d’atteindre un niveau d’atténuation linéique parmi les plus faibles. Pour les guides tubulaires métalliques, l’ajout d’une couche de diélectrique sur les parois internes de ces guides est une des solutions étudiées pour réduire les pertes. Il est possible de rendre ces guides souples suivant les techniques de fabrication utilisées. L’augmentation du diamètre du cœur creux permet lui aussi de réduire les pertes ainsi que la dispersion de ces guides. Cependant l’élargissement du cœur permet la propagation de plusieurs modes en plus du mode fondamental  $HE_{11}$ , on parle alors de guide multimode. Pour ce qui est des

guides à plaques métalliques parallèles, deux types de propagation ont été étudiés : la propagation par plasmon de surface et la propagation par mode transverse (TEM et  $TE_{01}$ , appelée ici propagation par réflexions métalliques). La différence entre ces deux types de propagation étant principalement due à l'espacement entre les deux plaques métalliques. Suivant cet espacement la propagation va se faire soit par plasmons de surface soit par le mode TEM. Dans ce cas, le principal intérêt est qu'il n'y a pas de dispersion. Les pertes sont d'une quinzaine de dB/m. Il est possible d'avoir des pertes plus faibles en s'intéressant au mode  $TE_{01}$  mais la dispersion de ce mode n'est pas nulle.

Le dernier type de guides THz que l'on trouve dans la littérature sont ceux basés sur la propagation par BIP. Les structures cristallines BIP 1D et 2D sont à distinguer. La première permet d'avoir des bandes de transmissions plus larges mais les pertes vont être plus importantes comparée à une structure BIP 2D. Les mesures réalisées sur ces fibres montrent encore d'importantes différences avec les simulations. La qualité de fabrication et les paramètres topogéométriques de ces guides THz à confinement par BIP sont donc encore perfectibles.

### 1.3 La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel

Afin d'étudier expérimentalement les guides réalisés au cours de cette thèse, il a été nécessaire de mettre en place un banc de caractérisation THz. Plusieurs systèmes de génération et de détection existent, certains sont commercialisés et d'autres sont encore à l'étude. Pour la caractérisation de ces guides, il est préférable d'avoir un système permettant la génération et la détection sur une large bande du domaine THz avec un niveau de puissance suffisamment élevé. Les systèmes basés sur la spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier, la spectroscopie dans le domaine fréquentiel et la spectroscopie dans le domaine temporel fonctionnent sur de larges bandes du domaine THz. Les moyens de générer et de détecter les fréquences THz peuvent varier pour une même technique. Les livres récents faisant l'état de l'art

des technologies THz et de leurs applications permettent de découvrir les différents moyens ainsi que d'autres techniques de génération et de détection d'ondes THz [5, 56–58]. Dans le cadre de cette thèse, la spectroscopie THz dans le domaine temporel (THz-TDS) a été choisi [4]. En effet, le système THz-TDS, basé sur un détecteur et un émetteur THz photoconducteurs, permet de mesurer l'amplitude et la phase du signal THz. Ces mesures permettent de remonter à l'indice et la dispersion de la structure étudiée aux fréquences THz. Ce genre de banc de mesure, a principalement servi dans un premier temps, à caractériser différents matériaux aux fréquences THz [4]. Par la suite le système THz-TDS a été utilisé pour la caractérisation de gaz [59] ainsi que des structures plus complexes telles que les premiers guides d'onde THz [38]. On remarquera que de nombreuses publications présentées à la section 1.2 se basent sur un système THz-TDS pour la caractérisation des guides THz.

Le système de spectroscopie THz-TDS que j'ai réalisé au cours de cette thèse est composé d'un laser femtoseconde. Les impulsions optiques ultra-courtes du laser sont envoyées sur le l'émetteur et le détecteur THz. Ces deux éléments sont composés d'un substrat semi-conducteur. Lorsque ce semi-conducteur est soumis à une impulsion optique ultra-courte, il devient brièvement conducteur, ce qui correspond au principe de photoconduction. C'est ce rapide changement d'état qui permet de générer et de détecter les impulsions THz. Afin de mieux comprendre le principe d'un banc de mesure THz-TDS, le fonctionnement du laser femtoseconde va être présenté. Ensuite nous verrons le fonctionnement des antennes photoconductrices. Pour finir, le fonctionnement du banc de mesure THz-TDS sera présenté.

### 1.3.1 Le fonctionnement du laser femtoseconde

L'apparition des lasers femtosecondes commerciaux dans les années 1990 a grandement contribué au développement de la spectroscopie THz dans le domaine temporel [60]. Les lasers femtosecondes génèrent périodiquement des impulsions optiques dont la durée est typiquement de l'ordre de la centaine de femtosecondes.

Le laser utilisé au cours de cette thèse est le modèle Tsunami de chez Spectra-Physics®. Le milieu amplificateur de ce laser est un cristal de saphir dopé aux ions titane (Ti:Sa). Ce cristal a la propriété d'émettre de manière stimulée sur une large bande allant de 700 nm à 1100 nm. L'absorption étant aux longueurs d'onde comprises entre 400 et 600 nm, le cristal Ti:Sa est pompé par un autre laser Millennia Xs de Spectra-Physics® doublé en fréquence qui émet à 532 nm. Ce laser de pompe produit l'inversion de population dans le cristal Ti:Sa nécessaire pour la génération des longueurs d'onde présentes dans le spectre de l'impulsion ultra-courte. Ce barreau de Ti:Sa est placé dans une cavité laser, ce qui permet d'obtenir des modes électromagnétiques propres. Il y a alors une répartition quantifiée du champ électromagnétique, imposée par les conditions aux limites de la cavité. Il est possible de considérer dans ce cas que la fréquence de chaque mode longitudinal de la cavité s'écrit :

$$f_m = m \frac{c}{2L} \quad (1.1)$$

avec  $m$  le numéro du mode,  $L$  la longueur optique de la cavité et  $c = 3 \times 10^8$  m/s, correspond à la célérité de la lumière. Les ondes de fréquence  $f_m$  sont les seules à pouvoir se propager dans la cavité. On en déduit facilement l'intervalle spectral libre  $\Delta f$  entre les modes longitudinaux :

$$\Delta f = f_m - f_{m+1} = \frac{c}{2L} \quad (1.2)$$

Le spectre lumineux du laser est donc constitué par le peigne des fréquences propres de la cavité multiplié par la réponse spectrale du Ti:Sa  $G(f)$ . Le champ électrique du faisceau laser  $E_{laser}$  s'écrit [56] :

$$E_{laser} = \sum_m G(f_m) e^{j(2\pi f_m t + \phi_m)} = \int_0^{+\infty} G(f) e^{j(2\pi f t + \phi(f))} \delta(f_m) df \quad (1.3)$$

avec  $\phi_m$  la phase de chaque mode  $m$  et  $\delta(f)$  est la fonction de Dirac. Dans le cas où les phases de tous les modes sont identiques ( $\phi_m = \phi, \forall m$ ), on peut déduire que

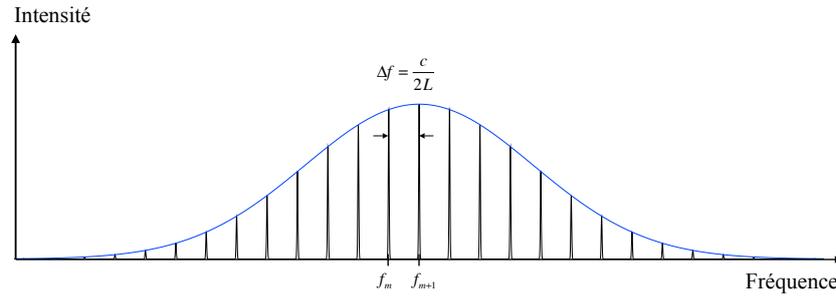
l'intégrale 1.3 correspond la transformé de Fourier inverse de  $G(f)\delta(f_m)$  [56], soit :

$$E_{laser} = \tilde{G}(t) \otimes \delta(t_m) \quad (1.4)$$

où  $\tilde{G}(t)$  est la transformée de Fourier inverse de la courbe spectrale de gain et  $t_m = m\frac{2L}{c}$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Le laser émet donc un faisceau d'impulsions lumineuses répétées de récurrence  $\frac{2L}{c}$  correspondant au temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité. La forme de cette impulsion est donnée par la transformée de Fourier inverse de la courbe de gain du barreau de Ti:Sa,  $\tilde{G}(t)$ .

Pour obtenir la mise en phase des modes, le laser Tsunami utilise un modulateur acousto-optique placé juste avant le miroir de sortie du laser. Un transducteur piézo-électrique collé au modulateur générant un signal radiofréquence permet de créer une onde acoustique stationnaire dans le modulateur. Ce modulateur est ajusté pour que la période de modulation corresponde au temps mis par la lumière pour faire un aller-retour dans la cavité laser (il est donc nécessaire d'avoir une cavité laser relativement grande pour atteindre les radio fréquences). La lumière émise par le cristal de Ti:Sa ne peut traverser le modulateur que lorsque les pertes introduites par la modulation sont les plus faibles. Une impulsion se forme donc dans la cavité laser et traverse le modulateur à chaque aller-retour, précisément au moment où les pertes du modulateur sont minimales. Plus la durée de l'impulsion qui circule dans la cavité laser est courte, moins les pertes qu'elle subit en passant dans le modulateur sont importantes jusqu'à ce que la durée de l'impulsion deviennent plus courte que la période de modulation. Ainsi, plus l'impulsion est courte, plus le spectre de cette impulsion s'élargit car le nombre de modes longitudinaux oscillants dans la cavité augmente. Lorsque le mode impulsionnel est stabilisé dans la cavité, le modulateur peut être coupé. La figure 1.19 représente la forme spectrale d'une impulsion laser décomposée spectralement.

Le laser Tsunami étant réglable en longueur d'onde, le spectre d'émission a été centré autour de 800 nm avec une durée des impulsions optiques de l'ordre de 100



**FIGURE 1.19** – Graphique représentant l'allure spectrale de l'intensité d'une l'impulsion laser (en noir) modulée par le gain du milieu actif (en bleu).

fs. Ce réglage en longueur d'onde correspond au régime de fonctionnement optimal des antennes photoconductrices. Le principe de fonctionnement du détecteur et de l'émetteur THz est présenté en détail ci-après.

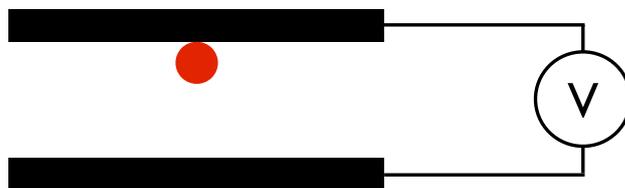
### 1.3.2 Le fonctionnement des antennes photoconductrices

Le banc THz développé au court de cette thèse utilise des antennes photoconductrices EKSPLA fonctionnant à 800 nm pour la génération et la détection des impulsions THz. Les antennes émettrice et détectrice sont composées de deux lignes métalliques (Ti/Au) micrométriques déposées sur un substrat d'arséniure de gallium basse température (GaAs-BT ou LT-GaAs en anglais) de 400  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ce semi-conducteur a la particularité d'avoir une haute résistivité lorsqu'il n'est pas éclairé, et une résistivité faible lorsqu'il est éclairé par une source lumineuse dont les photons ont une énergie (la longueur d'onde) supérieure à celle de la bande interdite du semi-conducteur. Cette bande interdite correspond à l'énergie qu'il faut apporter aux électrons du semi-conducteur pour qu'il passe de la bande de valence à la bande de conduction. Le semi-conducteur devient alors conducteur lorsqu'il est éclairé correctement. En l'occurrence, l'énergie de la bande interdite de l'arséniure de gallium vaut 1,4 eV soit une longueur d'onde de 880 nm. Ainsi, l'utilisation du laser femtosecondes dont le spectre d'émission est centré autour de 800 nm permet de franchir cette bande interdite. C'est ce changement d'état du semi-conducteur

qui est mis en jeu avec les antennes, aussi bien pour l'émission que pour la détection des impulsions THz. Dans un premier temps le fonctionnement de l'émetteur va être présenté, ensuite celui du détecteur.

### 1.3.2.1 L'émission

La figure 1.20 illustre l'antenne émettrice avec les deux lignes métallique matérialisées en noir, déposées sur un substrat semi-conducteur. Une tension est appliquée entre les deux lignes métalliques. Ainsi lorsque le semi-conducteur n'est pas éclairé les charges s'accumulent des deux côtés car elles ne peuvent pas circuler, la résistivité est importante. Lorsqu'une impulsion laser est focalisée entre les deux lignes métalliques de l'antenne, la résistivité chute brutalement et les charges peuvent alors circuler et se recombiner. Il y a alors un transitoire de courant avant que le semi-conducteur revienne rapidement à l'état initial. Cette variation de courant se fait sur une durée inférieure à la picoseconde. La durée de cette variation de courant dépend de la mobilité des charges, caractéristique du semi-conducteur. Cette variation de courant provoque l'apparition d'un rayonnement dans le milieu ambiant d'ondes électromagnétiques dans la gamme des fréquences THz.



**FIGURE 1.20** – Schéma d'une antenne THz émettrice, le spot laser est matérialisé par le disque rouge.

La génération d'impulsions THz survenant lors d'un flux de charge peut théoriquement être décrite par les équations de Maxwell. Pour cela, il est nécessaire

d'introduire une dépendance temporelle des différents termes [57] :

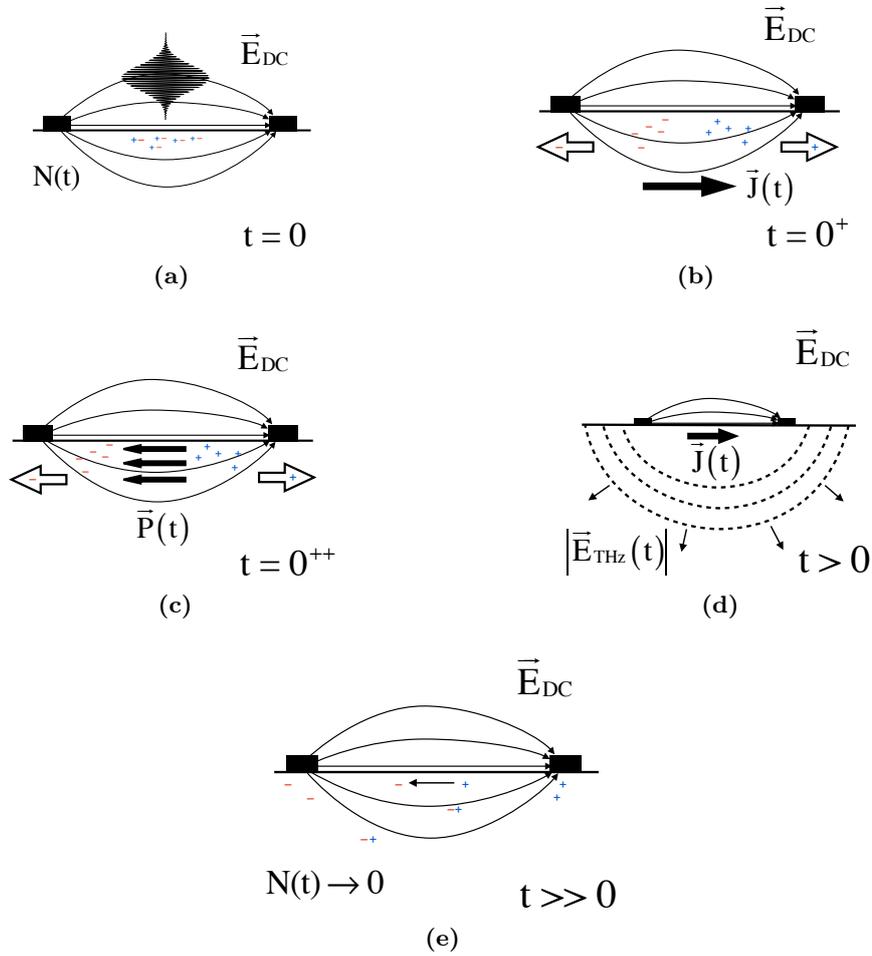
$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(t) &= \frac{\delta\mu(t)\vec{H}(t)}{\delta t} \\ \nabla \times \vec{H}(t) &= \sigma(t)\vec{E}(t) + \frac{\delta\varepsilon(t)\vec{E}(t)}{\delta t}\end{aligned}\tag{1.5}$$

où  $\mu(t)\vec{H}(t) = \vec{B}(t)$  est l'induction magnétique,  $\sigma(t)\vec{E}(t) = \vec{J}(t)$  est la densité de courant et  $\varepsilon(t)\vec{E}(t) = \vec{D}(t)$  est l'induction électrique. L'arrivée d'une impulsion laser femtoseconde sur le semi-conducteur considéré va produire des changements transitoires au niveau des propriétés macroscopiques du matériau, en l'occurrence  $\sigma(t)$ ,  $\varepsilon(t)$  et  $\mu(t)$ . La variation rapide de ces termes, et principalement de la conductivité  $\sigma(t)$ , permet de générer une impulsion THz ultra rapide. Une tension continue est appliquée aux deux lignes métalliques, faisant apparaître un champ électrique présent dans l'air et le semi-conducteur entre les 2 lignes. L'énergie est donc stockée tant que le semi-conducteur se comporte comme une diélectrique (Fig. 1.21a). Lorsque l'antenne n'est pas éclairée par l'impulsion laser, la résistance de l'antenne est de plusieurs centaines de mégohms.

Il est important que l'énergie apportée par les photons ( $h\nu$ ) de l'impulsion soit plus grande que la bande interdite d'énergie nécessaire au semi-conducteur pour qu'il change d'état. Lorsque l'impulsion arrive, le semi-conducteur va devenir conducteur localement et sur une faible épaisseur. L'évolution de la densité de charges au court du temps est donnée par  $N(t) = N_e(t) + N_h(t)$  correspondant à la densité totale des électrons et des trous dans le semi-conducteur. L'évolution temporelle de cette densité de porteurs est décrite par l'intégrale :

$$N(t) = \int_0^t G(\tau)d\tau - N_0e^{-\frac{t}{\tau_p}}\tag{1.6}$$

Ici  $\tau_p$  représente la durée de vie des porteurs,  $G(\tau)$  correspond au taux de génération des porteurs déterminé par le profil de l'impulsion optique et  $N_0$  le nombre total de porteurs générés. La conductivité peut alors s'écrire ainsi :  $\sigma(t) = N(t)q\mu(t)$



**FIGURE 1.21** – Illustration du processus de photoconductivité pour la génération d’impulsions THz. À l’instant  $t = 0$  une impulsion laser (a) génère des porteurs de charges qui vont être accélérés par le champ électrique statique (b) et fait apparaître un champ de polarisation opposé au champ statique dans le semi-conducteur (c). Le courant transitoire généré émet une impulsion THz (d). Pour finir, le semi-conducteur revient à un état stable par recombinaison des porteurs [57].

et la densité de courant  $J(t) = \sigma(t)E = N(t)qv(t)$ , avec  $v(t)$  la vitesse des porteurs. Immédiatement après la génération des porteurs dans le semi-conducteur, le champ accélérant le déplacement des porteurs vaut  $E(t = 0^+) = E_{DC}$ . Il faut rappeler que l’expression du courant tel qu’elle est écrite permet uniquement d’illustrer le phénomène transitoire de la photoconductivité pour des durées inférieures à la picoseconde. Ce courant transitoire décrit par  $J(t)$  est à l’origine de l’impulsion THz.

Les porteurs sont accélérés par le champ électrique appliqué  $E_{DC}$  comme le montre la figure 1.21b. L'évolution temporelle de la vitesse des porteurs est déterminée par leur accélération initiale, d'une masse effective  $m^*$  et dont le temps de diffusion est caractérisée par  $\tau_d$  :

$$\frac{\delta v(t)}{\delta t} = -\frac{v(t)}{\tau_d} + \frac{q}{m^*}E(t) \quad (1.7)$$

L'espace séparant les électrons et les trous, induit par les photons, crée une polarisation  $P(t)$  dans le semi-conducteur représentée figure 1.21c. Cette polarisation est décrite par la relation  $P(t) = N(t)qr(t)$ , où  $r(t)$  représente l'espace entre les charges. L'évolution temporelle de cette polarisation est calculée avec l'expression suivante :

$$\frac{\delta P(t)}{\delta t} = -\frac{P(t)}{\tau_R} + N(t)qv(t) \quad (1.8)$$

où  $\frac{\delta P(t)}{\delta t}$  est la dérivée de la polarisation et  $\tau_R$  le temps de recombinaison des porteurs. Comme le montre la figure 1.21c, cette polarisation induite crée un champ électrique opposé au champ électrique statique appliqué entre les deux lignes micro-rubans. Le champ électrique responsable de l'accélération des porteurs peut se décrire ainsi :

$$E(t) = E_{DC} - \frac{P(t)}{\varepsilon\gamma} \quad (1.9)$$

avec  $\gamma$  comme facteur numérique dépendant de la géométrie de l'antenne. Toutes ces équations décrivant la densité de porteur  $N(t)$ , leur vitesse  $v(t)$ , la polarisation  $P(t)$  ainsi que le champs électrique  $E(t)$  vu par les porteurs, permettent d'expliquer l'évolution temporelle du courant créé par photo-excitation des porteurs. L'impulsion THz générée par le courant transitoire  $J(t)$  se propage alors dans le semi-conducteur comme l'illustre la figure 1.21d. Cette impulsion THz peut être décrite par les équations de Maxwell puisque la variation de courant apparait dans

l'expression comme une source :

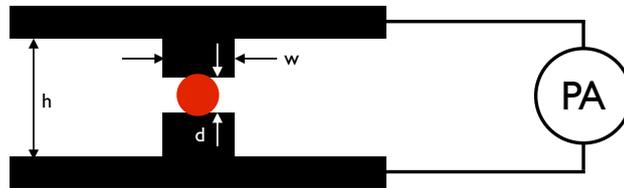
$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}_{THz}(t) &= \mu \frac{\delta(t) \vec{H}_{THz}}{\delta t} \\ \nabla \times \vec{H}_{THz}(t) &= \vec{J}(t) + \frac{\delta \varepsilon(t) \vec{E}_{THz}(t)}{\delta t}\end{aligned}\tag{1.10}$$

Ces équations ne décrivent que le champ THz généré dans le semi-conducteur, elles ne prennent pas en compte l'impulsion optique entièrement absorbée par le semi-conducteur. Cependant les équations de Maxwell telles qu'elles sont écrites ne permettent pas d'arriver à une solution analytique. Bien que complexe, il est possible d'obtenir une solution décrivant l'impulsion THz en considérant l'antenne comme un dipôle de Hertz. En effet, les dimensions de l'antenne et celles de l'impulsion focalisée sur l'antenne sont très inférieures aux longueurs d'onde THz. Cette approximation permet de trouver une solution analytique malgré la complexité des calculs [61]. La variation de courant produite par l'impulsion et définissant l'enveloppe de l'impulsion THz a une durée dont l'ordre de grandeur inférieur ou égal à la picoseconde. En ce qui concerne le semi-conducteur, le retour à l'état stable (c'est-à-dire la reformation des paires électrons-trous) dure en général plus d'une centaine de femtosecondes (fig. 1.21e).

### 1.3.2.2 La détection

La détection des impulsions THz se base sur les mêmes mécanismes physiques que pour la génération des impulsions THz, à savoir l'excitation par une impulsion optique ultra-brève, d'un semi-conducteur engendre de rapides changements de conductivité. Il est primordial d'avoir une antenne dont la résolution temporelle est inférieure à la picoseconde pour pouvoir détecter les impulsions THz. Cette caractéristique dépend des dimensions de l'antenne ainsi que des propriétés du semi-conducteur. La structure de l'antenne EKLPLA utilisée au cours de cette thèse est présentée sur la figure 1.22, avec  $h = 100 \mu\text{m}$  la distance séparant les deux lignes coplanaires. Cette longueur est une caractéristique importante de l'antenne comme

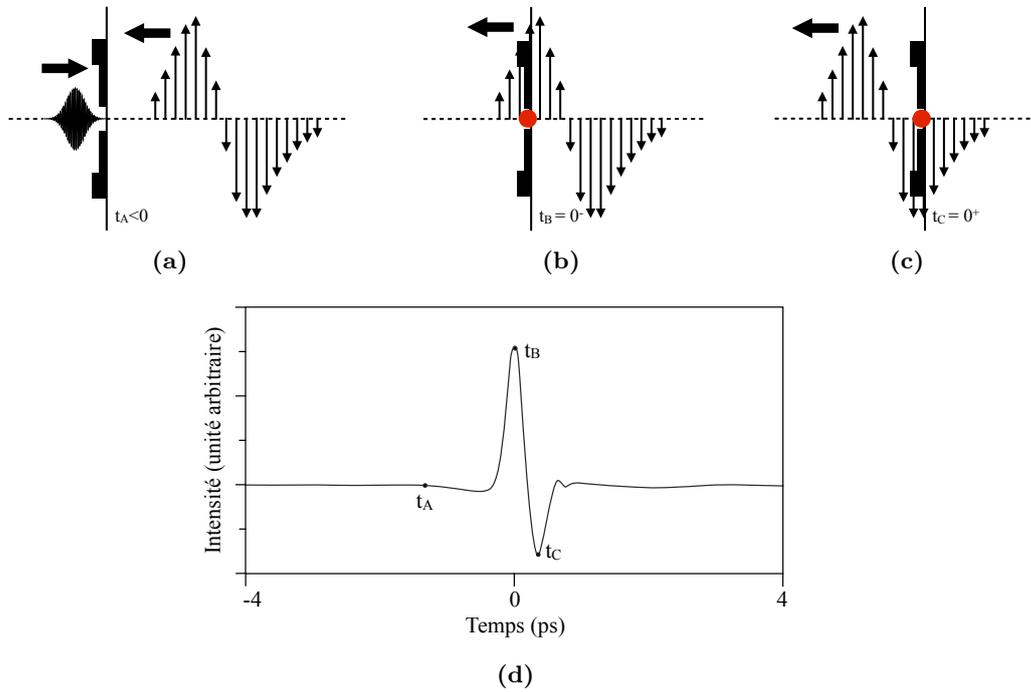
nous allons le voir par la suite. Le dipôle formant l'antenne a une largeur  $w$  d'environ  $10\ \mu\text{m}$ , la distance séparant les deux plots métalliques  $d$  est inférieure à  $10\ \mu\text{m}$  correspond à la largeur du spot laser focalisé sur l'antenne. La résistance de l'antenne lorsqu'elle n'est pas éclairée est de plusieurs dizaines de mégohms et chute à quelques dizaines d'ohms. Comme pour l'antenne émettrice, ce changement d'état est très rapide. Pendant cet intervalle de temps, le semi-conducteur devient donc conducteur et les porteurs photogénérés vont être accélérés par le champ THz. Une impulsion de courant, dont l'amplitude va dépendre de la valeur du champ THz, va circuler entre les lignes métalliques.



**FIGURE 1.22** – Schéma d'une antenne THz réceptrice avec le spot laser matérialisé en rouge,  $h$  représente la distance entre les deux lignes coplanaires,  $w$  et  $d$  représentent respectivement la largeur des plots métalliques et la distance entre ces plots.

Le processus de détection est illustré sur la figure 1.23. Dans un premier temps (Fig. 1.23a), une impulsion laser arrive sur le côté gauche, où est gravé l'antenne (Fig. 1.22) et une impulsion THz se propage vers la droite mais n'est pas encore arrivée sur l'antenne. Comme pour la génération de l'impulsion THz, l'impulsion laser génère un plasma d'électrons et de trous qui modifie la conductivité entre les deux plots métalliques. La conductivité va donc varier dans le temps  $\sigma(t) = N(t)q\mu$ , où  $N(t)$  est définie par l'équation 1.6. La recombinaison rapide des porteurs de charge dans le semi-conducteur permet de modifier fortement la résistance en passant d'un état isolant à un état conducteur (comparable à un interrupteur) et revenir à un état isolant (interrupteur ouvert) en moins d'une picoseconde. Une impulsion de courant dont l'amplitude dépend de la valeur du champ THz au moment de l'éclairement, peut se propager entre les lignes.

Les lignes coplanaires sont reliées à un préamplificateur de courant dont la forte



**FIGURE 1.23** – Illustration du processus de photoconductivité pour la détection d'impulsions THz dans le plan parallèle à l'axe de propagation. Le champ électrique mesuré dépend du temps relatif entre l'arrivée de l'impulsion optique et l'impulsion THz. Le schéma (a) montre l'arrivée de l'impulsion optique avant l'impulsion THz. Le décalage temporel d'une des deux impulsions permet de faire coïncider leur arrivée, comme le montre les schémas (b) et (c). La mesure du courant généré au court du temps (d) représente l'impulsion THz [57].

sensibilité permet de détecter et d'amplifier les faibles courants traversant l'antenne. La résistance de l'antenne est déterminée par la distance séparant les deux plots métalliques de l'antenne, la résistance des lignes métalliques étant négligeable. La résistance peut donc s'écrire  $R(t) = w/\sigma(t)A$ , où la surface illuminée par le spot laser  $A$  peut être approximée par  $2d\alpha$ , avec  $\alpha$  correspondant à l'épaisseur nécessaire pour l'absorption de l'impulsion optique par le semi-conducteur ( $d \gg \alpha$ ). D'après la loi d'Ohm, le courant s'écrit  $I(t) = V(t)/R(t)$  où la tension appliquée à l'antenne provient de l'impulsion THz :  $V(t) \cong E_{THz}(t)h$ , avec  $h$  la distance séparant les deux lignes coplanaires. La figure 1.23a représente l'impulsion THz avant son arrivée sur l'antenne. Il n'y a donc ni tension appliquée à l'antenne ni de courant y circulant. Ceci est illustré par la figure 1.23d au point  $t_A$  lorsque  $t < 0$ .

La figure 1.23b montre l'instant  $t_B = 0^-$ . Ce temps est déterminé par le décalage temporel entre l'impulsion optique qui permet de créer l'impulsion THz avec l'antenne émettrice et l'impulsion optique permettant d'actionner l'antenne réceptrice. Ce principe sera présenté dans la partie suivante. Dans le cas présent, le lobe positif de l'impulsion THz arrive en même temps que l'impulsion laser, soit  $E_{THz} > 0$ . Le courant circulant dans l'antenne est alors déterminé par le champ électrique. La moyenne de ce courant est représentée par le point  $t_B$  sur la figure 1.23d. Cette moyenne est proportionnelle au champ électrique THz. La figure 1.23c et le point  $t_C$  de la figure 1.23d illustre un point de mesure où le champ électrique THz est de signe opposé à celui de la figure 1.23b. Afin de mesurer l'ensemble de l'impulsion THz générée par l'émetteur, il faut échantillonner temporellement cette impulsion pour la décrire complètement. On utilise pour cela une ligne à retard qui introduit un décalage temporel entre les impulsions optiques servant à générer les impulsions THz et celles servant à détecter ces mêmes impulsions THz.

### 1.3.3 Principe de la spectroscopie dans le domaine temporel

Ainsi, pour décrire l'impulsion THz, il est nécessaire de décaler temporellement les deux impulsions optiques l'une par rapport à l'autre. Que le décalage soit réalisé sur l'impulsion optique permettant la génération ou sur celle permettant la détection ne change rien au résultat. Cependant, pour des raisons de praticité, le décalage temporel du banc de mesure présenté ici se fait sur l'impulsion permettant la génération THz. Pour mieux comprendre le fonctionnement du banc de spectroscopie THz, plaçons nous dans le plan du détecteur. Le temps de réponse du système peut être estimé par la convolution du champ électrique THz avec le temps de réponse du détecteur déterminé par  $\sigma(t)$ . En considérant que l'impulsion actionnant le détecteur arrive à  $t = 0$  et que l'impulsion THz arrive à l'instant  $t = t_0$ , le courant

moyen mesuré en fonction du temps peut s'écrire :

$$I(t) = \frac{2hr\alpha}{w} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(t) E_{THz}(t - t_0 - \tau) d\tau \quad (1.11)$$

où les dimensions de l'antenne sont utilisées pour estimer sa résistivité. L'équation 1.11 montre que l'antenne photoconductrice, avec un temps de réponse infiniment court, excitée par une impulsion optique infiniment court peut permettre de mesurer exactement le champ électrique de l'impulsion THz en résolution temporelle. Bien qu'en général le temps de vie des porteurs soit suffisamment court pour permettre de mesurer de rapides variations de champ THz, il faut faire un compromis en ce qui concerne les performances actuelles. D'un côté la durée de vie des porteurs est d'autant plus courte que la densité de pièges est importante. De l'autre côté ces pièges appelés aussi défauts, réduisent la mobilité des porteurs dans le semi-conducteur. De plus, le courant moyen étant proportionnel au temps d'intégration de  $\sigma(t)$ , un temps de recombinaison rapide peut donner des mesures de courant moyen beaucoup plus faible pour un champ THz donné. Dans la pratique, la mesure des composantes hautes fréquences des impulsions THz vont plutôt dépendre de l'impulsion d'excitation du laser femtoseconde que de la durée de vie des porteurs. Pour finir, bien que l'équation 1.11 semble indiquer qu'une augmentation de la distance  $h$  entre les lignes coplanaires permettent de mesurer des courants plus élevés. Cela n'est vrai que si la longueur de l'antenne reste plus courte que les longueurs d'onde THz (hypothèse du dipôle de Hertz).

Les différents éléments du banc de spectroscopie THz-TDS développé au cours de cette thèse sont représenté sur la figure 1.24.

La synchronisation de l'émission et de la détection des impulsions THz est réalisée en activant l'antenne émettrice et réceptrice à l'aide de la même impulsion laser. La lame séparatrice permet de séparer le faisceau laser en deux, un premier faisceau est envoyé sur l'émetteur pour la génération des impulsions THz alors que le second faisceau est envoyé sur le détecteur. La différence de chemins optiques entre les

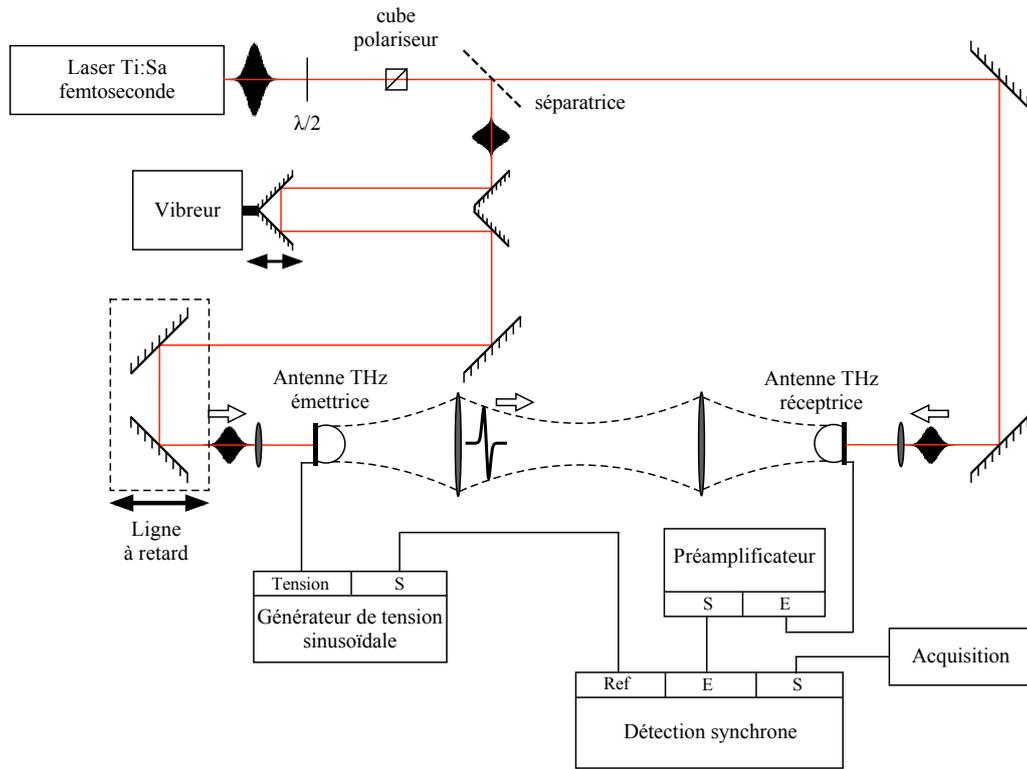


FIGURE 1.24 – Schéma du banc de spectroscopie THz dans le domaine temporel.

deux faisceaux, pris au niveau du détecteur, peut être changé avec la ligne à retard, permettant ainsi de gérer le décalage temporel nécessaire pour l'échantillonnage de l'impulsion THz. Le décalage temporel  $\delta t$  peut facilement être obtenu à partir du décalage spatial  $\delta x$  introduit par la ligne à retard :

$$\delta t = 2\delta x/c \quad (1.12)$$

où  $c$  correspond à la célérité de la lumière ( $c = 3 \times 10^8$  m/s). Le facteur 2 s'explique par l'aller-retour du faisceau laser au niveau de la ligne à retard. Afin d'égaliser plus facilement les deux chemins optiques de l'impulsion, la ligne à retard a été placée sur le bras permettant l'émission THz. Le vibreur joue le même rôle que la ligne à retard, à la seule différence que le coin cube servant à renvoyer le faisceau est monté sur une membrane contrôlée par un générateur de fréquences. Les oscilla-

tions de la membrane sont ainsi contrôlées. La vitesse de déplacement du coin cube étant beaucoup plus rapide que le déplacement de la ligne à retard motorisée, il est ainsi possible d'obtenir un tracé en quelques secondes de l'impulsion THz sur un oscilloscope. Ce tracé est beaucoup plus rapide que celui obtenu avec la ligne à retard qui nécessite plusieurs minutes. Ce vibreur facilite donc la mise en position des antennes lors de l'alignement du banc THz ainsi que de positionner rapidement les guides d'onde testés. Une fois que le banc est aligné, le vibreur est arrêté et un système de blocage le maintient dans une même position. Les mesures de caractérisations sont ainsi réalisées qu'avec la ligne à retard motorisée sans introduction de décalage temporel entre les différentes mesures.

Les niveaux de puissance de l'impulsion THz et les courants mesurés avec le détecteur sont très faibles (de l'ordre de grandeur de quelques nA). De plus, comme dans tout système de mesures, le banc de spectroscopie THz est composé de plusieurs sources de bruit [62, 63]. Le rapport signal sur bruit d'un tel système étant faible, il est donc nécessaire d'utiliser un amplificateur à détection synchrone généralement utilisé avec un hacheur optique afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Dans un premier temps un hacheur optique a été utilisé pour la modulation du faisceau laser au cours de cette thèse ( $f_{max} = 300$  Hz), ensuite le hacheur a été remplacé par un générateur pouvant moduler la tension de l'antenne émettrice. Ce système permet d'augmenter la fréquence de la détection synchrone à quelques kilohertz pour réduire l'influence des sources de bruit et le temps d'acquisition. De plus, un préamplificateur de courant a été introduit entre l'antenne réceptrice et l'amplificateur à détection synchrone afin d'améliorer les mesures.

Le système d'acquisition a été développé au cours de cette thèse sur le logiciel LabVIEW™. Il permet de contrôler la détection synchrone ainsi que la ligne à retard. Les mesures sont ensuite traitées par transformée de Fourier rapide (FFT en anglais), par un programme développé au cours de cette thèse sous MATLAB®. La

transformée de Fourier du signal THz peut être écrite ainsi :

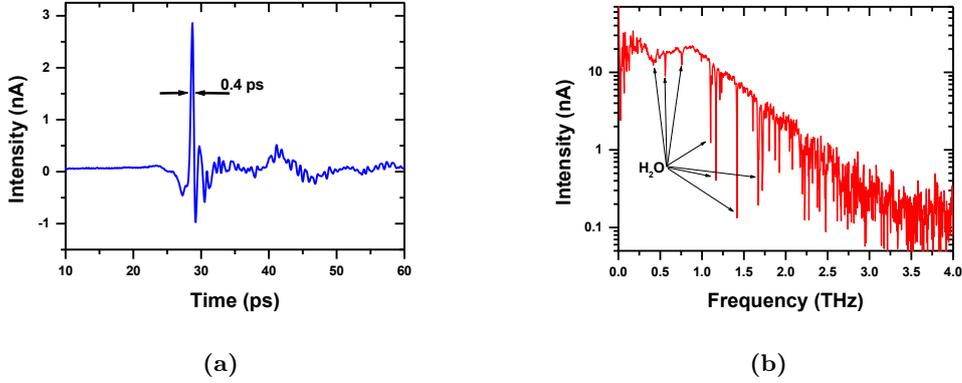
$$E_{THz}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{THz}(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.13)$$

La résolution spectrale du banc THz-TDS,  $\delta\omega$ , est déterminée par le temps équivalent total  $T$ , soit la distance totale décrite par la ligne à retard au court de la mesure. Le spectre mesuré a une largeur de bande de fréquences  $\Delta\Omega$  lié à l'intervalle temporel d'échantillonnage  $\delta t$  décrit par l'équation 1.12. La largeur de bande et la résolution spectrale du banc de spectroscopie THz sont données par :

$$\begin{aligned} \delta\omega &= \frac{2\pi}{T} \\ \Delta\Omega &= \frac{2\pi}{\delta t} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Une des premières mesures réalisées avec le banc THz-TDS est présentée sur la figure 1.25 ainsi que le spectre obtenu par transformée de Fourier. L'étude de ce spectre révèle plusieurs fréquences d'absorption imputables aux molécules d'eau présentes dans l'air. Ces fréquences d'absorption caractéristiques ont permis de vérifier le bon fonctionnement du programme réalisant la FFT. En effet, les raies d'absorption de l'eau sont connues fréquemment [56, 64], la comparaison des pics d'absorption que l'on obtient sur le spectre mesuré avec ceux de l'eau, montre que la mesure et les méthodes de calcul pour obtenir le spectre sont cohérentes.

Il est important de comprendre que chaque paramètre du système va avoir une influence sur les mesures. Comme l'ont démontré L. Duvillaret *et al.* [61], la tension appliquée à l'antenne émettrice, de la durée de l'impulsion laser, du temps de vie des porteurs ainsi que de la puissance optique excitatrice vont avoir un effet sur l'amplitude de l'impulsion THz mesurée et sur son étendue spectrale. Il est donc nécessaire d'optimiser ces paramètres pour améliorer la mesure de l'impulsion THz, que ce soit au niveau de la puissance ou de la largeur spectrale obtenue. Cependant, il est nécessaire de faire certains compromis, par exemple les impulsions optiques



**FIGURE 1.25** – Illustration d’une impulsion THz mesurée avec le banc THz-TDS (a) et le spectre de cette mesure obtenue par transformée de Fourier (b).

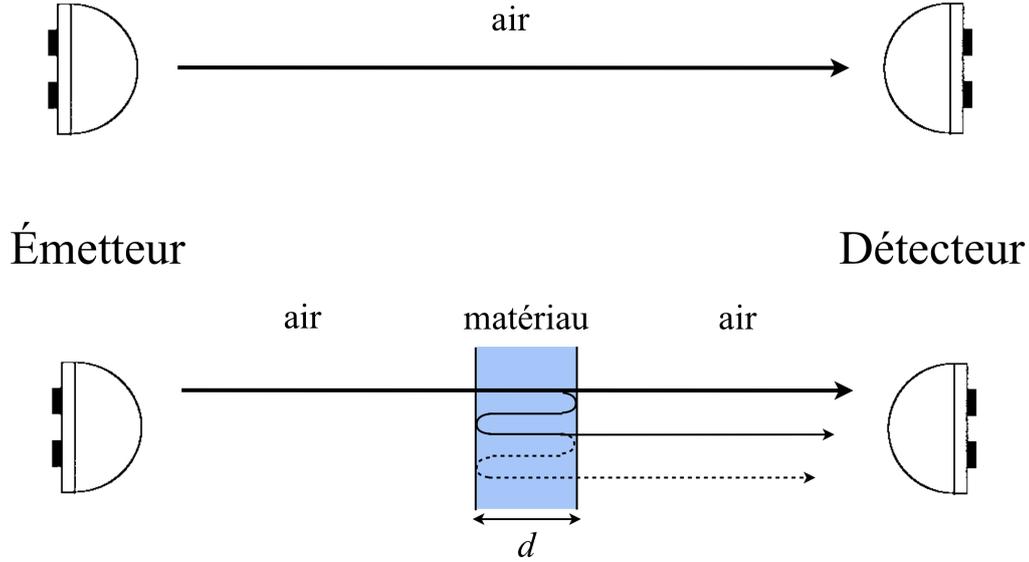
risquent d’endommager les antennes THz si l’intensité des impulsions est trop importante. Dans le cas du banc THz développé au cours de cette thèse, les impulsions laser ont une durée de 100 fs, avec une puissance de 35 mW arrivant sur chaque antenne. La tension maximale de polarisation appliquée à l’antenne émettrice est de 60 V.

### 1.3.4 Principe de la caractérisation par THz-TDS

Généralement, la spectroscopie THz dans le domaine temporel est utilisée pour caractériser l’indice ( $n$ ) et les pertes ( $\alpha$ ) des matériaux aux fréquences THz. Pour déterminer les caractéristiques THz de l’échantillon, il faut établir la fonction de transfert complexe  $H(\omega)$  de celui-ci. Avec la spectroscopie THz-TDS, la fonction de transfert complexe obtenue présente une amplitude et une phase. Une première mesure  $S_{ref}(t)$  de l’impulsion THz est réalisée sans échantillon pour servir de référence. La seconde mesure  $S_{ech}(t)$  est effectuée avec l’échantillon. Le spectre des deux mesures effectuées par FFT permet d’obtenir la fonction de transfert complexe :

$$H(\omega) = \frac{S_{ech}(\omega)}{S_{ref}(\omega)} \quad (1.15)$$

Il est primordial pour l'exploitation des résultats, que les deux mesures aient la même origine des temps, il faut donc que la ligne à retard utilise le même point de départ pour ne pas ajouter de terme de phase arbitraire. On comprend ici l'intérêt de pouvoir bloquer le vibreur dans une même position.



**FIGURE 1.26** – Schéma du principe d'une mesure de spectroscopie THz dans le domaine temporel [65].

Cette fonction de transfert va permettre de déterminer l'indice optique complexe du matériau étudiée, soit  $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$ . L'indice complexe du matériau est relié à la permittivité par  $\varepsilon(\omega) = \tilde{n}(\omega)^2$ . La partie imaginaire de l'indice permet de déterminer le coefficient d'absorption du matériau  $\alpha(\omega) = 2\omega\kappa(\omega)/c$ . La caractérisation des matériaux se faisant par transmission, il est évident que tous les matériaux ne peuvent pas être caractérisés s'ils réfléchissent ou absorbent fortement les fréquence THz, comme par exemple les métaux. De plus, les échantillons testés doivent être homogènes et avoir des faces planes et parallèles entre elles pour simplifier les mesures. Le champs THz transmis à travers l'échantillon d'épaisseur  $d$  connue, peut s'exprimer ainsi [65] :

$$S_{ech}(\omega) = T_{air-mat}(\omega)P_{mat}(\omega,d)T_{mat-air}(\omega)FP(\omega)E_{THz}(\omega) \quad (1.16)$$

La mesure de l'échantillon peut être composée de plusieurs impulsions, dans ce cas la première impulsion correspond à la transmission directe de l'impulsion et les autres correspondent à des échos dans l'échantillon, illustrée sur la figure 1.26, dus aux différentes réflexions au niveau des interfaces matériau-air ; c'est l'effet Fabry-Perrot. Le terme  $FP(\omega)$  représente les réflexions du à l'effet de Fabry-Pérot comme expliqué précédemment :

$$FP(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} R_{mat-air}^2(\omega) P_{mat}(\omega, d)^m \quad (1.17)$$

où  $m$  est un entier représentant le nombre d'aller-retour effectué par l'onde dans l'échantillon. Par définition, les autres grandeurs sont définies ainsi : le coefficient de réflexion  $R$  à l'interface entre deux milieux notés 1 et 2 s'écrit :

$$R_{1-2}(\omega) = \frac{\tilde{n}_1(\omega) - \tilde{n}_2(\omega)}{\tilde{n}_1(\omega) + \tilde{n}_2(\omega)} \quad (1.18)$$

ensuite le coefficient de transmission  $T$  à l'interface entre deux milieux notés 1 et 2 est défini par :

$$T_{1-2}(\omega) = \frac{2\tilde{n}_1(\omega)}{\tilde{n}_1(\omega) + \tilde{n}_2(\omega)} \quad (1.19)$$

enfin le coefficient de propagation  $P$  dans un milieu 1, d'épaisseur  $d$  est défini par :

$$P_1(\omega, d) = e^{-j\frac{\omega}{c} d \tilde{n}_1(\omega)} \quad (1.20)$$

En ce qui concerne le spectre de référence, où il n'y a pas d'échantillon, le signal peut s'exprimer ainsi :

$$S_{ref}(\omega) = P_{air}(\omega, d) E_{THz}(\omega) \quad (1.21)$$

La fonction de transfert complexe 1.15 du matériau testé est obtenue en faisant le rapport des équations 1.16 et 1.21 :

$$H(\omega) = \frac{S_{ech}(\omega)}{S_{ref}(\omega)} = \frac{T_{air-mat}(\omega) P_{mat}(\omega, d) T_{mat-air}(\omega)}{P_{air}(\omega, d)} FP(\omega) \quad (1.22)$$

En exprimant cette relation en fonction des indices effectifs de l'air  $\tilde{n}_{air}(\omega)$  et du matériau  $\tilde{n}(\omega)$ , on obtient :

$$H(\omega) = \frac{4\tilde{n}_{air}(\omega)\tilde{n}(\omega)}{(\tilde{n}_{air}(\omega) + \tilde{n}(\omega))^2} FP(\omega) e^{-j(\tilde{n}(\omega) - \tilde{n}_{air}(\omega)) \frac{\omega d}{c}} \quad (1.23)$$

avec :

$$FP(\omega) = \frac{1}{1 - \left( \frac{\tilde{n}(\omega) - \tilde{n}_{air}(\omega)}{\tilde{n}(\omega) + \tilde{n}_{air}(\omega)} \right)^2 e^{-2j \frac{\omega}{c} d \tilde{n}(\omega)}} \quad (1.24)$$

Avec cette expression analytique, il est possible de déduire les parties réelle  $n(\omega)$  et imaginaire  $\kappa(\omega)$  de l'indice de l'échantillon. Cependant il n'y a pas de solution exacte pour ces deux paramètres, l'équation doit être résolue numériquement [65]. Dans le cas où l'échantillon présente une épaisseur importante comparée aux longueurs d'onde THz les différentes impulsions transmises sont suffisamment espacées pour ne considérer que la première impulsion transmise directement. La fonction de transfert peut alors s'écrire plus simplement :

$$H(\omega) = \frac{4\tilde{n}_{air}(\omega)\tilde{n}(\omega)}{(\tilde{n}_{air}(\omega) + \tilde{n}(\omega))^2} e^{-j(\tilde{n}(\omega) - \tilde{n}_{air}(\omega)) \frac{\omega d}{c}} \quad (1.25)$$

En ce qui concerne la caractérisation des guides d'onde THz, il est aisé de comprendre que l'on se trouve dans ce dernier cas. Pour la caractérisation des guides d'onde THz il est possible de considérer les mesures de références  $S_{ref}(\omega)$  et du guide testé  $S_{guide}(\omega)$  ainsi [58] :

$$\begin{aligned} S_{ref}(\omega) &= A_{ref}(\omega) e^{-i\phi_{ref}(\omega)} \\ S_{guide}(\omega) &= A_{guide}(\omega) e^{-i\phi_{guide}(\omega)} \end{aligned} \quad (1.26)$$

La fonction de transfert est donc égale à :

$$H_{guide} = \frac{A_{guide}}{A_{ref}} e^{-i(\phi_{guide}(\omega) - \phi_{ref}(\omega))} \quad (1.27)$$

D'après l'expression 1.27 et l'expression analytique de la fonction de transfert 1.25, on peut écrire la relation suivante :

$$\tilde{n}_{guide}(\omega) - \tilde{n}_{air} = \frac{(\phi_{guide}(\omega) - \phi_{ref}(\omega))c}{\omega d} \quad (1.28)$$

On en déduit l'indice  $n_{guide}(\omega)$  du guide, en considérant  $\tilde{n}_{air}(\omega) = 1$ , correspondant à l'indice effectif se propageant dans le guide  $n_{eff}(\omega)$  :

$$n_{eff}(\omega) = 1 + \frac{(\phi_{guide}(\omega) - \phi_{ref}(\omega))c}{d\omega} \quad (1.29)$$

Pour la caractérisation des pertes d'un guide d'onde THz, il est nécessaire de réaliser les mesures de deux guides identiques,  $S_{guide1}$  et  $S_{guide2}$  ayant deux longueurs  $L$  différentes, avec  $L_{guide1} > L_{guide2}$ . Ainsi les pertes linéiques du guide peuvent être obtenues par la relation :

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{\Delta d} 10 \log \frac{A_{guide1}(\omega)}{A_{guide2}(\omega)} \quad (1.30)$$

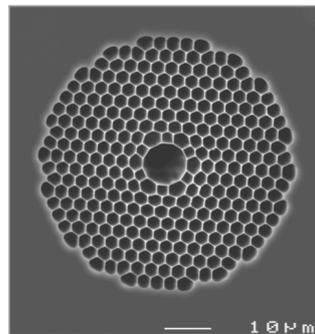
où  $\Delta d = L_{guide2} - L_{guide1}$  représente la différence de longueur entre les deux guides testés. Les pertes linéiques s'exprimant généralement en dB/m, il suffit d'effectuer l'opération  $\alpha_{dB/m} = 4,343 \times \alpha$ , pour obtenir les pertes linéiques suivant les unités traditionnellement utilisées en optique.

### 1.3.5 Application des fibres à cristal photonique à cœur creux pour le banc THz-TDS

La mise en place d'un banc THz-TDS implique l'utilisation de nombreux miroirs pour amener le faisceau laser sur les deux antennes. La figure 1.24 illustre de manière simplifiée le banc de mesure, le nombre réel de miroirs utilisés est plus important. La génération et la détection nécessitent un alignement optimal des faisceaux arrivant sur les deux antennes. Le positionnement des miroirs et des deux antennes est donc relativement long, fastidieux et délicat. L'utilisation de fibres à cristal photonique

à cœur creux a été étudiée pour le déport des impulsions laser en remplacement de certains miroirs. Il est évident que la ligne à retard ne peut être remplacée par une structure fibrée, mais cela permet de réduire le nombre de miroir sur le banc de mesure et simplifie la procédure d’alignement des antennes. Ainsi, il est envisageable d’introduire des tronçons fibrés entre la ligne à retard et l’antenne émettrice d’une part, et entre la séparatrice et l’antenne de détection d’autre part (Fig. 1.24).

Cependant, les caractéristiques du faisceau laser imposent de nombreuses contraintes sur les fibres pouvant être utilisées. En effet, la longueur d’onde centrale de l’impulsion étant centrée autour de 800 nm, l’utilisation de fibres solides fonctionnant par réflexion totale interne (RTI) n’est pas pertinente. Comme je l’ai expliqué dans la section 1.3.1 sur le laser femtoseconde, les impulsions optiques du faisceau ont une largeur spectrale qui ne peut être négligée. L’effet de dispersion chromatique des fibres optiques déforme l’impulsion, ce qui se traduit par un élargissement temporel. La largeur spectrale des impulsions THz générées peut donc être altérée puisqu’elle dépend fortement de la courte durée des impulsions laser. Les



**FIGURE 1.27** – Photographie d’une fibre HC-PCF [66].

fibres à cristal photonique à cœur creux (HC-PCF, présentés au chapitre 2), illustrées sur la figure 1.27, sont une solution intéressante pour satisfaire cette contrainte de dispersion. La propagation de l’onde se fait dans le cœur creux de la fibre et le confinement est assuré par le cristal à bandes interdites photoniques. L’avantage de ces fibres est la possibilité de fixer le zéro de dispersion de la fibre en fonction de ses

paramètres optogéométriques. Il serait ainsi possible d'éviter l'utilisation de prisme de pré-compensation de la dispersion souvent présent dans les dispositifs fibrés de bancs THz-TDS [67].

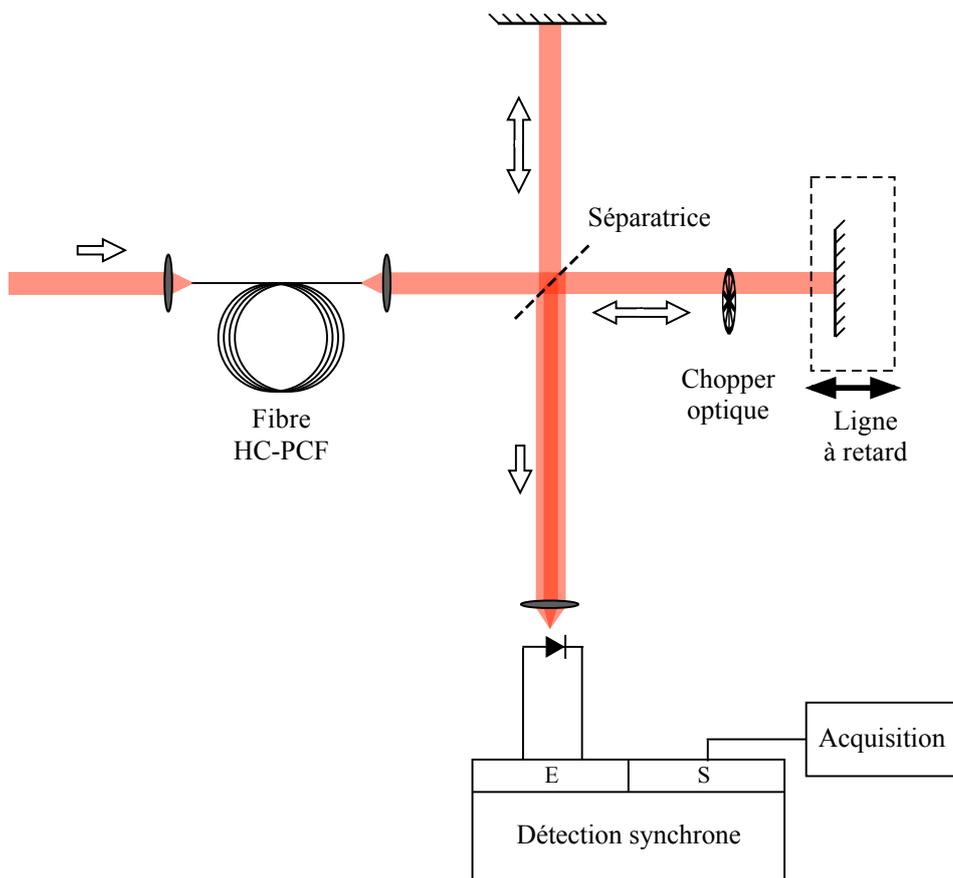


FIGURE 1.28 – Schéma de l'autocorrélateur à 2 photons.

Pour l'étude de cette possibilité, j'ai réalisé un autocorrélateur à deux photons, illustré sur la figure 1.28. Le principe de cet autocorrélateur se base sur l'interféromètre de Michelson. Il permet de déterminer la durée des impulsions ultra-courtes comme celles générées par le laser femtoseconde. L'utilisation d'une photodiode comme détecteur permet l'enregistrement de la fonction de corrélation du second ordre. L'impulsion envoyée sur la lame séparatrice est divisée en deux, pour que chacune d'elle passe sur l'un des bras de l'autocorrélateur. La ligne à retard sur l'un des deux bras introduit un décalage temporel  $\tau$ . Ainsi les deux impulsions que l'on

peut noter  $E(t)$  et  $E(t+\tau)$  arrivent sur la photodiode. L'intensité du signal est alors égale à :

$$I(t) = \int |E(t) + E(t + \tau)|^2 \quad (1.31)$$

que l'on peut développer ainsi :

$$\begin{aligned} I(t) &= \int |E(t)|^2 + |E(t + \tau)|^2 dt \\ &+ \int E(t)E^*(t + \tau) + E^*(t)E(t + \tau) dt \\ &= 2 \int |E(t)|^2 dt \\ &+ 2 \int \Re [E(t)E^*(t + \tau)] dt \end{aligned} \quad (1.32)$$

Un phénomène d'interférence se produit lorsque les deux impulsions se superposent temporellement. Ce phénomène d'interférence correspond à la composante  $[2E(t)E(t + \tau)]$ . L'utilisation d'une diode électroluminescente comme photodétecteur permet de ne détecter que cette composante correspondant à la superposition temporelle des deux impulsions [68]. L'équation 1.32 peut ainsi être simplifié :

$$I(t) \sim 2 \int \Re [E(t)E^*(t + \tau)] dt \quad (1.33)$$

Ainsi le signal électrique que délivre le photodétecteur peut être considéré proportionnel à :

$$I_{AC}(\tau) \sim 2 \int \Re [E(t)E^*(t + \tau)]^2 dt \sim \int I(t)I(t + \tau)dt \quad (1.34)$$

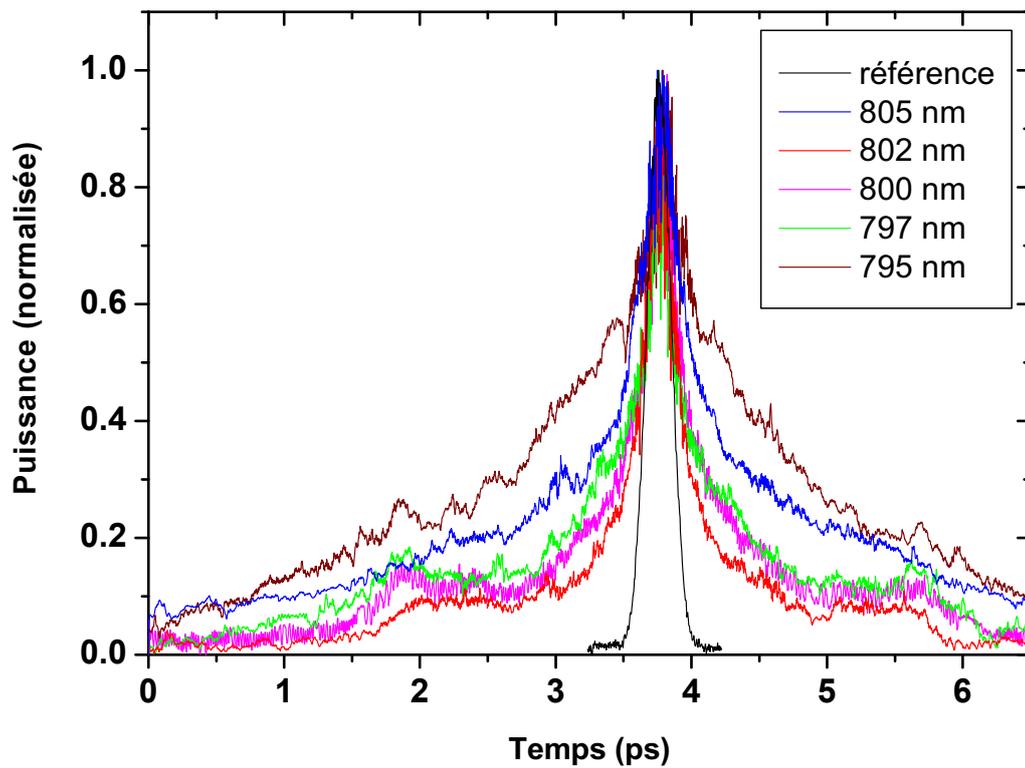
L'intensité mesurée correspond à l'autocorrélation des deux impulsions lasers identiques. La détection synchrone augmente le rapport signal sur bruit de l'intensité générée par le photodétecteur afin d'améliorer la mesure. Le tracée de l'impulsion que l'on obtient n'est pas une représentation exacte de l'impulsion laser mais bien une fonction de corrélation de deux impulsions identiques. Sachant que les impul-

sions délivrées par le laser Tsunami sont considérées comme étant de la forme d'une sécante hyperbolique au carré (d'après la documentation), on obtient la durée des impulsions laser à mi-hauteur  $\Delta t$  à partir de la largeur à mi-hauteur de l'autocorrélation  $\Delta\tau$  par la relation suivante :

$$\Delta\tau = 1,54\Delta t \quad (1.35)$$

Les mesures d'autocorrélation ont été effectuées sur une même fibre optique à cœur creux de 2 mètres. Le faisceau laser est injecté dans la fibre. À la sortie de la fibre, le faisceau est collimaté et envoyé dans l'autocorrelacteur. En modifiant la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser. Le but consiste à régler la longueur d'onde centrale du laser pour qu'elle corresponde à la position du zéro de dispersion de la fibre. Dans ce cas l'impulsion laser ne sera que peu élargie. Les mesures ont été effectuées avec l'impulsion laser centrée sur 805, 802, 797 et 795 nm. Ces mesures sont représentées sur figure 1.29. On observe une réduction de la largeur de fonction d'autocorrélation jusqu'à la longueur d'onde centrale de 802 nm, ensuite la fonction s'élargie de nouveau. Ainsi, les impulsions laser sont moins déformées lorsque l'impulsion est centrée sur 802 nm. D'après l'équation 1.35, la largeur de l'impulsion laser à mi-hauteur à la sortie de la HC-PCF est de 181 fs, alors que l'autocorrélation de l'impulsion sans la fibre, servant de référence, a une largeur à mi-hauteur de 130 fs.

Ces résultats montrent l'intérêt de ce genre de fibres pour un banc THz-TDS. L'utilisation de ce genre de fibres peut donc simplifier la mise en place du banc THz-TDS. Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour valider ces premiers résultats. D'autres structures de fibres, tels que les fibres à matrice de « Kagomé » qui vont être présentées en section 2.2.2, peuvent être étudiées afin que l'élargissement temporel des impulsions soit encore plus faible.



**FIGURE 1.29** – Graphique des mesures d'autocorrélation de l'impulsion femtoseconde à différentes fréquences centrales, à la sortie de la HC-PCF, la mesure de référence correspond à la courbe noire, pour la fréquence centrale 800 nm.



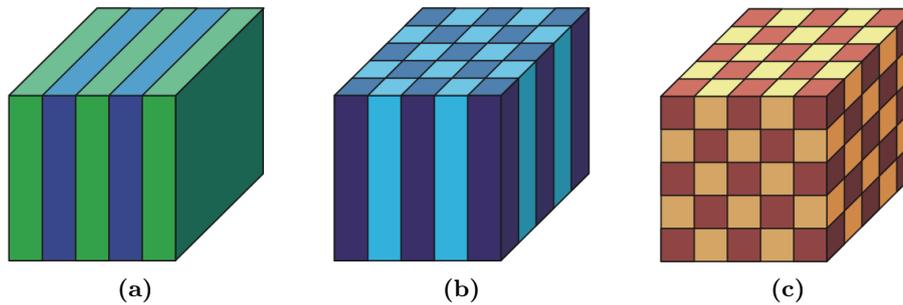
# Les guides d'onde à cristal photonique hors-plan

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Méthode d'analyse des cristaux photoniques hors-plan . . .</b>	<b>59</b>
2.1.1	Modèle de Bloch . . . . .	60
2.1.2	Modèle ARROW . . . . .	65
2.1.2.1	Principe de résonance et d'antirésonance . . . . .	66
2.1.2.2	Guides à cristal photonique 1D . . . . .	69
2.1.2.3	Guides à cristal photonique 2D . . . . .	73
2.1.3	Modèle des liaisons fortes . . . . .	78
<b>2.2</b>	<b>Fibres à cœur creux étudiées . . . . .</b>	<b>80</b>
2.2.1	Fibres HC-PCF à maille hexagonale . . . . .	80
2.2.2	Fibres HC-PCF à matrice de « Kagomé » . . . . .	84
2.2.3	Conclusion . . . . .	90
<b>2.3</b>	<b>Adaptation des fibres HC-PCF aux domaines micro-ondes et térahertz . . . . .</b>	<b>91</b>
2.3.1	Facteur de qualité d'un guide d'onde . . . . .	91
2.3.2	La simplification de la structure BIP . . . . .	94
2.3.3	Optimisation de la structure à maille triangulaire . . . . .	100
2.3.3.1	Influence du nombre d'anneaux . . . . .	100
2.3.3.2	Optimisation de la périodicité du cristal . . . . .	105

Avant toutes choses, il convient de définir le concept de cristal photonique. Le terme « cristal » signifie que la structure étudiée est composée d'au moins deux matériaux organisés périodiquement dans une, deux ou les trois dimensions de l'espace, comme l'illustre la figure 2.1.

Ces cristaux sont étudiés depuis de nombreuses années pour leurs propriétés permettant la réflexion ou le confinement des photons, d'où le terme « photonique ».



**FIGURE 2.1** – Exemples de cristaux à une dimension (a), 2 dimensions (b) et 3 dimensions (c) [69].

Ils ont notamment été étudiés comme gaine dans les fibres optiques de nouvelles générations pour réaliser le confinement de l'onde dans le cœur de ces fibres. De manière générale, pour les longueurs d'onde mises en jeu dans le domaine de l'optique, les dimensions sont de l'ordre des micromètres, c'est pour cette raison que l'on rencontre aussi le terme « fibre microstructurée » dans la littérature. Les fibres optiques possédant toujours un invariant de translation selon leur axe de propagation, le cristal photonique ne peut être que uni (1D) ou bidimensionnel (2D). La lumière se propage dans le cœur de ces fibres suivant cet invariant du cristal. C'est une des particularités de l'emploi des cristaux photoniques dans les fibres optiques, on parle de cristaux photoniques hors-plan par opposition aux cristaux photoniques dans le plan. Cette notion sera détaillée aux chapitre 3.

Les fibres à cristal photonique (PCF) confinent les ondes électromagnétiques de deux manières : par réflexion total interne (RTI) et par bandes interdites photoniques (BIP). Dans le cas d'un confinement par RTI, l'indice de réfraction du cœur est plus élevé que l'indice moyen de la gaine, l'onde transmise est réfléchiée dans le cœur d'après la loi de Snell-Descartes. Dans le cas des fibres basées sur un cristal à BIP hors-plan, la lumière transmise est confinée par les bandes interdites du cristal. Ces bandes interdites correspondent à des fréquences auxquelles la lumière ne peut pas se propager dans la gaine cristalline du guide. Les radiations se propagent donc dans le cœur du guide. À noter que dans le cas des fibres à cristal BIP hors-plan, l'indice

de réfraction du cœur est inférieur ou égal aux indices des éléments composant le cristal BIP hors-plan.

Les guides THz développés au cours de cette thèse s'inspirent des fibres à cristal photonique à cœur creux (HC-PCF pour Hollow-Core Photonique Crystal Fiber) dont le confinement se fait par BIP. Le cœur est donc composé d'air et la gaine d'une structure cristalline composée d'air et silice. Ces HC-PCF permettent d'atteindre des niveaux d'atténuation linéiques très faibles de l'ordre de 1,2 dB/km [70]. Le but de cette étude est donc de conserver cette propagation dans un cœur d'air tout en adaptant le cristal pour le confinement des ondes THz pour avoir une faible atténuation. À noter qu'il existe deux types de HC-PCF : un premier type dont le cristal est une structure à maille hexagonale et un deuxième type avec les structures dites à matrice de « Kagomé ». Nous verrons dans un premier temps les modèles permettant d'analyser le comportement de fibres basées sur les cristaux à BIP d'une manière général. Dans un second temps, le principe de confinement des fibres HC-PCF à maille hexagonale et à matrice de « Kagomé » sera explicité. Enfin, l'adaptation des HC-PCF à maille hexagonale aux domaines THz sera présentée.

## 2.1 Méthode d'analyse des cristaux photoniques hors-plan

Avant d'aborder les guides THz développés au cours de cette thèse, il est nécessaire de comprendre le mécanisme de confinement des fibres à cristal BIP, et les modèles permettant de les décrire. Dans un premier temps nous verrons le modèle de Bloch, donnant une description complète du comportement des cristaux à BIP. Dans un second temps, nous verrons un modèle plus simple, permettant d'établir de manière approximative la position des BIP. Pour finir, le modèle des liaisons fortes, inspiré de la physique du solide, sera présenté.

### 2.1.1 Modèle de Bloch

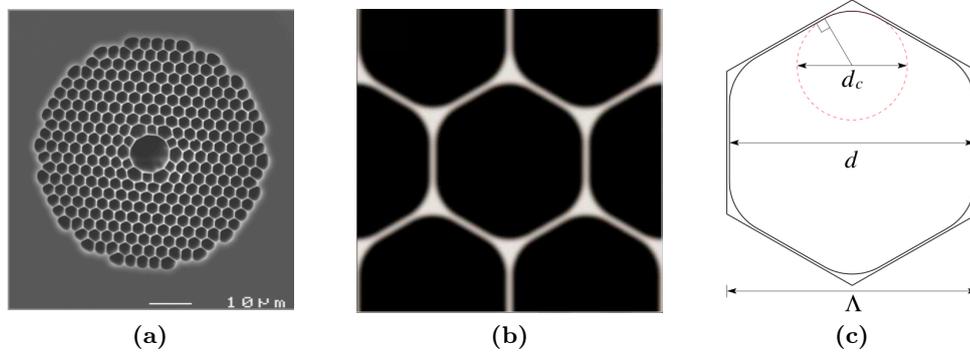
Le concept du cristal photonique fut développé d'après l'analogie entre l'équation de Schrödinger régissant la fonction d'onde des électrons libres à l'intérieur d'un cristal et l'équation de Helmholtz qui permet de décrire la propagation de la lumière dans un milieu. Il est en effet possible de faire un parallèle entre la fonction d'onde électronique et le champ électrique d'une onde électromagnétique. Le lien est aussi possible entre le potentiel vu par les électrons libres en physique du solide et l'indice de réfraction vu par l'onde électromagnétique. Cette similitude est à l'origine du développement des structures à cristal photonique [69, 71] et notamment les fibres à cristal photonique. T. Birks *et al.* [72] sont à l'origine du développement des fibres à cristal BIP hors-plan.

De manière générale, les constantes de propagation des différents modes pouvant se propager dans une fibre optique s'obtiennent grâce aux solutions numériques de l'équation de Maxwell-Helmholtz [73] :

$$(\nabla^2 + k^2 n^2) h + \nabla (\ln n^2) \times (\nabla \times h) = \beta^2 h \quad (2.1)$$

où  $h$  représente la composante transverse du champ magnétique,  $n$  le profil d'indice de la fibre,  $k$  et  $\beta$  sont respectivement la direction de propagation et la constante de propagation. Comme nous le verrons plus en détail au chapitre 3, l'orientation du cristal photonique dans les fibres est dit « hors plan » par rapport à la direction de propagation. En d'autres termes, l'invariant du cristal photonique est parallèle à la direction de propagation. Le modèle de Bloch peut être utilisé pour n'importe quel cristal à BIP. Cependant, il va être présenté ici en se basant sur le cristal d'une HC-PCF à maille hexagonale illustrée figure 2.2. Cette structure s'apparente à un « nid d'abeille », les cellules élémentaires du cristal étant hexagonales. Le cristal photonique des HC-PCF est principalement caractérisé par la périodicité du cristal  $\Lambda$ , la largeur  $d$  bord à bord des hexagone d'air du cristal comme le représente la

figure 2.2c et l'indice des matériaux.



**FIGURE 2.2** – (a) Image par microscopie électronique à balayage d'une HC-PCF (b) maille élémentaire de la gaine microstructurée à maille hexagonale [66], (c) définition de  $\Lambda$  et  $d$  du cristal d'une HC-PCF [74].

Les cristaux à BIP étant des structures périodiques, il est possible de décomposer les différents modes propres pouvant se propager dans le cristal, en ondes planes modulées par une fonction partageant la périodicité du milieu. Ce résultat est décrit par le théorème de Floquet-Bloch, et les modes qu'il décrit sont les modes de Bloch. La décomposition en ondes planes se fait par développement de Fourier de l'équation de Maxwell-Helmholtz (Cf. 2.1). Ce développement permet une représentation du cristal dans un espace réciproque. Pour cela, on introduit dans l'équation 2.1, la fonction diélectrique périodique  $n^2(\mathbf{x})$  :

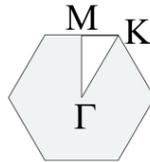
$$n^2(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}} n_{\mathbf{G}}^2 e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{x}} \quad (2.2)$$

avec le vecteur  $\mathbf{x} = (x, y)$  et  $\mathbf{G}$ , les vecteurs du cristal dans l'espace réciproque. De manière similaire, le champ magnétique transverse  $h^i(\mathbf{x})$  est introduit dans l'équation 2.1.

$$h^i(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}} h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}}^i e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{x}} \quad (2.3)$$

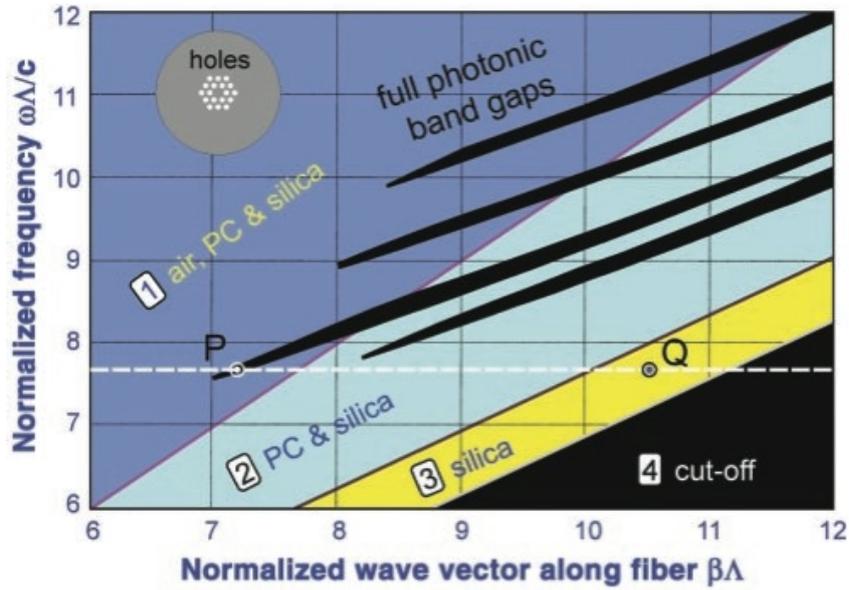
où  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde de Bloch dans le plan transverse. Le cristal étant périodique il est possible de limiter l'espace réciproque à une cellule élémentaire aussi

appelée « zone de Brillouin ». Suivant les symétries du cristal, il est possible de réduire encore la zone d'étude de l'espace réciproque à une zone encore plus réduite appelée la zone irréductible de Brillouin. La zone de Brillouin et la zone irréductible de Brillouin pour un cristal à maille triangulaire est représenté sur la figure 2.3. Il est admis que, compte tenu des symétries du cristal, le lieu de l'étude peut encore être réduit aux trois côtés du triangle définissant la zone irréductible de Brillouin. Réduire le lieu de l'étude à cette zone irréductible, d'après les plans de symétrie suppose que le cristal étudié est infini et sans défaut. Le comportement d'une fibre HC-PCF n'est donc pas complètement étudié avec cette méthode. Seul le cristal à BIP est étudié. En effet, le cœur creux de la fibre équivaut à un défaut, il n'est donc pas étudié. Ensuite, le cristal d'une HC-PCF n'est pas infini. La décomposition en ondes planes d'après le théorème de Floquet-Bloch est plus amplement développée dans le livre de J. Joannopoulos [69] en ce qui concerne la propagation dans le plan de cristal photonique. Ce théorème a ensuite été adapté aux cas des HC-PCF où le cristal est hors-plan [66, 75, 76].



**FIGURE 2.3** – Illustration de la zone de Brillouin (hexagone) et de la zone irréductible de Brillouin délimitée par les points **M**, **K** et **Γ** dans le cas d'un cristal à maille triangulaire.

Les valeurs propres de l'équation 2.1 fournies par cette décomposition en ondes planes sont ensuite reportées sur un diagramme de bandes. Ce diagramme représente toutes les valeurs propres (ici  $k$ ) existant dans le cristal, en fonction de la constante de propagation  $\beta$ . Ces deux variables sont normalisés par  $\Lambda$ , la périodicité du cristal (comme défini précédemment) pour que le diagramme puisse servir d'abaque [72, 77]. Cette représentation met ainsi en évidence l'existence ou non de valeurs propres pour l'ensemble des couples fréquence/constante de propagation possibles.



**FIGURE 2.4** – Diagramme de bandes pour une fibre composée d'une gaine à maille triangulaire air/silice [77].

Le diagramme de bandes représenté sur la figure 2.4 a été développé pour un cristal hors plan composé d'air et de silice. Les zones sombres correspondent aux couples fréquence/constante de propagation pour lesquels il n'existe pas de mode de propagation dans le cristal photonique. Dans la zone (1), la lumière peut se propager aussi bien dans l'air que dans la silice et le cristal photonique, pour la zone (2) la lumière ne peut se propager que dans le cristal photonique et la silice. La zone (3) correspond à une propagation uniquement dans la silice et aucune propagation n'est possible dans la zone (4). Ainsi, au point Q un mode peut être guidé dans le cœur solide d'une PCF puisque la lumière ne peut pas se propager dans la structure cristalline. Au point P, la lumière est libre de se propager dans l'air, mais elle ne peut pas se propager dans la gaine d'une PCF à cause du phénomène de BIP, ce sont les conditions nécessaires (mais pas suffisantes) pour une propagation dans une fibre BIP 2D à cœur creux.

Il est aussi possible de représenter les modes de propagation d'un cristal BIP en utilisant la notion de densité d'états photoniques. Par définition, la densité d'états

photonique représente le nombre d'états (ou de modes) électromagnétiques compris entre  $\beta\Lambda$  et  $\beta\Lambda + \delta(\beta\Lambda)$  [75]. Cette représentation indique ainsi la concentration de modes pour des couples fréquence/constante de propagation donnés. En général, cette représentation se fait suivant l'indice effectif des modes pouvant se propager dans le cristal en fonction de la fréquence ou de la fréquence normalisée  $k\Lambda$ .

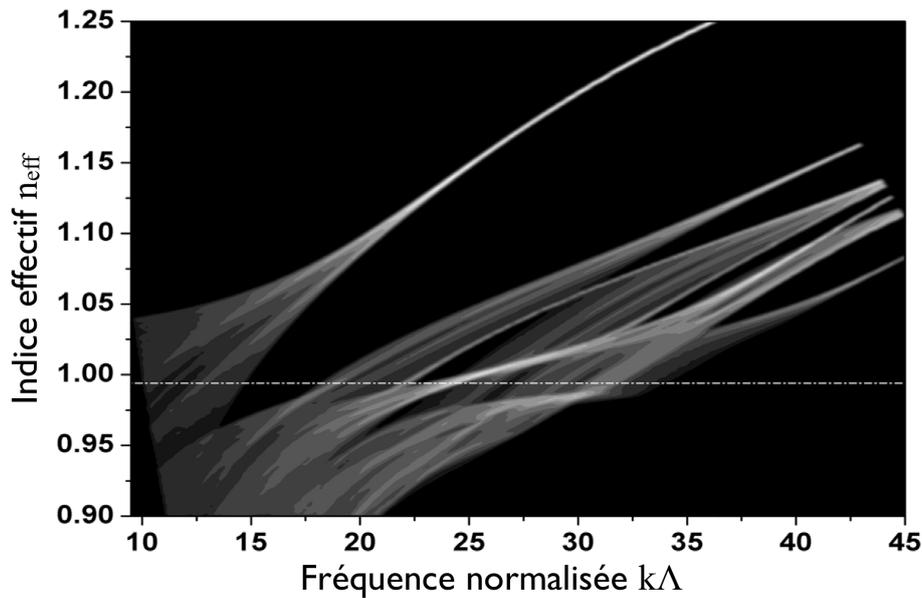


FIGURE 2.5 – Densité d'état photonique d'une gaine à maille triangulaire air/silice [66].

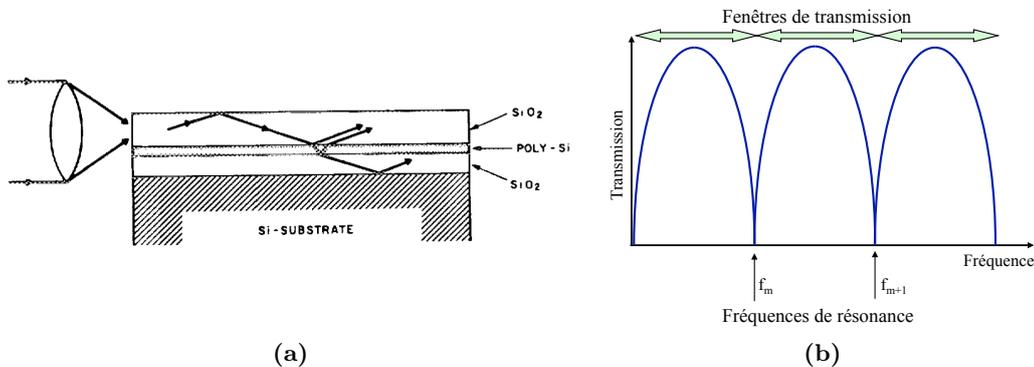
La figure 2.5 montre un exemple de densité d'états photoniques réalisée par F. Couny *et al.* [66] d'un cristal composé d'air et de silice. Les zones blanches correspondent aux densités d'états les plus élevées, quant aux zones noires elles traduisent l'absence complète de mode se propageant dans le cristal photonique. Cette représentation de la densité d'état photonique permet de délimiter la BIP ainsi que de visualiser les dispersions des différents modes se propageant dans le cristal. Cette représentation a permis d'explicitier la formation des BIP dans les cristaux à BIP hors plan [66], comme nous le verrons à la section 2.1.3. Cette méthode ne permet donc pas d'étudier le confinement des fibres HC-PCF, mais uniquement d'étudier le comportement du cristal à BIP de ces fibres. De plus, le cristal des HC-PCF n'est

pas infini, les conséquences sur la largeur des bandes autorisées et la densité des modes notamment, ne peuvent donc pas être déterminées.

### 2.1.2 Modèle ARROW

Le mécanisme de confinement réalisé avec des cristaux à BIP hors-plan unidimensionnelles et bidimensionnelles, peut aussi être explicité par le modèle ARROW (de l'anglais, Anti-Resonant Reflective Optical Waveguides). Comparé au modèle de Bloch, le modèle ARROW peut facilement être mis en œuvre pour définir les fréquences pour lesquelles le confinement n'est pas assuré. La position et les limites des BIP sont ainsi déterminées. Ces fréquences sont définies comme les fréquences de résonances.

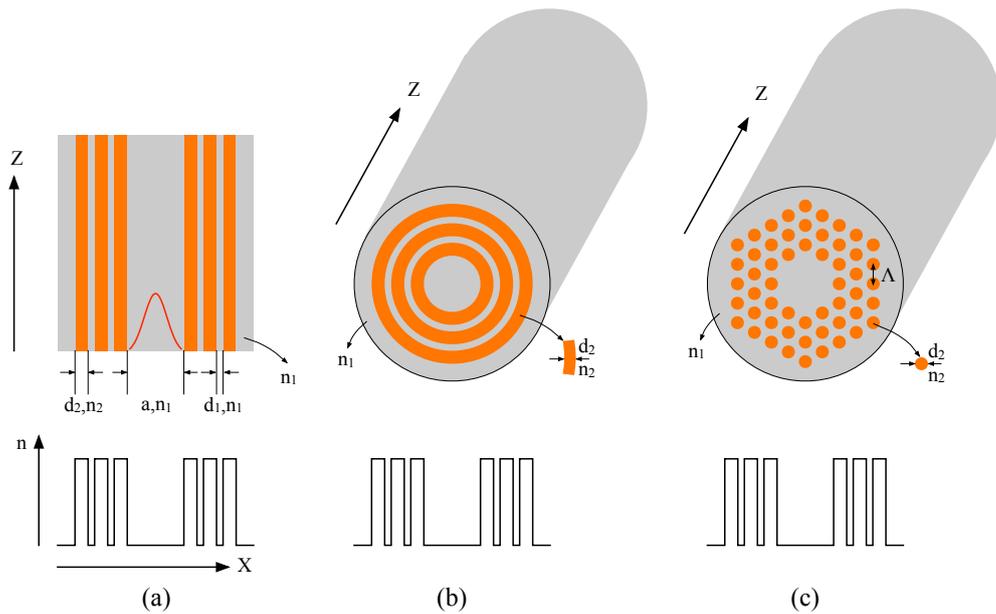
À l'origine, le modèle ARROW a été développé pour étudier la propagation d'une onde dans un guide planaire composé d'un cœur d'indice faible et d'une couche antirésonante 2.6a [78] (couche notée « POLY-Si »). Cette couche antirésonante a un indice plus élevé que celui du cœur.



**FIGURE 2.6** – (a) Schéma du guide d'onde réalisé par M. A. Duguay *et al.* [78] et dont le confinement est réalisé dans la couche « SiO<sub>2</sub> » supérieure, par réflexion totale interne au-dessus et par réflexion antirésonante en dessous. (b) Illustration des bandes de transmissions du guide, interrompues par les fréquences de résonances.

L'onde est confinée par deux mécanismes différents dans ce cas, d'un côté du cœur il s'agit d'une réflexion totale interne à l'interface air/silice, de l'autre la couche de silicium réfléchit l'onde par antirésonance. Ce premier guide permettait de pro-

pager une onde sur le mode fondamental TE le long de l'axe de propagation avec de faibles pertes. Comme l'illustre la figure 2.6b, le spectre de transmission de ce type de guide est composé de larges bandes de transmission correspondant au comportement antirésonant des couches d'indice élevé. Ces bandes de transmission sont interrompues par des bandes étroites correspondant aux fréquences de résonances de la couche d'indice élevé.



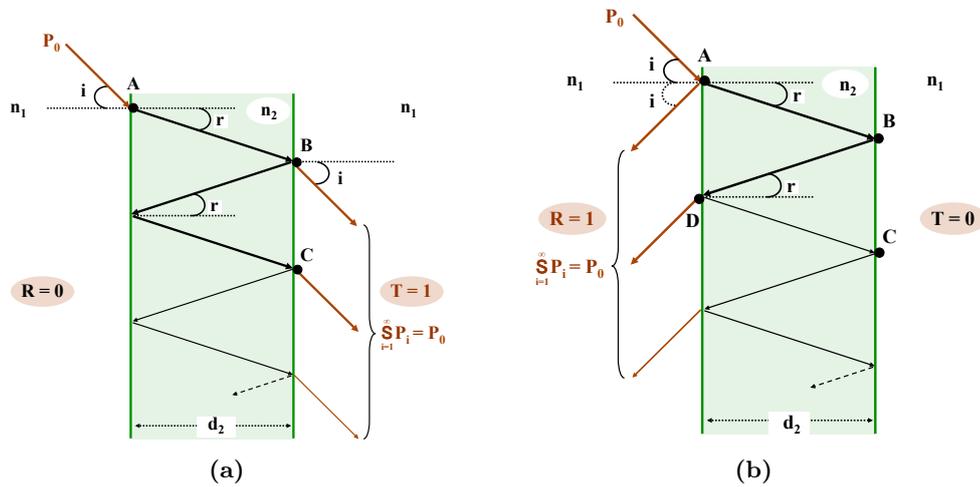
**FIGURE 2.7** – Schéma représentant un guide planaire à multiples couches antirésonantes (a) une fibre à couches concentriques antirésonantes (cristal BIP 1D) (b) et une fibre dont le crista est à maille triangulaire (cristal BIP 2D) (c) [79].

Par la suite, ce modèle a été transposé aux guides planaires composés de multiples couches antirésonantes (Fig. 2.7a) ainsi qu'aux fibres à multiples couches concentriques antirésonantes (Fig. 2.7b) et aux fibres à maille triangulaire (Fig. 2.7c) [79, 80].

### 2.1.2.1 Principe de résonance et d'antirésonance

Afin d'appréhender le comportement de ce type de guide, il est possible de faire un parallèle avec l'interféromètre de Fabry-Perot. Cet interféromètre est constitué

de deux surfaces planes rigoureusement parallèles l'une par rapport à l'autre (Cf. 2.8). L'indice de réfraction noté  $n_2$  du milieu compris entre les deux surfaces planes se trouve dans un milieu d'indice  $n_1$ , avec  $n_1 < n_2$ . Lorsque la lumière pénètre dans la cavité, elle va effectuer plusieurs aller-retour entre les deux plans de la cavité. La lumière ressort seulement partiellement à chaque réflexion. Les rayons lumineux sortant de l'interféromètre présentent un déphasage les uns par rapport aux autres car ils n'ont pas parcouru le même chemin optique. Ces rayons vont donc interférer entre eux de manière constructive ou destructive. La figure 2.8 représente le schéma d'une cavité Fabry-Perot dans le cas de la résonance et de l'antirésonance.



**FIGURE 2.8** – Représentation schématique d'un interféromètre de Fabry-Perot. (a) Cavité en résonance : les rayons tombant sur le résonateur sont totalement transmis, (b) Cavité en antirésonance : les rayons frappant la cavité sont totalement réfléchis [81].

Dans le cas de la figure 2.8a, le rayon arrivant sur l'interféromètre au point A entraîne l'apparition de rayons parallèles en sortie de cavité. Pour simplifier les choses, considérons uniquement les rayons transmis aux points B et C. Ces deux rayons présentent un déphasage  $\Delta\Phi_T$ , l'un par rapport à l'autre pouvant s'écrire :

$$\Delta\Phi_T = \frac{2\pi}{\lambda} 2n_2 d_2 \cos r \quad (2.4)$$

Ces deux rayons peuvent interférer entre eux ainsi qu'avec tous les rayons transmis.

La valeur du déphasage va déterminer si les interférences sont constructives ou destructives. Dans le cas des interférences constructives, les rayons arrivant au point A sont transmis, la cavité est en résonance. Le déphasage dépend de l'angle d'incidence interne noté  $r$ . Certaines valeurs de cet angle permettent donc d'avoir des interférences constructives. Ainsi, pour un angle  $r$  donné, certaines longueurs d'onde seulement autorisent la transmission des rayons. On obtient donc les interférences constructives si le déphasage  $\Delta\Phi_T$  vaut :

$$\Delta\Phi_T = 2\pi m \quad (2.5)$$

On peut donc écrire que l'on obtient un maximum de transmission pour :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos r = \pi m, \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (2.6)$$

Comme l'illustre la figure 2.8b, les rayons réfléchis en entrée de la cavité peuvent également interférer entre eux. Considérons les deux rayons réfléchis aux points A et D. Le déphasage entre ces deux rayons vaut :

$$\Delta\Phi_R = \frac{2\pi}{\lambda} 2n_2 d_2 \cos(r + \pi) \quad (2.7)$$

Selon la valeur du déphasage  $\Delta\Phi_R$ , il est possible d'avoir des interférences constructives ou destructives. Le maximum de réflexion (interférences constructives en réflexion) est obtenu lorsque le déphasage vaut :

$$\Delta\Phi_R = 2\pi m, \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (2.8)$$

La cavité est donc antirésonante si la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos r = \pi \left( m + \frac{1}{2} \right) \quad (2.9)$$

### 2.1.2.2 Guides à cristal photonique 1D

Les études théoriques des guides planaires ont permis d'établir le modèle AR-ROW dans un premier temps [78, 82]. En effet, les couches d'indice élevé placées de chaque côté du cœur d'indice plus faible, se comportent comme des résonateurs Fabry-Perot. Ces couches peuvent donc être résonantes ou antirésonantes. L'état des couches peut donc être caractérisé par la relation suivante :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos r = \pi (m + \sigma) \text{ avec } m \in \mathbb{N}^* \quad (2.10)$$

avec  $\sigma = 0$  pour la résonance et  $\sigma = 1/2$  pour l'antirésonance. Les longueurs d'ondes de résonance et d'antirésonance des couches d'indice élevé peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2n_2 d_2}{m + \sigma} \cos r \quad (2.11)$$

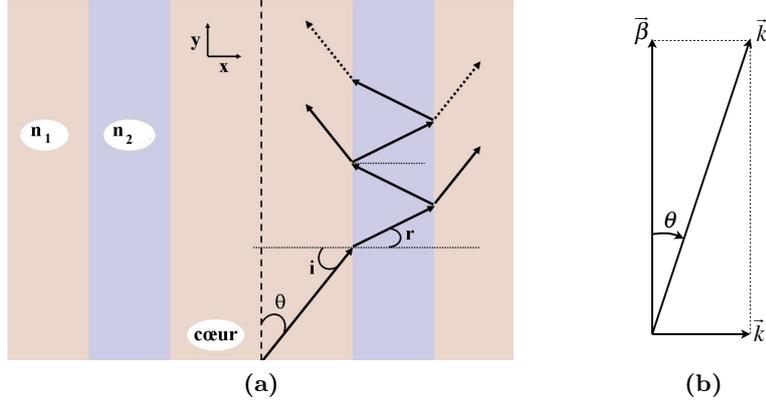
En développant l'expression à l'aide de la loi de Snell-Descartes, il est possible d'exprimer ces longueurs d'onde en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  de l'onde se propageant dans le guide [81]. La figure 2.9a illustre la propagation d'une onde dans un guide planaire. L'équation 2.11 devient :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2d_2}{m + \sigma} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 (1 - \sin^2 \theta)} \quad (2.12)$$

Une onde envoyée dans le cœur du guide planaire avec un angle  $\theta$  est caractérisée par le vecteur d'onde de norme  $\|k\| = \frac{2\pi}{\lambda} n_1$ . Par définition, ce vecteur d'onde peut être décomposé comme suit (Cf. figure 2.9b) :

$$\vec{k}^2 = \vec{\beta}^2 + \vec{k}_t^2 \quad (2.13)$$

avec  $\vec{\beta}$  la constante de propagation et  $\vec{k}_t$  la composante transversale. L'onde propagée dans le cœur peut interférer de manière constructive et donner lieu à un mode



**FIGURE 2.9** – (a) Représentation schématique d'un guide planaire et du trajet d'une onde envoyée avec un angle  $\theta$  dans le cœur du guide [81]. (b) représentation schématique de la direction de propagation  $\vec{k}$  dans un guide est de ses composantes longitudinale  $\vec{\beta}$  et transversale  $\vec{k}_t$ .

guidé d'ordre  $p$ . Un mode guidé est une configuration spécifique du champ électromagnétique qui se propage suivant l'axe  $y$  et qui est stationnaire selon l'axe  $x$ . Les contraintes imposées au champ électrique de l'onde aux interfaces cœur/gaine se traduisent par la relation suivante :

$$\vec{k}^2 - \vec{\beta}^2 = p^2 \frac{\pi^2}{(a)^2} = \vec{k}_t^2 \quad (2.14)$$

Dans ce cas,  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde du mode d'ordre  $p$  ( $p \in \mathbb{N}^*$ ). Il est également possible d'exprimer l'angle d'incidence  $\theta$  en fonction de  $\lambda$ ,  $n_1$  et  $a$  :

$$\sin \theta = \frac{k_t}{k} = \frac{p\lambda}{an_1} \quad (2.15)$$

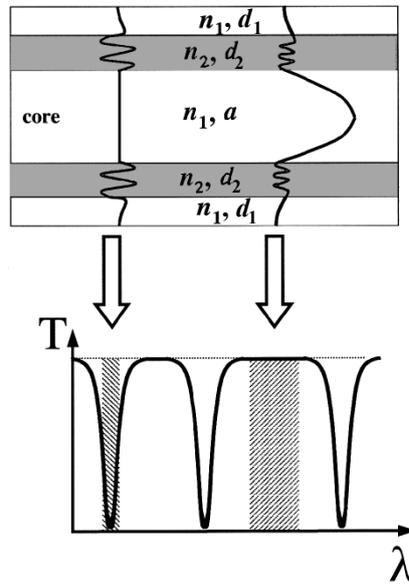
l'équation 2.12 peut ainsi se mettre sous la forme :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2d_2}{m + \sigma} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \left( 1 - \left( \frac{p\lambda}{an_1} \right)^2 \right)} \quad (m \text{ et } p \in \mathbb{N}^*) \quad (2.16)$$

En supposant que l'angle d'incidence du mode de cœur est faible, on peut écrire que  $\sin \theta = \frac{p\lambda}{an_1} \ll 1$ . Le terme  $\frac{p\lambda}{an_1}$  peut donc être négligé dans l'équation 2.16. Ainsi,

les longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des couches d'indice élevé  $n_2$ , vont correspondre aux longueurs d'onde donnant respectivement les minima  $\lambda_{min}$  et les maxima  $\lambda_{max}$  de transmission d'un guide planaire, comme l'illustre la figure 2.10. On peut établir les deux expressions suivantes :

$$\lambda_{min} = \frac{2d_2}{m} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad ; \quad \lambda_{max} = \frac{4d_2}{2m+1} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (2.17)$$



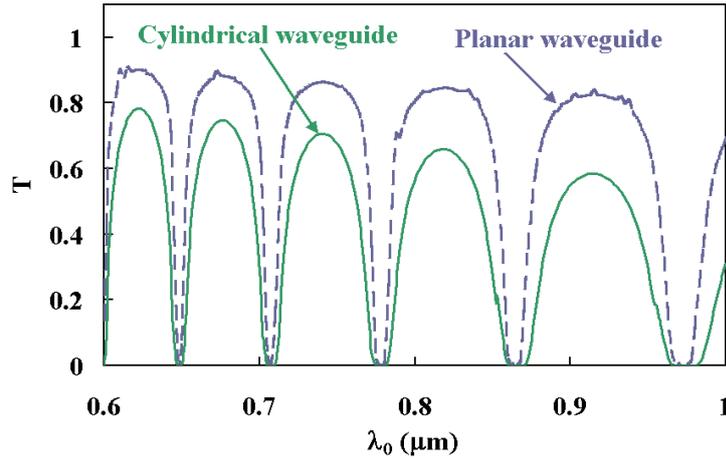
**FIGURE 2.10** – Schéma d'une structure ARROW (en haut) en considérant  $n_1 < n_2$ , avec l'illustration d'un comportement résonant (à gauche) et antirésonant (à droite), le spectre de transmission est illustré en dessous [82].

Il est à noter que ce modèle est valable uniquement si les couches d'indice élevé du guide planaire supportent au moins un mode de résonance, soit en respectant la condition suivante :

$$\frac{\lambda}{d_2} \leq 2\sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (2.18)$$

L'épaisseur des couches d'indice faible étant très inférieure à la taille du cœur, soit  $d_1 \ll a$ , celles-ci ne peuvent donc supporter aucun mode de propagation. Ces couches sont donc toujours antirésonantes. L'équation définissant les conditions d'antirésonance des couches d'indice faible, peut donc être négligée.

A. Abeeluck et al. [83] ont réalisé des simulations par BPM (Beam Propagation Method) pour comparer la transmission d'un guide circulaire et d'un guide planaire possédant la même épaisseur de couche d'indice élevé. Les indices considérés sont identiques pour les deux guides, avec  $n_1 < n_2$  (Cf. figure 2.11). Ils ont ainsi pu

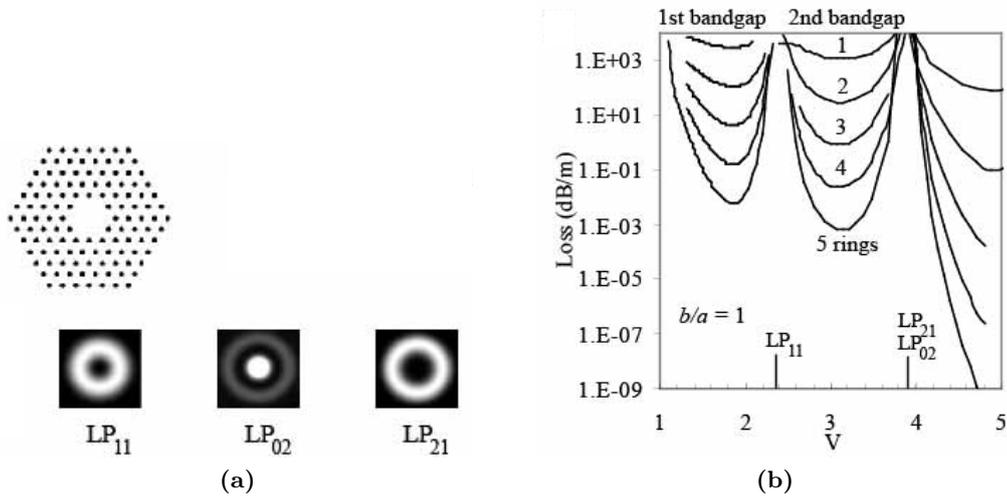


**FIGURE 2.11** – Comparaison des simulations par BPM entre un guide planaire et un guide circulaire possédant la même épaisseur de couche anti-résonante et les mêmes indices [83].

démontrer que les maxima et les minima de transmission sont identiques pour les deux types de guide, ainsi que pour les fibres à couches multiples 1D. En effet, on peut remarquer que les équations 2.17 dépendent uniquement des indices des deux matériaux constituant les guides et l'épaisseur  $d_2$  du milieu d'indice élevé. La taille du cœur et l'épaisseur des couches d'indice plus faible n'ont pas d'influence sur la position des bandes de transmission d'après ce modèle. Ainsi les équations 2.17 établit pour les guides planaires peuvent aussi s'appliquer aux guides circulaires. Concernant la validité du modèle pour les guides circulaires étudiés par A. Abeeluck *et al.*, la condition dictée par l'équation 2.18 et établie pour les guides planaires doit aussi être respectée. Même si le modèle ARROW ne permet pas de définir complètement les caractéristiques des guides à confinement par antirésonance, il permet d'avoir un aperçu des bandes de transmission et d'initialiser les paramètres optogéométriques d'une gaine multicouche.

## 2.1.2.3 Guides à cristal photonique 2D

Le modèle ARROW a aussi été étudié dans le cas de guides à cristal photonique 2D à cœur solide représentées figure 2.7c [84]. La gaine de celles-ci est composée de plots de matériau d'indice élevé  $n_2$  et de diamètre  $d_2$ , régulièrement espacés d'une distance  $\Lambda$  selon une maille triangulaire et maintenus dans une matrice d'indice plus faible  $n_1$ . Le cœur du guide est obtenu par le retrait de plots (sept dans le cas de la figure 2.7c) et sont remplacés par le matériau d'indice plus faible. Dans cette configuration le confinement s'effectue dans le cœur du guide, par BIP.



**FIGURE 2.12** – (a) Figures en champ proche des premiers modes dans les plots d'une fibre à BIP 2D solide. Les pertes d'une fibre à BIP 2D sont représentées en (b) avec la fréquence de coupure des modes de plots [85]. Les premiers modes de résonances des plots d'indice élevé ( $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{21}$ ) sont identifiées sur le diagramme des pertes.

Lorsque l'on observe sur la figure 2.12 réalisée par A. Argyros *et al.* [85], les pertes de cette fibre en fonction de la fréquence spatiale normalisée  $V = \frac{\pi d_2}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}$ , où  $n_2$  et  $n_1$  représentent respectivement l'indice des plots et celui de la matrice entourant les plots et  $d_2$  le diamètres des plots, on constate que les bandes de transmission de la fibre se trouvent entre deux fréquences de résonance successives des modes de plots. Un modèle peut être établi pour déterminer les minima de transmission, soit les modes de coupure de ce genre de guide, cependant les équations

établies pour les guides planaires et circulaires à couches antirésonantes ne sont pas applicables.

Il est possible de faire un parallèle avec le comportement d'un résonateur de Fabry-Perot ; lorsque l'on se trouve à la fréquence de résonance des plots haut indice, le champ n'est plus confiné dans le cœur du guide. En effet, chaque cylindre peut être considéré comme un résonateur. Les conditions de résonance des inclusions cylindriques prises individuellement sont obtenues à partir des zéro des équations de Bessel pour les modes transverses magnétiques, transverses électriques et les modes hybrides (TE, TM et HE) :

$$J_l(k_t d_2/2) = 0 \quad (2.19)$$

avec  $J_l$  la fonction de Bessel d'ordre  $l$ . Pour donner un exemple, les modes,  $TE_{0m}$ ,  $TM_{0m}$ , la condition de coupure est  $J_0(k_t d_1/2) = 0$  et pour les modes  $HE_{1m}$ , la condition de coupure est  $J_1(k_t d_2/2) = 0$ .  $k_t = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}$  correspond à la composante transversale du mode se propageant dans un plot. Il est possible d'approximer la fonction de Bessel  $J_l(k_t d_2/2)$  par une fonction cosinus lorsque  $k_t d_1/2 \ll l$  :

$$J_l(k_t d_2/2) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_t d_2/2}} \cos(k_t d_2/2 - l\pi/2 - \pi/4) \quad (2.20)$$

on peut en déduire la condition de résonance suivante [79] :

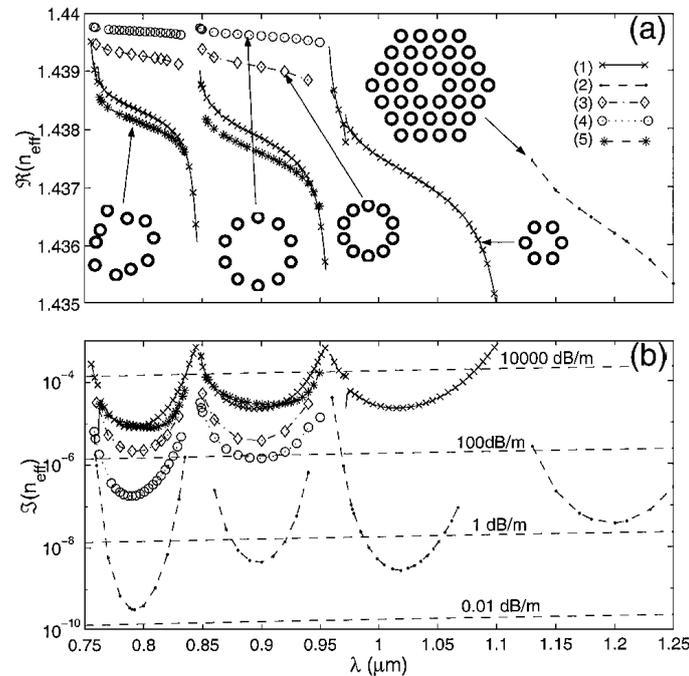
$$k_t d_2/2 - l\pi/2 - \pi/4 = (2v - 1)\pi/2 \text{ avec } v \in \mathbb{N} \quad (2.21)$$

ce qui permet d'écrire l'expression des longueurs d'onde de résonance des inclusions cylindriques [80] :

$$\lambda_{min} \approx \frac{4d_2}{2m + 1} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (2.22)$$

avec  $m = 2v + l = 0, 1, 2, \dots$ . Comme pour les guides planaires et les fibres de Bragg, le modèle ARROW est valable tant que les inclusions respectent la relation 2.18.

De plus, la position des BIP est aussi déterminée par les caractéristiques optogéométriques des inclusions d'indice élevé, en l'occurrence leurs diamètres et l'indice optique des deux milieux. On peut remarquer que l'espacement des plots n'est pas pris en compte dans le calcul. Les études théoriques sur le modèle ARROW montrent en effet que l'épaisseur des couches d'indice faible  $d_1$  pour les fibres à confinement par antirésonance (fibres 1D) [82] comme nous l'avons vu précédemment, et l'espacement  $\Lambda$  des plots pour les fibres à BIP 2D solides [80, 84], ne modifie pas la position des bandes de transmission de ces guides.



**FIGURE 2.13** – Le premier graphique (a) montre l'influence de différents agencements des plots d'indice élevée sur les parties réelles des indices effectifs des modes de cœur d'une fibre à BIP 2D solide, (b) représente les parties imaginaires des indices effectifs des modes de cœur pour ces mêmes agencements [84]. La courbe (1) correspond à un seul anneau hexagonal de tiges espacées de  $\Lambda = 5,64 \mu\text{m}$ ; la courbe (2), 3 anneaux hexagonaux de tiges espacées de  $\Lambda = 5,64 \mu\text{m}$ ; la courbe (3), un anneau circulaire de 10 tiges espacées de  $\Lambda = 5,03 \mu\text{m}$ ; la courbe (4), un anneau circulaire de 10 tiges espacées de  $\Lambda = 7,09 \mu\text{m}$  et la courbe (5), un arrangement aléatoire de 10 tiges autour de la région du cœur.

La figure 2.13 présente l'évolution des parties réelles et imaginaires de l'indice effectif du mode  $\text{LP}_{01}$  se propageant dans le cœur du guide pour différents agen-

cements des plots d'indice élevé. Trois types d'agencements ont été simulés par une méthode numérique (multipôle) [84] : un agencement aléatoire des plots autour du cœur (courbes notées (5) sur la figure 2.13), un agencement circulaire régulier (courbes (3) et (4)) et un agencement hexagonal régulier qui correspond donc à une maille triangulaire (courbes (1) et (2)). On peut remarquer que pour ces différents agencements des plots, la position des bandes de transmissions n'est pas modifiée. Ceci confirme donc l'approche du modèle ARROW.

Cependant, il est important de remarquer que l'agencement des plots a une influence sur l'indice effectif complexe, sachant qu'il est possible de relier la partie imaginaire de l'indice effectif à l'atténuation linéique. Pour mieux comprendre, il est utile de préciser que le champ électrique  $\vec{E}(x,y,z)$  se propageant dans un guide s'exprime ainsi :

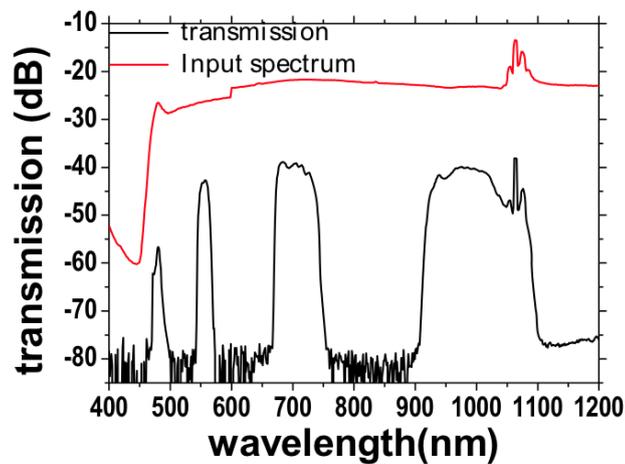
$$\vec{E}(x,y,z) = \vec{E}(x,y)e^{-i\beta z}e^{\alpha z} = \vec{E}(x,y)e^{-iz\frac{2\pi}{\lambda}(\Re(n_{eff})-i\Im(n_{eff}))} \quad (2.23)$$

où  $\beta$  représente la partie réelle de la constante de propagation du mode de cœur,  $n_{eff}$  est l'indice effectif complexe de ce mode et  $\alpha$  représente les pertes de propagation du guide. Ces pertes sont directement proportionnelles à la partie imaginaire de l'indice effectif.

Ainsi, les indices effectifs complexes calculés (Fig. 2.13b), pour différents arrangements des plots dans la gaine de la fibre, ont permis de démontrer l'influence de l'agencement des plots sur les pertes [84]. Considérons tout d'abord les différents agencements des plots sur un seul anneau. Dans une certaine mesure, un plus grand espacement des plots permet d'atteindre des niveaux d'atténuation plus faibles (la taille du cœur créé par le retrait d'un plot, va dépendre de l'espacement). L'agencement triangulaire semble donc l'un des moins performant. Cependant, cet agencement dont l'espacement périodique des plots est noté  $\Lambda$ , est beaucoup plus simple à mettre en œuvre lorsque le nombre d'anneaux hexagonaux de tiges doit être augmenté. En effet, l'espacement est ainsi toujours constant. Les simulations réalisées

avec une maille triangulaire de trois anneaux de tiges démontrent l'influence du nombre d'anneau. L'atténuation linéique obtenue est beaucoup plus faible qu'avec un seul anneau.

Par la suite, une fibre à BIP 2D solides a été réalisée par F. Luan *et al.* en se basant sur le modèle ARROW pour prédire les bandes de transmissions de cette fibre [86]. Les mesures ont confirmé la validité du modèle ARROW pour ce genre de fibres (Fig. 2.14) [86].



**FIGURE 2.14** – Comparaison du spectre injecté dans une fibre BIP 2D solide et du spectre en sortie de cette fibre [86].

Le modèle ARROW peut donc être facilement utilisé pour les guides planaires, les fibres à confinement par antirésonance ainsi que les fibres à BIP 2D solides. Ce modèle permet ainsi de donner une allure générale du spectre de transmission de ces guides, avec comme principale condition que les inclusions d'indice élevé puissent supporter au moins un mode. Il est à noter que les études qui ont permis d'établir le modèle ARROW sont basées sur l'utilisation de guides entièrement solides, des guides à cœur creux basé sur le confinement par antirésonance ont aussi été étudiés avec le modèle ARROW [87]. Nous verrons par la suite qu'il est possible d'utiliser ce modèle pour les guides THz composés d'air développés au cours de cette thèse. Cependant, bien que ce modèle soit simple à mettre en œuvre, il ne permet que

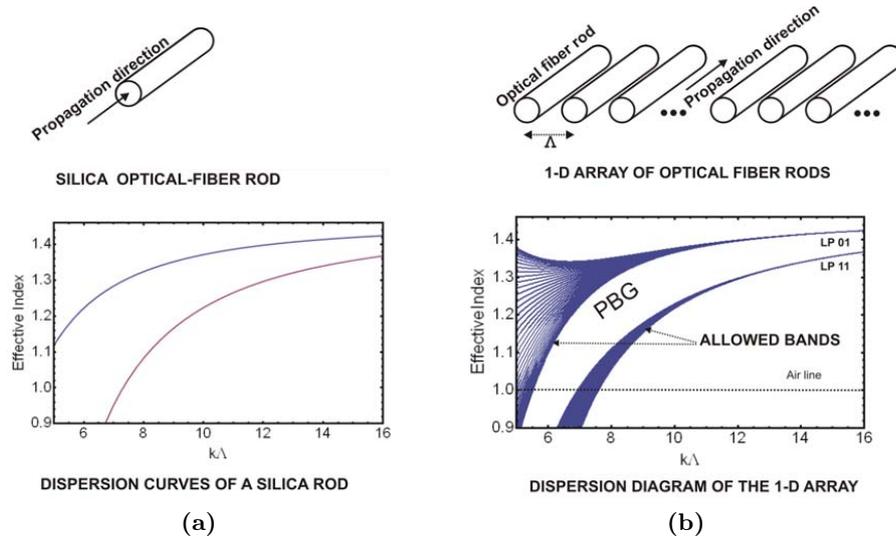
de définir les positions des BIP. La largeur des bandes autorisées du cristal résultant d'une hybridation des modes du cristal n'est ni prise en compte, ni expliquée par le modèle ARROW. Ces modes correspondant aux modes de la gaine, il n'est donc pas possible de déterminer quantitativement la largeur des BIP permettant la propagation d'un mode de cœur. De plus l'évolution de l'indice effectif du mode de cœur en fonction de la fréquence ne peut pas être déterminé par ce modèle. Pour tenir compte des couplages entre les inclusions et déterminer l'évolution des indices effectifs des modes de ces structures à cristal photonique, il est nécessaire d'utiliser un modèle plus complet, comme le modèle de Bloch, qui va être plus complexe à mettre en œuvre.

### 2.1.3 Modèle des liaisons fortes

Récemment le mécanisme des liaisons fortes issus de la physique du solide a été explicité simplement pour les cristaux à BIP des fibres optiques [88]. Afin d'expliquer simplement le mécanisme des liaisons fortes, l'étude de F. Benadid *et al.* [88] part d'une structure composées uniquement de plots de silice dans de l'air. Bien que l'exemple présenté ici se base sur un cristal air/silice 1D, le modèle des liaisons fortes simplifié permet d'expliquer la formation des bandes autorisées (Cf. §2.1.1) des cristaux à maille triangulaire (2D) qu'ils soient composées d'un diélectrique et d'air ou entièrement solides.

Un plot de silice du cristal considéré, est comme un guide optique confinant la lumière par RTI et dont les modes de propagation sont connus et identifiés (Cf. Fig. 2.15a). Si l'on considère maintenant ces guides optiques régulièrement réparties dans de l'air, on peut constater, d'après le diagramme de bandes illustré figure 2.15b, que des bandes de modes apparaissent autour des modes de propagation d'un seul plot. Compte tenu de la distance séparant les guides, les modes de propagation équivalents de ces guides peuvent se coupler entre eux 2.15b. Ces couplages engendrent ainsi des bandes de modes autorisés. Cependant ces bandes autorisées ne recouvrent pas

entièrement le diagramme de dispersion. Certains couples indices effectifs/fréquence normalisés ne supportent aucun mode. Ces zones correspondent aux BIP car aucun mode correspondant à ces couples indices effectifs/fréquence ne peuvent se propager que ce soit dans les guides ou entre elles.



**FIGURE 2.15** – (a) illustration d'un guide optique ainsi que le diagramme de dispersion des deux premiers modes pouvant se propager dans ce guide, (b) illustration de plusieurs guides régulièrement espacées avec le diagramme de dispersion de cette structure [88].

Plus précisément, on peut constater sur le diagramme que, pour des valeurs de  $k\Lambda$  élevées, les bandes de modes autorisées sont très étroites. Ceci correspond à un fort confinement des modes dans les différents plots de silice, d'après le parallèle qu'il est possible de faire avec le modèle des liaisons fortes de la physique du solide. Pour les valeurs de  $k\Lambda$  plus faibles, les longueurs d'ondes considérées sont plus élevées, les modes des plots sont de moins en moins bien confinés, ils deviennent évanescents. Le mode d'un plot se couple donc avec les modes équivalents des plots aux alentours, on parle d'hybridation de ces modes. Ceci se traduit par un élargissement de la bande de modes autorisées. Ces différentes possibilités de couplages entre les modes équivalents dépendent du nombre de plots que la structure cristal comporte. Plus il y a de plots, plus la bande autorisée va s'approcher d'un continuum de modes. À noter

que la largeur de bandes de modes autorisées dépend aussi de l'espacement entre ces plots. Ainsi, le modèle des liaisons fortes permet d'expliquer la formation des bandes autorisées et des BIP. Bien que l'explication soit basé sur un modèle simple de guides régulièrement espacées, ce modèle peut être utilisé pour comprendre le comportement de cristaux à BIP 2D plus complexes, comme nous allons le voir par la suite.

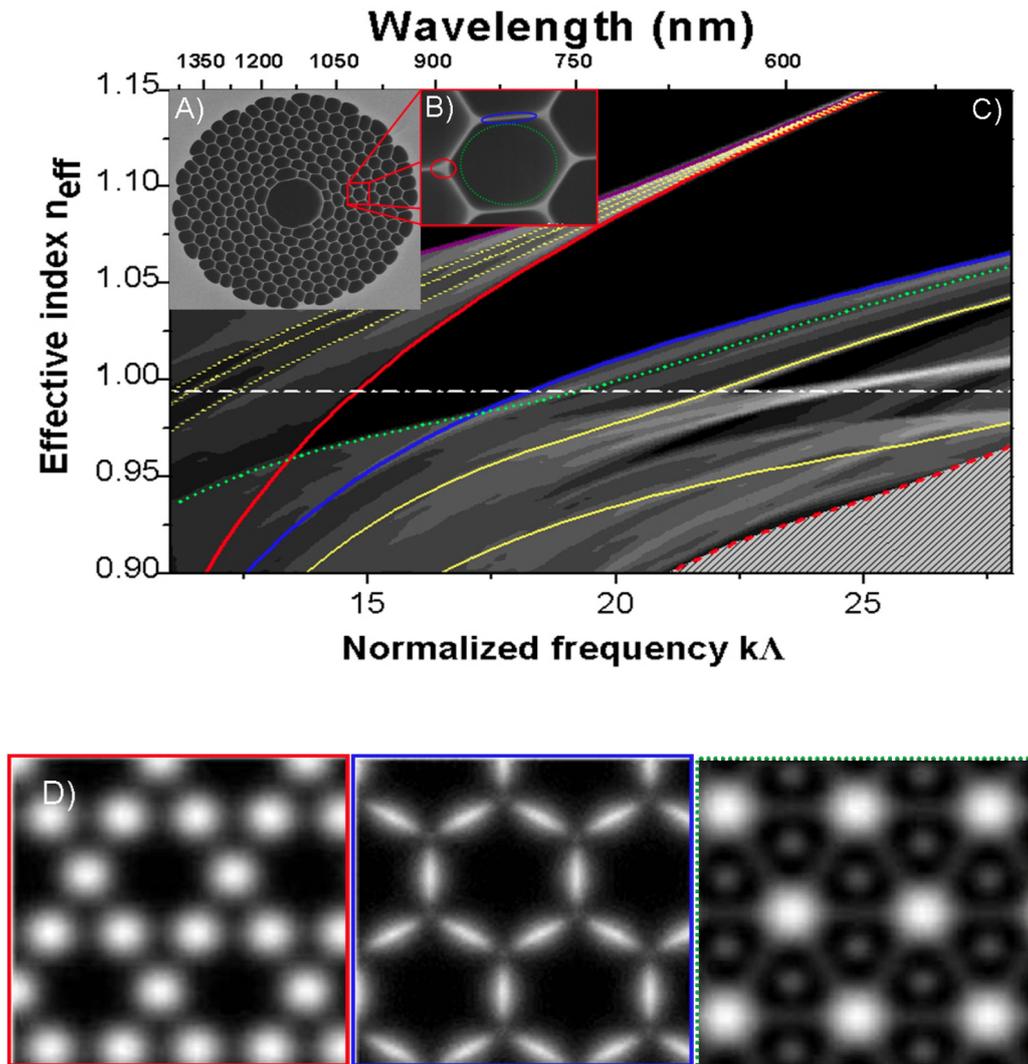
## 2.2 Fibres à cœur creux étudiées

### 2.2.1 Fibres HC-PCF à maille hexagonale

L'une des premières fibres à cœur creux développées est la fibre HC-PCF à maille hexagonale. Elle comprend une gaine cristalline composée d'air et de silice. Cette fibre est illustrée sur la figure 2.16a.

Comme nous l'avons vu à la section 2.1.1, la décomposition en ondes de Bloch peut être utilisée pour déterminer le diagramme de bandes des cristaux à maille hexagonale des fibres HC-PCF. F. Couny *et al.* [66] ont démontré le lien qui existe avec le modèle des liaisons fortes. La structure cristalline peut être décomposée en trois éléments : les plots, les ponts de silice et les trous d'air. Chaque type d'élément a ses modes de résonance propres. Ainsi, chaque élément doit être pris en compte dans le mécanisme de guidage en les considérant comme des résonateurs couplés entre eux.

La figure 2.16b, illustre cette décomposition en trois éléments : les plots sont identifiés en rouge, les ponts de silice joignant les plots en bleu et les trous d'air sont identifiés par les pointillés verts. Il a ainsi été possible d'identifier la contribution de chacun de ces résonateurs à la formation de la BIP. En effet les trois types de résonateurs de la gaine microstructurée permettent de propager des modes bien particuliers qui définissent les bords de la BIP. Le bord supérieur de la BIP est lié à un mode de plots, le bord inférieur est défini par un mode des trous d'air aux grandes longueurs d'onde et par un mode des ponts de silice aux courtes longueurs

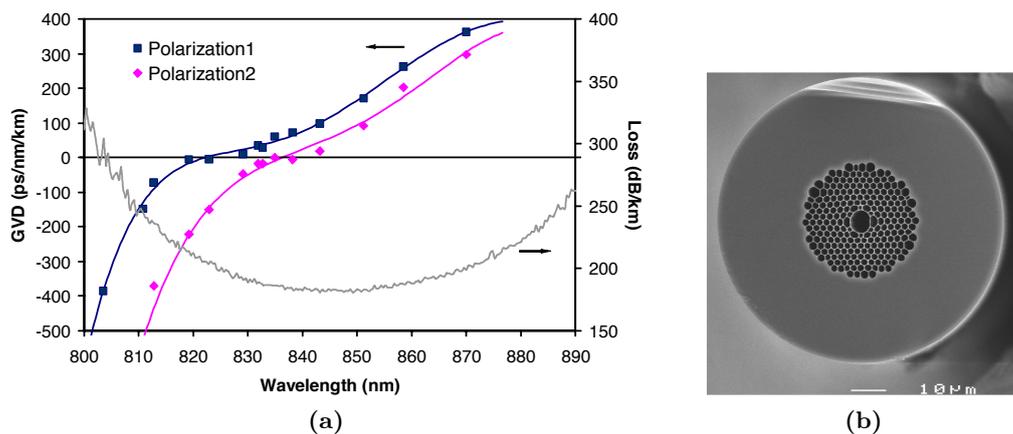


**FIGURE 2.16** – (a) Image d'une fibre BIP-2D à cœur creux avec un zoom sur une maille élémentaire où les différents types de résonateur sont mis en évidence (b). (c) Densité d'états photonique de la gaine microstructurée où les différentes contributions des résonateurs sont mises en évidence. (d) illustration des modes correspondant aux résonateurs présentés en (b) [66].

d'onde (Fig. 2.16c). Les figures de diffraction en champ proche de ces différents modes obtenus par simulation sont représentées figure 2.16d en reprenant les couleurs respectives de chaque résonateur de la figure 2.16b. Ceci a été corroboré par une imagerie expérimentale en champ proche [66].

Ainsi l'analyse en champ proche a permis d'identifier les différents éléments résonant du cristal. Le lien est ainsi fait avec le modèle des liaisons fortes qui peut être appliqué pour chaque éléments résonants que sont les ponts et les plots de silice et les trous d'air, comme on peut le voir sur les figures 2.16c. Si le modèle de Bloch sert à établir une carte complète des densités d'état photonique du cristal étudié, le modèle des liaisons fortes permet d'expliquer la formation des bandes autorisées. Cependant, comme cela a déjà été précisé, la méthode de décomposition en ondes de Bloch ne peut pas prendre en compte le défaut introduit dans les HC-PCF pour obtenir le cœur creux.

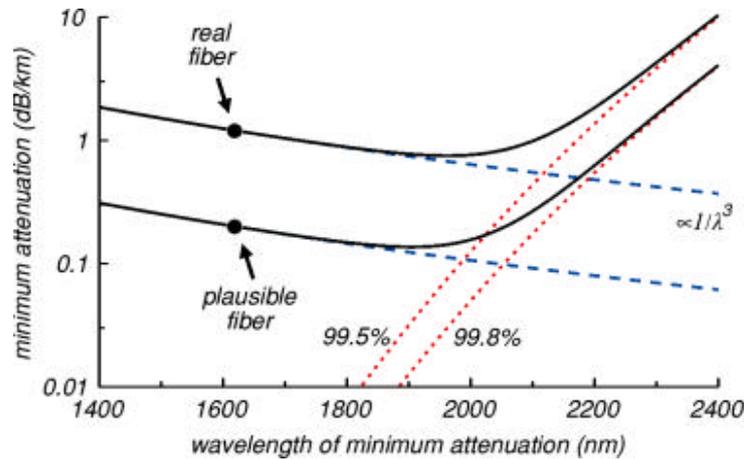
G. Bouwmans *et al.* [89] ont étudiée expérimentalement le confinement du mode de cœur dans une fibre HC-PCF. Les résultats sont représentés sur la figure 2.17. Seul le confinement réalisé par la première BIP a été étudié. On constate que le confinement est réalisé sur une plage spectrale allant de 800 nm à 900 nm, avec une atténuation minimale de 180 dB/km à 850 nm.



**FIGURE 2.17** – (a) Graphique de la dispersion (notée GVD) de deux modes de cœur polarisés et de l'atténuation linéique d'une fibre HC-PCF représentée en (b) en fonction de la longueur d'onde [89].

La dispersion, notée GVD (pour group velocity dispersion) sur le graphique, traduit l'allongement temporel d'une impulsion optique au cours de sa propagation dans le cœur d'un guide d'onde.

On peut observer sur le graphique de la figure 2.17a, que les dispersions sont négatives en dessous de 830 nm, ce qui correspond à une dispersion normale. Au dessus de 830 nm la dispersion devient positive, on parle alors de dispersion anormale. La dispersion reste relativement faible sur le spectre. De plus, elle est nulle autour de 830 nm. Ainsi, une impulsion optique n'est que peu élargie. De plus, cette courbe dépend du confinement par BIP et peut donc être translatée à différent domaine du spectre selon la topologie du cristal.



**FIGURE 2.18** – Modélisation de l'atténuation minimale d'une fibre HC-PCF de 19 défauts, basées sur des valeurs d'atténuation réelles et plausibles [70].

Il est à noter que des atténuations encore plus faibles peuvent être obtenues. Une atténuation de 1,2 dB/km a déjà été atteint à 1620 nm avec une HC-PCF [70]. Il semble possible d'atteindre des niveaux d'atténuation encore plus faibles de 0,2 dB/km (Cf. figure 2.18)

Le confinement dans un cœur d'air par BIP présentent donc certains avantages. La dispersion peut être relativement faible sur les bandes de transmission. Ceci évite d'allonger les impulsions optiques. D'autres part, la faible atténuation linéique des fibres HC-PCF permet d'utiliser les HC-PCF sur des distances kilométriques. La

maitrise des dimensions du cristal BIP et de la taille de cœur permet de contrôler l'atténuation et la dispersion des HC-PCF. Enfin la faible fraction de champ dans la silice ( $\approx 1\%$ ) obtenue avec cette fibre est potentiellement intéressant à transposer dans le domaine THz.

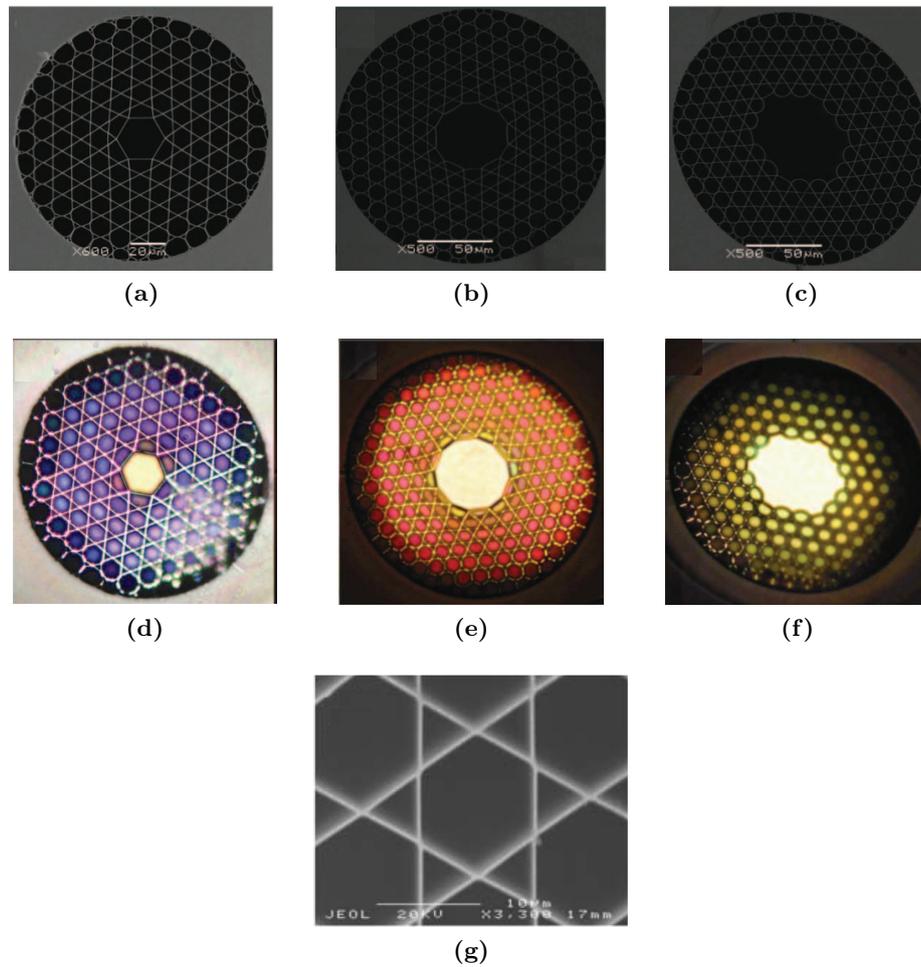
### 2.2.2 Fibres HC-PCF à matrice de « Kagomé »

Le second type de fibres sur lesquelles se basent les guides d'onde THz proposés par ces travaux, correspond aux fibres à matrice de « Kagomé ». Ce mot d'origine japonaise sert à désigner la forme particulière de la gaine microstructurée. En effet, la particularité de ces fibres vient du cristal photonique entourant le cœur de ces fibres. Celles-ci permettent d'avoir des bandes de transmission plus larges qu'avec les HC-PCF introduites précédemment. La structure des fibres à matrice de « Kagomé » est représentée sur la figure 2.19. Ces images sont issues des publications de F. Couny *et al.* [90, 91].

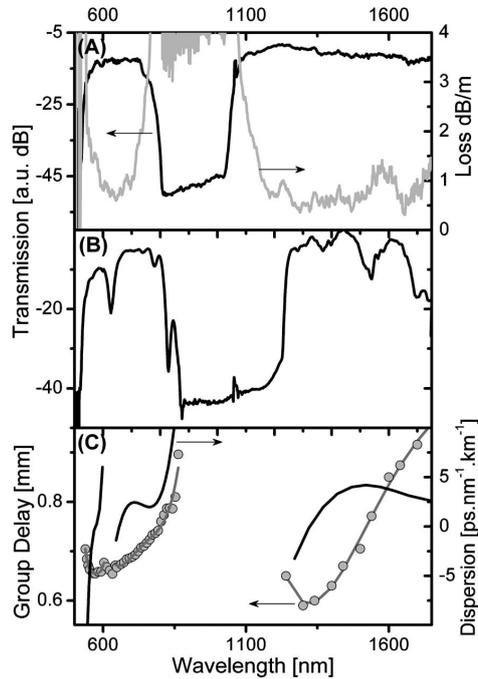
L'un des avantages de la structure « Kagomé » est la possibilité d'avoir de larges bandes de transmission, comme on peut le constater sur les figures 2.20a et 2.20b. L'autre intérêt de ces fibres est la faible dispersion qu'il est possible d'obtenir (Cf. figure 2.20c). L'augmentation du nombre de défauts permet de réduire la dispersion.

Il est important de souligner que le confinement dans les fibres « Kagomé » ne se fait pas par BIP. Pour expliciter le phénomène de confinement dans ces fibres, certains éléments de la structure « Kagomé » ont été extrapolés [91, 92]. En considérant uniquement les hexagones concentriques autour du cœur (Fig. 2.21b), les simulations ont démontré la concordance avec une fibre à anneaux concentriques, illustrée sur la figure 2.21c (Cf. §2.1.2.2) dont les cercles d'indice élevé ont la même circonférence que les hexagones concentriques (Fig. 2.22).

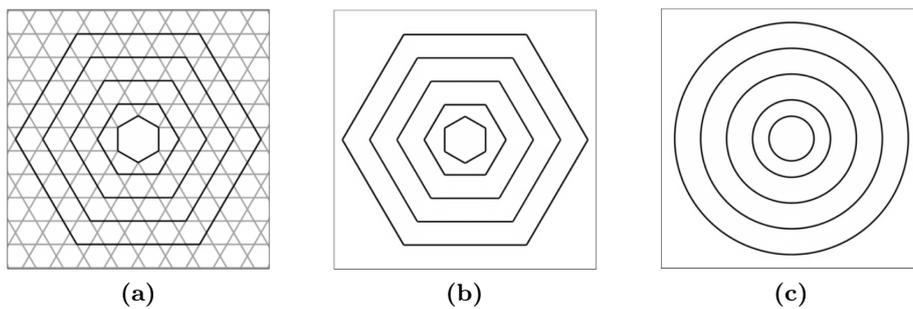
Les simulations par la méthode des éléments finis ont permis de comparer dans un second temps qu'il y a bien concordance entre les bandes de transmission des fibres à anneaux concentriques et les fibres « Kagomé » comme le montre la figure 2.23. Le



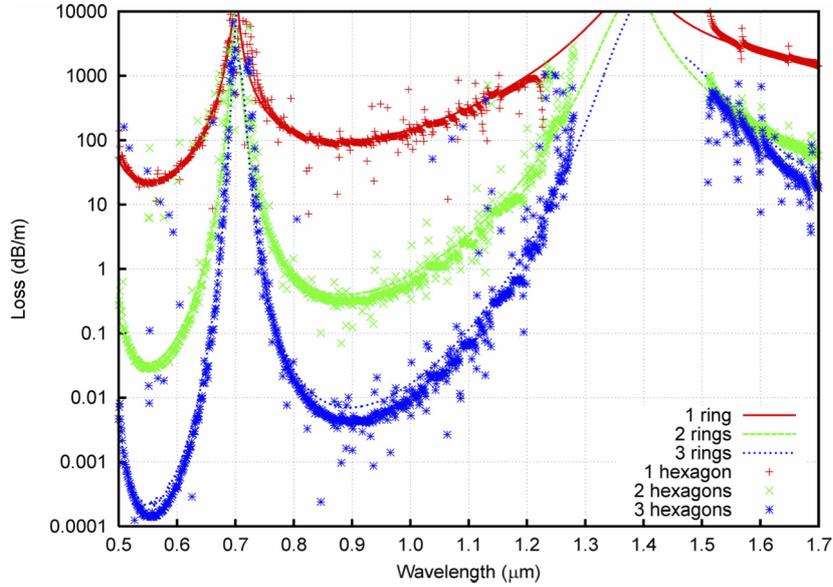
**FIGURE 2.19** – Images par microscopie électronique à balayage (MEB) de fibres « Kagomé » à 1 (a), 7 (b) et 19 défauts (c). Répartition de l'intensité lumineuse dans les fibres « Kagomé » à 1 (d), 7 (e) et 19 défauts (f). Le détail des structures « Kagomé » fibrées est présenté en (d) [90,91].



**FIGURE 2.20** – (a) Spectre de transmission (en noir) et d'atténuation (en gris) de la fibre à 19 défauts (Cf. figure 2.19c). (b) Spectre de transmission de la fibre à 1 défaut (Cf. figure 2.19a). (c) Mesures de la vitesse de groupe (en gris) et de la dispersion de la fibre à un seul défaut [90].



**FIGURE 2.21** – (a) Structure « Kagomé » complète avec un seul défaut pour le cœur. Les hexagones représentés en (b) sont surlignés en noir. (b) L'approximation hexagonale de la structure « Kagomé » complète obtenue en ne gardant que les ponts de silice contribuant aux hexagones concentriques autour du cœur, les autres ponts ne sont plus considérés. (c) Approximation circulaire de la structure hexagonale formée de cercles concentriques dont les périmètres sont identiques aux hexagones [92].



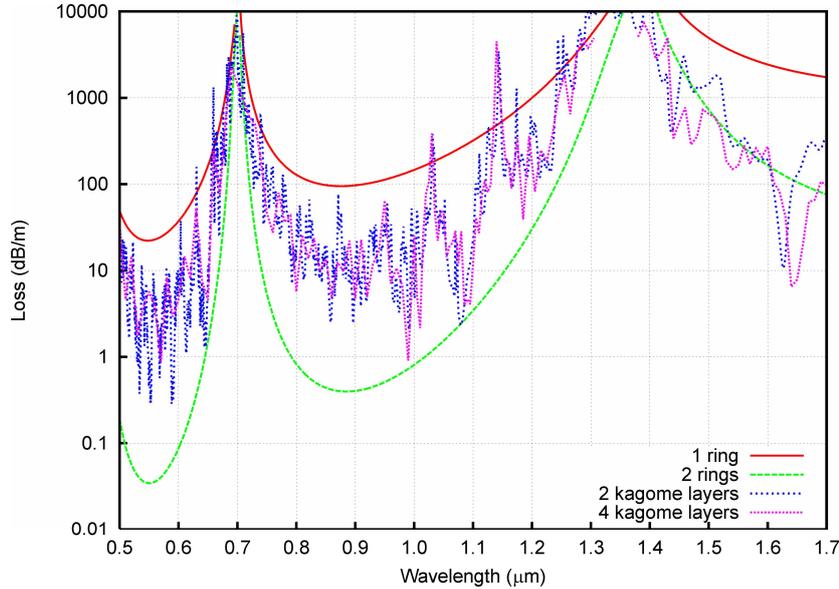
**FIGURE 2.22** – Comparaison des pertes du mode fondamental des anneaux (courbes) et des hexagones (points) représentés figure 2.21 [92].

confinement se fait par antirésonance. Il est ainsi possible d'utiliser l'équation 2.17 pour déterminer les minima de transmission des fibres « Kagomé », en considérant cette fois que  $n_1 = 1$  pour la matrice d'air et  $n_2 = n_{SiO_2}$  pour la silice dont les ponts de silice ont une épaisseur  $d$  :

$$\lambda_{min} = \frac{2d}{m} \sqrt{n_{SiO_2}^2 - 1} \quad (2.24)$$

Cependant, on peut aussi remarquer que la simplification du modèle en cercle concentrique donne un niveau de perte plus faible que les pertes linéiques d'une fibre « Kagomé » (Fig. 2.23). En effet, même si cette comparaison permet de mieux comprendre les mécanismes de confinement de ces fibres, les pertes engendrées par les ponts de silice ne sont pas considérées avec les cercles concentriques.

Il est à noter que, comparée à la structure BIP 2D, la structure « Kagomé » présente un continuum de modes propagatifs sur l'ensemble du diagramme de bande [88]. Ce qui autorise à penser que le mode de cœur d'une telle fibre peut facilement se coupler avec des modes de gaine et ainsi être évacué. Cependant la densité d'états

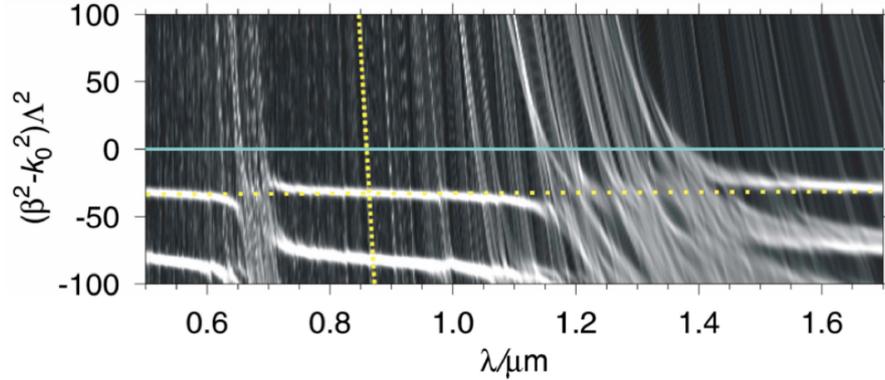


**FIGURE 2.23** – Comparaison des pertes du mode fondamental des structures « Kagomé » et des cercles concentriques de la figure 2.21 [92].

photoniques de la structure « Kagomé » reste relativement faible comme le montre la figure 2.24 [91, 92]. De plus, bien que le guidage se face principalement par le phénomène d'antirésonance, la nature de ces modes de gaine empêche un fort couplage avec le mode de cœur de cette fibre, on parle d'un couplage inhibé. Ces larges bandes de transmission de la fibre sont donc un avantage par rapport aux HC-PCF même si les pertes sont plus élevées dans ces fibres.

Il est possible d'imaginer, d'après l'étude de G. J. Pearce *et al.* [92], la simplification de la structure « Kagomé ». Cette simplification équivaut à considérer un seul anneau concentrique. Le guide correspond donc à un simple tube de silice à bords minces. Les minima de transmission d'un tel guide peuvent être déterminés d'après l'équation 2.24, déduite du modèle ARROW (Cf. §2.1.2.2) peut être exprimée en fréquence :

$$f_m = \frac{mc}{2d\sqrt{n_{SiO_2}^2 - 1}} \quad (2.25)$$



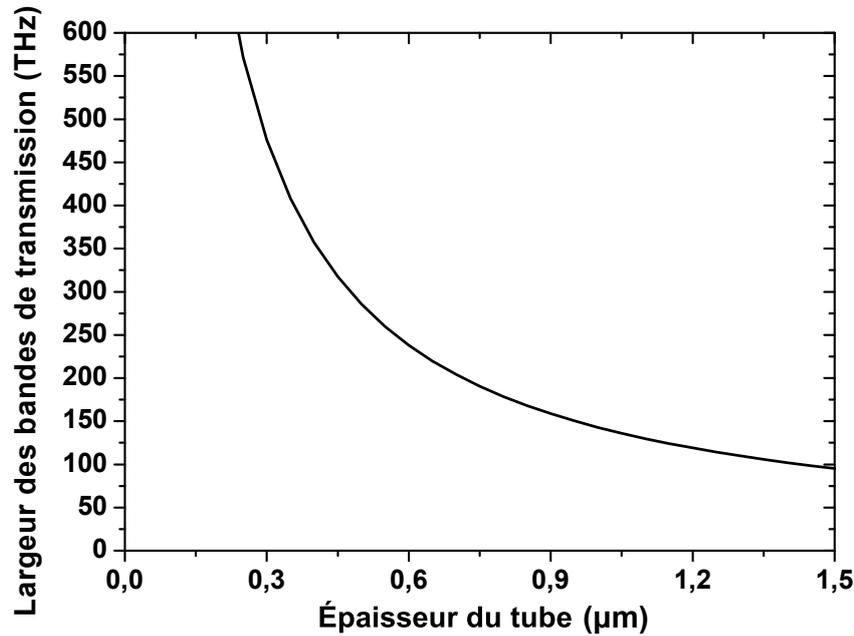
**FIGURE 2.24** – Densité d'état photonique d'une gaine à matrice de « Kagomé » air/silice. La ligne horizontale bleue représente la ligne d'air, les pointillés quasi-verticaux correspondent à un exemple de mode des ponts de silice. Les pointillés horizontaux correspondent à un mode associé aux trous d'air hexagonaux de la structure « Kagomé » [92].

La largeur des bandes de transmission peut donc se déduire :

$$\Delta f = \frac{c}{2d\sqrt{n_{SiO_2}^2 - 1}} \quad (2.26)$$

Cette dernière expression permet de tracer facilement la largeur spectrale des bandes de transmission en fonction de l'épaisseur du diélectrique utilisé. La figure 2.25 illustre l'exemple d'un tube de silice avec  $n_{SiO_2} = 1,45$ .

Le fait de simplifier la structure dont le confinement se fait par antirésonance à un tube donne obligatoirement un confinement plus faible qu'avec une structure à plusieurs anneaux concentriques, les pertes sont donc plus importantes. Cependant, comparées aux guides basés sur les cristaux à maille hexagonale, les bandes de transmission seront beaucoup plus larges avec un tube antirésonant. En effet, dans le cas des structures à maille hexagonale, le couplage de modes équivalents des tiges donne des bandes de modes autorisés, plus ou moins larges suivant les paramètres du cristal, dans lesquelles le confinement n'est pas assuré. La largeur des bandes de transmission (les BIP) est donc réduite. Dans le cas d'un simple tube antirésonant, les minima de transmission correspondent à une bande étroite. Les bandes de transmission sont plus larges. De plus, la largeur et la position des bandes de



**FIGURE 2.25** – Variation de la largeur des bandes de transmission d'un tube de silice d'indice  $n_{SiO_2} = 1,45$ , en fonction de son épaisseur  $d$ .

transmissions peuvent facilement être ajustées en fonction de l'épaisseur d'un tube dont l'indice est connu.

### 2.2.3 Conclusion

Ainsi, le modèle de Bloch donne une description complète du comportement d'un cristal BIP quel qu'il soit. Cette méthode d'analyse a d'ailleurs permis de faire le lien avec le modèle des liaisons fortes issu de la physique du solide. Malgré cela, le modèle suppose un cristal infini sans défaut. Le cœur s'apparentant à un défaut n'est pas considéré. Le confinement dans le cœur ne peut donc pas être étudié par cette méthode.

le modèle ARROW, rapide à mettre en œuvre, peut servir à connaître la position des BIP, par le biais des minima et des maxima de transmission. Cependant, le modèle ne permet pas d'obtenir plus d'information sur le mode propagé dans le cœur, la largeur des bandes autorisées n'est pas non plus déterminée. De plus ce modèle ne peut s'appliquer aux fibres à cristal BIP à maille hexagonale telle que les

HC-PCF.

La méthode utilisée principalement au cours de cette thèse, pour étudier les fibres à cristal BIP à cœur creux, est la méthode des éléments finis sur laquelle est basée le logiciel COMSOL. Ce logiciel prend en compte la structure complète de la fibre dans le plan transverse, c'est-à-dire la structure cristalline et le cœur d'air. Les programmes de simulations développés au cours de cette thèse ont été réalisés sous MATLAB, et font appel aux fonctions de COMSOL. Dans un premier temps, le modèle ARROW fut utilisé pour estimer la position des BIP. Les programmes développés ont ensuite permis de tracer un diagramme des indices effectifs qui est comparable au diagramme de bandes que nous venons de voir, même si elle demande des temps de simulation beaucoup plus long qu'avec les modèles présentées jusqu'ici. La structure simulée comprend un cristal de dimension fini et le cœur creux. Les modes de cœur peuvent donc être déterminés avec la méthode des éléments finis. Cette méthode a été utilisée pour étudier l'optimisation des fibres à cristal BIP pour les domaines micro-ondes et THz. Certaines simulations ont été réalisées sur le logiciel EMXD, développé au laboratoire Xlim, pour compléter les résultats. Les résultats issus de ces modélisations sont présentés à la section suivante.

## **2.3 Adaptation des fibres HC-PCF aux domaines micro-ondes et térahertz**

Les fibres HC-PCF à maille hexagonale que nous avons vues précédemment peuvent être adaptées aussi bien aux domaines THz que micro-ondes. Je présente ici une étude sur l'adaptation de ces fibres à ces domaines de fréquences.

### **2.3.1 Facteur de qualité d'un guide d'onde**

Les études des fibres à cœur creux que nous avons vu jusqu'à présent s'intéressent d'une part à la position des BIP ou aux bandes de transmission, ainsi qu'aux pertes linéiques de celles-ci d'autre part. Ces pertes sont en général exprimées en dB/m

( $\alpha_{dB/m}$ ) et sont reliées au terme linéaire  $\alpha$  (equation 2.23), par la relation suivante :

$$\alpha_{dB/m} = 8,686\alpha \quad (2.27)$$

On remarquera que cette définition est différente de celle introduite au chapitre 1. Elle correspond à la définition utilisée dans le domaine des micro-ondes et elle a été considérée pour la suite de ce rapport. Ces pertes linéiques dépendent d'une part des pertes de confinement et d'autre part, de l'absorption des matériaux composant le guide. Or, il est difficile de comparer la qualité des différents guides existant. En effet, les guides sont en général réalisés et testés à différentes longueurs d'onde (ou fréquences), et l'atténuation, exprimée par unité de longueur, ne peut pas être comparée pour deux longueurs d'onde différentes. Pour mieux comprendre, considérons deux fibres optiques où le confinement se fait par réflexion totale interne. On suppose que l'indice effectif est identique pour chaque guide, soit  $n_{eff1}(\lambda_1) = n_{eff2}(\lambda_2)$  avec  $\lambda_2 = \lambda_1/2$ . Le nombre de longueur d'onde est deux fois plus important dans la deuxième fibre que dans la première fibre pour une même longueur, comme l'illustre la figure 2.26. Les pertes linéiques sont donc deux fois plus importantes dans la deuxième fibre que dans la première fibre. Ceci met en évidence le fait que les pertes linéiques soient difficilement comparables pour deux guides testés à des longueurs d'onde différentes.

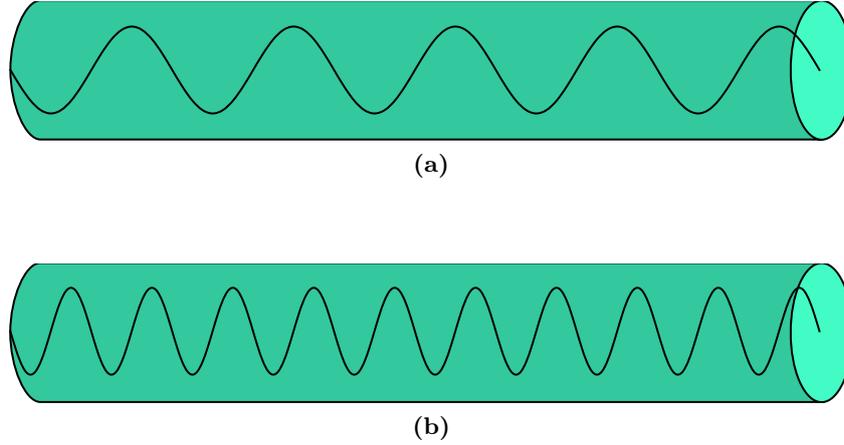
Il est donc préférable d'exprimer l'atténuation par unité de longueur d'onde projetée sur l'axe de propagation. Par définition, le facteur de qualité  $Q_0$  correspond à l'inverse de cette expression :

$$Q_0 = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (2.28)$$

d'après l'équation 2.23, l'expression peut se développer ainsi :

$$Q_0 = \frac{\Re(n_{eff})}{2\Im(n_{eff})} \quad (2.29)$$

Le facteur de qualité est plus généralement utilisé pour caractériser la qualité d'un



**FIGURE 2.26** – Illustration du nombre d’oscillation suivant les longueurs d’onde  $\lambda_1$  (a) et  $\lambda_2 = \lambda_1/2$  (b) pour deux guides dont le matériau a le même indice complexe pour les deux longueurs d’onde avec des conditions de propagation identiques, soit  $n_{eff1} = n_{eff2}$ .

résonateur. Afin de faire un lien avec l’emploi de cette notion dans le cas des guides d’onde, le facteur de qualité peut-être considéré comme celui d’un résonateur composé du guide étudié, fermé par deux réflecteurs parfaits. Dans cette configuration, le facteur de qualité permet de quantifier le confinement et les pertes inhérentes au guide.

Pour démontrer la dépendance de l’atténuation linéique par rapport à la longueur d’onde, prenons comme exemple la fibre HC-PCF avec laquelle a été obtenue une atténuation record de 1,2 dB/km à la longueur d’onde  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  [70]. En supposant que l’indice effectif vaille  $n_{eff} = 0,99$ , le facteur de qualité de cette HC-PCF vaut  $Q_0 = 1,45 \times 10^{10}$ . Supposons que l’on transpose la structure de ce guide aux domaines THz et micro-ondes avec les mêmes conditions de propagation, soit  $n_{eff} = 0,99$ . Les pertes de la silice ne sont pas prises en compte. Le facteur de qualité reste identique alors que les pertes linéiques sont inversement proportionnelles à la longueur d’onde, comme le montre les calculs présentés sur le tableau 2.1.

Il paraît donc plus correct de comparer et de quantifier la qualité du confinement d’un guide avec le facteur de qualité plutôt que l’atténuation linéique. Cependant, Il est important de noter que ces calculs ne servent qu’à démontrer la dépendance des

$\lambda$	$f$	$\alpha_{dB/m}$
1,55 $\mu\text{m}$	0,19 PHz	1,2 dB/km
155 $\mu\text{m}$	1,9 THz	$1,2 \times 10^{-2}$ dB/km
15,5 mm	19 GHz	$1,2 \times 10^{-5}$ dB/km

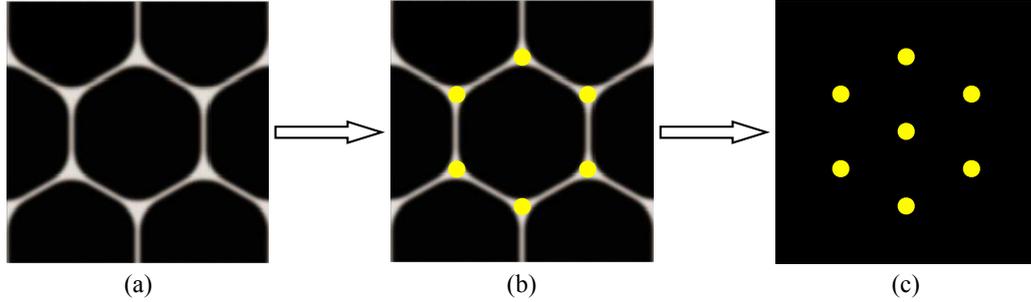
**Tableau 2.1** – Calcul des pertes linéiques pour différentes longueurs d'onde, avec un facteur de qualité de  $Q_0 = 1,45 \times 10^{10}$  et l'indice effectif  $n_{eff} = 0,99$  d'après les mesures d'atténuations linéiques de 1,2 dB/km à 1,55  $\mu\text{m}$  sur une HC-PCF [70].

perles linéiques par rapport aux longueurs d'onde. Bien que ces résultats laissent entendre que les pertes linéiques vont être beaucoup plus faibles aux domaines THz ou micro-ondes, ils n'ont aucune réalité physique. Ces calculs ne tiennent pas compte de la variation de l'absorption de la silice sur le spectre électromagnétique. L'absorption de la silice est plus élevée aux fréquences THz et micro-ondes qu'aux fréquences optiques. Les résultats de simulation ainsi que les résultats de mesures qui vont être présentés par la suite reprendront la notion de facteur de qualité plutôt que de pertes linéiques. Il est intéressant de remarquer que la représentation de l'évolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence normalisée peut servir d'abaque sur une certaine plage de longueur d'onde pour laquelle l'indice complexe du matériau composant le guide est constant.

### 2.3.2 La simplification de la structure BIP

Les mailles hexagonales utilisées dans les fibres HC-PCF peuvent être décomposées en trois classes de résonateurs : les plots de silice, les ponts de silice ainsi que les trous d'air. En effet, d'après l'étude de F. Couny *et al.* [66] que nous avons détaillée précédemment pour comprendre le fonctionnement des HC-PCF (Cf. §2.1.3, nous avons vu que la première BIP est délimitée par une bande de modes autorisés correspondant aux modes des plots de silice, soit la région 1 sur la figure 2.28a) et une autre bande autorisée inférieure (région 2) dont les modes délimitant la première bande interdite (matérialisés par les courbes bleu et verte) correspondent aux modes des ponts de silice et des trous d'air. Les éléments résonants que sont les ponts de

silice et les trous d'air dans la gaine d'une HC-PCF apparaissent donc comme des éléments réduisant la largeur de la BIP.



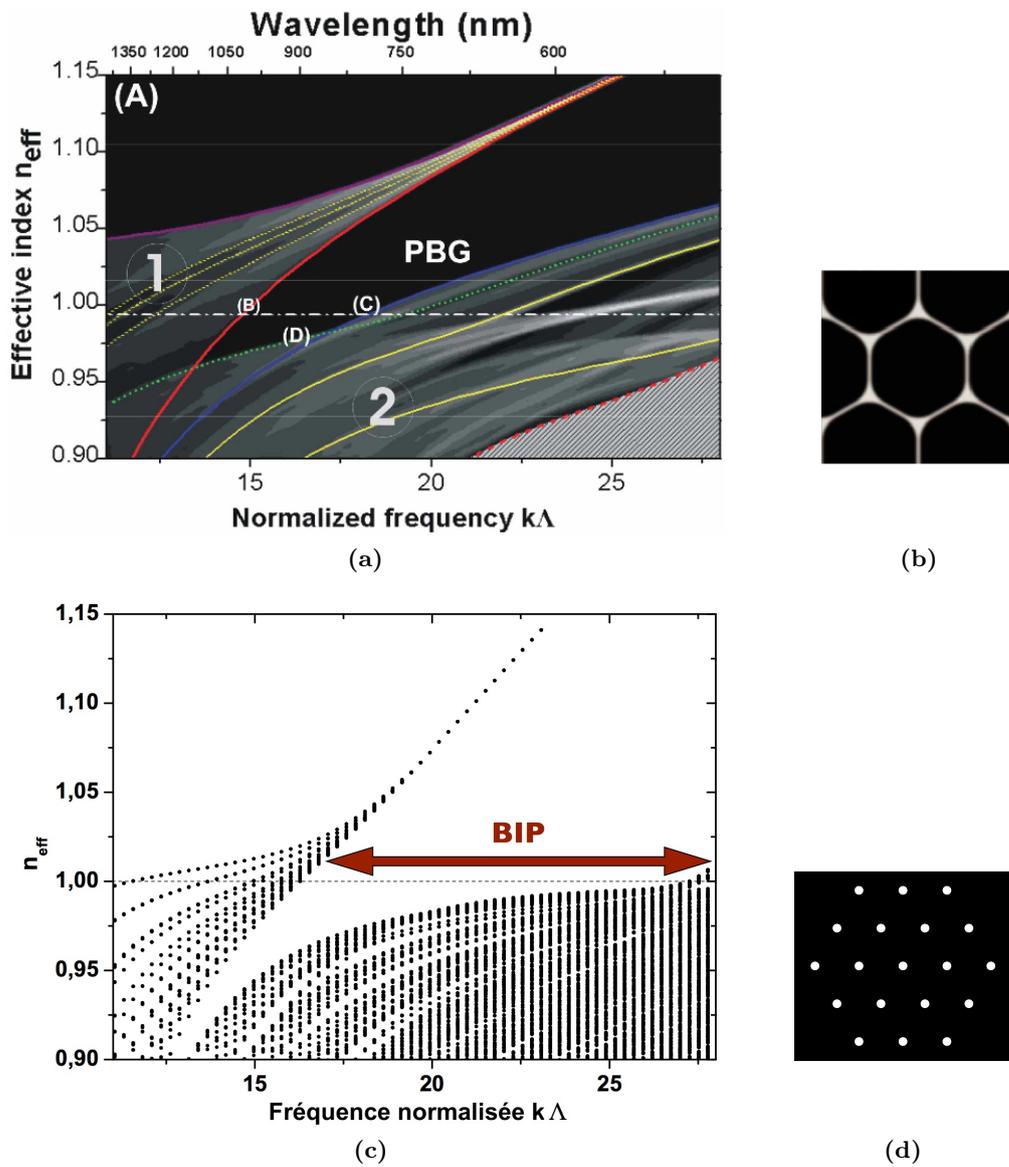
**FIGURE 2.27** – (a) Élément de la maille hexagonale de la gaine d'une HC-PCF, (b) mise en évidence des plots de silice de cette maille, (c) simplification de la maille hexagonale par suppression des ponts de silice pour arriver à la maille triangulaire.

Nous proposons d'étudier la gaine des HC-PCF en ne conservant que les plots de silice. Ainsi la structure à maille hexagonale est simplifiée en une structure composée de plots de silice agencés de manière triangulaire (Fig. 2.27).

Afin d'étudier cette simplification, des simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics, en ne prenant en compte que des plots de silice d'indice  $n_{SiO_2} = 1,45$  répartis de manière triangulaire dans une matrice d'air, le cristal considéré n'a pas de défaut. Les résultats sont représentés sur la figure 2.28c. Les modes obtenues par simulation sont représentés par les points noirs sur le diagramme de la figure 2.28c. Ce diagramme a été normalisé en  $k\Lambda$  afin d'être comparé au diagramme de la figure 2.28a.

On peut constater, en comparant les deux diagrammes de la figure 2.28, que la suppression des ponts de silice engendrent logiquement la suppression des modes s'installant dans les ponts de silice et les trous d'air d'une structure à maille hexagonale. Ces modes se trouvant à la limite inférieure de la BIP, leur suppression permet bien un élargissement de la BIP. Seuls les modes de plots peuvent s'établir dans le cristal.

Si la suppression des ponts de silice permet effectivement un élargissement de la



**FIGURE 2.28** – Diagramme de bandes obtenue par la méthode de Bloch (a) pour une gaine à maille hexagonale de HC-PCF dont le confinement est assuré autour de 800 nm, le cristal BIP est représenté en (b) [66]. Diagramme des indices effectifs (c) de la structure simplifiée à maille triangulaire air/silice équivalente, représenté en (d).

BIP, ceci est techniquement impossible à réaliser dans le cadre de l'optique guidée. En effet, pour un confinement à  $1,5 \mu\text{m}$  il faudrait des plots de silice de  $860 \text{ nm}$ . Outre la réalisation de tiges de ce diamètre sur de grandes longueurs, se pose le problème de maintenir en place ces tiges et obtenir un espacement régulier de quelques micromètres.

Cependant, pour les domaines THz et micro-ondes, le maintien des tiges peut être envisager. La simplification en maille triangulaire peut donc l'être également. Tout d'abord le diamètre des plots de silice pour ces domaines de fréquences est beaucoup plus grand. Pour un confinement autour de  $30 \text{ GHz}$  ou de  $1 \text{ THz}$ , le diamètre des tiges de silice doit être respectivement de  $3,3 \text{ mm}$  ou de  $100 \mu\text{m}$ . Ces tiges peuvent facilement être réalisées, et leur manipulation est aisée. La périodicité des tiges est aussi plus grande, de l'ordre du millimètre. Comme nous le verrons au chapitre 3, il est possible de maintenir les tiges à l'aide de gabarit. On notera que cette structure simplifiée air/silice est comparable aux structures des fibres solides à maille triangulaire présentées à la section 2.1.2.3. Ainsi, le modèle ARROW peut être utilisé pour déterminer les fenêtres de transmission (les BIP). D'après l'équation 2.22, avec  $n_1 = 1$  pour la matrice d'air et  $n_2 = n_{SiO_2}$  pour les plots de silice de diamètre  $d$  :

$$f_{min} \approx \frac{c(2m + 1)}{4d\sqrt{n_{SiO_2}^2 - 1}} \quad (2.30)$$

Dans le cas des HC-PCF, le diagramme est représenté en fréquence normalisée  $k\Lambda$ , avec  $\Lambda$  la périodicité du cristal (Cf. figure 2.28a), car la position des bandes autorisées et par conséquent la position de la première BIP dépendent de cette périodicité. Or dans le cas de la simplification de la structure en maille triangulaire, la position des bandes autorisées et des BIP dépend principalement du diamètre des plots de silice et de leur indice. La périodicité  $\Lambda$  — soit l'espacement des plots entre eux — n'a qu'une influence secondaire (Cf. §2.1.2.3). Nous verrons à la section suivante que la périodicité peut être optimisée pour améliorer le confinement. Il paraît donc plus judicieux de normaliser les diagrammes des indices effectifs de

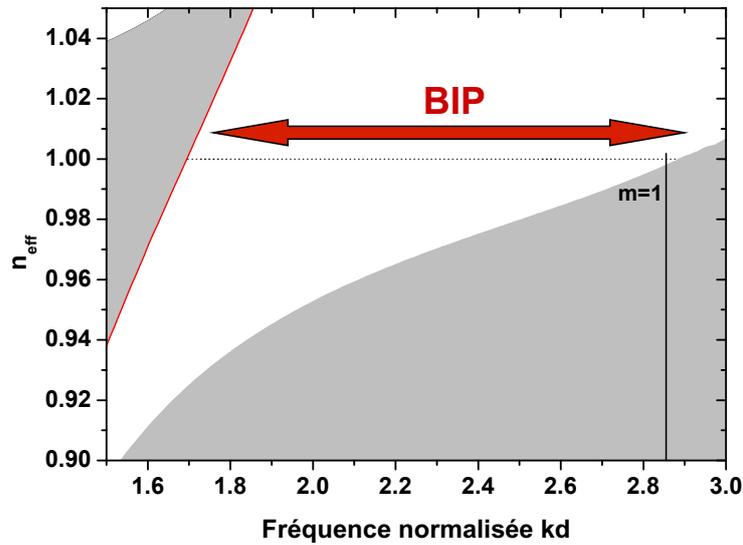
la structure à maille triangulaire en considérant  $kd$  comme l'illustre la figure 2.29. Cette normalisation ne peut être utilisée que lorsque l'indice de la silice est considéré comme constant. Ainsi, le diagramme obtenu peut servir d'abaque sur les plages de fréquences pour lesquelles la silice à un indice équivalent à celui considéré pour l'obtention du diagramme. Dans le cas présent, le diagramme de la figure 2.29 a été obtenu en considérant des tiges de silice d'indice  $n_{SiO_2} = 1,944$  espacés du ratio  $d/\Lambda = 0,2$ . La structure considérée est composée de dix-neuf tiges de silices dont la répartition est illustrée sur la figure 2.28d. D'après les caractéristiques de ce cristal, la première BIP est centrée autour de  $kd = 2,2$ . L'indice de la silice pouvant être considéré comme constant pour les fréquences comprises entre 10 et 45 GHz, cet abaque peut donc être utilisé pour obtenir le diamètre des tiges de silice d'un cristal dont la première BIP se trouve sur cet intervalle de fréquences, soit  $d = 2,5$  mm et donc  $\Lambda = 12,5$  mm.

À noter que, dans un premier temps, la position de la première BIP peut être approchée grâce à l'équation 2.30. D'après cette équation, la première BIP se trouvent entre les fréquences normalisées 0,94 (pour  $m = 0$ ) et 2,83 ( $m = 1$ ). Cette approximation semble correcte pour avoir une idée de la position de la première BIP comme l'illustre la figure 2.29.

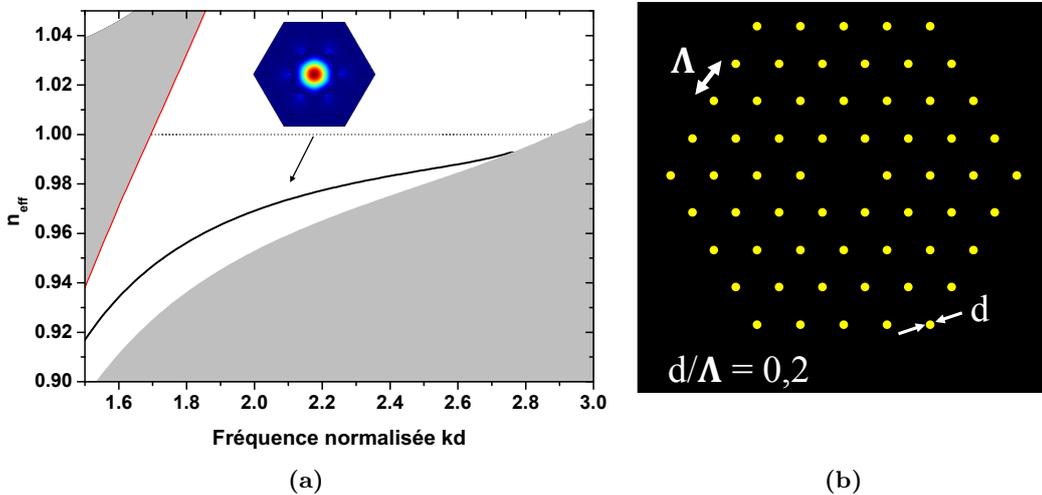
Comme pour les fibres solides à maille triangulaire, le cœur s'obtient en omettant une ou plusieurs tiges de silice dans la maille triangulaire (Fig. 2.30b).

Les simulations de cette nouvelle structure, lorsqu'un seul plot de silice est retiré mettent en évidence la possibilité de propager un mode dans ce qui constitue un défaut, soit le cœur d'air du guide. Le mode fondamental ( $HE_{11}$ ) se propageant dans le cœur correspond à la courbe dans la BIP de la figure 2.30a. Le fait que l'évolution de la valeur de l'indice effectif reste en dessous de 1, soit l'indice de l'air, est caractéristique de la propagation dans le cœur d'air.

Si la simplification du cristal des HC-PCF en maille triangulaire peut déboucher sur la fabrication de guides d'onde techniquement réalisables aux domaines THz et



**FIGURE 2.29** – Spectre normalisé des modes de propagation réalisé par simulation d’une structure en maille triangulaire de plots de silice dans une matrice d’air. Les bandes autorisées (modes de gaine) apparaissent en gris. La fréquence de coupure normalisée obtenue d’après l’équation 2.30 est représentée par le trait vertical pour  $m=1$ .



**FIGURE 2.30** – (a) Spectre normalisé réalisé par simulation d’une fibre à maille triangulaire de plots de silice dans une matrice d’air. Le mode se propageant dans le cœur est représenté par la courbe noire. L’insert illustre la répartition du vecteur de Poynting du mode de cœur dans le guide. (b) Représentation de la structure complète de guide d’onde THz composée uniquement de plots de silice dans une matrice d’air. Le cœur est obtenu en retirant un seul plot de silice. Les plots de diamètre  $d$  sont régulièrement espacés d’une distance  $\Lambda$ , soit la périodicité du cristal.

micro-ondes, il faut pour cela que cette nouvelle structure soit optimisée pour ces domaines de fréquences. Nous venons de voir que la position de la première BIP peut être approchée en se basant sur l'équation 2.30. La position des BIP dépend principalement du diamètre des plots de silice et de l'indice de celle-ci. Nous allons maintenant étudier les paramètres ayant une influence sur le confinement dans le cœur.

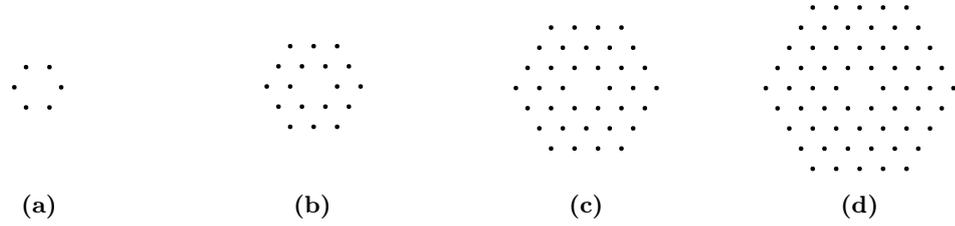
### 2.3.3 Optimisation de la structure à maille triangulaire

Afin d'optimiser le cristal à maille triangulaire aux domaines THz et micro-ondes, il est nécessaire d'étudier l'influence des différents paramètres de la structure sur le confinement de l'onde transmise. Il y a principalement deux paramètres : le nombre d'anneaux de tiges autour du cœur ainsi que la périodicité spatiale des tiges  $\Lambda$ . L'indice complexe de la silice varie sur les domaines des micro-ondes et des THz. Il est néanmoins possible de considérer que l'indice complexe de la silice est constant sur certaines plages de fréquences. Ainsi, les résultats de simulation qui vont être présentés sont normalisés par  $kd$  et les domaines de validité seront définis.

#### 2.3.3.1 Influence du nombre d'anneaux

De manière assez intuitive, on comprend que plus le nombre d'anneaux est important autour du cœur, plus le confinement de l'onde est important. Pour vérifier ceci, considérons quatre structures dont le nombre d'anneaux varie de 1 à 4 comme cela est représenté sur la figure 2.31.

Les diagrammes des indices effectifs sont représentés sur la figure 2.32. Dans le cadre de ces simulations, le diamètre  $d$  des tiges de silice et leur espacement  $\Lambda$  ont été fixés afin d'avoir un ratio  $d/\Lambda$  de 0,2. Concernant les caractéristiques des matériaux, l'indice de l'air a été pris égal à un et l'indice complexe de la silice a été considéré comme constant et égal à  $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$ . Cet indice correspond à la valeur mesurée à 0,5 THz par D. Grischkowsky *et al.* [4]. Afin

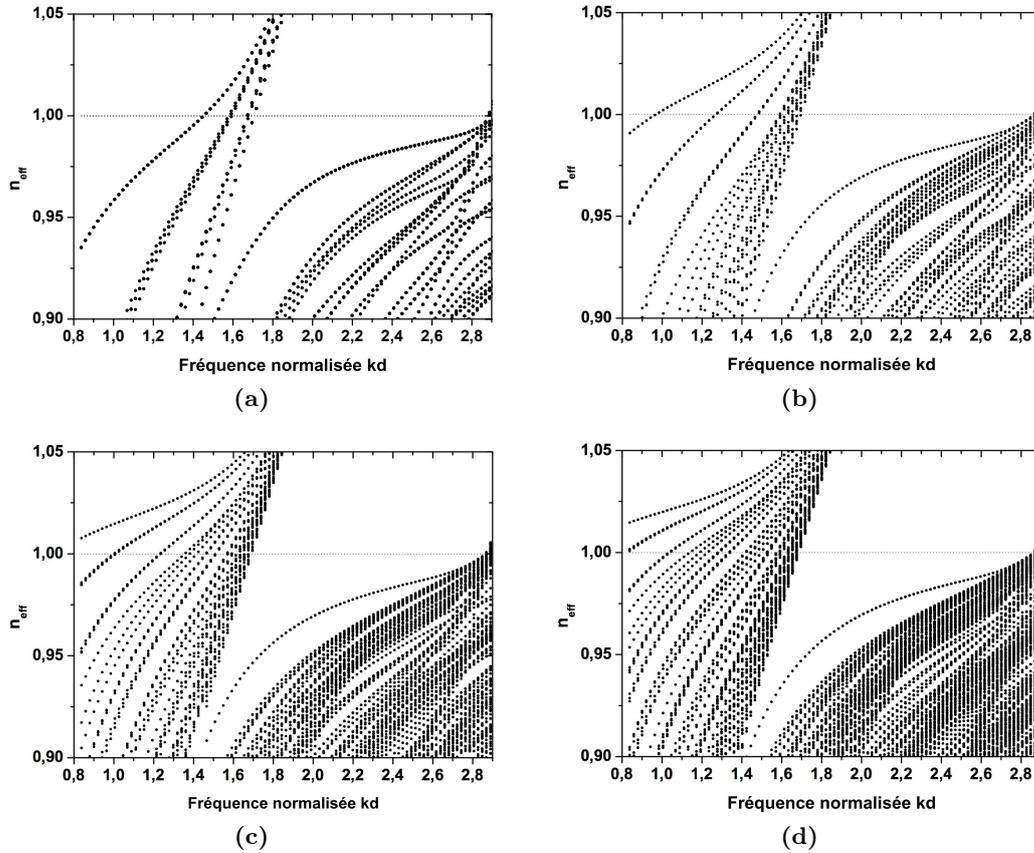


**FIGURE 2.31** – Illustration des différentes structures simulées avec 1 (a), 2 (b), 3 (c) et 4 (d) anneaux de tiges pour un espacement  $\Lambda$  identique.

de prendre en compte les pertes de confinement, une « couche absorbante », adaptée aux propriétés optiques de l'air (Perfect Match Layer), a été introduite autour des structures des guides dans les simulations. Ainsi, les parties du champ des différents modes pouvant s'échapper du cristal sont absorbées par cette couche et sont donc pris en compte pour le calcul des pertes de chaque mode. De plus, cette couche supprime les éventuelles réflexions et les effets de bords de la fenêtre de calcul.

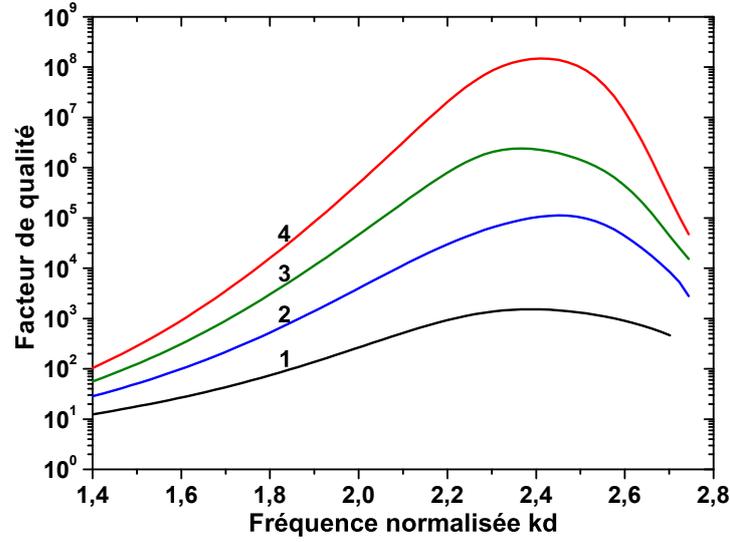
Comme nous l'avons vu précédemment, le nombre d'anneaux n'a pas d'influence sur la position de la BIP. Cependant le nombre de modes de gaine augmente avec le nombre d'anneaux. En effet, l'augmentation du nombre d'anneaux, et donc de tiges, augmente les différentes possibilités de couplages entre les modes de ces tiges [88]. Cette variation du nombre de modes de gaine suivant le nombre d'anneaux occupe toujours la même bande spectrale. Ainsi, lorsque le nombre d'anneaux augmente, l'étendue spectrale de la première BIP n'est donc quasiment pas réduite, mais la bande autorisée des modes de gaines va tendre vers un continuum de modes.

La figure 2.33 illustre l'évolution du facteur de qualité en considérant l'indice de la silice égal à  $n_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954$ . L'absorption de la silice n'a pas été prise en compte dans un premier temps. D'après cette figure, il est possible d'augmenter grandement le facteur de qualité d'un guide en augmentant le nombre d'anneau autour du cœur. En effet, le facteur de qualité maximal (à  $kd \approx 2,4$ ) avec un seul anneau vaut 1530, avec quatre anneaux le facteur de qualité maximal vaut  $1,48 \times 10^8$ .



**FIGURE 2.32** – Diagramme des indices effectif de la structure à maille triangulaire avec 1 (a), 2 (b), 3 (c) et 4 anneaux (d).

Prenons maintenant l'exemple de l'indice complexe de la silice valant  $\tilde{n}_{SiO_2}(40 \text{ GHz}) = 1,944 - i5,04 \times 10^{-5}$  pour la bande de fréquences allant de 10 à 45 GHz. L'évolution des facteurs de qualité pour les quatre guides considérés est représenté sur la figure 2.34. Afin de mettre en évidence l'avantage d'un confinement dans un cœur d'air plutôt que dans la silice, le facteur de qualité intrinsèque de la silice, déduit de l'indice complexe considéré ( $Q_0 = 1,93 \times 10^4$ ), est représenté par les pointillés. Avec deux anneaux de tiges, on peut constater que le confinement peut être amélioré par rapport à un confinement dans de la silice. En effet, le facteur de qualité maximal (à  $kd \approx 2,4$ ) avec un anneau vaut 1560 et  $9 \times 10^4$  avec deux anneaux. Avec quatre anneaux, le facteur de qualité maximal est égal à  $5,12 \times 10^5$ .

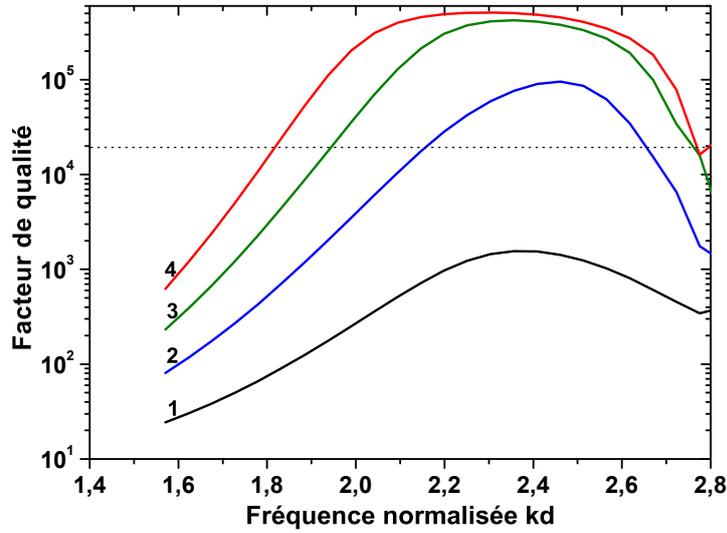


**FIGURE 2.33** – Évolution du facteur de qualité du mode de cœur sans les pertes de la silice, en fonction de la fréquence normalisée  $kd$  pour 1 anneau (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert) et 4 anneaux (en rouge).

On peut remarquer aussi qu'un facteur de qualité maximal semble plafonner avec un structure à quatre anneaux contrairement au cas précédent où l'absorption de la silice n'a pas été considérée.

Si l'on considère l'indice complexe de la silice à 0,5 THz,  $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$  pour le cristal dont la première BIP est centrée à cette fréquence, l'évolution des facteurs de qualité est modifiée. On peut constater d'après l'indice complexe à cette fréquence que la silice est plus absorbante que dans le cas précédent. La figure 2.35 met en évidence l'évolution des facteurs de qualité pour les quatre guides simulés. Contrairement au cas précédent, ici le facteur de qualité est meilleur à partir d'un anneau, comparé au facteur de qualité de la silice à 0,5 THz. Ainsi, avec l'augmentation de l'absorption de la silice, l'effet de confinement par BIP devient de plus en plus intéressant comparé à un confinement par réflexion totale interne. Le facteur de qualité maximal avec un anneau vaut 1342. Avec une structure à quatre anneaux, le facteur de qualité maximal vaut  $1,11 \times 10^4$ .

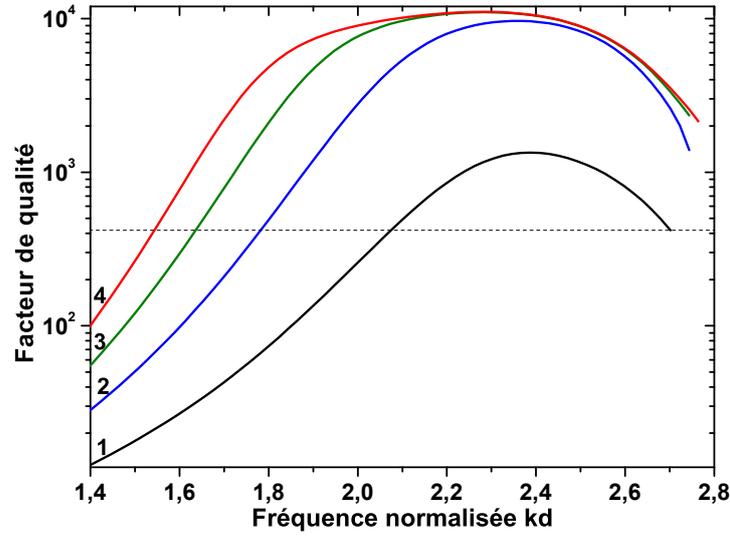
Par contre, le facteur de qualité maximal est atteint avec la structure à trois anneaux. L'ajout d'anneaux supplémentaires ne permet donc pas d'augmenter si-



**FIGURE 2.34** – Évolution du facteur de qualité du mode de cœur, en fonction de la fréquence normalisée  $kd$  pour 1 anneau (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert) et 4 anneaux (en rouge). Le facteur de qualité de la silice d’après l’indice complexe considéré,  $\tilde{n}_{SiO_2}(40 \text{ GHz}) = 1,944 - i5,04 \times 10^{-5}$ , est représenté par les pointillés ( $Q_{SiO_2} = \frac{\Re(\tilde{n})}{\Im(\tilde{n})} = 1,93 \times 10^3$ ).

gnificativement le facteur de qualité, mais il est possible d’atteindre cette valeur maximale sur une plus large bande de fréquences lorsque l’on augmente le nombre d’anneaux.

Ainsi, le facteur de qualité maximal pour le guide 0,5 THz est atteint beaucoup plus rapidement avec l’augmentation du nombre d’anneaux. Cette fois, le facteur de qualité maximal est obtenu avec deux anneaux alors qu’il l’est à partir de trois anneaux pour le guide à 40 GHz. En effet, l’absorption de la silice est plus élevée à 0,5 THz qu’à 40 GHz. La figure 2.36 montre la comparaison des facteurs de qualité des structures à quatre anneaux. Le facteur de qualité maximal du guide à 40 GHz est bien plus élevé que pour le guide à 0,5 THz. Comme on a pu le constater, la silice a une absorption plus élevée à 0,5 THz, ce qui explique cette différence des facteurs de qualité. L’absorption du matériau composant les tiges est un élément déterminant pour atteindre un facteur de qualité important. Même si une faible partie de l’onde se propage dans les tiges, on constate que plus l’absorption de la



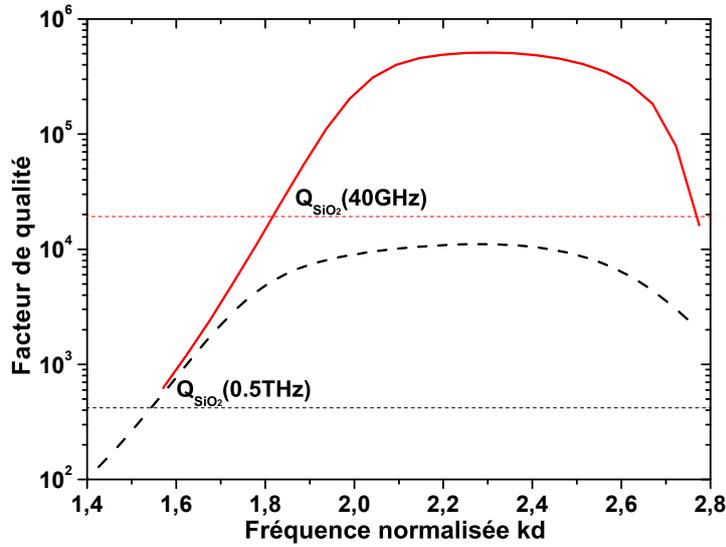
**FIGURE 2.35** – Évolution du facteur de qualité du mode de cœur, en fonction de la fréquence normalisée  $kd$  pour 1 anneau (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert) et 4 anneaux (en rouge). Le facteur de qualité de la silice d'après l'indice complexe considéré  $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$ , est représenté par les pointillés ( $Q_{SiO_2} = \frac{\Re(\tilde{n})}{\Im(\tilde{n})} = 419$ ).

silice est importante plus le facteur de qualité maximal du guide est limité. Il est donc important de privilégier les matériaux ayant l'absorption la plus faible possible pour atteindre un facteur de qualité limite plus élevé.

Cependant il n'est pas nécessaire d'augmenter fortement le nombre d'anneaux si l'on souhaite améliorer le facteur de qualité, puisque l'absorption des plots limite le facteur de qualité. Dans ce cas, l'intérêt d'avoir un nombre d'anneaux élevé permet uniquement d'avoir un facteur de qualité maximal sur une largeur spectrale plus importante.

### 2.3.3.2 Optimisation de la périodicité du cristal

Le dernier paramètre d'optimisation concerne la périodicité  $\Lambda$ . Pour comprendre l'influence de ce paramètre, le diamètre des tiges a été fixé et l'indice de la silice considéré vaut  $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$ . La position de la BIP n'est pas modifiée. Une structure à trois anneaux a été considérée dans chaque simulation. La figure 2.37 montre l'influence de l'espacement des plots sur la dispersion des



**FIGURE 2.36** – Comparaison de l'évolution du facteur de qualité pour deux structures de 4 anneaux de tiges de silice, l'un pour  $\tilde{n}_{SiO_2}(0,5 \text{ THz}) = 1,954 - i2,33 \times 10^{-3}$  (courbe noire) avec le facteur de qualité pour cet indice (pointillés noirs), l'autre pour  $\tilde{n}_{SiO_2}(40 \text{ GHz}) = 1,944 - i5,04 \times 10^{-5}$  (courbe rouge) avec le facteur de qualité pour cet indice (pointillés rouges).

différents modes pour trois structures avec les rapports  $d/\Lambda$  de 0,1, 0,2 et 0,3. Le cœur de ces structures étant formé par l'omission d'un plot, il est à noter que la taille du cœur va donc varier suivant l'espacement des plots considéré, soit respectivement des diamètres de 4 mm, 2 mm et 1,333 mm.

Lorsque le rapport  $d/\Lambda$  vaut 0,1 (Fig. 2.37a), les tiges sont plus écartées, le couplage des modes de résonance des plots est diminué, les bandes de modes autorisés sont donc plus étroites. La BIP obtenue est donc plus large. De plus, on constate que l'évolution de l'indice effectif du mode de cœur est plus proche de l'indice de l'air comparé aux deux autres cas. Pour  $d/\Lambda = 0,2$  (Fig. 2.37b), on peut voir que la dispersion des modes de tiges s'étale spectralement plus que dans le cas précédent. La largeur de la BIP est donc réduite. Pour la dernière valeur  $d/\Lambda = 0,3$  (Fig. 2.37c), les résultats montrent que les modes de tiges s'étalent encore plus sur le spectre, les tiges sont proches ce qui augmente les possibilités de couplages entre les modes des tiges. Les bandes de modes autorisés s'élargissent. La largeur de la

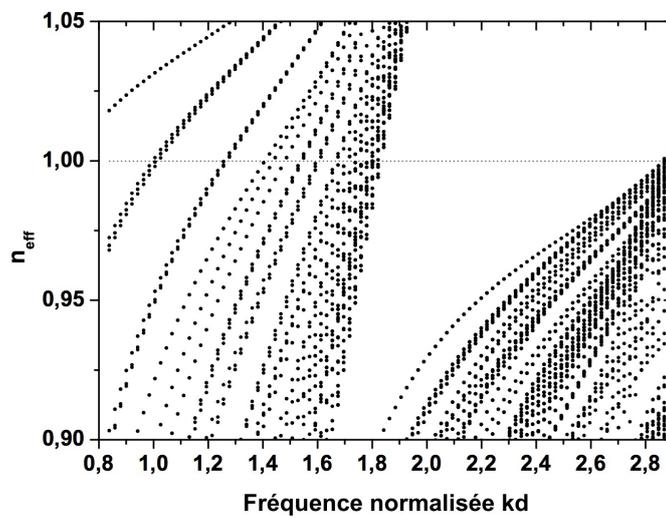
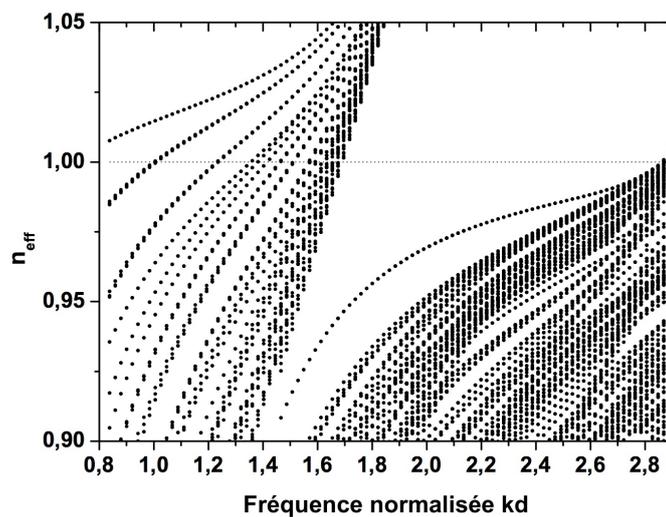
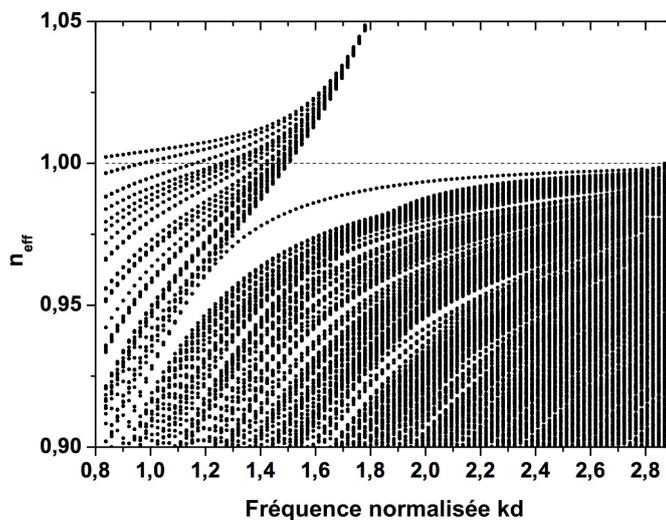
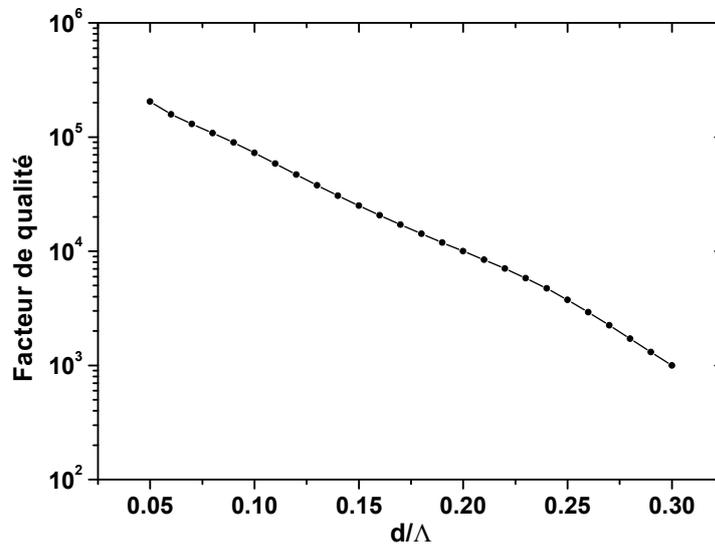


FIGURE 2.37 – Diagramme des indices effectifs de la structure à 3 anneaux avec un rapport  $d/\Lambda = 0,1$  (a),  $d/\Lambda = 0,2$  (b),  $d/\Lambda = 0,3$  (c).

première BIP en est encore plus réduite. Il est intéressant d'observer aussi que plus les plots sont espacés ( $d/\Lambda$  faible), plus les indices effectifs des différents modes de gaine évanescents ( $n_{eff} < 1$ ) sont proches de l'indice de l'air.

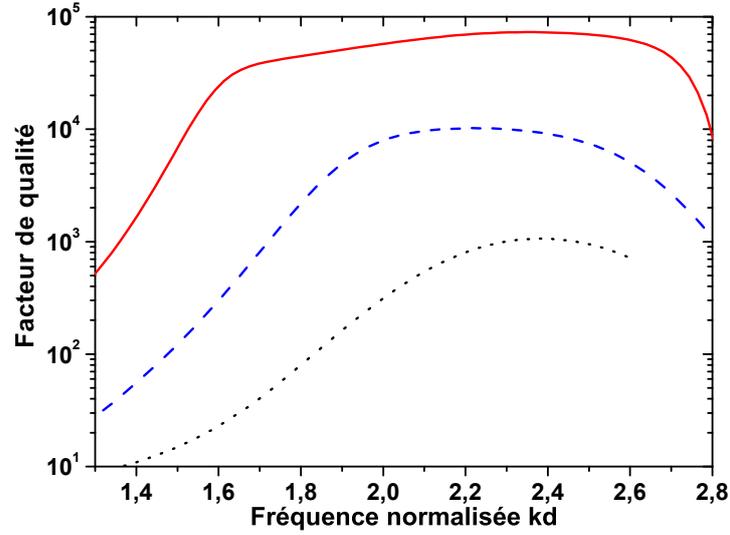
La figure 2.38 met en évidence pour une fréquence fixée, l'évolution du facteur de qualité suivant l'espacement des tiges. Un facteur de qualité minimal de 100 est obtenu pour un ratio  $d/\Lambda = 0,3$ . Il augmente exponentiellement jusqu'à atteindre une valeur de  $2,04 \times 10^5$  avec un rapport  $d/\Lambda$  de 0,05. L'augmentation de l'espacement entre les tiges semble donc améliorer le facteur de qualité du cristal BIP 2D. Or, la taille du cœur augmente avec l'augmentation de la périodicité. Les pertes vont donc diminuer aussi en fonction de la taille du cœur, ceci empêche d'étudier uniquement l'influence de la périodicité sur le confinement par le cristal BIP.

La figure 2.39 illustre l'évolution du facteur de qualité du mode de cœur  $HE_{11}$  sur la première BIP, pour  $d/\Lambda = 0,1$ ,  $0,2$  et  $0,3$ . Les valeurs maximales des facteurs de qualité sont respectivement  $7,29 \times 10^4$ ,  $1,02 \times 10^4$  et 1062.



**FIGURE 2.38** – Évolution de facteur de qualité du mode  $HE_{11}$  en fonction de  $d/\Lambda$  pour  $kd = 2,3$ .

Si l'augmentation de l'espacement des tiges semble une solution logique pour améliorer le facteur de qualité d'une telle structure, un espacement trop important

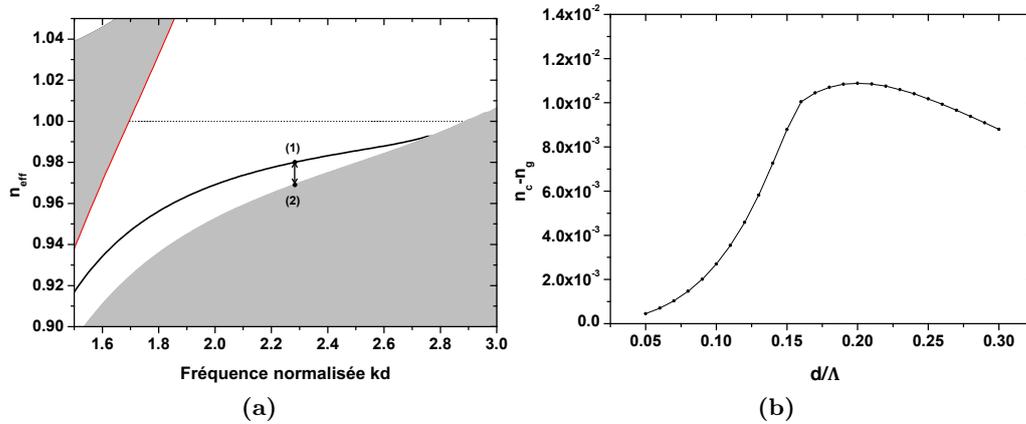


**FIGURE 2.39** – Évolution de facteur de qualité du mode  $HE_{11}$  sur la première BIP pour trois structures avec  $d/\Lambda = 0,1$  (rouge),  $0,2$  (pointillés longs en bleu) et  $0,3$  (pointillés en noir).

des tiges engendre logiquement la disparition du confinement par BIP. En effet, si la périodicité est fortement augmentée, la longueur d'onde propagée est alors très inférieure à la périodicité du cristal. Une trop grande périodicité empêche le couplage des modes entre les tiges, il n'y a donc plus de cristal à BIP. De plus, l'augmentation de la périodicité entraîne un couplage entre le mode de cœur et les modes de gaine. La largeur de la BIP va se réduire jusqu'à disparaître. Si le couplage entre ces modes de gaine et le mode de cœur n'est pas nul, ceci risque d'augmenter fortement les pertes d'une telle structure.

Pour prévoir l'apparition de ces couplages suivant la périodicité, une solution simple consiste à calculer la différence entre l'indice effectif du mode de cœur avec l'indice effectif des modes de gaines inférieurs les plus proches. La figure 2.40a met en évidence les modes considérés pour ce calcul avec les points (1) pour le mode de cœur et (2) pour le mode de gaine le plus proche. La figure 2.40b illustre l'évolution de la différence d'indice entre le mode de cœur  $HE_{11}$  et le mode de gaine inférieur le plus proche, suivant la périodicité. La fréquence normalisée  $kd$  a été fixée.

On observe sur la figure 2.40b une différence maximale pour  $d/\Lambda = 0,2$ . On



**FIGURE 2.40** – (a) Illustration des modes considérés pour le calcul de la différence d'indice. (b) Évolution de la différence d'indice effectif entre le mode de cœur  $\text{HE}_{11}$  et le mode de gaine inférieur le plus proche, en fonction de  $d/\Lambda$ .

remarque que pour  $d/\Lambda < 0,16$ , la différence d'indice décroît rapidement. En effet, pour les structures dont l'espacement entre les plots devient trop important, l'écart d'indice chute rapidement. Cette méthode n'est cependant pas rigoureuse. En effet, il faudrait tracer l'évolution du coefficient de couplage entre le mode de cœur et les modes de gaines. Ce coefficient de couplage dépend de la différence d'indice effectif et de l'intégrale de recouvrement entre ces modes.

Bien qu'un fort facteur de qualité soit recherché avec cette structure, il n'est pas envisageable d'augmenter fortement l'espacement des plots. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre le facteur de qualité et le couplage du mode de cœur avec ceux de la gaine. Dans le cas présent, on peut se baser une valeur  $d/\Lambda$  comprise entre 0,16 et 0,20. Il est à noter que ces simulations ne permettent pas de prendre en compte le coefficient de couplage qu'il peut y avoir entre le mode de cœur et ceux de la gaine. Ces calculs n'ont pas été réalisés pour l'instant, mais la variation de la différence d'indice effectif mode de cœur/mode de gaine suppose un maximum pour  $d/\Lambda \approx 0,2$

# Applications des structures à bandes interdites photoniques hors-plan aux domaines micro-ondes et térahertz

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Application du principe des bandes interdites photoniques hors-plan aux résonateurs micro-ondes . . . . .</b>	<b>113</b>
3.1.1	Définition de la structure cristalline hors plan . . . . .	113
3.1.2	Étude du confinement des cristaux à bandes interdites photoniques hors plan dans un résonateur . . . . .	115
3.1.2.1	Caractéristiques du cristal à bandes interdites photoniques 2D hors plan . . . . .	116
3.1.2.2	Structure du résonateur . . . . .	118
3.1.2.3	Méthode de couplage . . . . .	120
3.1.2.4	Mesures réalisées . . . . .	121
3.1.3	Optimisation du résonateur . . . . .	137
3.1.3.1	Ajout d'une cavité hexagonale métallique . . . . .	137
3.1.3.2	Mesures du facteur de qualité avec la cavité hexagonale métallique . . . . .	141
3.1.3.3	Méthode de couplage par guides d'onde . . . . .	144
3.1.3.4	Mesures réalisées par guides d'onde . . . . .	146
3.1.4	Conclusion et perspectives sur l'optimisation du résonateur . . . . .	148
<b>3.2</b>	<b>Application du principe de bandes interdites photoniques hors-plan et d'antirésonance au domaine térahertz . . . . .</b>	<b>153</b>
3.2.1	Les guides d'ondes basés sur le confinement par bandes interdites photoniques . . . . .	153
3.2.1.1	Modélisation du guide . . . . .	153
3.2.1.2	Réalisation du guide d'onde . . . . .	155

---

3.2.1.3	Caractérisation du guide d'onde . . . . .	156
3.2.2	Les guides d'ondes à bords minces . . . . .	162
3.2.2.1	Les guides d'onde réalisés . . . . .	162
3.2.2.2	Caractérisation des guides d'onde . . . . .	165
3.2.3	Conclusion et perspectives des guides proposés . . . . .	170

---

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il est possible de simplifier la structure des HC-PCF en considérant uniquement des tiges de diélectrique réparties périodiquement dans l'air. Cette simplification de la structure cristalline permet d'avoir un élargissement de la première BIP. Or, aux longueurs d'onde optique, la simplification de la structure est techniquement impossible. Il faudrait pour cela réaliser et manipuler des tiges de silice dont le diamètre serait inférieur à 1  $\mu\text{m}$ . L'agencement de ces tiges de silice dont l'espacement serait micrométrique afin d'obtenir des guides de plusieurs mètres de long paraît tout aussi impossible à réaliser. Ainsi la structure à maille hexagonale des HC-PCF est incontournable pour réaliser un confinement par BIP en optique. Cependant, la simplification en maille triangulaire est techniquement réalisable dans les domaines micro-ondes et THz, car les dimensions des tiges et leur espacement sont de dimensions millimétriques ou micrométriques. Dans ce chapitre, nous allons commencer par l'application des structures BIP simplifiées dans le domaine micro-ondes avec leur intégration dans des résonateurs. Nous verrons ensuite l'application des structures BIP simplifiées au domaine THz. D'un point de vue chronologique, l'étude de ces structures a débuté par le domaine micro-onde. En effet, les dimensions des tiges de silice pour un confinement par BIP aux micro-ondes étant plus grandes que celles pour les fréquences THz, le cristal à BIP a été plus simple à réaliser. De plus, le domaine micro-onde est beaucoup plus mature que le domaine THz. Les outils permettant la génération et la détection des micro-ondes sont suffisamment puissants, fiables et faciles d'utilisation pour démontrer le confinement par BIP aux micro-ondes. Cette première étape a pour objectif de tester le concept des structures à BIP 2D aux micro-ondes afin de le transposer au domaine THz.

## 3.1 Application du principe des bandes interdites photoniques hors-plan aux résonateurs micro-ondes

La majorité des résonateurs micro-onde proposent de confiner le champ électromagnétique dans un milieu diélectrique. Or, le facteur de qualité est lié à l'absorption des diélectriques dans ce cas de figure [93]. Si l'absorption des diélectriques est faible aux basses fréquences du domaine micro-onde, elle augmente aux hautes fréquences. Ceci limite l'obtention de forts facteurs de qualité avec des résonateurs diélectriques à température ambiante.

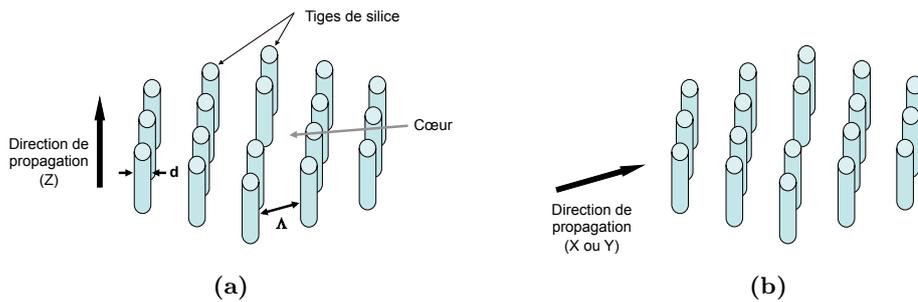
Une des solutions étudiées par l'équipe FSM (frequency standards and Metrology research group) de l'Université d'Australie occidentale consiste à confiner le champ électromagnétique dans un cœur d'air à l'aide de réflecteurs de Bragg, soit des structures à BIP 1D [94]. Cette méthode permet d'obtenir des facteurs de qualité  $Q$  supérieurs au facteur de qualité du diélectrique  $Q_d$  utilisé pour réaliser les réflecteurs de Bragg.

L'étude menée en collaboration avec l'équipe FSM, propose d'utiliser le cristal à maille triangulaire dans un résonateur. Le premier objectif a été de tester le principe de confinement avec cette structure dans le domaine micro-onde. Ensuite, les performances de ce type de résonateur ont été évaluées.

### 3.1.1 Définition de la structure cristalline hors plan

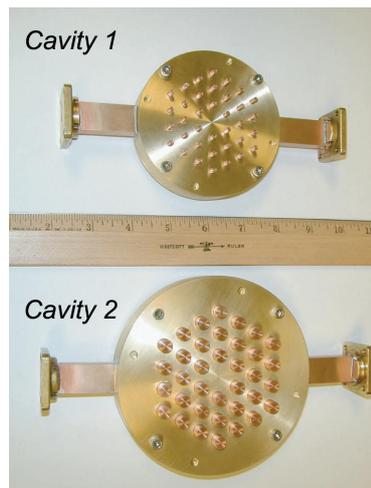
Avant de présenter les résonateurs développés au cours de cette collaboration, il faut distinguer deux types d'orientations des cristaux à BIP 2D suivant le sens de propagation de l'onde étudiée : la structure cristalline « dans le plan » et la structure cristalline « hors plan ». Prenons l'exemple de la structure BIP à maille triangulaire composée de plots de silice. Lorsque les tiges de silice sont perpendiculaires à la direction de propagation comme l'illustre la figure 3.1b, on parle d'un cristal dans le plan. En effet, le plan perpendiculaire aux tiges de silice correspond au plan du cristal, puisque celui-ci permet de décrire toute la structure 2D du cristal. L'invariant

du cristal correspond à la translation perpendiculaire par rapport au plan du cristal. La propagation de l'onde se fait donc dans le plan du cristal. Dans le second cas, la direction de propagation est parallèle aux tiges de silice, soit suivant l'invariant du cristal (Fig. 3.1a), on parle donc de cristal hors plan.



**FIGURE 3.1** – Structure cristalline hors plan, composée de tige de silice et d'air (a), structure cristalline dans le plan (b)

Jusqu'à présent, les études au domaine micro-ondes se sont intéressées aux résonateurs à cœur creux basés sur des structures cristallines à BIP 2D dans le plan, composées d'un agencement triangulaire de tiges métalliques [95–98] (Fig. 3.2) ou de tiges de diélectriques [99, 100].



**FIGURE 3.2** – Photographie de résonateurs à cristal BIP 2D métallique dans le plan étudiés par E. I. Smirnova *et al.* [98].

Or, le choix de l'orientation hors plan du cristal présente certains avantages, comparé à l'orientation dans le plan. En effet, le cristal hors plan agit directement sur la composante transversale du champ propagé. Comme nous avons pu le constater dans le chapitre 2, la périodicité du cristal  $\Lambda$  est plus grande que la longueur d'onde propagée. Par conséquent, le champ confiné dans le cœur du cristal est moins sensible aux défauts de fabrication du cristal. Ces avantages de la structure cristalline hors plan doivent permettre d'atteindre des facteurs de qualité élevés comparés aux cristaux dans le plan. Les cristaux photoniques hors plan sont depuis longtemps utilisés dans les fibres optiques puisque leur intérêt a été démontré depuis 1978 [101] (Cf. chapitre 2). L'équipe FSM a démontré quant à elle, le fort potentiel des cristaux BIP 1D hors plan basés sur une structure diélectrique à une seule couche avec un facteur de qualité de  $2,34 \times 10^5$  à température ambiante [102].

Nous proposons donc d'utiliser un cristal BIP 2D hors plan dans les résonateurs. Dans un premier temps, le principe de ce résonateur va être présenté. Dans un second temps, une optimisation du résonateur sera proposée. Enfin, nous verrons les perspectives d'optimisation de ce résonateur.

### **3.1.2 Étude du confinement des cristaux à bandes interdites photoniques hors plan dans un résonateur**

Pour cette première partie de l'étude sur les résonateurs basés sur un cristal BIP 2D hors plan, l'objectif a été de vérifier le confinement par BIP dans le cœur creux. Les caractéristiques du cristal BIP ainsi que la structure du résonateur permettant de vérifier le confinement vont être présentées. Ensuite, les mesures réalisées sur un premier résonateur seront présentées.

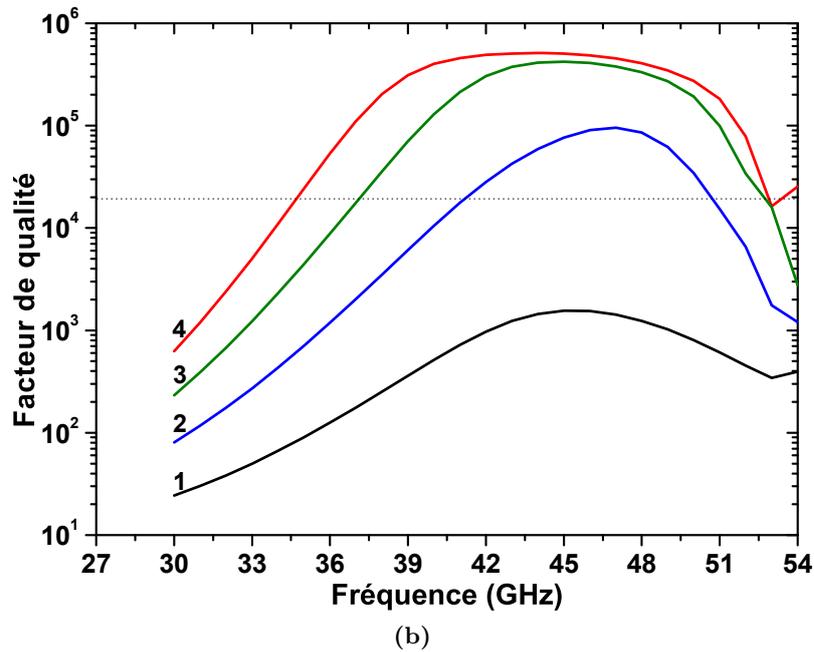
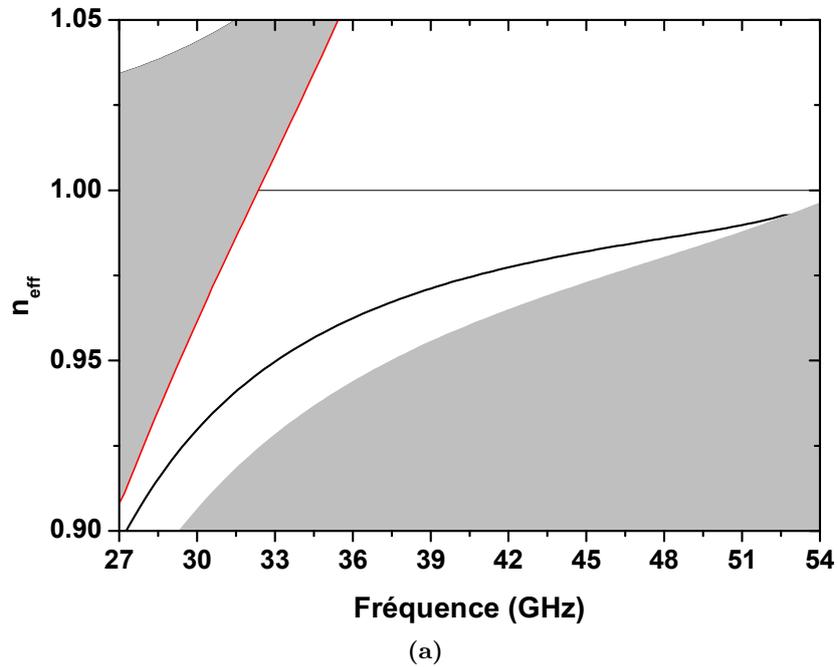
### **3.1.2.1 Caractéristiques du cristal à bandes interdites photoniques 2D hors plan**

Afin d'établir les caractéristiques du cristal à BIP 2D hors plan, ce dernier a été modélisé. Les simulations ont été réalisées uniquement dans le plan du cristal, soit perpendiculaire par rapport à la direction de propagation de l'onde. Les simulations correspondent donc à l'étude d'un guide. Aucun réflecteur n'est considéré suivant la direction de propagation de l'onde.

Pour obtenir une BIP autour de 40 GHz, une structure cristalline composée de tiges de silice de 2,5 mm de diamètre régulièrement espacées de 12,5 mm a été considérée ( $d/\Lambda = 0,2$ ). La première BIP est centrée autour de 40 GHz. La caractérisation de la silice dans ce domaine de fréquences, réalisée à UWA, a établi une permittivité de  $\varepsilon_{SiO_2} = 3,78 - i1,96 \times 10^{-4}$ , soit un indice de  $n_{SiO_2} = 1,944 - i5,04 \times 10^{-5}$  (Cf. §2.3.3). Les simulations ont été basées sur ces valeurs. La première BIP de cette structure est illustrée sur la figure 3.3a. Les modes autorisés du cristal se trouvent dans les zones grisées sur le diagramme des indices effectifs. Le retrait de la tige centrale crée le défaut central servant de cœur. La courbe noire correspond à l'évolution du mode de cœur.

Le choix de l'espacement des tiges s'est fait de manière à avoir un compromis entre le confinement du mode de cœur et les pertes liées aux tiges de silice comme je l'ai expliqué à la section 2.3.3.2. La figure 3.3b illustre l'influence du nombre d'anneaux de tiges sur le facteur de qualité.

Ainsi la structure cristalline composée de quatre anneaux permet d'atteindre un facteur de qualité maximal de  $5,1 \times 10^5$  sur la première BIP centrée sur 40 GHz. Le facteur de qualité maximale avec la structure à trois anneaux est relativement proche avec une valeur de  $4,2 \times 10^5$ . On peut donc affirmer qu'il y a une saturation du facteur de qualité pour 4 anneaux. L'ajout d'un anneau de tiges ne permettra que d'avoir un facteur de qualité équivalent sur une plus grande plage de la première BIP (Cf. §2.3.3).

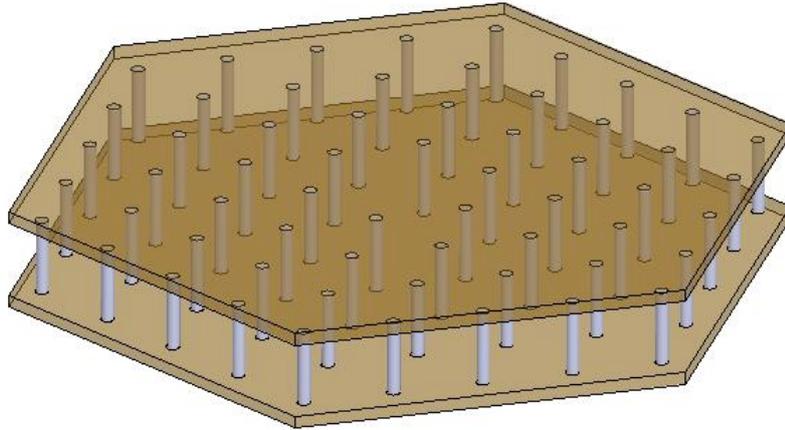


**FIGURE 3.3** – (a) Diagramme des indices effectifs centré sur 40 GHz avec la structure composée de tiges de silice de 2,5 mm de diamètre régulièrement espacées de 12,5 mm. Le mode de cœur est représenté par la courbe noire. (b) Évolution du facteur de qualité du mode de cœur en fonction de la fréquence, pour un cristal à BIP composé de tiges de silice de 2,5 mm de diamètre régulièrement espacée de 12,5 mm et dont la première BIP est centrée autour de 40 GHz, avec 1 anneau de tiges (en noir), 2 anneaux (en bleu), 3 anneaux (en vert), 4 anneaux (en rouge).

### 3.1.2.2 Structure du résonateur

Pour l'étude des résonateurs réalisés au cours de cette thèse, le premier objectif a été de vérifier qu'une onde peut être confinée dans le cœur creux d'un cristal BIP 2D hors plan. Or, Le cristal BIP 2D agit uniquement sur la composante transversale du champ. Il est donc nécessaire de confiner l'onde d'un point de vu longitudinal afin de vérifier le confinement du cristal BIP et de retrouver ses caractéristiques obtenues par simulation. La solution la plus simple à mettre en œuvre consiste à apposer deux plaques métalliques placées perpendiculairement à la direction de propagation, comme l'illustre la figure 3.4.

Il est évident que l'utilisation de plaques métalliques pour obtenir un résonateur va fortement dégrader le facteur de qualité à cause des pertes métalliques. Cette solution n'est qu'une étape comme nous le verrons plus loin.



**FIGURE 3.4** – Illustration du résonateur composé de deux plaques métalliques (en orange) et les tiges de diélectrique (en bleu).

Les deux plaques métalliques étant comparable à une cavité Fabry-Perot, les fréquences de résonance se déduisent de l'expression suivante :

$$\beta h = m\pi \quad (3.1)$$

avec  $m = 1,2,3 \dots$ ,  $\beta = 2\pi f n_{eff}/c$ , la constante de propagation de l'onde confinée

dans le résonateur et  $h$  la distance séparant les deux plaques métalliques. La première fréquence de résonance pouvant s'établir entre les plaques métalliques s'obtient pour  $m = 1$ . Ainsi, il est possible d'exprimer l'indice effectif  $n_{eff}$  en fonction de la première fréquence de résonance  $f$  et de la hauteur  $h$  :

$$n_{eff} = \frac{c}{2fh} \quad (3.2)$$

Supposons que le cristal à BIP 2D hors plan, composé de tiges de diélectrique dans une matrice d'air présente les mêmes caractéristiques spectrales, qu'il soit utilisé dans un guide ou dans un résonateur. La superposition du diagramme des indices effectifs d'un cristal à BIP donné et de l'équation 3.2 permet d'établir la fréquence de résonance suivant la hauteur  $h$  entre les deux plaques métalliques.

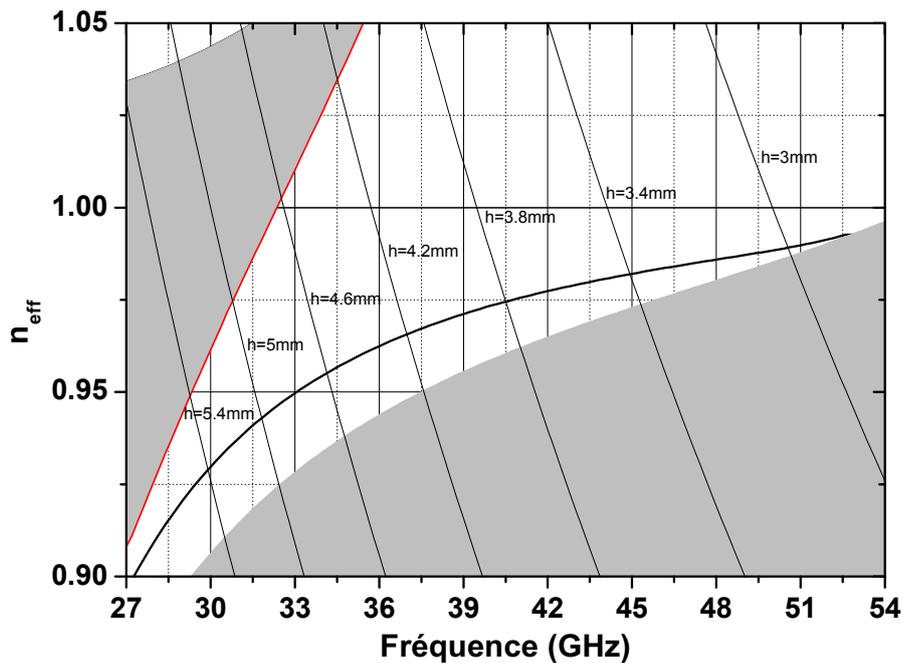


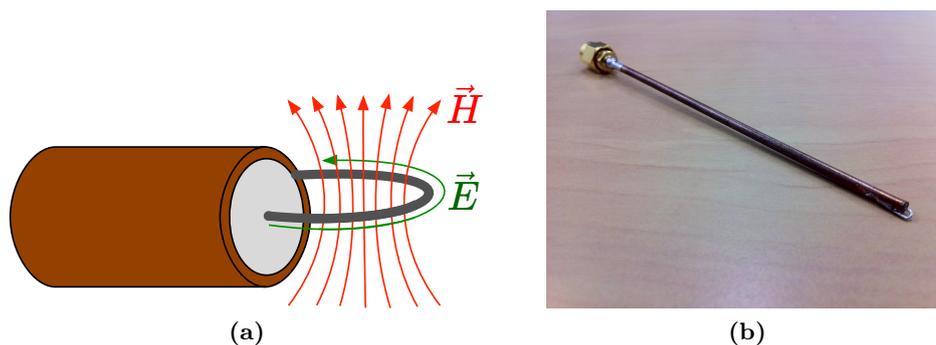
FIGURE 3.5 – Superposition du diagramme des indices effectifs du cristal à BIP dont la première BIP est centrée sur 40 GHz et les courbes de résonance des plaques métalliques pour différentes hauteurs  $h$  d'après l'équation 3.2.

Cette superposition est représentée sur la figure 3.5. Les courbes fines noires représentent l'évolution de la fonction 3.2 pour les différentes hauteurs de cavité

$h$  indiquées sur la figure. Ainsi, l'intersection entre la courbe du mode de cœur du cristal à BIP et une des courbes représentant la fonction 3.2 pour une hauteur donnée, correspond à la fréquence de résonance de la cavité résonante. La fréquence de résonance du résonateur peut donc être changée en faisant varier la hauteur de la cavité, dans la limite spectrale de la première BIP. Par extension, il est possible d'appliquer cette méthode de superposition aux modes de gaine.

### 3.1.2.3 Méthode de couplage

Afin de caractériser les résonateurs basés sur un cristal à BIP 2D hors plan réalisés au cours de ce travail, le choix s'est porté dans un premier temps sur les boucles magnétiques pour réaliser les mesures. Les boucles magnétiques peuvent facilement être déplacées entre les tiges du cristal afin de mesurer au mieux le mode de cœur. Elles sont obtenues en dénudant l'âme centrale de câbles coaxiaux. L'âme est en suite recourbée et soudée sur le blindage métallique du coaxial. Lorsqu'un champ électrique  $\vec{E}$  traverse la boucle, un champ magnétique  $\vec{H}$  est alors induit dans la boucle. Ce champ magnétique est perpendiculaire à la boucle comme l'illustre la figure 3.6a. Dans le cas où un champ magnétique  $\vec{H}$  passe dans la boucle, celui-ci induit un courant électrique sur la boucle.

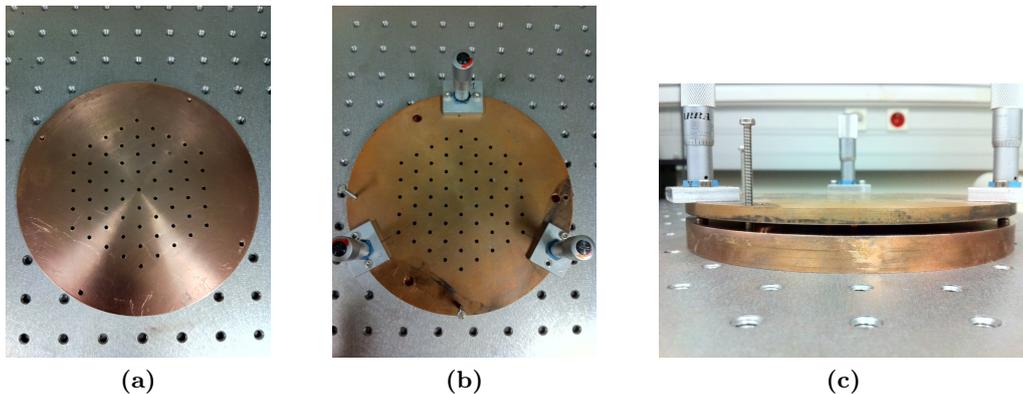


**FIGURE 3.6** – (a) Illustration d'une boucle magnétique réalisée sur un câble coaxial, un courant électrique  $\vec{E}$  circulant dans l'âme induit un champ magnétique  $\vec{H}$  passant par la boucle et inversement, un champ magnétique  $\vec{H}$  passant par la boucle induit un courant électrique  $\vec{E}$  circulant dans l'âme. (b) Photographie d'une boucle magnétique réalisée sur un câble coaxial de 2,2 mm de diamètre.

Les boucles étant à l'extrémité de câbles coaxiaux semi-rigides, il est alors possible de positionner les boucles entre les tiges de silice, de faire tourner le câble coaxial pour orienter la boucle magnétique de manière à obtenir le couplage avec le mode de cœur. Les premiers câbles coaxiaux utilisés, fournis par HUBER+SUHNER sont composés d'un blindage et d'une âme en cuivre séparés par un isolant en PTFE. Leur diamètre est de 2,2 mm. Ainsi, une des boucles est utilisée pour exciter le mode du cœur creux par couplage avec la composante axiale du champ magnétique. L'autre boucle est utilisée pour mesurer la diffusion des ondes dans le résonateur.

#### 3.1.2.4 Mesures réalisées

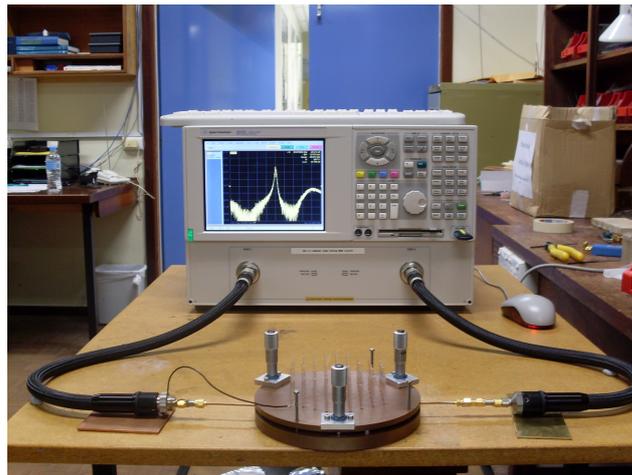
Le premier résonateur étudié est basé sur le cristal à BIP de quatre anneaux de tiges de silice. Ce premier résonateur a été fabriqué et étudié à l'Université d'Australie occidentale (UWA). Du cuivre a été utilisé pour réaliser les plaques car il présente l'une des conductivités des plus fortes par rapport aux autres métaux. Elle a été considérée comme étant égale à  $\sigma_{Cu}(40 \text{ GHz}) = 4,1 \times 10^7 \text{ Sm}^{-1}$  pour le domaine de fréquences étudiées.



**FIGURE 3.7** – Photographies des différents éléments du résonateur 40 GHz, avec la plaque de cuivre inférieure (a), la plaque de cuivre supérieure (b) avec les vis micrométriques pour le contrôle de l'espacement entre les plaques (c).

La première plaque de cuivre, présentée sur la figure 3.7a correspond à la plaque inférieure du résonateur. Les trous non débouchant de 2,5 mm de diamètres percés

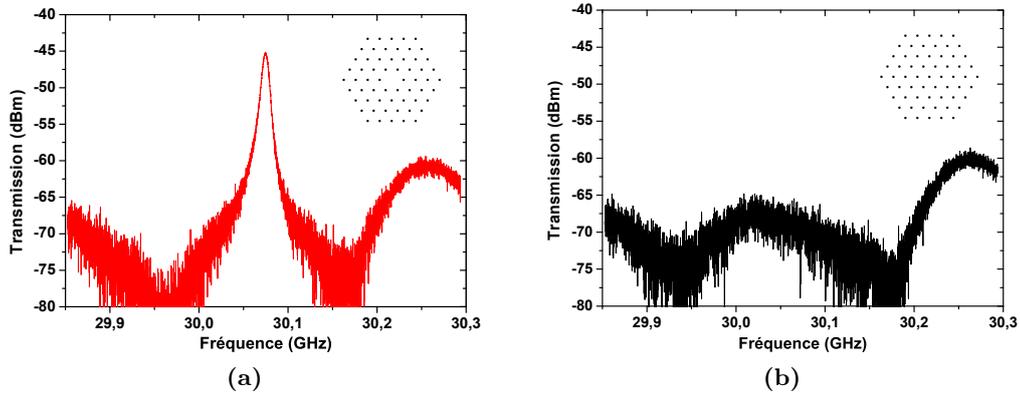
sur cette plaque servant à maintenir les tiges de silice sont régulièrement espacée de 12,5 mm. La seconde plaque posée par dessus la première (figure 3.7b) est percée complètement. Les tiges de silice passent à travers cette plaque et sont maintenues dans les trous non débouchant de la plaque inférieure. Trois vis micrométriques sont fixées sur la plaque supérieure afin de pouvoir faire varier l'espacement entre les deux plaques comme l'illustre la figure 3.7c. Ainsi, la hauteur du résonateur peut être modifiée sans avoir à changer les tiges de silice. D'après ce qui a été présenté à la section 3.1.2.2, la fréquence de résonance doit dépendre de la hauteur imposée entre les deux plaques. Le dispositif sous test est représenté sur la figure 3.8 où l'on peut voir l'analyseur de réseaux vectoriels (ARV) et les boucles magnétiques placées dans le résonateur.



**FIGURE 3.8** – Photographie du résonateur avec les tiges de silice et les boucles magnétiques lors d'une mesure avec l'analyseur de réseaux vectoriels.

### Identification du mode de cœur

Lors des mesures, si le but est de coupler le mode de cœur à l'aide des boucles magnétiques, les modes autorisés du cristal se couplent aussi. Afin de s'assurer que le pic de résonance observé correspond bien au mode de cœur du résonateur, un trou de même diamètre que les autres a été percé au dessus du cœur pour passer un tige de silice (du même diamètre que celles constituant le cristal à BIP). Lorsque



**FIGURE 3.9** – Spectres mesurés avec la présence du pic de résonance (a) et l’absence du pic de résonance (b). Le schéma respectif de la topologie du cristal BIP utilisé pour les mesures (tiges matérialisées par les points) est inséré sur chaque graphique.

cette tige est introduite dans le cœur, le cristal est alors sans défaut et le mode de cœur ne peut donc pas s’établir. La hauteur entre les deux plaques a été fixée à 5,24 mm. Les mesures présentées sur la figure 3.9 illustrent la comparaison entre la présence du pic de résonance quand la tige centrale est retirée, et l’absence de ce même pic de résonance lorsque la tige centrale est introduite dans le résonateur. Cette comparaison a permis de vérifier qu’un mode de résonance s’installe dans le cœur creux à 30,074 GHz. D’après l’équation 3.2, l’indice effectif de ce mode étant inférieur à l’indice de l’air ( $n_{eff} = 0,95$ ), cela confirme que le mode est confiné dans le cœur creux. Le facteur de qualité vaut  $4 \times 10^3$  pour cette première mesure.

Concernant les mesures du facteur de qualité de ce résonateur, l’utilisation des deux plaques de cuivre va fortement limiter le facteur de qualité. En effet, le facteur de qualité du cristal dépend d’une part du facteur de qualité du cristal BIP 2D hors plan, et d’autre part des plaques de cuivre. Le facteur de qualité à vide  $Q_0$  du résonateur peut donc s’exprimer ainsi :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{cristal}} + \frac{1}{Q_{cuivre}} \quad (3.3)$$

avec  $Q_{cristal}$  le facteur de qualité du cristal BIP 2D hors plan et  $Q_{cuivre}$  le facteur de

qualité dépendant du cuivre. Le facteur de qualité à vide  $Q_0$  correspond au facteur de qualité intrinsèque du résonateur. Pour prendre en compte les pertes métalliques des simulations complémentaires ont été réalisées à l'aide du logiciel EMXD développé au laboratoire Xlim. Celles-ci ont été effectuées en trois dimensions, en considérant la conductivité du cuivre égale à  $\sigma_{Cu}(40GHz) = 4,1 \times 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ . Le facteur de qualité à vide du résonateur basé sur un cristal BIP 2D hors plan à quatre anneaux est de  $4,7 \times 10^3$ .

Cependant, les mesures ne permettent pas d'accéder directement au facteur de qualité à vide, mais au facteur de qualité en charge  $Q_L$  défini par la relation suivante :

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f_{-3\text{dB}}} \quad (3.4)$$

où  $f_0$  est la fréquence de résonance et  $\Delta f$  et la différence entre les deux fréquences prises à -3 dB par rapport à la valeur maximale du pic de résonance. Le facteur de qualité en charge  $Q_L$  dépend de la position des boucles (les accès) pour coupler le mode de cœur. Ces deux valeurs sont liées par la relation suivante :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{e1}} + \frac{1}{Q_{e2}} \quad (3.5)$$

avec  $Q_{e1}$  et  $Q_{e2}$  les facteurs de qualité des accès au résonateur par les deux boucles magnétiques. En supposant que les deux accès soient identiques ( $Q_{e1} = Q_{e2}$ ), il est possible de déduire l'expression suivante liant le facteur de qualité à vide  $Q_0$  au facteur de qualité en charge  $Q_L$  :

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - |S_{21}^{f_0}|} \quad (3.6)$$

avec  $S_{21}^{f_0}$  un des deux paramètres  $S$  en transmission à la fréquence de résonance, pris en valeur linéaire. Les deux accès étant supposés identiques, cela induit que les deux paramètres  $S$  en transmission sont égaux, soit  $S_{21} = S_{12}$ .

Pour les mesures du facteur de qualité, le but est d'avoir un couplage faible avec le mode de cœur. Les pics de résonance mesurés sont donc situés aux environs de  $S_{21}^{f_0} = -30$  dBm, soit en linéaire  $S_{21}^{f_0 lin} = 0,03$ . Cette valeur étant relativement faible, il est donc possible de considérer que le facteur de qualité en charge est équivalent au facteur de qualité à vide, soit  $Q_0 \approx Q_L$ .

La figure 3.10a présente les mesures des pics de résonance à 30,1 GHz, avec le cristal composé de deux, trois et quatre anneaux de tiges de silice. La hauteur entre les deux plaques a été fixée à  $h = 5,24$  mm. Dans chacun des cas, les boucles magnétiques ont été placées au niveau du dernier anneau de tiges. On observe nettement qu'avec un nombre d'anneaux plus important le couplage diminue et la largeur spectrale du pic de résonance se réduit. Ceci confirme le confinement par BIP. Les valeurs des différents facteurs de qualité sont reportées sur le graphique de la figure 3.10b. Comme le prévoit les simulations, le facteur de qualité augmente avec le nombre d'anneaux jusqu'à atteindre  $Q_0 = 4,5 \times 10^3$  avec quatre anneaux de tiges. Ces résultats montrent qu'il y a bien concordance entre les simulations réalisées en trois dimensions et les mesures effectuées.

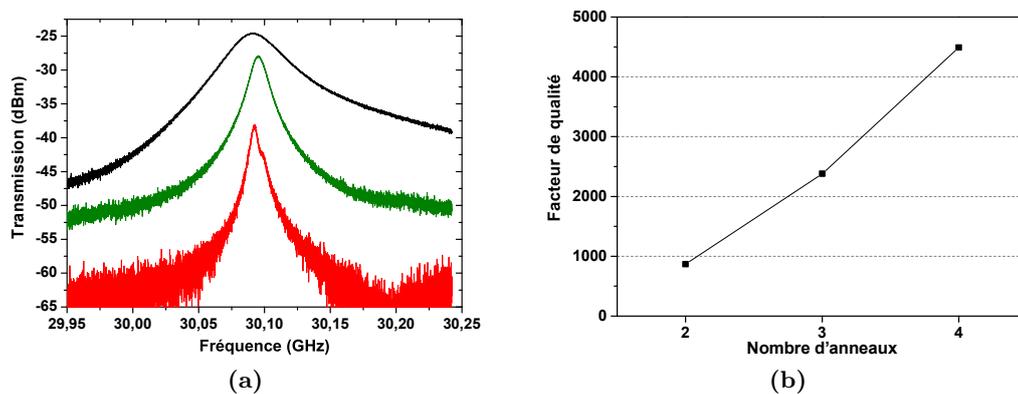
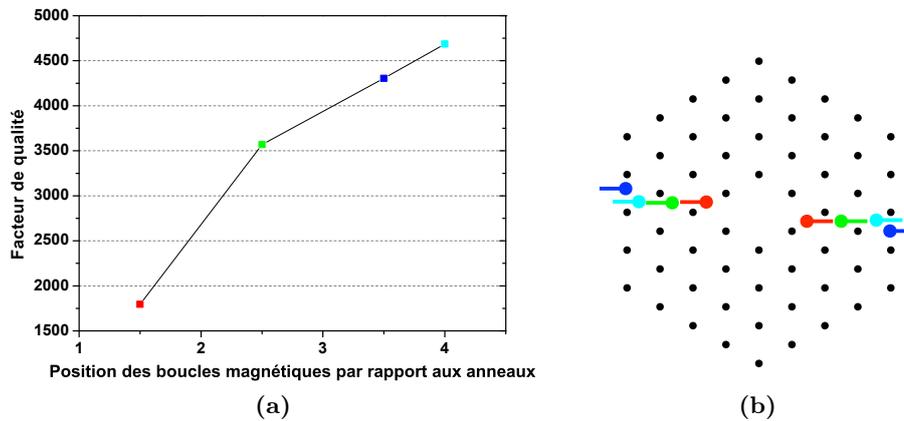


FIGURE 3.10 – (a) Évolution spectrale autour du pic de résonance à 30,1 GHz pour une structure cristalline composée de 2 anneaux (noir), 3 anneaux (vert) et 4 anneaux (rouge). (b) Évolution du facteur de qualité à 30,1 GHz en fonction du nombre d'anneaux.

Comme la structure cristalline permet facilement de passer les boucles magnétiques entre les tiges, il a ainsi été possible de mesurer l'évolution du facteur de

qualité suivant la position des boucles magnétiques dans le cristal à quatre anneaux. Ces mesures sont représentées sur la figure 3.11a, la couleur de chaque point correspond à la position des boucles schématisées sur la figure 3.11b. Le facteur de qualité diminue si les boucles magnétiques sont insérées trop profondément dans le cristal. En effet, le couplage avec le mode de cœur est plus important lorsque l'on rapproche les boucles du cœur, donc le facteur de qualité diminue.



**FIGURE 3.11** – (a) Évolution du facteur de qualité en fonction de la position des boucles magnétiques dans le cristal composé de quatre anneaux, (b) schéma représentant la position des boucles magnétique dans le cristal.

### Évolution de l'indice effectif

Ces premières mesures semblent confirmer le confinement par BIP. Pour appuyer cette première confirmation, l'indice effectif du mode de cœur a été mesuré pour de la hauteur  $h$  entre les deux plaques métalliques. Les boucles magnétiques ont été placées au niveau du quatrième anneau de tiges comme l'illustre la figure 3.12.

La hauteur de la cavité a été modifiée pour mesurer le pic de résonance. Celui-ci a pu être mesuré sur une plage de fréquences allant de 27 à 34 GHz. La figure 3.13 présente le calcul des indices effectifs du mode de cœur. Ces mesures ont été superposées au diagramme des indices effectifs obtenu par simulation afin d'être comparés. On constate une évolution similaire de l'indice effectif obtenus par la mesure et celui obtenu par simulation.

On constate tout de même une différence. En effet, dans le cadre de ses mesures, une modification de  $\Delta h = +100 \mu\text{m}$  est nécessaire pour une meilleure correspondance entre les indices effectifs mesurés et ceux simulés. Ceci équivaut à une erreur relative de 2,2%. Cette différence de  $100 \mu\text{m}$  est trop importante être imputée à une erreur de mesure. L'équation 3.2 suppose que les deux plaques ne comportent pas de défaut, or la plaque inférieure est percée de trous non débouchant et la plaque supérieure est percée complètement pour le maintien des tiges. Il est possible que

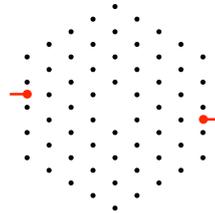


FIGURE 3.12 – Schéma indiquant la positions des boucles magnétiques (en rouge) par rapport aux tiges de silice du cristal photonique à BIP.

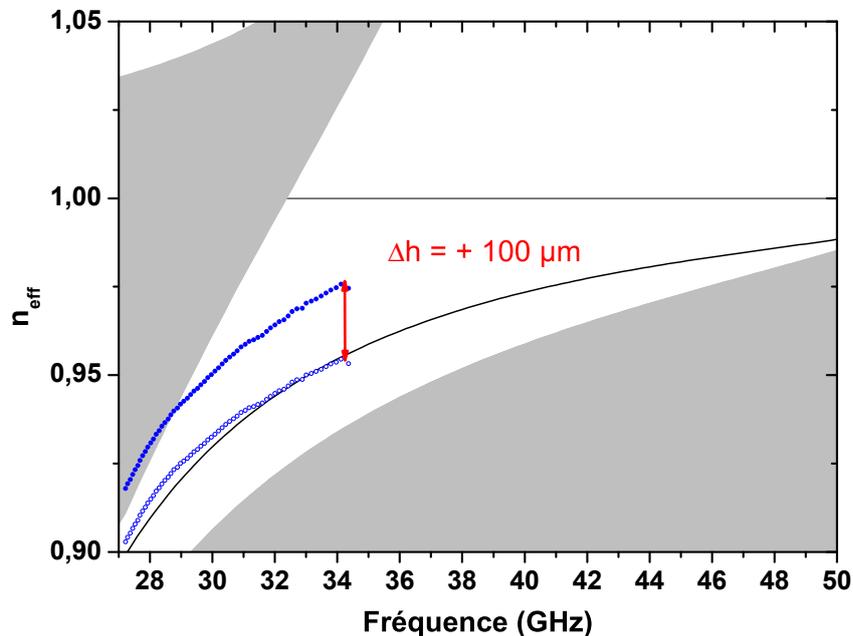
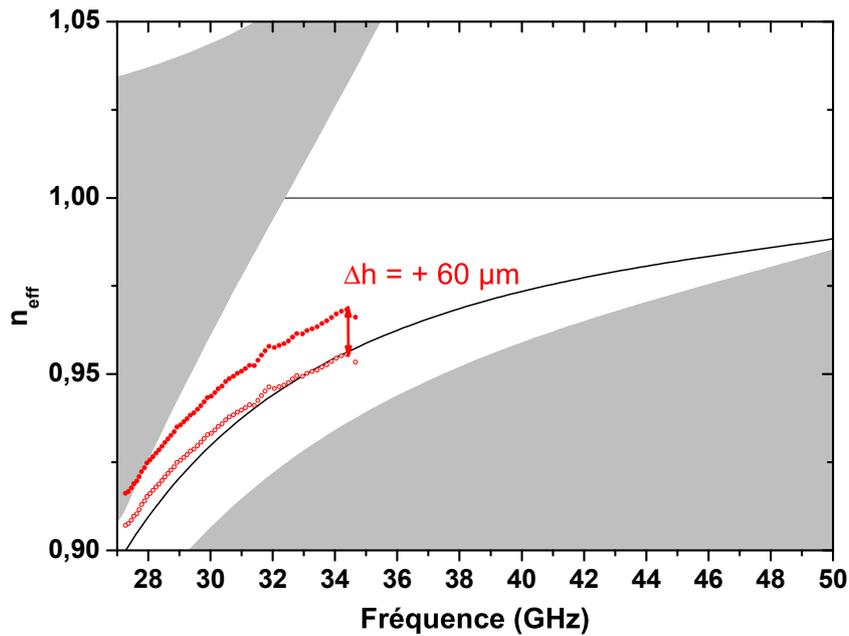


FIGURE 3.13 – Diagramme des indices effectifs pour le cristal à BIP à 40 GHz superposé aux mesures des indices effectifs du résonateur composé de quatre anneaux de tiges (points bleus) et les mesures après correction de la hauteur  $\Delta h = +100 \mu\text{m}$  (cercles bleus).

ces ouvertures modifient sensiblement la répartition du mode de résonance dans le résonateur. La fréquence de résonance est donc modifiée.

L'ouverture située juste au dessus du cœur creux est susceptible d'influencer de manière prépondérante la fréquence de résonance du mode de cœur. Afin de montrer l'influence de cette ouverture sur la position de la fréquence de résonance, une série de mesures a été réalisée en bouchant l'ouverture au dessus du cœur, par une tige métallique. Seule l'ouverture est fermée, la tige n'entrait pas dans le cœur. Le cœur n'est donc pas modifié. Les résultats sont présentés sur la figure 3.14. Comme précédemment, l'évolution de l'indice effectif obtenue par ces mesures présente un décalage par rapport aux simulations, mais la modification nécessaire sur la hauteur vaut  $\Delta h = +60 \mu\text{m}$ , soit une erreur relative de 1,5%.



**FIGURE 3.14** – Diagramme des indices effectifs pour le cristal à BIP à 40 GHz superposé aux mesures des indices effectifs du résonateur composé de quatre anneaux de tiges et dont l'ouverture centrale est fermée (points rouges), et les mesures après correction de la hauteur  $\Delta h = +60 \mu\text{m}$  (cercles rouges).

Ce résultat montre donc l'influence de l'ouverture centrale sur la résonance. L'erreur est minimale mais certaines sources d'erreurs peuvent expliquer la différence

qu'il persiste. Les autres ouvertures de la plaque supérieure ne pouvant pas être fermées, la répartition du mode de résonance doit être légèrement modifiée. Les variations du diamètre des tiges de silice et de leurs indices peuvent aussi être des sources d'erreurs. Ces hypothèses restent à vérifier.

Ces mesures nous ont donc permis de vérifier que la superposition du diagramme des indices effectifs obtenus par simulation dans le plan du cristal et de l'équation 3.2 (Cf. §3.1.2.2) est un modèle valable pour établir la fréquence de résonateur de ce genre de résonateur.

Une autre remarque à faire sur ces mesures concerne la largeur spectrale étudiée. Les mesures présentées sur les figures 3.13 et 3.14 ne vont pas plus loin que 35 GHz. Le pic de résonance au dessus de cette fréquence est trop faible pour être détecté. En effet, le confinement est plus important autour de 40 GHz (Cf. figure 3.3b), ce qui rend le couplage de plus en plus difficile jusqu'à perdre le pic de résonance. Pour illustrer ce phénomène, le nombre d'anneaux de tiges du cristal a donc été réduit à deux afin de réduire le confinement du cristal à BIP autour de 40 GHz. Les boucles magnétiques ont été placées au niveau du deuxième anneau. Le confinement étant plus faible, il est donc possible d'obtenir le pic de résonance jusqu'à la limite de 40 GHz qu'impose l'ARV. La figure 3.15 représente le pic de résonance qu'il a été possible de mesurer à 39 GHz.

L'évolution du facteur de qualité sur la première bande interdite a été étudié en faisant varier la hauteur  $h$ . Ces mesures ont été réalisées avec trois anneaux de tiges et quatre anneaux de tiges. Les valeurs sont reportées dans le graphique de la figure 3.16. Lors de ces mesures, les boucles magnétiques ont été gardées autant que possible dans une même position. Cependant l'espacement entre les plaques étant modifiés, il a fallu réajuster quelques fois la position des boucles, pour qu'elles restent à mi-hauteur. À cause de ces faibles changements de position, les facteurs de qualité calculés varient brusquement. Une courbe de tendance a été ajoutée pour les deux configurations cristallines afin de mettre en évidence l'augmentation du facteur

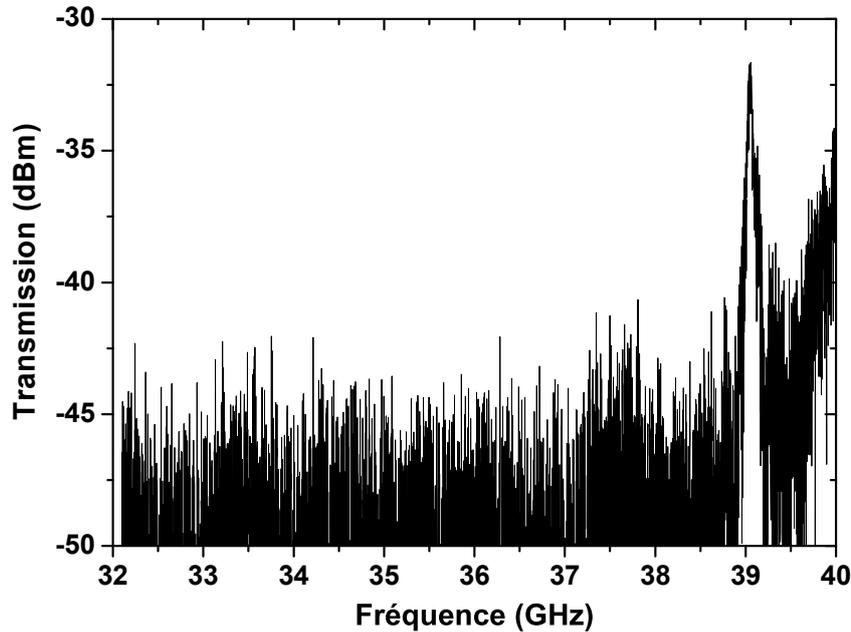


FIGURE 3.15 – Mesure spectrale du pic de résonance à 39 GHz.

de qualité avec l'augmentation de la fréquence. Malheureusement, l'ARV utilisé ne pouvant pas aller au delà de 40 GHz, il n'a pas été possible de montrer la baisse du facteur de qualité au-delà de 40 GHz obtenue en simulation.

Ces mesures ont permis d'obtenir un facteur de qualité maximal de  $Q_0 = 5,18 \times 10^3$  à 31,07 GHz avec 4 anneaux de tiges. C'est la valeur la plus élevée qu'il a été possible d'obtenir avec ce résonateur. Ces résultats de mesures sont cohérents avec les simulations. L'évolution du facteur de qualité se vérifie aussi en fonction de la fréquence. Il peut paraître surprenant d'avoir un facteur de qualité mesuré plus élevé que celui obtenu par simulation. Cependant il est possible que la conductivité du cuivre considérée dans les simulations soit plus proche de la conductivité à fréquence nulle, soit  $\sigma_{Cu} = 5,69 \times 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ .

Les mesures sur un plus large spectre fréquentiel permet d'observer une bande de fréquences où de nombreux pics sont obtenues en plus du pics de résonance du cœur. Ceci est illustré avec la figure 3.17a. La mesure de ces pics de résonance, correspondant aux modes autorisés, met en évidence une caractéristique intéressante

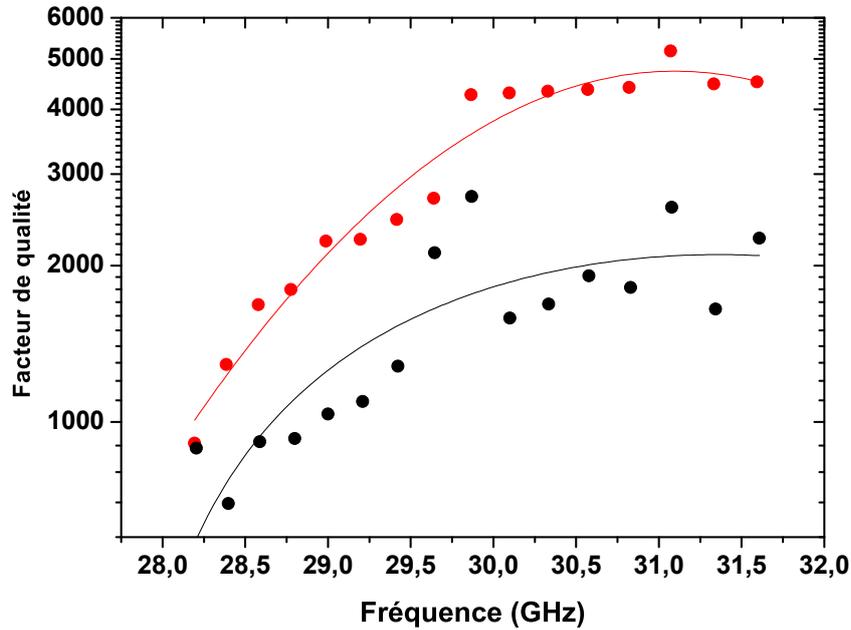
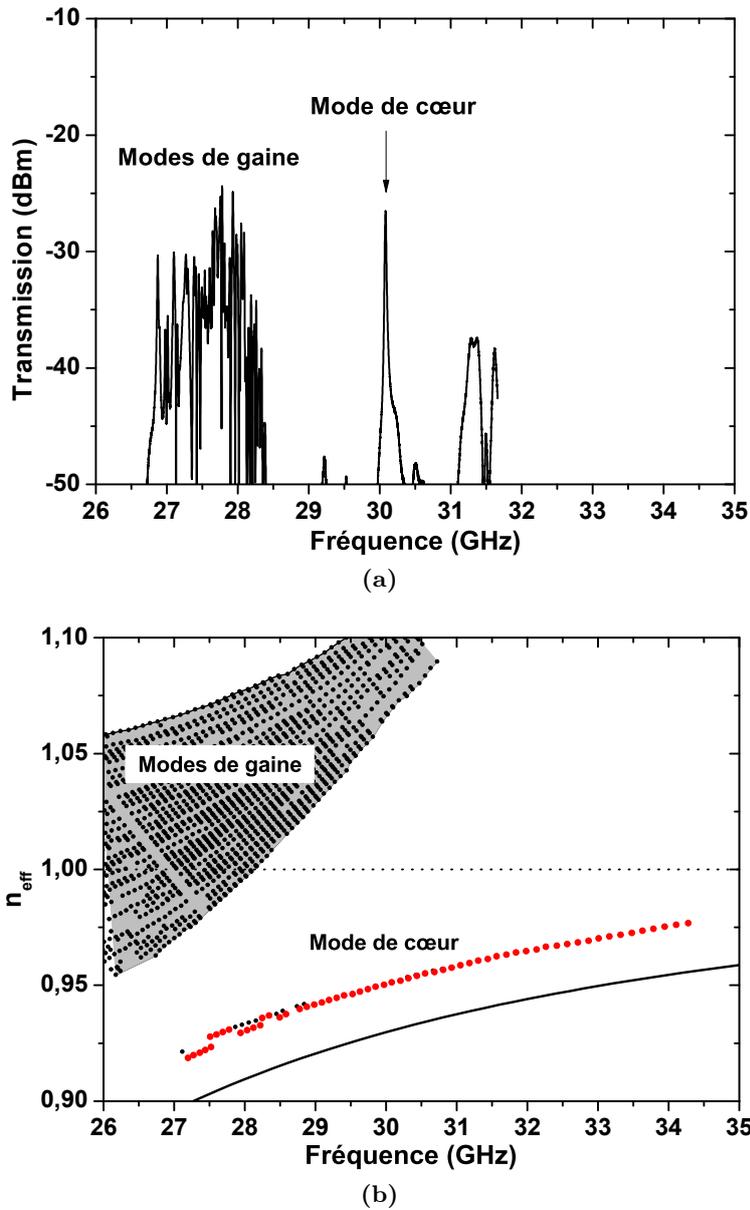


FIGURE 3.16 – Évolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence avec 3 anneaux (points noirs) et 4 anneaux (points rouges) avec les courbes de tendance dans les deux cas.

de ce résonateur. En effet, le mode de cœur se trouve sur une bande de fréquences de 3 GHz, libre de tous modes parasites. Ces pics ont été relevés sur les spectres obtenues pour différentes hauteurs  $h$ . Les indices effectifs de ces modes ont été déduits d'après l'équation 3.2. Le diagramme des indices effectifs mesurés est représenté figure 3.17b. On peut constater que les bandes de modes mesurés correspondent aux bandes de modes autorisés obtenues par simulation. Ainsi, on vérifie une nouvelle fois le bon accord entre les simulations et les mesures réalisées.

### Cristal à défauts multiples

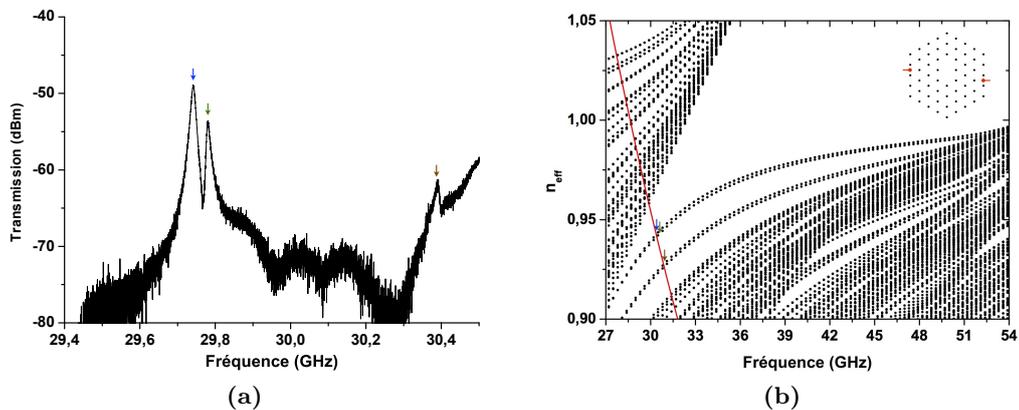
Bien que ce résonateur ait été étudié principalement avec le retrait de la tige centrale — soit un défaut — d'autres tiges peuvent être retirées pour augmenter le nombre de défauts et modifier la topologie du cœur. L'augmentation de la taille du cœur permet l'installation d'autres modes de résonance dans ce cœur creux. Dans ce cas, la structure peut avoir un autre intérêt que l'obtention d'un fort facteur de qualité. La proximité de deux modes de résonance par exemple, permet d'avoir un



**FIGURE 3.17** – (a) Spectre de transmission du résonateur mesuré sur une large bande avec un cristal composé de 4 anneaux de tiges. (b) Diagramme des indices effectifs des modes supportés par le résonateur obtenus par la mesure (points), avec l'évolution de l'indice effectif du mode de cœur obtenue par simulation (courbe noire).

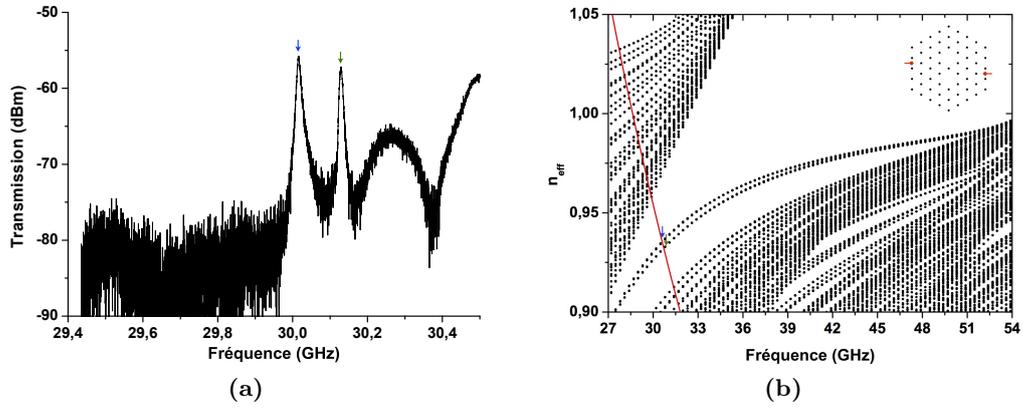
filtre passe bande. Différentes mesures ont été réalisées avec deux défauts (figures 3.18 et 3.19), trois défauts (figure 3.20), six défauts (figures 3.21 et 3.23) et sept défauts (figure 3.22). Dans tout les cas de figures l'augmentation du nombre de défauts provoque l'apparition de multiples modes de cœur. Les fréquences de résonance

mesurées ont pu être identifiés sur les diagrammes des indices effectifs correspondant, comme on peut le voir sur les figures 3.18 à 3.23. Il y a concordance entre les spectres mesurés et les simulations réalisées avec les structures correspondantes. On peut remarquer que plus le cœur est agrandi, plus le nombre de mode pouvant y résonner augmente. De plus, les bandes de fréquences libres de tous modes sont fortement réduites. L'une des configurations les plus intéressantes concerne les structures à deux défauts représentées sur les figures 3.18 et 3.19. Deux modes relativement proches apparaissent. Ce sont les deux structures s'apparentant le plus à des fibres passe-bandes.

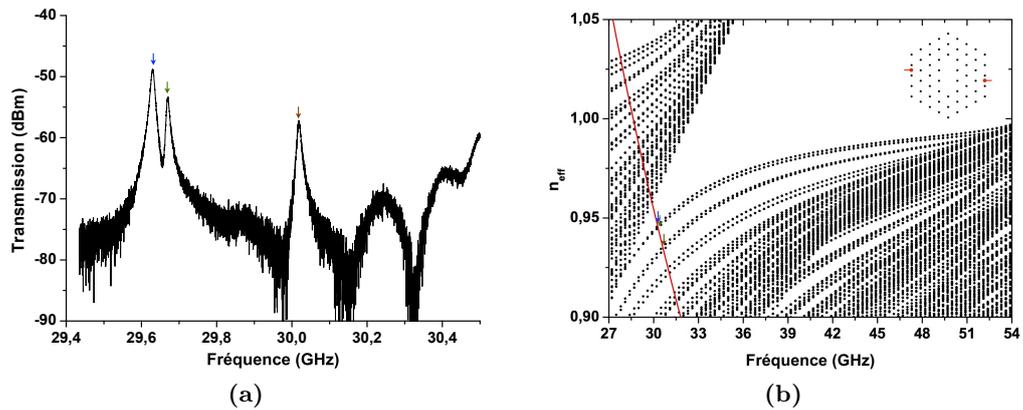


**FIGURE 3.18** – (a) Spectre mesuré avec 2 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 2 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme.

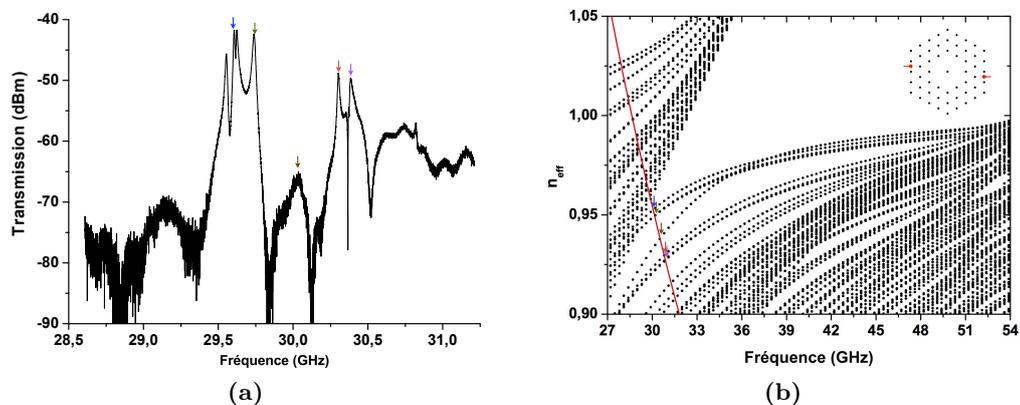
Dans le cas d'un cœur à six défauts représenté sur la figure 3.23, on peut remarquer que la structure du cœur est toujours la même, la seule différence entre les différentes mesures se trouve être l'orientation du cœur par rapport aux boucles magnétiques. Ainsi les différents modes de résonances se trouvent aux mêmes fréquences sur les six spectres réalisés. Il est intéressant aussi de remarquer que l'amplitude des pics de résonance varie suivant l'orientation du cœur. Le couplage entre les boucles magnétiques et les multiples modes de cœur est en effet différent suivant l'orientation du cœur par rapport aux boucles. Ceci permet de mettre en évidence que tous



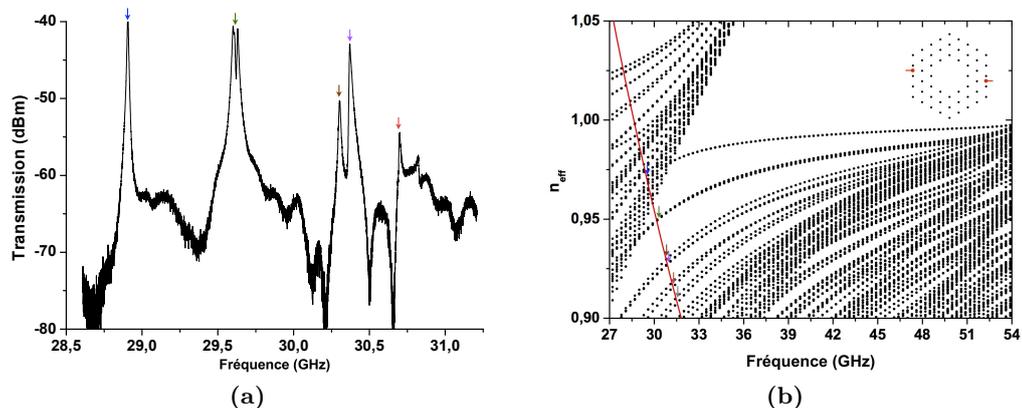
**FIGURE 3.19** – (a) Spectre mesuré avec 2 défauts séparés dans le cristal. (b) diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 2 défauts séparés et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme.



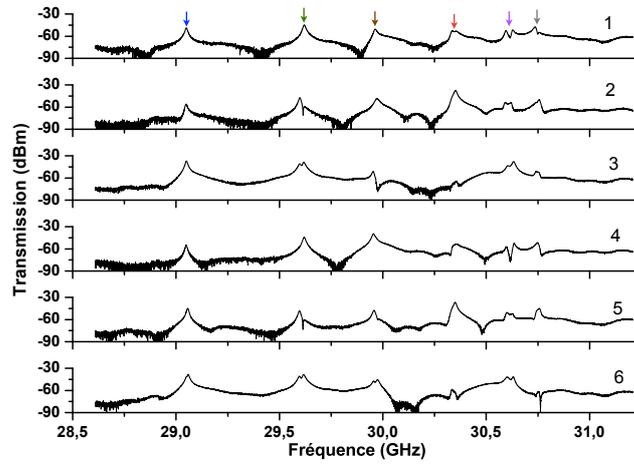
**FIGURE 3.20** – (a) Spectre mesuré avec 3 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 3 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme.



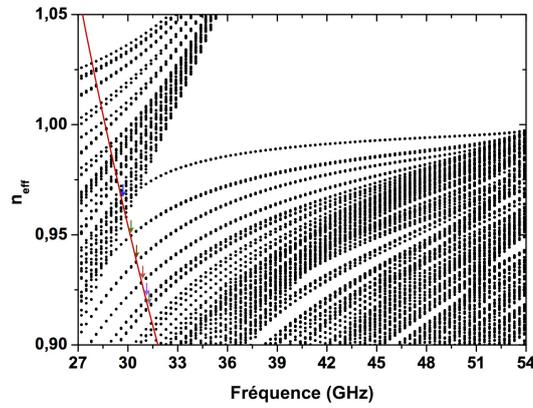
**FIGURE 3.21** – (a) Spectre mesuré avec 6 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 6 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme.



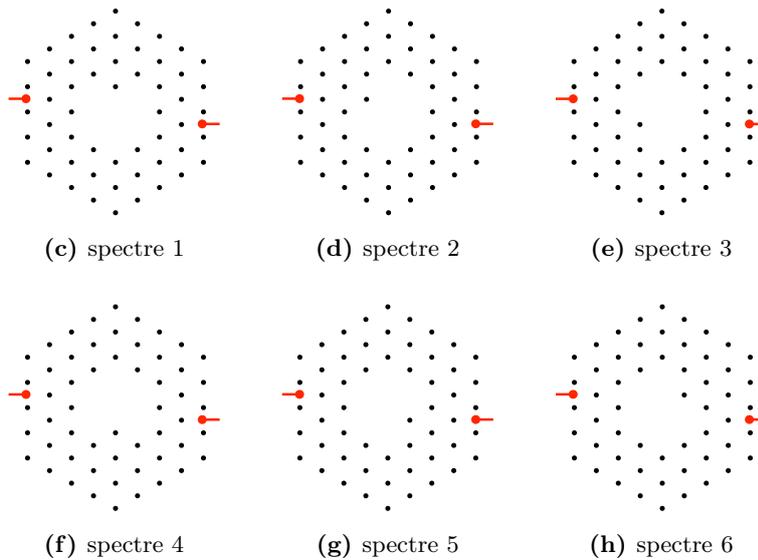
**FIGURE 3.22** – (a) Spectre mesuré avec 7 défauts dans le cristal. (b) Diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 7 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaques de cuivre (courbe rouge), le cristal considéré est inséré sur le diagramme.



(a)



(b)



**FIGURE 3.23** – Spectres mesurés avec 6 défauts dans le cristal (a), diagramme des indices effectifs obtenus par simulation du cristal avec 6 défauts et la condition de résonance imposée par un espacement de 5,24 mm entre les plaque de cuivre (courbe rouge) (b), schéma des différents cristaux considérés (c), (d), (e), (f), (g) et (h).

les modes de cœur ne sont pas forcément observables pour une orientation donnée du cœur, et que les boucles magnétiques peuvent permettre une sélection des modes de cœur.

Ainsi, les mesures représentées sur les figures 3.18 à 3.22 n'illustrent d'une seule orientation des différents cœur pour une même position des boucles. On peut constater que dans certain cas, des modes de résonance de cœur obtenus en simulation n'apparaissent pas sur les mesures.

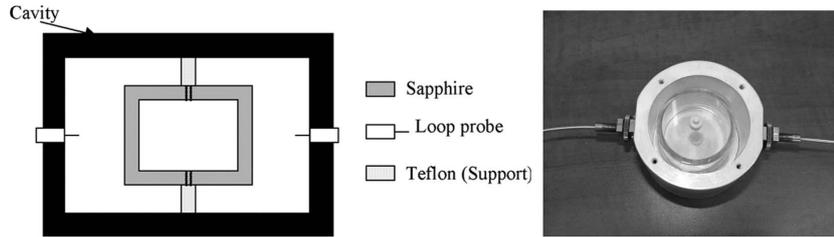
Ce premier résonateur nous a donc permis de démontrer que la structure BIP 2D hors plan peut confiner le champ dans un cœur creux. Bien que la solution de fermer le résonateur par deux plaques de cuivres soit simple à mettre en œuvre, le facteur de qualité en est fortement diminué. De plus, le cristal BIP composé de quatre anneaux de tiges a des dimensions relativement imposantes. Une optimisation a donc été étudiée pour réduire cette taille. Enfin, les ARV utilisées étant limités à une fréquence maximale de 40 GHz, il n'a pas été possible d'étudier le cristal BIP 2D hors plan sur toute la première BIP.

### **3.1.3 Optimisation du résonateur**

#### **3.1.3.1 Ajout d'une cavité hexagonale métallique**

On peut remarquer que les dimensions de ces structures cristallines proposées pour le domaine micro-ondes sont imposantes, ce qui peut limiter l'intérêt de ces structures. Par exemple, la largeur du cristal à BIP pour le confinement de l'onde autour de 40 GHz est d'au moins 10 cm si le cristal est composé de quatre anneaux de tiges. Une solution envisagée pour réduire le nombre d'anneaux tout en ayant un facteur de qualité du même ordre de grandeur, consiste à ajouter une paroi métallique autour du cristal à BIP. La cavité est ainsi complètement fermée. Ce principe est déjà utilisé dans les cavités micro-ondes dont le confinement se fait par réflexions de Bragg [103] (Cf. figure 3.24).

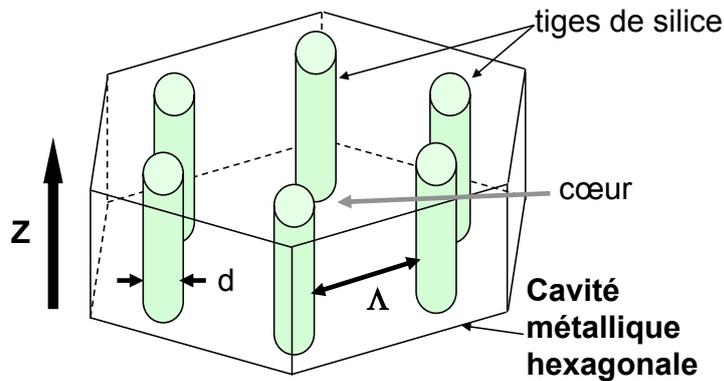
Cette cavité lorsqu'elle est optimisée, c'est-à-dire quand sa position coïncide



**FIGURE 3.24** – (à gauche) Illustration du résonateur par réflexion de Bragg avec la structure en saphir et les supports en téflon dans la cavité métallique. (à droite) Photographie du résonateur [103].

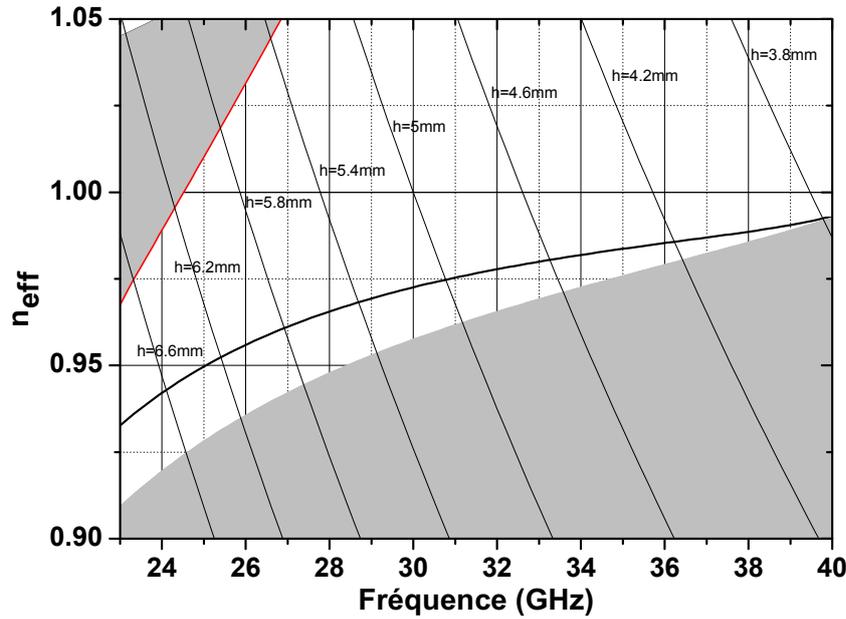
avec une amplitude nulle du champ [94, 104], permet de réfléchir la partie du champ s'échappant de la structure diélectrique tout en limitant les pertes dues à la résistance de surface du métal.

Dans le cas de l'adaptation de cette structure à une cavité résonante basée sur un cristal à BIP 2D, la structure choisie pour fermer le résonateur est une cavité hexagonale en cuivre, comme l'illustre la figure 3.25. Cette forme hexagonale permet de mieux suivre le contour de la structure cristalline, comparée à une cavité circulaire où des modes parasites peuvent apparaître entre les tiges et le bord de la cavité.



**FIGURE 3.25** – Illustration de la cavité métallique hexagonale, délimitée en noir autour du cristal à BIP avec un anneau de tiges.

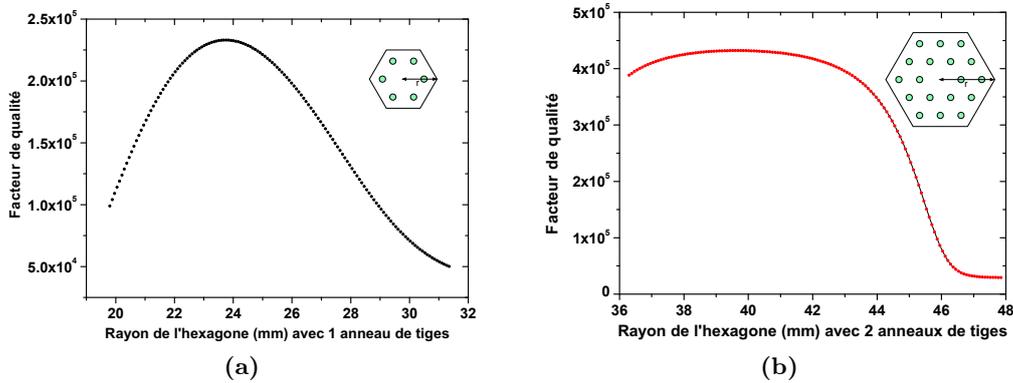
L'optimisation de la taille de la cavité hexagonale a été réalisée dans le plan du cristal en considérant une cavité hexagonale en cuivre autour du cristal BIP 2D hors plan à 30 GHz, afin de ne pas être limitée par les ARVs. Les propriétés



**FIGURE 3.26** – Diagramme des indices effectifs centré sur 30 GHz avec la structure composée de tiges de silice de 3,3 mm de diamètre, régulièrement espacées de 16,5 mm avec la superposition de l'équation 3.2 pour différentes hauteurs de cavité  $h$ .

des matériaux ont été considérées comme identiques à celles précédemment utilisées pour le résonateur à 40 GHz, soit une conductivité pour le cuivre de  $\sigma_{Cu}(30GHz) = 4,1 \times 10^7 \text{ Sm}^{-1}$  et une permittivité pour la silice de  $\varepsilon_{SiO_2}(30GHz) = 3,78 - i1,96 \times 10^{-4}$  ( $\tan \delta = 5,185 \times 10^{-5}$ ). Les caractéristiques des matériaux étant identiques, les résultats de simulation sont donc identiques pour le cristal à 30 GHz. Il y a juste un changement d'échelle par rapport aux dimensions du cristal. Pour ce cristal, les tiges de silice ont un diamètre de  $d = 3,3$  mm et la périodicité vaut  $\Lambda = 16,5$  mm. Le diagramme des indices effectifs de ce cristal est représenté sur la figure 3.26.

La figure 3.27a présente l'évolution du facteur de qualité en fonction du rayon de la cavité hexagonale en cuivre avec un cristal composé d'un anneau de tige. Le facteur de qualité maximal vaut  $2,33 \times 10^5$  pour un rayon de 23,76 mm. Cette valeur est du même ordre de grandeur que le facteur de qualité du résonateur sans cavité hexagonale avec quatre anneaux. La figure 3.27b reprend les mêmes paramètres, à la seule différence que le cristal est composé de deux anneaux de tiges. Le facteur



**FIGURE 3.27** – Évolution du facteur de qualité à 30 GHz en fonction du rayon de la cavité hexagonale, pour la cavité avec un seul anneau de tiges (a) et avec deux anneaux (b), les illustrations des résonateurs sont insérées sur les graphiques.

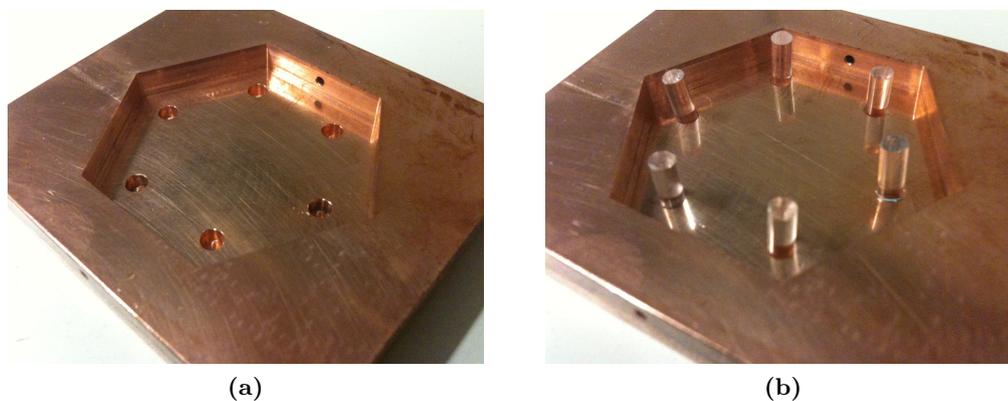
de qualité maximal est de  $4,32 \times 10^5$  pour un rayon de 39,68 mm. Cette valeur est légèrement supérieure au facteur de qualité maximal du résonateur sans cavité avec trois anneaux. Comparée à la cavité à un anneau de tige, on remarque aussi que la courbe de l'évolution du facteur de qualité présente un palier pour une cavité hexagonale dont le rayon est compris entre 36 et 43 mm. L'onde étant mieux confinée avec deux anneaux, la partie du champ traversant le cristal à BIP est donc plus faible, les pertes dues à la résistance de surface métallique est aussi plus faible.

Ainsi, il est aussi possible d'améliorer le facteur de qualité par l'ajout d'une cavité hexagonale métallique, tout en réduisant le nombre d'anneaux de tiges composant le cristal à BIP. La taille du résonateur en est grandement réduite. À titre de comparaison, pour un résonateur sans cavité hexagonale avec quatre anneaux de tiges de 3,3 mm de diamètre régulièrement espacées de 16,5 mm et avec une résonance à 30 GHz imposée par les plaques métalliques ( $h = 5,15$  mm) a un volume d'au moins  $74 \text{ cm}^3$ , alors qu'il est divisé par 3,5 pour un résonateur à 2 anneaux avec un volume de  $21 \text{ cm}^3$ . Le volume est divisé par 9,8, soit  $7,55 \text{ cm}^3$  pour le résonateur à un seul anneau. Par la suite nous avons testé expérimentalement une structure avec un seul anneau de tiges.

### 3.1.3.2 Mesures du facteur de qualité avec la cavité hexagonale métallique

Le résonateur fabriqué est composé d'un seul anneau de tiges et d'une cavité hexagonale en cuivre. Ce résonateur a été étudié dans un premier temps avec les boucles magnétiques.

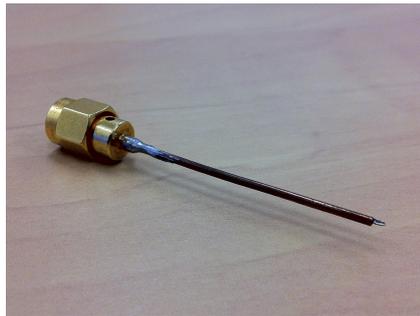
Les photographies du résonateur sont représentées sur la figure 3.28. Les deux plaques de cuivre placées en-dessous et au-dessus du cristal comportent des trous non débouchant pour maintenir les tiges de silice (figure 3.28a). D'après l'équation 3.2 et le diagramme des indices effectifs de ce cristal à BIP, présenté figure 3.26, la cavité hexagonale a été percée dans une plaque de cuivre dont l'épaisseur de 5,15 mm fixe la fréquence de résonance du résonateur à 29,995 GHz. Le rayon de l'hexagone est de 23,76 mm, il correspond au rayon optimal de la cavité obtenue par simulation (Cf. §3.1.3.1). Cette plaque percée de l'hexagone est placée sur la plaque de cuivre inférieure. La plaque de cuivre supérieure vient fermer le résonateur.



**FIGURE 3.28** – Photographie de l'intérieur de cavité résonante à 30 GHz avec la plaque inférieure et la plaque où l'hexagone est percé (a), photographie de l'intérieur de la cavité avec l'ajout des tiges de silice (b).

De nouvelles boucles magnétiques ont encore été réalisées à partir câbles coaxiaux de 1,19 mm de diamètre extérieur. Ces câbles étant plus fins, ils permettent d'avoir une distance  $h$  entre les deux plaques parallèles en cuivre plus réduite pour pouvoir

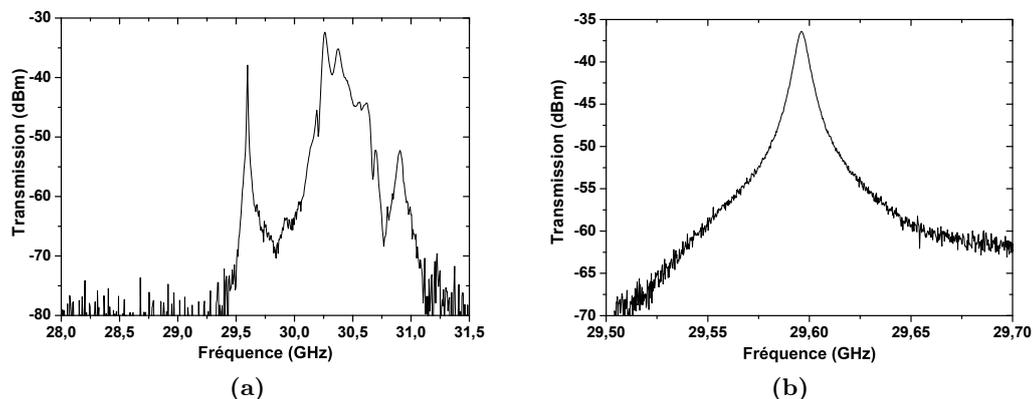
« monter » en fréquence. De plus, l'introduction de ces boucles magnétiques dans la cavité oblige à percer la cavité hexagonale. Le passage de ces boucles plus petites peut donc se faire par des ouvertures plus petites pour limiter la dégradation de la cavité hexagonale. Les deux types de boucles magnétiques réalisés, sont présentées sur la figure 3.29.



**FIGURE 3.29** – Photographies d'une boucle magnétique réalisée sur un câble coaxial de 1,19 mm de diamètre.

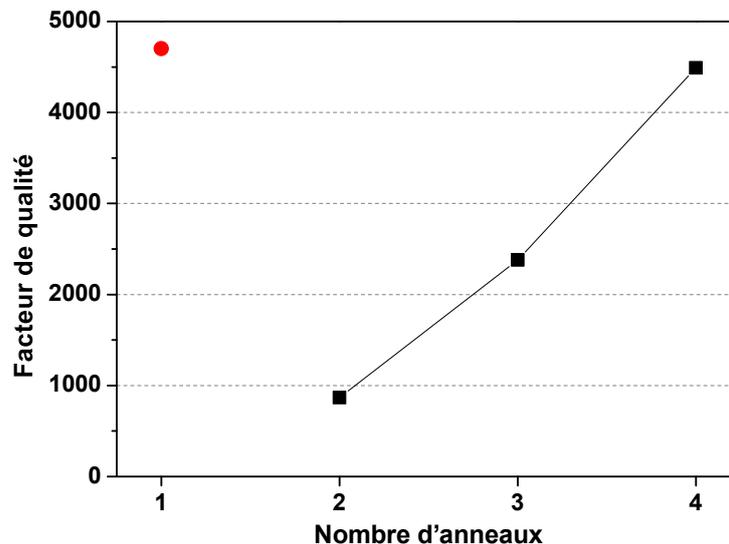
Les mesures sont présentées sur la figure 3.28 sur un large spectre (figure 3.30a) et sur un spectre plus étroit, centrée sur la fréquence de résonance (figure 3.30b). On constate que la fréquence de résonance est à 29,596 GHz, soit un indice effectif de 0,984 d'après l'équation 3.2. Ce résultat correspond bien aux résultats obtenus par simulation, avec une erreur relative de 1,4% sur la fréquence de résonance obtenue. Comme pour le résonateur présenté précédemment, les deux plaques de cuivre, placées en-dessous et au dessus du cristal à BIP 2D hors plan, limitent le facteur de qualité à cause des pertes métalliques. D'après la mesure présentée sur la figure 3.30b, le facteur de qualité obtenu vaut  $4,7 \times 10^3$ . Le spectre élargi présenté sur la figure 3.30a met en évidence la présence de modes de résonance du cristal à des fréquences plus élevées que la fréquence de résonance du mode de cœur, cependant ces modes de résonance du cristal sont suffisamment éloignés spectralement (660 MHz), pour ne pas perturber le mode de cœur.

Malgré les pertes métalliques causées par les deux plaques de cuivre, ces mesures montrent bien que la cavité hexagonale augmente le confinement du mode de cœur



**FIGURE 3.30** – Mesure spectrale du résonateur sur un spectre large (a) et sur un secteur fin (b).

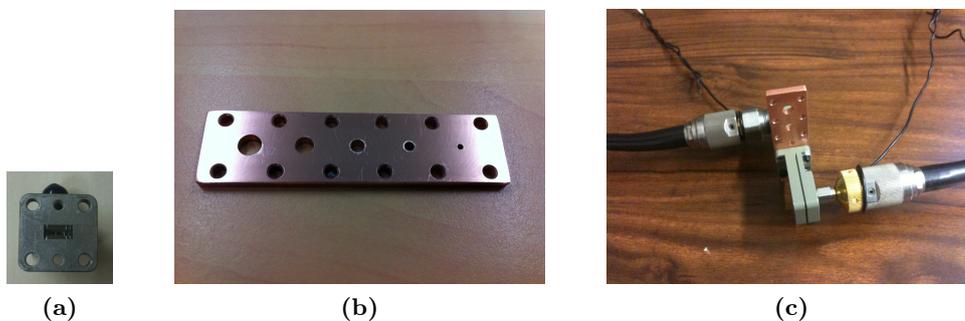
pour une structure cristalline composée d'un seul anneau de tige. La figure 3.31 reprend la valeur du facteur de qualité mesurée avec ce résonateur et ceux mesurés sur le résonateur présenté précédemment en fonction du nombre d'anneaux (Cf. figure 3.10b). Cela confirme qu'avec seulement un anneau de tiges dans la cavité hexagonale, le facteur de qualité obtenu est aussi élevé qu'avec quatre anneaux de tiges de silice sans cavité hexagonale.



**FIGURE 3.31** – Comparaison du facteur de qualité mesuré du résonateur avec la cavité hexagonale et un seul anneau de tiges (point rouge) et des facteurs de qualité du résonateur présentés précédemment sans cavité hexagonale en fonction du nombre d'anneau.

### 3.1.3.3 Méthode de couplage par guides d'onde

La dernière solution qui a été étudiée pour le couplage avec le mode de cœur, consiste à utiliser les guides d'onde de type WR-28 d'Agilent Technologies (figure 3.32a) directement connectés sur les deux plaques métalliques et placés au dessus et en dessous du cœur de la cavité résonante. L'objectif de cette méthode de couplage est de démontrer sa faisabilité. Elle pourra ainsi être transposée aux résonateurs dont les fréquences de résonance sont plus élevées autour de 100 GHz (bande des extrêmes hautes fréquences).



**FIGURE 3.32** – Photographie de l'adaptateur coaxial/guide d'onde fonctionnant sur la bande de fréquences comprise entre 26,5 et 40 GHz d'Agilent Technologie (a), Photographie du dispositif de test de couplage à 30 GHz se fixant sur les guide d'onde WR-28 pour différence ouvertures circulaires de 1,5, 2,5, 3,5 4,5 et 5,5 mm de diamètre et une épaisseur constante de 3,5 mm (b), dispositif sous test connecté aux guides d'onde WR-28 (c).

Afin de mesurer le facteur de qualité à vide, il est nécessaire d'avoir un faible couplage entre l'onde transmise par les guides d'onde WR-28 et le mode de cœur pouvant s'établir dans la cavité résonante. Pour cela, différentes ouvertures circulaires dans une plaque de cuivre de 3,5 mm d'épaisseur, ont été testées. L'épaisseur étant celle des plaques de cuivre utilisées pour la réalisation du résonateur en cavité qui sera présenté à la section suivante. Les diamètres des ouvertures testées sont 1,5, 2,5, 3,5 4,5 et 5,5 mm (figures 3.32b et 3.32c). Ces ouvertures circulaires se comportent comme des guides d'onde circulaires métalliques. Les modes pouvant se propager dans l'ouverture et notamment le mode fondamental  $TE_{11}$ , dépendent donc du diamètre de ces ouvertures. L'expression permettant le calcul des fréquences

de coupure des modes  $TE_{mn}$  d'un guide métallique circulaire est la suivante :

$$f_{cTE_{nm}} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} \frac{x'_{nm}}{a} \quad (3.7)$$

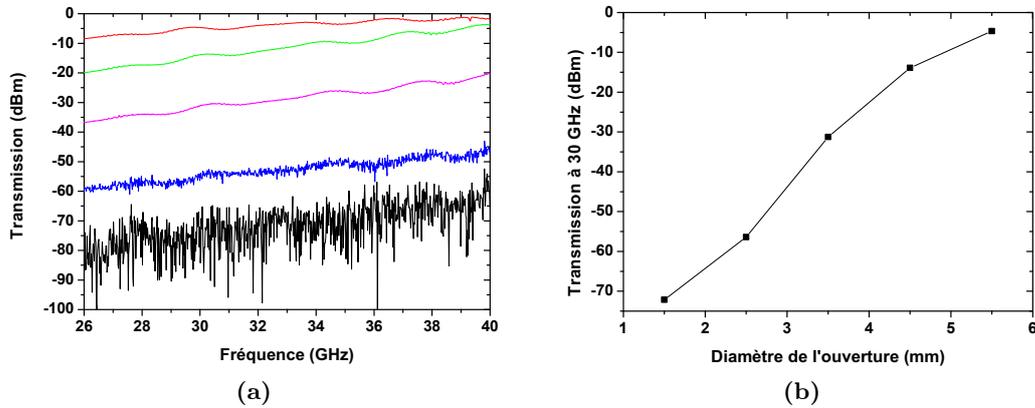
avec  $c$  la célérité de la lumière,  $a$  le rayon du guide cylindrique et  $x'_{nm}$  le  $m^e$  zéro de la dérivée de la fonction de Bessel d'ordre  $n$ . Pour le mode fondamental  $TE_{11}$ ,  $x'_{11} = 1,841$ . Sachant que l'onde se propage dans l'air, alors  $\sqrt{\epsilon_r\mu_r} = n_{air} = 1$ , l'expression 3.1 se simplifie ainsi :

$$f_{cTE_{11}} = \frac{c}{2\pi} \frac{1,841}{a} \quad (3.8)$$

Les fréquences de coupure du mode  $TE_{11}$  pour les ouvertures de 1,5, 2,5, 3,5 4,5 et 5,5 mm de diamètre sont donc respectivement 117, 70, 50, 39 et 32 GHz. Ces fréquences de coupure sont volontairement supérieures à 30 GHz afin d'être dans les conditions de faible couplage. Le niveau de transmission à 30 GHz doit être inférieur à -30 dBm pour que ces conditions soient remplies (Cf. 3.1.2.4)

Les mesures de transmission ont été réalisées à l'aide d'un ARV sur une bande de fréquences comprise entre 26 et 40 GHz. Ces mesures sont présentées sur la figure 3.33a. La figure 3.33b reprend les niveaux de transmission des différentes ouvertures à 30 GHz. Comme convenu, L'atténuation augmente lorsque le diamètre de l'ouverture diminue. On remarque que l'atténuation pour l'ouverture de 3,5 mm est de -31 dBm. Cette ouverture est donc un bon compromis pour avoir un faible couplage avec le résonateur 30 GHz.

De plus, ce diamètre est proche du diamètre des tiges. Des ouvertures de 3,3 mm ont été percées sur chacune des plaques métalliques. Il a ainsi été possible de vérifier que le mode de résonance observé correspond bien au mode de cœur du résonateur en introduisant une tige de silice par cette ouverture centrale (Cf. §3.1.2.4).



**FIGURE 3.33** – Évolution de la transmission en fonction de la fréquence pour les ouvertures circulaire de 1,5 mm (en noir), 2,5 mm (en bleu), 3,5 mm (en rose), 4,5 mm (en vert) et 5,5 mm (en rouge) (a), Tracé de la transmission à 30 GHz pour les différentes ouvertures circulaires (b).

### 3.1.3.4 Mesures réalisées par guides d'onde

La seconde méthode de couplage avec les guides WR-28, présentée section 3.1.3.3, a été appliquée à ce résonateur. Il a fallu modifier les deux plaques de cuivre afin de connecter les guides d'onde WR-28 sur ces deux plaques de cuivre. Comme le montre la figure 3.34a, quatre filetages ont été réalisés sur les plaques de cuivre pour connecter les guides d'onde et le diamètre de l'ouverture est de 3,3 mm afin d'avoir un couplage inférieur à -30 dB/m. La cavité résonante connectée aux guides d'onde est présentée figure 3.34b.

Les spectres obtenus autour de la fréquence de résonance avec cette méthode de couplage sont présentés figure 3.35. On constate dans un premier temps que la fréquence de résonance se trouve à 29,113 GHz, soit une erreur relative de 2,9%. Le décalage de la fréquence de résonance par rapport aux mesures réalisées avec les boucles magnétiques peut paraître étonnant, mais le couplage avec les guides d'onde WR-28 se fait par des ouvertures circulaires de 3,3 mm. Ces ouvertures ne sont pas présentes pour les mesures avec les boucles magnétiques. Comme nous l'avons vu avec le résonateur à 40 GHz sans cavité hexagonale (erreur de 2,2%), la présence des ouvertures circulaires au dessus du cœur modifie la fréquence de résonance. Le

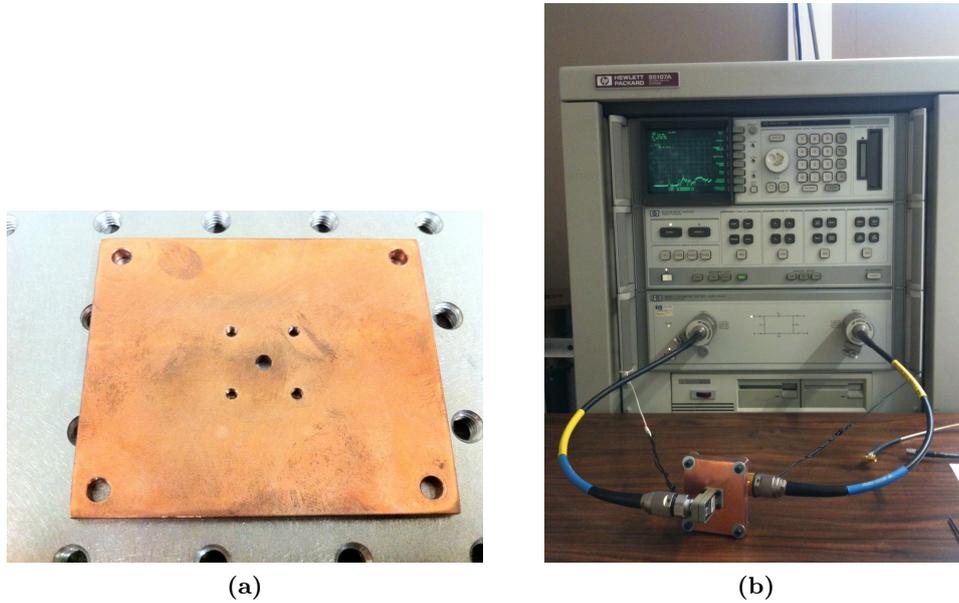


FIGURE 3.34 – Photographie d’une des plaques de cuivre avec les filetages et l’ouverture pour connecter un guide WR-28 et obtenir un couplage faible (a), photographie du montage expérimental la cavité résonante connectée aux guides WR-28 (b).

même phénomène est donc observé avec la cavité résonante à 30 GHz, la présence de ces ouvertures modifie la fréquence de résonance.

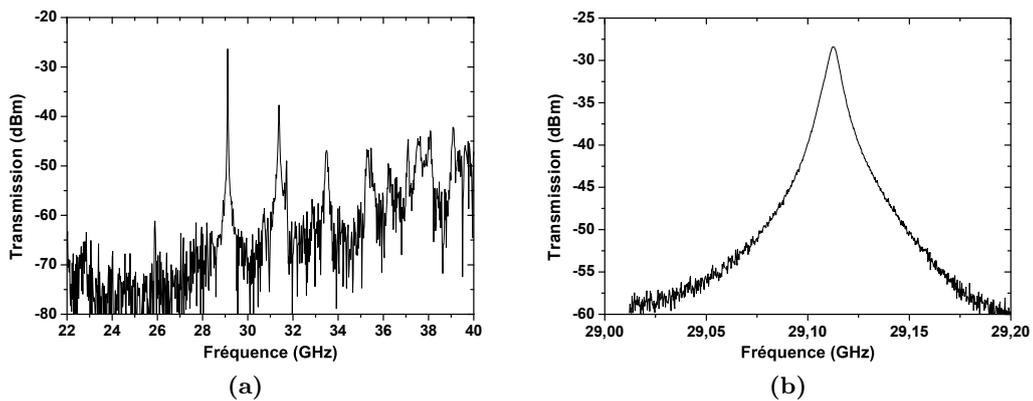


FIGURE 3.35 – Mesure de la fréquence de résonance du résonateur avec la méthode de couplage par les guides WR-28 sur un spectre large (a) et sur un spectre fin (b).

Comparée aux mesures réalisées avec les boucles magnétiques, la mesure sur un large spectre avec les guides d’onde WR-28, illustrée figure 3.35a, ne présente

pas les mêmes modes parasites que ceux observés précédemment (Cf. figure 3.30a). Il est difficile d'établir d'après ce spectre que ces modes parasites correspondent à des modes du cristal, il semble plus plausible que ces modes correspondent à des modes de résonance dus à l'ajout de la cavité hexagonale. Cette analyse n'est qu'une supposition, elle doit être confirmée. Cependant ces résonances parasites sont plus éloignées que celles obtenues par le couplage avec les boucles magnétiques. Dans le cas présent, les modes parasites sont éloignés d'au moins 2,27 GHz du mode fondamental.

L'introduction d'un tige de silice dans le cœur creux a engendré la suppression du pic de résonance étudié. Ce qui a confirmé que cette méthode de couplage permet bien d'exciter le mode de cœur.

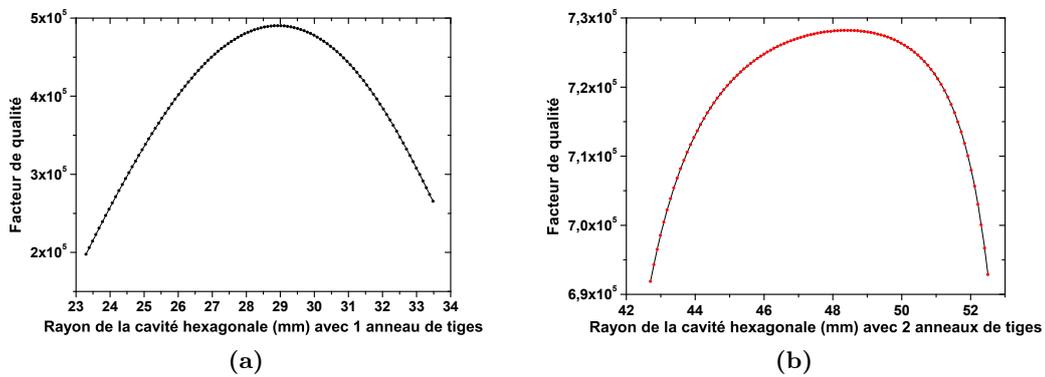
Le facteur de qualité obtenu à partir du spectre centré sur la fréquence de résonance présenté figure 3.35b vaut  $Q_0 = 4 \times 10^3$ . Le facteur de qualité est donc légèrement inférieur à celui mesuré avec les boucles magnétiques, mais les résultats restent cohérent avec les simulations qui prédisent un facteur de qualité de  $4,7 \times 10^3$ .

### **3.1.4 Conclusion et perspectives sur l'optimisation du résonateur**

Ces premiers résultats montrent tout d'abord qu'il est possible de confiner le champ électromagnétique dans un cœur creux avec un cristal à BIP 2D hors plan simplifié et optimisé pour les micro-ondes. La concordance entre les simulations et les mesures montrent la pertinence des modèles pris pour prédire le comportement des résonateurs. Les facteurs de qualité mesurés sont encourageants. De plus, les modes parasites sont relativement éloignés spectralement de la fréquence de résonance. Ces caractéristiques sont intéressantes pour envisager l'utilisation de cristal à BIP 2D hors plan dans des oscillateurs à faible bruit de phase.

Certain paramètres du résonateur peuvent encore être optimisés pour améliorer le facteur de qualité. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, il est possible d'augmenter l'espacement des tiges de silice pour améliorer le facteur de qualité. Cette

augmentation de l'espacement des tiges doit pouvoir s'appliquer au résonateur placé en cavité hexagonale. La figure 3.36 présente les résultats de simulations du facteur de qualité à 30 GHz en fonction du rayon  $r$  de la cavité hexagonale composée d'un seul anneau (fig. 3.36a) et de deux anneaux de tiges de silice (fig. 3.36b). L'espacement des tiges considérés vaut  $\Lambda = 19,41$  mm. Ceci équivaut à un rapport  $d/\Lambda = 0,17$  afin de ne pas être à la limite d'un espacement de tiges qui ne permettrait plus un confinement correct dans le cœur d'air.

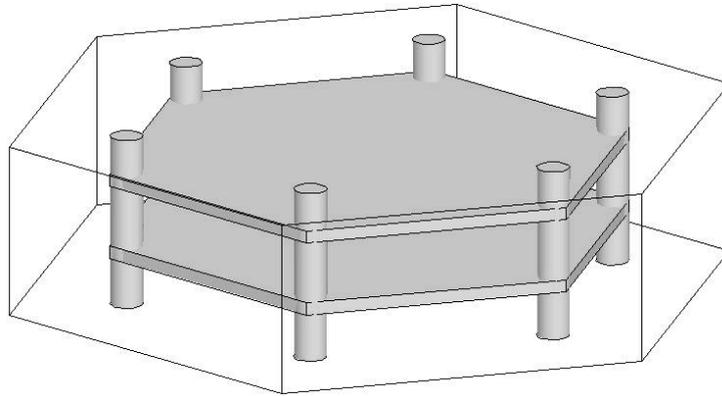


**FIGURE 3.36** – Évolution du facteur de qualité à 30 GHz (a) en fonction du rayon de la cavité hexagonale basée sur un cristal BIP 2D hors plan composé d'un (a) ou deux (b) anneaux de tiges de silice de 3,3 mm de diamètre et régulièrement espacées de 19,41 mm ( $d/\Lambda = 0,17$ ).

Comparé aux simulations présentées à la section 3.1.3.1, avec un espacement des tiges passant de 16,5 à 19,41 mm, le facteur de qualité augmente d'une valeur maximale de  $2,33 \times 10^5$  à  $4,9 \times 10^5$  pour un résonateur composé d'un anneau de tige. Pour la structure à deux anneaux, le facteur de qualité passe de  $4,32 \times 10^5$  à  $7,28 \times 10^5$ . Le rayon de la cavité hexagonale est augmenté, mais le facteur de qualité est effectivement amélioré. Le cristal peut donc encore être optimisé. Ainsi, suivant les applications envisageables pour ce genre de résonateur, il est possible de modifier la taille du cristal pour une même fréquence de résonance, suivant les contraintes d'espaces et de facteurs de qualité désirés.

Bien que l'étude présentée ici concerne principalement le cristal BIP 2D hors plan, l'optimisation de ce genre de résonateur doit aussi se faire dans le plan per-

pendiculaire à la direction de propagation de l'onde. La solution des plaques de cuivre comme moyen de confinement limite fortement les facteurs de qualité mesurés à un ordre de grandeur de  $10^3$ . Il est donc nécessaire de réduire l'interaction entre les plaques de cuivre et le mode de cœur afin de réduire les pertes métalliques. L'utilisation de réflecteurs tels que des miroirs de Bragg, peut être une solution pour confiner le mode de cœur loin des deux plaques métalliques. L'utilisation de réflecteurs de Bragg a été étudiée pour le confinement dans une cavité composée d'un cristal à BIP dans le plan [105, 106]. L'équipe FSM de UWA a démontré l'intérêt de ces réflecteurs dans les résonateurs micro-onde [94]. Ce principe doit donc être applicable dans une cavité composée d'un cristal à BIP hors plan, pour améliorer le facteur de qualité. Les réflecteurs de Bragg peuvent se limiter à une seule épaisseur antirésonante, comme dans le plan du cristal avec un seul anneau de tiges. La figure 3.37 illustre ce à quoi devrait ressembler la structure diélectrique placée dans une cavité hexagonale.



**FIGURE 3.37** – Illustration de la structure diélectrique composée d'un anneau de tiges et de deux réflecteurs de Bragg.

De tels résonateurs sont actuellement à l'étude, mais ils n'ont pas encore pu être réalisés. Pour ce type de cavité, l'idéal est de fabriquer, dans une seule et même pièce, le cristal à BIP 2D hors plan avec les réflecteurs de Bragg. La technique de stéréolithographie devrait permettre de réaliser la structure diélectrique [107]. Il n'est par contre pas possible de développer des structures en silice avec cette

méthode, mais des structures en alumine dont la permittivité est considérée comme valant  $\varepsilon_{Al_2O_3} = 9,1 - i2 \times 10^{-3}$  soit  $\tilde{n}_{Al_2O_3} = 3,017 - i3,3 \times 10^{-4}$ . Il faut donc adapter la topologie du cristal à ce matériau. Ainsi, pour avoir une première BIP équivalente à celle centrée autour de 40 GHz du cristal composé de tiges de silice, il faut considérer des tiges d'alumine de diamètre  $d = 2,145$  mm d'après le modèle ARROW.

En ce qui concerne la périodicité  $\Lambda$  des tiges, il a été démontré que la fraction de champ dans les tiges peut être normalisée par rapport à la fréquence normalisée  $V$ , comme l'illustre la figure 3.38. Le diamètre des tiges d'alumine étant calculé pour avoir les mêmes fréquences de résonance qu'avec les tiges de silice. Ce qui revient à dire que les fréquences de résonance normalisées sont identiques. On en déduit que la fraction de champ dans les tiges d'alumine est donc identique à celle dans les tiges de silice, pour une fréquence et un mode donné. La fraction de champ hors des tiges se propageant toujours dans l'air, la répartition du champ est identique pour les deux structures.

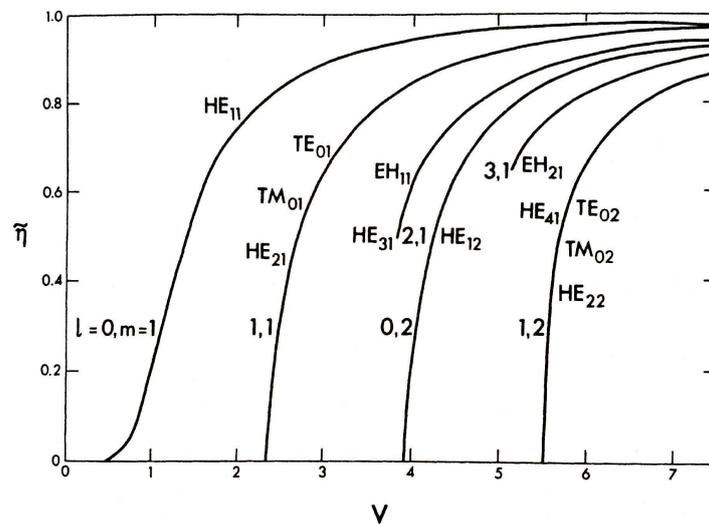
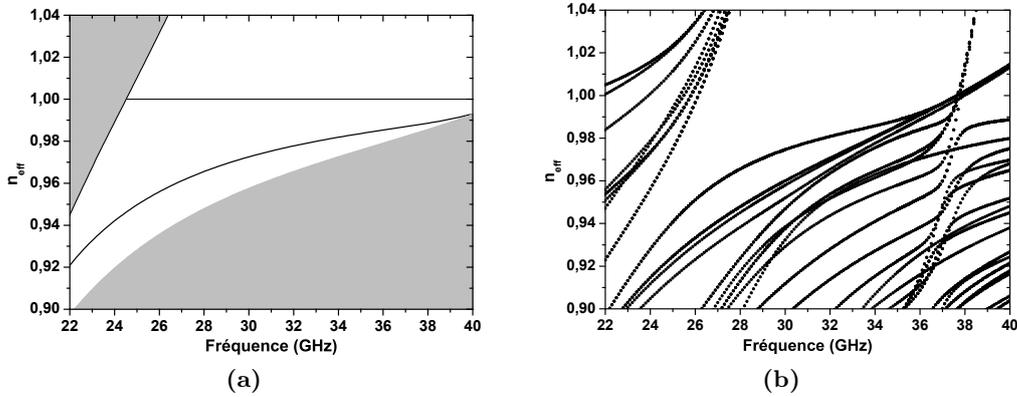


FIGURE 3.38 – Fraction du champ dans une tige  $\tilde{\eta}$  en fonction de la fréquence normalisée  $V$  pour les douzes premiers modes [73].

Ainsi la périodicité du cristal doit être identique, soit  $\Lambda = 16,5$  mm. Le rapport

$d/\Lambda$  vaut donc 0,13.



**FIGURE 3.39** – Diagramme des indices effectifs du cristal à BIP composé des tiges de silice de 3,3 mm de diamètre et régulièrement espacées de 16,5 mm (a) et diagramme des indices effectifs du cristal à BIP composé d’un anneau de tiges d’alumine de 2,145 mm de diamètre et régulièrement espacées de 16,5mm.

Le diagramme des indices effectifs du cristal composé d’un anneau de tiges d’alumine est présenté figure 3.39b. Le diagramme des indices effectifs du cristal composé de tiges de silice a été reporté sur la figure 3.39a pour montrer qu’il y a bien équivalence entre les bandes interdites des deux structures.

Le but de cette optimisation, est aussi de pouvoir réaliser des cavités dont les fréquences de résonance sont plus élevées. Les structures vont être plus petites, d’où l’intérêt de trouver une technique adaptée pour la fabrication de la structure diélectrique dans une même pièce. L’utilisation de l’alumine par la méthode de stéréolithographie semble donc être une voie intéressante.

Avant de réaliser une cavité résonante composée d’une telle structure en alumine, certains paramètres doivent encore être optimisés. Comme l’espacement des tiges et la taille de la cavité hexagonale métallique. Enfin le confinement par les réflecteurs de Bragg doit encore être étudié, puisque les paramètres d’optimisations de ces réflecteurs n’ont pas encore été établis dans le cadre des résonateurs basés sur un cristal à BIP hors plan.

## 3.2 Application du principe de bandes interdites photoniques hors-plan et d'antirésonance au domaine térahertz

Au court de cette thèse, un banc de spectroscopie THz dans le domaine THz a été développé afin de caractériser des guides développés pour le confinement de fréquences THz. Deux types de guides ont été étudiés, les guides basés sur le confinement par BIP avec un cristal BIP 2D hors plan (Cf. section 2.3.2) et les guides basés sur le confinement par antirésonance (Cf. section 3.2.2). Les tiges ainsi que les capillaires de silice nécessaire pour ces guides ont tous été réalisés à l'aide de la tour de fibrage du laboratoire Xlim. Les structures de ces guides seront présentées ainsi que les méthodes de fabrication.

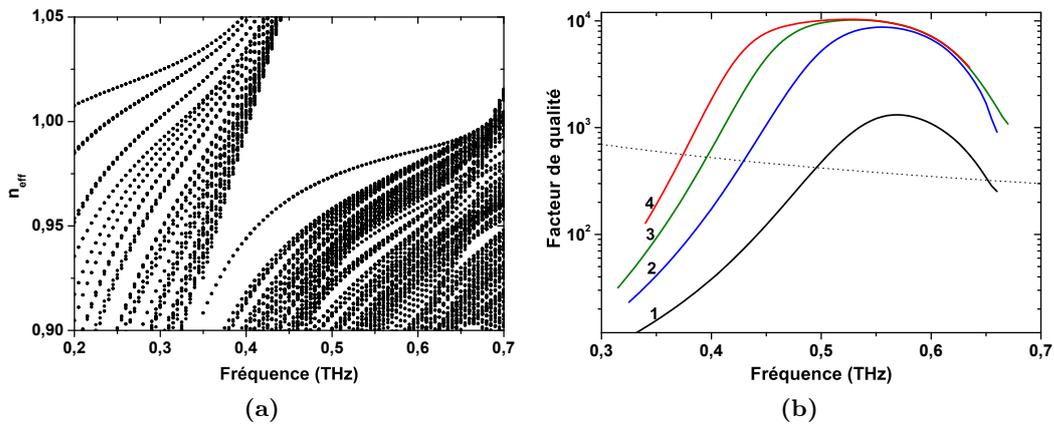
### 3.2.1 Les guides d'ondes basés sur le confinement par bandes interdites photoniques

L'étude qui va être présentée ici n'a pour but que de démontrer le confinement avec un cristal BIP 2D hors plan est possible aux fréquences THz. Le guide développé pour cette étude se base sur le cristal BIP 2D hors plan simplifié.

#### 3.2.1.1 Modélisation du guide

La conception du guide a été réalisée pour avoir la première BIP autour de 0,5 THz. Toutes les simulations présentées dans cette section ont été réalisées en considérant comme indice de la silice  $n_{SiO_2} = 1,954$  et l'absorption de la silice comme dépendante de la fréquence d'après les valeurs mesurées par D. Grischkowsky *et al.* aux fréquences THz [4]. Afin d'avoir la première BIP centrée autour de 0,5 THz, le diamètre des tiges doit être de 200  $\mu\text{m}$ . La figure 3.40 représente le diagramme des indices effectifs et l'évolution du facteur de qualité en fonction du nombre d'anneaux de tiges pour un rapport  $d/\Lambda = 0,2$  ( $\Lambda = 1$  mm). Le confinement dans un cœur d'air

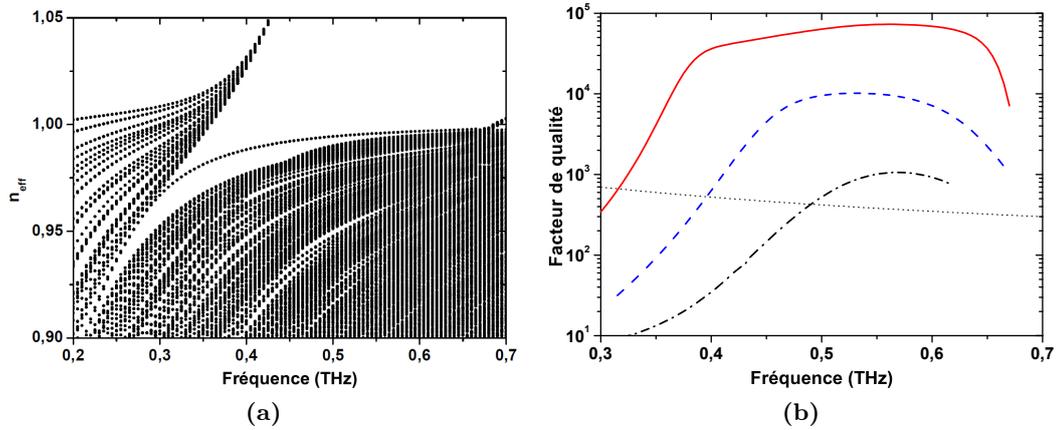
permet d'atteindre un facteur de qualité plus élevé que celui de la silice à partir d'un seul anneau de tiges. Avec une structure composée de quatre anneaux de tiges, le facteur de qualité est plus élevé d'un ordre de grandeur. On constate aussi une limitation du facteur de qualité à partir de deux anneaux de tiges. Au delà de 2 anneaux le facteur de qualité maximal est obtenu sur une plus large bande de fréquences.



**FIGURE 3.40** – Diagramme des indices effectifs du guide dont le cristal à BIP est composé de 4 anneaux de tiges de silice de  $200\ \mu\text{m}$  de diamètre et une période du cristal de  $\Lambda = 1\ \text{mm}$  (a), influence du nombre d'anneaux de tiges de ce même guide sur le facteur de qualité, en fonction de la fréquence, avec 1 anneau (noir), 2 anneaux (bleu), 3 anneaux (vert) et 4 anneaux (rouge), en pointillé le facteur de qualité intrinsèque de la silice d'après [4] (b).

La réalisation des guides n'a pas été possible avec une périodicité de 1 mm. La périodicité a été augmentée à 1,8 mm, soit un ratio  $d/\Lambda = 0,11$ . La largeur du cœur est ainsi de 3,6mm (au lieu de 2 mm). Cette périodicité a grandement simplifié la fabrication des guides. La figure 3.41a illustre le diagramme des indices effectifs pour un guide dont le ratio  $d/\Lambda$  vaut 0,11.

Les tiges de silice étant plus éloignées, les pertes sont donc plus faibles et le facteur de qualité augmente (Cf. §2.3.3.2). La figure 3.41b illustre l'influence du ratio  $d/\Lambda$  sur le facteur de qualité en fonction de la fréquence. Pour un ratio de  $d/\Lambda = 0,11$ , le facteur de qualité à 0,5 THz obtenu par simulation vaut  $5,8 \times 10^4$ , ce qui équivaut à une atténuation linéique de 1,56 dB/m.



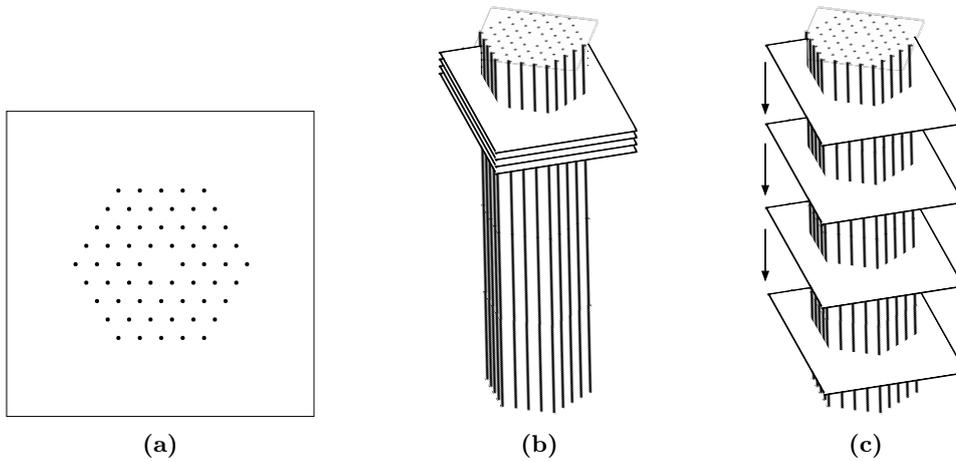
**FIGURE 3.41** – Diagramme des indices effectifs du guide dont le cristal à BIP est composé de 4 anneaux de tiges de silice de  $200 \mu\text{m}$  de diamètre et régulièrement espacées de  $1,8 \text{ mm}$ , soit  $d/\Lambda = 0,11$ (a), influence du ratio  $d/\Lambda$  de ce même guide sur le facteur de qualité, en fonction de la fréquence, avec  $d/\Lambda = 0,3$  (traits noirs discontinus),  $d/\Lambda = 0,2$  (tirets bleus) et  $d/\Lambda = 0,1$  (ligne rouge), en pointillé le facteur de qualité intrinsèque de la silice d'après [4] (b).

### 3.2.1.2 Réalisation du guide d'onde

Les tiges de silice devant être suspendues dans l'air, une structure servant de support a du être utilisée pour leurs maintiens. Des gabarits de papier ont été utilisés, car ce matériau absorbe faiblement les ondes THz. De plus, les feuilles étant relativement fines, leurs influences sur les mesures peuvent donc être négligées. La position des tiges a été imprimée sur les gabarits (figure 3.42a). Ces gabarits sont ensuite montés sur un système de cage métallique dont les dimensions sont suffisamment grandes pour loger le guide. Quatre gabarits ont été utilisés, deux pour le maintien des tiges aux deux extrémités du guide et deux autres intermédiaires, pour éviter la déformation des tiges sous l'effet de la gravité.

Dans un premier temps, les quatre gabarits sont superposés et chaque repaire est percé à l'aide d'une aiguille sur les quatre épaisseurs. La cage métallique est placée verticalement et les soixante tiges nécessaires à l'obtention de la gaine cristalline de quatre anneaux, sont ensuite passées dans les différentes ouvertures (figure 3.42b). Pour terminer, les différents gabarits sont répartis sur la longueur du guide comme

l'illustre la figure 3.42c.



**FIGURE 3.42** – Illustration du gabarit de papier (a), illustration du montage une fois que les tiges sont passées dans les trous du gabarit (b), répartition des gabarits de papier pour le maintien des tiges sur toute la longueur du guide réalisé (c).



**FIGURE 3.43** – Photographie des deux guides fonctionnant autour de 0,5 THz, un premier de 40 cm de long (au-dessus) et un deuxième de 35 cm de long (en-dessous).

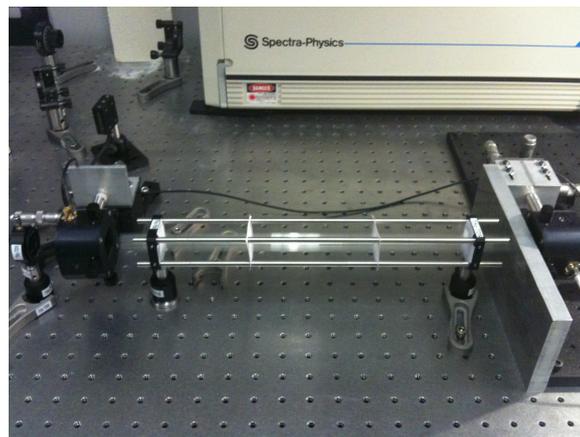
Deux guides ont été réalisés comme on peut le voir sur la figure 3.43, un premier guide de 40 cm de long et un deuxième de 35 cm de long.

### 3.2.1.3 Caractérisation du guide d'onde

Les mesures présentées ici, ont été réalisées pour démontrer que la structure BIP 2D hors plan optimisée pour confiner un champ électromagnétique à 0,5 THz permet

le confinement et la propagation de ces ondes THz dans le cœur d'air du guide. Pour cette démonstration le guide de 40 cm a été utilisé.

Ne disposant pas de lentilles lors de ces mesures, le champ ne pouvait pas être focalisé dans le cœur de 3,6 mm de diamètre. Afin que les modes de gaine ne perturbent pas la mesure, une plaque métallique a été placée entre la sortie du guide et le récepteur THz. Une ouverture a été percée au diamètre du cœur du guide, la plaque avait une épaisseur de 8 mm. Une mesure de référence a été réalisée avec la plaque et une seconde a été réalisée avec le guide et la plaque (Cf. figure 3.44). L'espacement des antennes pour ces deux mesures est de 43 cm. Les mesures sont présentées sur la figure 3.45.



**FIGURE 3.44** – Photographie du guide d'onde à cristal BIP lors des mesures sur le banc de spectroscopie THz-TDS.

Les spectres de transmission sont obtenus par transformée de Fourier (FFT). Les deux spectres sont présentés sur la figure 3.46.

On peut constater que le guide améliore la transmission sur une plage de fréquence comprise entre 0,4 et 0,92 THz. Les bandes de transmission étant plus large que la première BIP, il a été nécessaire de tracer le diagramme des indices effectifs au plus hautes fréquences afin de déterminer la position des BIP supérieures. La figure 3.47a représente ce diagramme qui a été obtenu par simulation. Le diagramme met en évidence l'existence de trois BIP : la première BIP que nous avons étudié jusqu'à

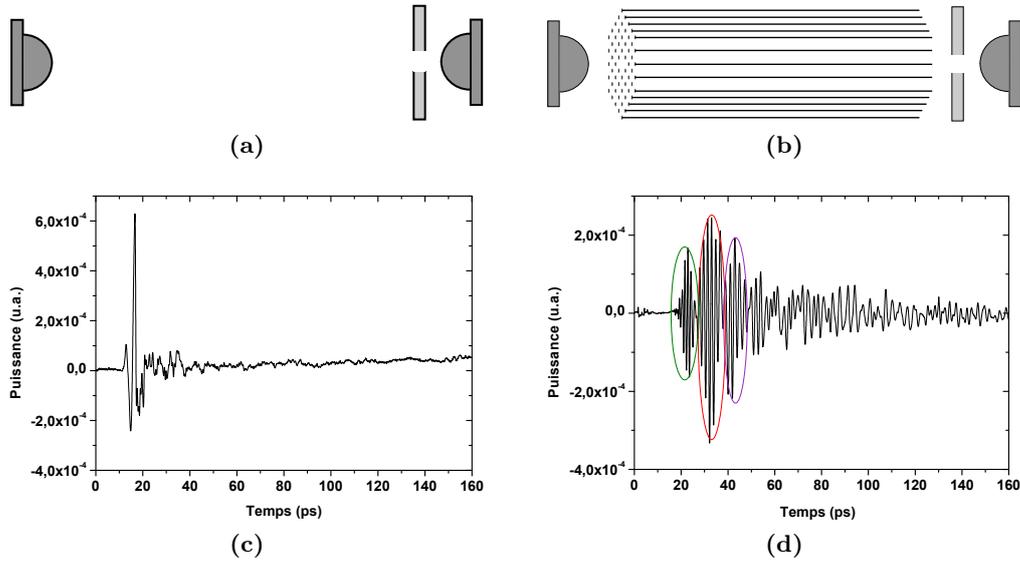


FIGURE 3.45 – Représentation des mesures de référence (a) et du guide (b), avec respectivement l’impulsion temporelle THz mesurée dans l’espace libre et à travers la plaque (c) et l’impulsion temporelle THz mesurée après propagation dans le guide et à travers la plaque (c).

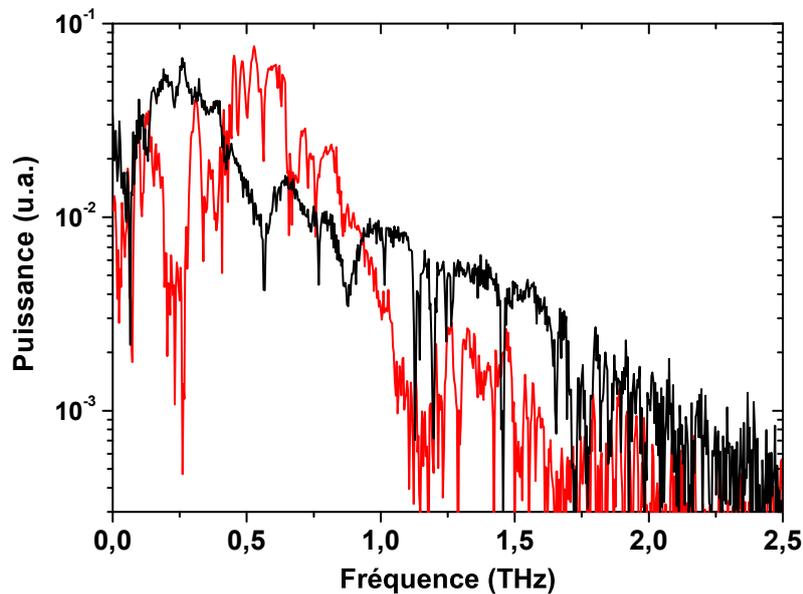


FIGURE 3.46 – Spectre de transmission du signal de référence (en noir) et du signal propagé dans le guide (en rouge).

présent et deux BIP supérieures. La première BIP s’étant sur la bande comprise entre 0,4 à 0,7 THz et la deuxième BIP s’étant de 0,7 à 0,88 THz.

Afin de vérifier que le cristal BIP permet bien de confiner le champ, la largeur spectrale des BIP obtenues par simulation a été reportée sur les spectres de transmissions. La figure 3.47 représente cette superposition sur les trois premières BIP. L'amélioration de la transmission se fait sur deux bandes de transmission. La première bande de transmission correspondre à la première BIP. La deuxième bande de transmission semble correspondre à la deuxième BIP, mais elle couvre aussi une partie de la troisième BIP.

Comme on peut le constater sur la mesure temporelle du signal THz propagé par le guide (Cf. figure 3.45d), le tracé comporte différents lobes. Les trois lobes (identifiés par les cercles vert, rouge et violet) ont été isolés et le spectre de chaque lobe a été tracé afin de les analyser. Les résultats sont présentés sur la figure 3.47

Le premier lobe transmis (en vert) semble correspondre à la deuxième BIP, comme l'illustre la figure 3.49. L'indice effectif du mode de cœur sur cette deuxième BIP étant plus proche de l'indice de l'air, le mode se propage plus rapidement que celui de la première BIP. Cependant, la puissance transmise est plus importante sur la première BIP que la deuxième BIP. Le deuxième et le troisième lobe (respectivement en rouge et en violet), correspondent à la première BIP.

Ces mesures permettent aussi de calculer l'évolution de l'indice effectif en fonction de la fréquence (Cf. equation 1.29). Cette évolution illustrée sur la figure 3.50, représente un indice effectif inférieur à l'indice de l'air. Ceci montre que l'onde se propage bien dans le cœur du guide.

L'analyse de cette mesure semble confirmer une propagation dans le cœur du guide avec un confinement par effet BIP. La largeur spectrale des impulsions générées par le banc de spectroscopie THz a été suffisamment importante pour étudier les deux premières BIP du guide. On constate cependant que les modes de gaine semblent être transmis autour de 0,3 THz comme on peut le voir sur la figure 3.48. Ceci est probablement du au trop grand espacement des tiges. L'injection des ondes THz peut donc encore être améliorée à l'aide de lentilles adaptées au domaine THz.

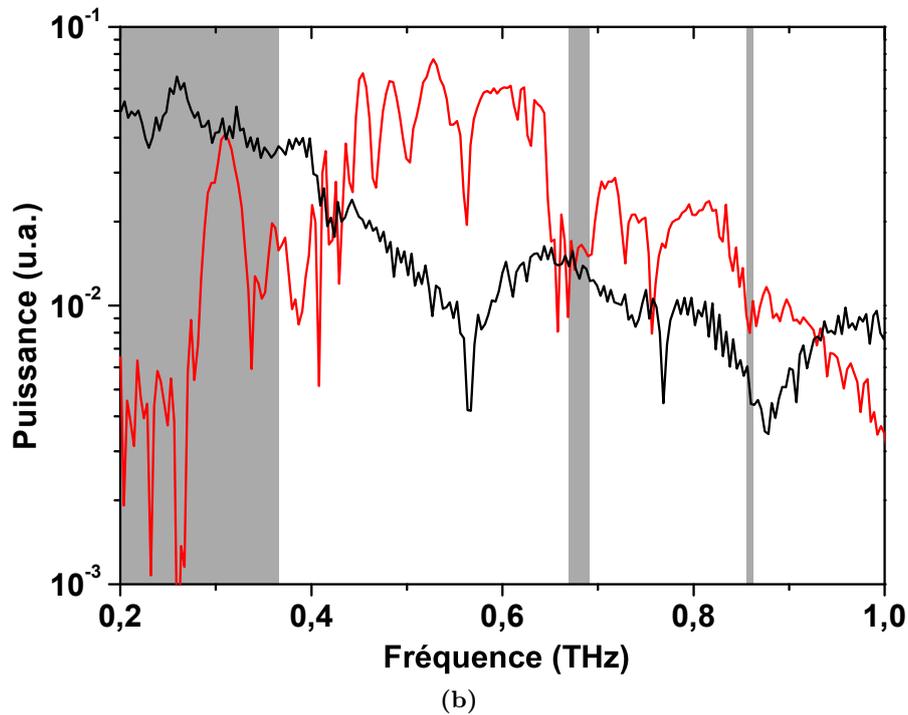
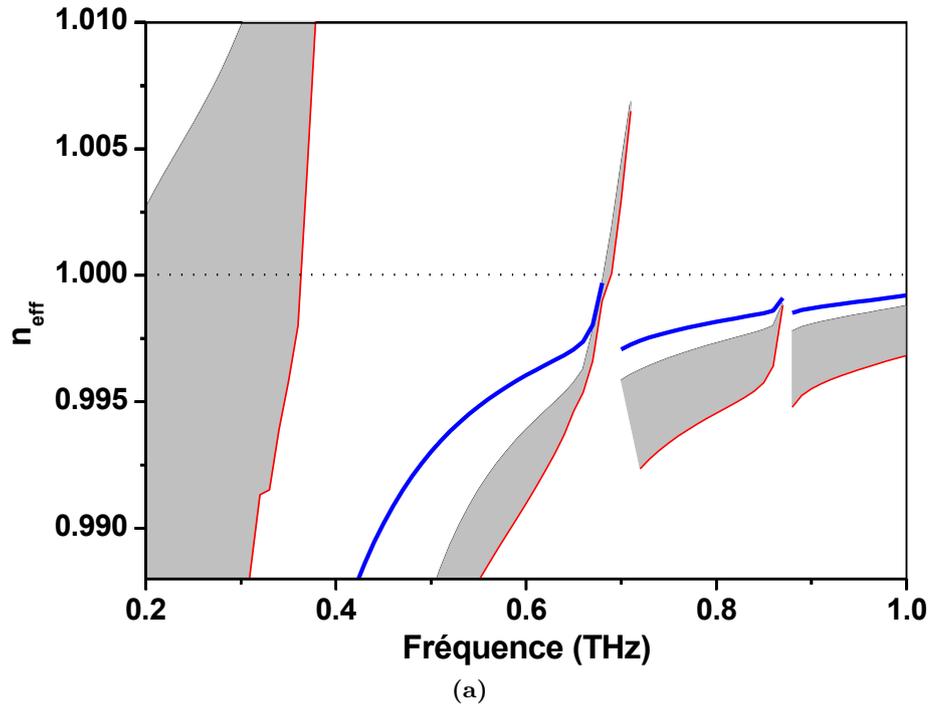


FIGURE 3.47 – Superposition des spectres de transmission du signal de référence (en noir) et du signal propagé par le guide (en rouge) avec le diagramme des indices effectifs de la première BIP (a) et de la deuxième BIP (b).

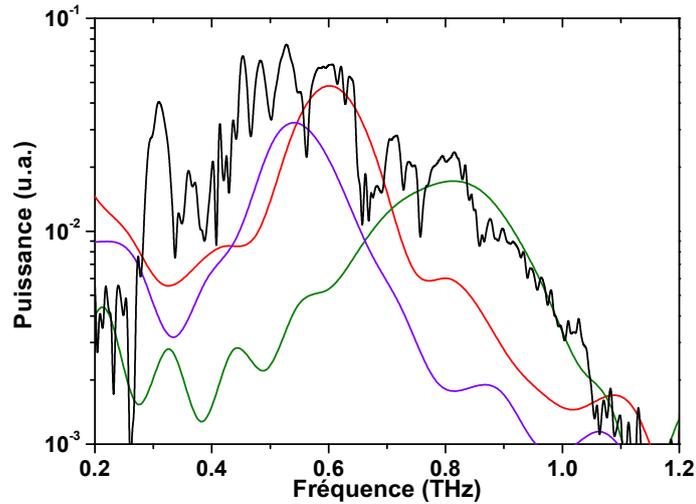


FIGURE 3.48 – Spectre de transmission du signal propagé par le guide (en noir) et les spectres restreints au premier lobe (vert), au second lobe (rouge) et au troisième lobe (violet) de la figure 3.45d.

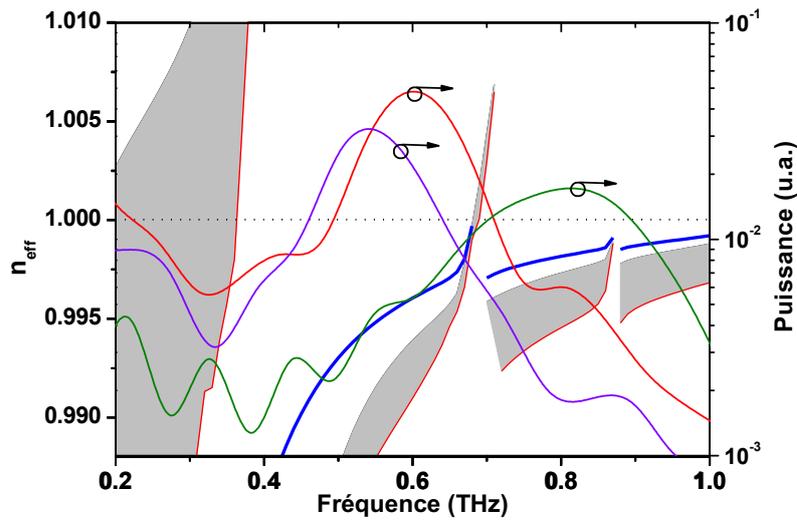
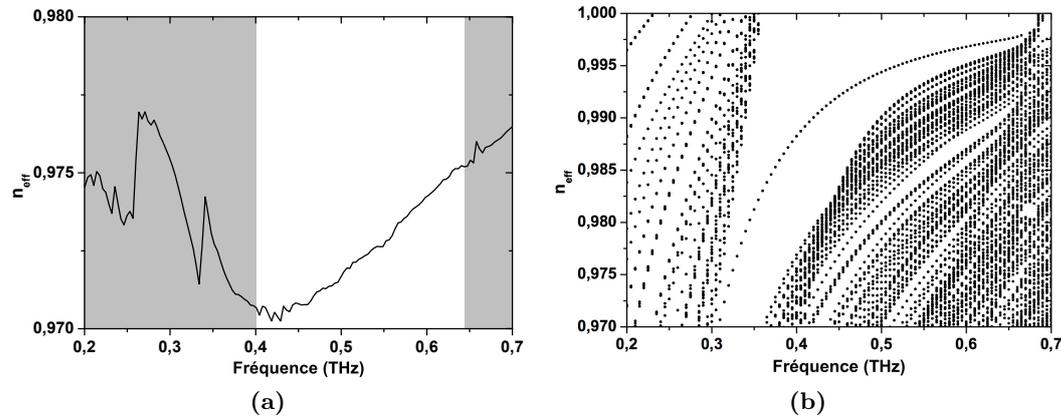


FIGURE 3.49 – Superposition des spectres restreints au premier lobe (vert), au second lobe (rouge) et au troisième lobe (violet) de la figure 3.45d avec le diagramme des indices effectifs des premières BIP.

Bien que la plaque métallique ait empêché que les modes de gaine parasitent trop fortement les mesures, cette méthode a rendu difficile la comparaison de la transmission entre les deux guides de 35 et 40 cm. L'atténuation linéique du guide (permettant de remonter à son facteur de qualité) n'a pas pu être mesurée. Ces mesures sont



**FIGURE 3.50** – (a) Indice effectif de l’onde THz propagée, obtenu par la mesure. (b) Diagramme des indices effectifs du guide obtenus par simulation

actuellement en cours de réalisation. Enfin, la largeur des bandes de transmissions obtenue avec ce type de guide est la plus importante observée jusqu’à présent (Cf. §1.2.4.2)

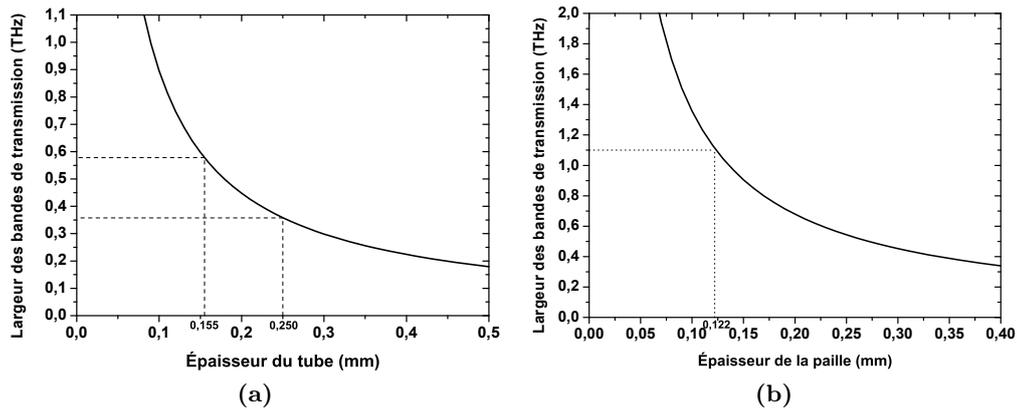
### 3.2.2 Les guides d’ondes à bords minces

Comme nous l’avons vu à la section sur les structures antirésonantes, le principe de confinement par antirésonance peut se faire dans un tube diélectrique à bords minces. Les conditions de transmission de ces guides dépendent principalement de l’épaisseur et de l’indice du matériau. Afin d’étudier l’influence de ces deux paramètres Trois tubes ont été testés : deux tubes en silice de différentes épaisseurs pour vérifier l’influence de l’épaisseur, et une paille en plastique, d’indice différent de la silice, pour montrer l’influence de l’indice du matériau. À noter que l’étude expérimentale de ces guides a été menée principalement par Edwin Nguema lors de son année de post-doctorat au laboratoire Xlim.

#### 3.2.2.1 Les guides d’onde réalisés

Comparé aux guides composés d’une gaine cristalline à BIP, le confinement par réflexion antirésonante permet d’avoir des bandes de transmission beaucoup plus

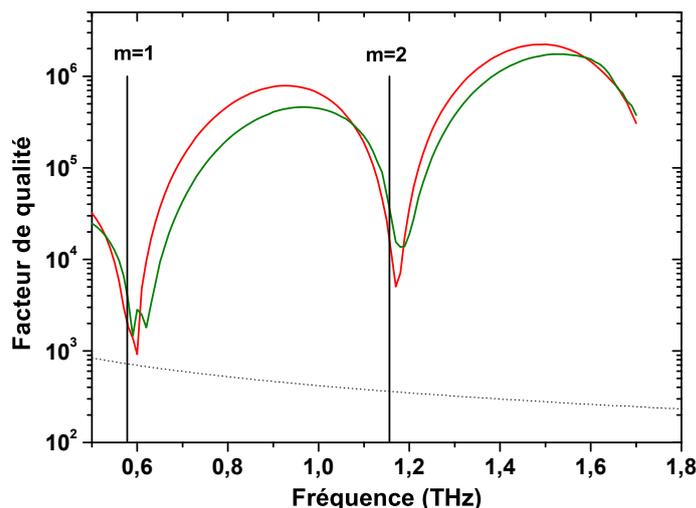
larges. Cependant le fait de n'avoir qu'une seule épaisseur antirésonante ne permet pas d'obtenir un confinement aussi important qu'avec les guides à cristal BIP 2D. La largeur des bandes de transmission du tube peut être calculée à partir de l'épaisseur du diélectrique et de son indice optique d'après l'équation 2.26. La figure 3.51a reprend l'évolution de la largeur des bandes en fonction de l'épaisseur d'un tube en silice. À noter que dans le cadre de ces mesures, l'indice de la silice a été pris comme étant égal à  $n_{silice} = 1,95$ . Les deux tubes de silice dont les épaisseurs sont de 250  $\mu\text{m}$  et 155  $\mu\text{m}$  ont été reportées sur le graphique. Leur largeur de bandes de transmission respectives sont, d'après de modèle théorique, de 358 GHz et de 578 GHz. Le diamètre externe de ces deux tubes est de 5 mm.



**FIGURE 3.51** – Évolution de la largeur des bandes de transmission en fonction de l'épaisseur d'un capillaire de silice d'indice  $n_{silice} = 1,95$ , avec le report des épaisseurs de 250  $\mu\text{m}$  et 155  $\mu\text{m}$  des deux tubes de silice étudiés (a). Évolution de bandes de transmission en fonction de l'épaisseur d'un capillaire de plastique d'indice  $n_{plastique} = 1,49$ , avec le report de l'épaisseur de 122  $\mu\text{m}$  de la paille en plastique étudiée (b).

La figure 3.52 présente le facteur de qualité obtenu par simulation pour le tube de 155  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Pour ces simulations la partie réelle de l'indice de la silice a été considérée comme constant et égale à  $n_{silice} = 1,95$ , la partie imaginaire de l'indice a été considérée comme étant égale aux mesures effectuées par D. Grischkowsky [4]. Le facteur de qualité intrinsèque de la silice est représenté par les pointillés. Celui-ci est inférieur à  $10^3$  sur la bande de transmission. À 1 THz, l'atténuation linéique de

la silice vaut 855 dB/m. Pour le mode fondamental  $HE_{11}$ , les facteurs de qualité maximaux sont de  $4,6 \times 10^5$  (0,37 dB/m) sur la première bande de transmission à 0,95 THz et de  $1,75 \times 10^6$  (0,16 dB/m) sur la deuxième bande à 1,5 THz. Le facteur de qualité est donc amélioré d'au moins deux ordres de grandeur comparé à la silice. D'après ces simulations, on constate que le mode d'ordre supérieur,  $TE_{01}$ , peut se propager dans le guide. Sur la première bande de transmission le facteur de qualité maximal pour le mode  $TE_{01}$  est de  $7,91 \times 10^5$  à 0,95 THz (0,21 dB/m) et de  $2,22 \times 10^6$  à 1,5 THz (0,12 dB/m). Ces simulations peuvent donner l'impression que le confinement dans un tube à bords minces est mieux réalisé dans un tube de silice que par les guides basés sur le cristal BIP 2D. Cependant, le diamètre du tube considéré étant de 5 mm, plusieurs modes peuvent être propagés dans le cœur d'air. C'est pour cette raison que la figure 3.52 illustre l'évolution des facteurs de qualité des modes  $HE_{11}$  et  $TE_{01}$ . De plus, le diamètre du tube étant relativement grand, l'onde transmise est moins soumise à l'absorption de la silice que pour un diamètre plus faible. Les vecteurs de propagation des différents modes sont aussi plus colinéaires. Le niveau des facteurs de qualité est donc beaucoup plus élevé, mais le tube de silice, dans ces conditions, est multimode.



**FIGURE 3.52** – Facteur de qualité obtenu par simulation, en fonction de la fréquence, pour le tube de silice de 155  $\mu\text{m}$ . En vert, le facteur de qualité du mode  $HE_{11}$  et en rouge celui du mode  $TE_{01}$ , le facteur de qualité intrinsèque de la silice est représenté par les pointillés.

Les fréquences de coupure du tube de silice de 155  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, obtenues d'après l'équation 2.25, sont aussi représentées sur la figure 3.52. On peut constater une bonne concordance entre les fréquences de coupures théoriques et les minima de l'évolution du facteur de qualité.

Pour ce qui est de tube de plastique, l'indice de réfraction du plastique ( $n = 1,49$ ) a été mesuré à l'aide du banc de spectroscopie THz-TDS. La figure 3.51b montre l'évolution de la largeur des bandes de transmission d'après l'indice mesuré. Le diamètre interne était de 6 mm. L'épaisseur de 122  $\mu\text{m}$  est reportée sur le graphique. Le calcul d'après l'équation 2.26 donne une largeur de bandes de 1,1 THz. L'épaisseur du tube de plastique est proche du deuxième tube de silice étudié. Le matériau ayant un indice plus faible que la silice, les bandes de transmission sont plus larges.

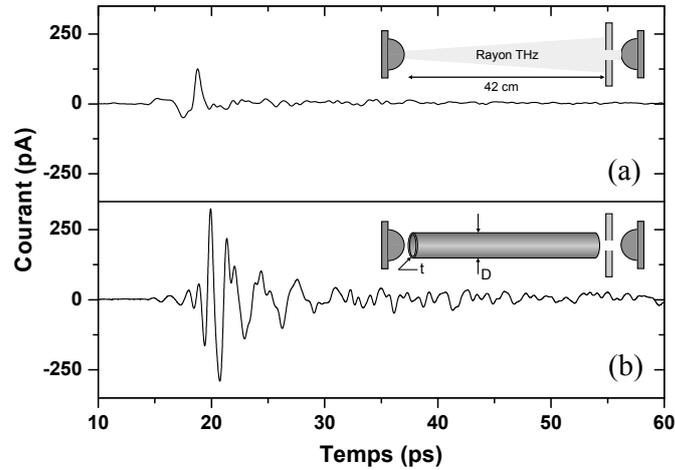
### **3.2.2.2 Caractérisation des guides d'onde**

Dans le cadre de ces mesures, la distance entre les deux antennes était de 43 cm. Une plaque métallique de 8 mm d'épaisseur avec un trou de 5 mm de diamètre a été placée devant le récepteur afin de ne collecter que les radiations THz se propageant dans le cœur des différents guides. Lors des mesures, les guides étaient maintenus en position à l'aide de feuilles de papier à chacune de leur extrémité.

La figure 3.53 montre un exemple des mesures réalisées avec le tube de plastique. On peut déjà remarquer que le guide permet d'améliorer la transmission de l'impulsion. En effet, le niveau de puissance de l'impulsion est plus élevée avec le guide que le niveau de puissance de référence.

### **Tubes en silice**

Les spectre de transmission des deux guides en silice sont représentés sur les figures 3.54a et 3.54b. On constate que ces guides améliorent la transmission des ondes THz. Les fréquences de résonance théoriques des deux guides, obtenues d'après l'équation 2.25 et matérialisées par les lignes verticales sur les deux spectres, montrent qu'il y a bien concordance entre la théorie et les mesures réalisées. Les lar-

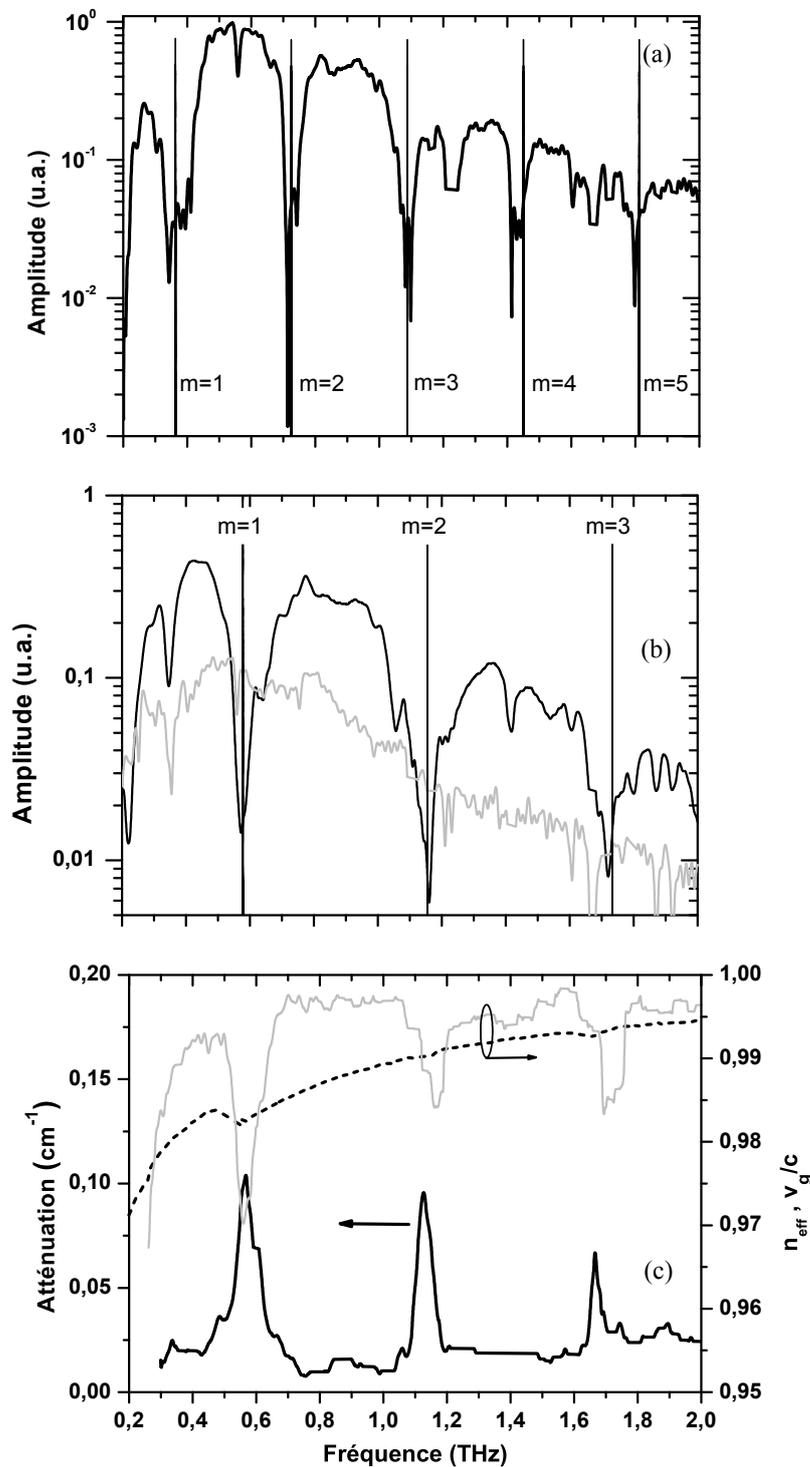


**FIGURE 3.53** – Mesure temporelle de l'impulsion THz se propageant en espace libre et à travers l'ouverture de la plaque métallique (a). Mesure temporelle de l'impulsion THz se propageant dans le cœur d'air du tube en plastique (b).

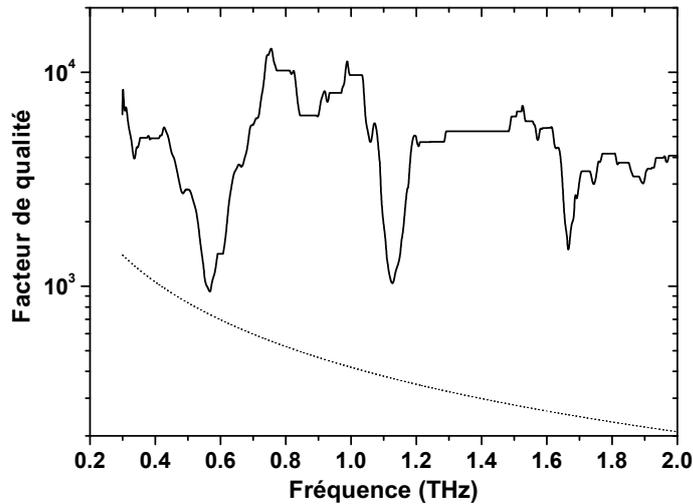
geurs de bandes prévues par le modèle ARROW, de 358 GHz et de 578 GHz, sont confirmées par la mesures. Ceci démontre l'influence de l'épaisseur d'un même diélectrique sur la largeur des bandes de transmission. Plus le tube est mince plus les bandes de transmissions sont larges.

L'atténuation, la vitesse de groupe et l'indice effectif obtenus d'après les mesures du guide en silice de 155  $\mu\text{m}$  d'épaisseur sont illustrées sur la figure 3.54c. On constate comme convenu que le spectre est composé de larges bandes de faibles atténuations, limitées par des pics de fortes atténuations aux fréquences de résonance. L'atténuation est inférieure à 13 dB/m ( $0,03 \text{ cm}^{-1}$ ) sur les bandes de transmission. Ce qui équivaut à une atténuation soixante fois plus faible que l'absorption de la silice. Cette valeur est à comparer à l'atténuation de la silice de 855 dB/m à 1 THz. La vitesse de groupe est proche de la célérité de la lumière dans les bandes de transmission. Ceci permet de confirmer que le champ THz est majoritairement confiné dans le cœur d'air du tube de silice. L'évolution de l'indice effectif, dont la valeur reste inférieur à l'unité, est caractéristique d'une propagation dans le cœur du guide.

La figure 3.55 illustre l'évolution du facteur de qualité d'après les mesures effectués sur le guide de 155  $\mu\text{m}$ . Sur les bandes de transmission, le facteur de qualité



**FIGURE 3.54** – Amplitude spectrale de la propagation sur 40 cm dans les guides de silice de 250 μm d'épaisseur (a) et de 155 μm d'épaisseur (b). les fréquences de résonance des tubes sont mises en évidence par les lignes verticales. (c) Coefficient d'atténuation (noir) indice effectif (pointillés) et vitesse de groupe normalisée par la célérité de la lumière (gris) du tube de silice de 155 μm.



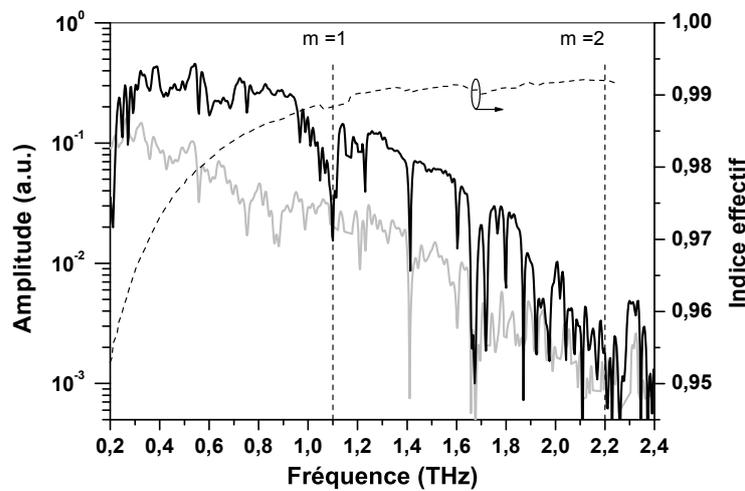
**FIGURE 3.55** – Facteur de qualité calculé d’après les mesures, en fonction de la fréquence, pour le tube de silice de 155  $\mu\text{m}$ . Le facteur de qualité intrinsèque de la silice est représenté par les pointillés.

est compris entre  $6 \times 10^3$  et  $10^4$ . Le facteur de qualité de la silice est inférieur à  $10^3$ . Ainsi le guide présente un facteur de qualité supérieur d’environ un ordre de grandeur comparé à la silice. Le niveau du facteur de qualité sur chaque bande de transmission est très inférieur par rapport aux niveaux obtenus par simulation. Ceci pour plusieurs raisons : premièrement l’absorption des molécules d’eau n’est pas prise en compte dans les simulations. L’atténuation des molécules d’eau est d’environ 0,1 dB/m à 1 THz [108]. Deuxièmement, la méthode de mesure n’assure pas d’avoir une injection optimale dans le guide ni une transmission équivalente entre les deux mesures permettant d’établir l’atténuation du guide avec exactitude. On notera aussi qu’il n’est pas possible, avec le banc de THz-TDS réalisé au cours de cette thèse, de déterminer quels sont les modes propagés dans le guide.

### Tube en plastique

La figure 3.56 représente le spectre de transmission du tube en plastique et l’indice effectif déduit de cette mesure (en pointillé). On constate que ce tube permet une amélioration du signal transmis. De plus, l’évolution de l’indice effectif étant inférieur à celui de l’air, cela confirme que le confinement se fait majoritairement

dans le cœur d'air. Ces résultats montrent aussi la possibilité d'utiliser d'autres matériaux pour réaliser ce type de guide. On notera aussi que l'indice du plastique étant plus faible par rapport à celui de la silice, les bandes de transmission sont beaucoup plus larges, comme le prévoit l'expression 2.25. Les bandes de transmission, de 1,1 THz, sont les plus larges bandes observées, à notre connaissance, avec ce genre de guide (Cf. §1.2.4.1). On constate un facteur de 3,7 sur les bandes les plus larges observées [49].



**FIGURE 3.56** – Comparaison de l'amplitude spectrale de l'onde THz propagée dans le tube en plastique (noir) et celle propager en espace libre (gris), l'indice effectif du tube en plastique est tracé en pointillés.

Ces résultats confirment donc qu'un tube à bords minces permet de confiner les ondes THz par antirésonance. Ce guide peut présenter de larges bandes de transmission lorsqu'il est optimisé. L'utilisation d'autres matériaux ayant un indice faible peut contribuer à l'obtention de bandes de transmission encore plus larges. Cependant, le confinement étant réalisé par une seule couche antirésonante, les pertes sont relativement élevées. L'atténuation peut être réduite en augmentant le nombre de couches. De plus, les résultats peuvent encore être améliorés. Le diamètre de ces guides peut être réduit afin d'avoir un facteur de qualité optimal pour le mode fondamental  $HE_{11}$ . L'injection de l'onde peut aussi être améliorée afin d'avoir une meilleur répétabilité des mesures.

### **3.2.3 Conclusion et perspectives des guides proposés**

Nous avons vu les différents avantages que peuvent avoir les guides basés sur le confinement par BIP et ceux basés sur les réflexions par antirésonance. Le confinement par BIP permet d'avoir un fort confinement du champ propagé. L'absorption de l'onde est très faible comparativement à l'absorption de la silice. Les premières mesures réalisés confirment que les ondes THz sont confinées dans le cœur d'air. Des mesures complémentaires sont encore à réaliser pour estimer l'atténuation linéique et le facteur de qualité de ce guide d'onde THz. De plus une optimisation de l'espacement de tiges est encore possible.

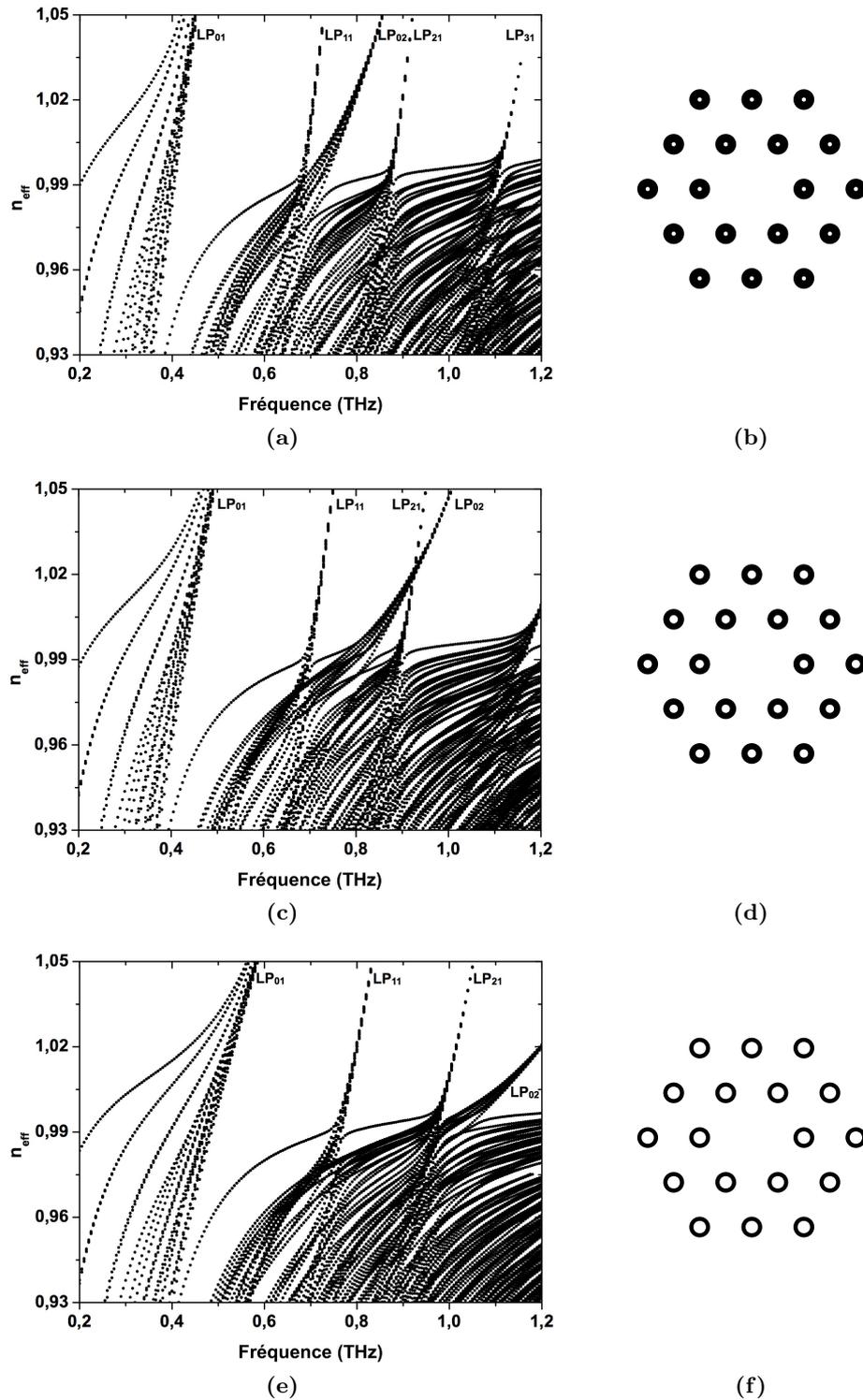
Les structures proposées sont des structures simplifiées et optimisées pour le domaine THz. De larges bandes de transmission peuvent être obtenues grâce à une topologie simple à établir et à réaliser. Les bandes de transmission prévues par le modèle ARROW et les simulations ont été validées par les mesures. De plus, les structures proposées sont des éléments intéressants pour le développement de cavités résonantes, notamment le cristal BIP 2D. Des améliorations sont tout de même à prévoir sur la fixation des tiges et le développement de réflecteurs.

Concernant les guides basés sur le cristal BIP 2D hors plan. Il est encore possible d'améliorer le confinement de la structure proposée en augmentant l'espacement des tiges jusqu'à un ratio de  $d/\Lambda = 0,16$  (Cf. §2.3.3.2). Une solution est encore à étudier pour améliorer le confinement. J. M. Stone *et al.* [109] ont déjà étudié cette possibilité avec des fibres en silice basées sur un cristal BIP 2D hors plan. Les tiges d'indice élevé ont été remplacées par des capillaires. Des simulations ont été réalisées pour transposer cette étude aux fréquences THz en se basant sur les guides BIP 2D à 0,5 THz. Des capillaires de silice de diamètre extérieur constant  $D = 200 \mu\text{m}$  ont été considérés, et régulièrement espacés de 1 mm dans une matrice d'air, soit  $d/\Lambda = 0,2$ . Ceci permet d'avoir une équivalence par rapport aux simulations présentées précédemment. Les ratios  $d/D$  suivant, avec  $d$  le diamètre intérieur, ont été considérés : 0,2, 0,4, 0,6, 0,7, 0,8 et 0,91. Les résultats de simulation sur la

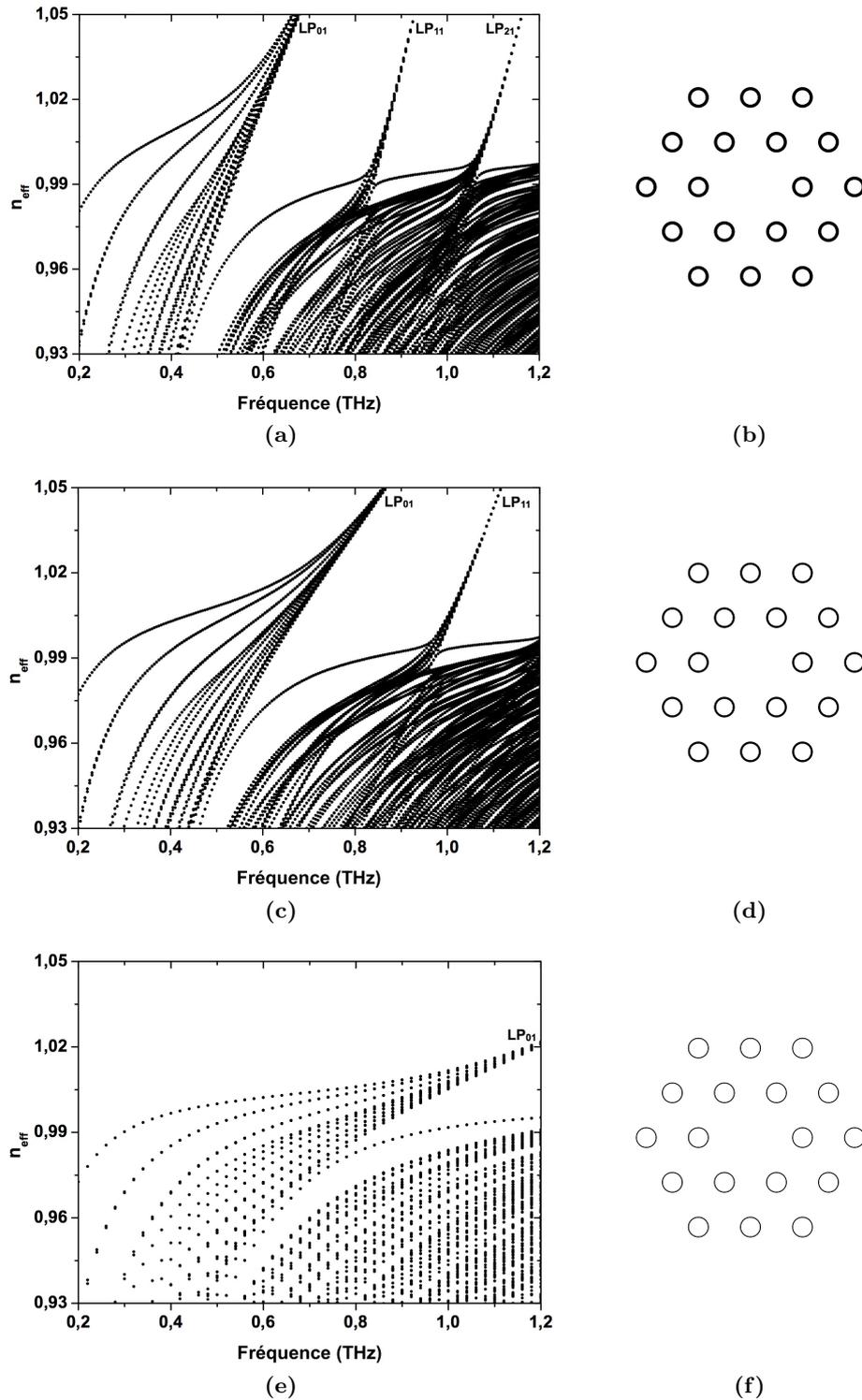
première BIP sont illustrés sur les figures 3.57 et 3.58.

Il a été démontré que les pertes du mode fondamental se propageant dans le cœur sont importantes lorsque la « frontière hautes fréquences » des bandes interdites est délimitée par des modes  $LP_{lm}$  ayant un ordre azimutal  $l$  bas [109, 110]. Ces modes d'ordre  $l$  faible se couplent plus fortement que les modes d'ordre  $l$  élevé, lorsqu'ils se propagent dans des tiges. Le fait de remplacer les tiges par des capillaires permet de décaler aux hautes fréquences certains des modes d'ordre  $l$  faible, dont l'ordre radial  $m$  est supérieur à 1. Plus les capillaires sont fins, plus ces modes sont décalés aux hautes fréquences. Les modes d'ordre radial  $m = 1$  sont moins affectés. Comme on peut le constater, ces remarques sont aussi observées sur le diagramme des indices effectifs des différentes structures simulées pour le domaine THz. Le mode  $LP_{02}$  se décale plus rapidement vers les hautes fréquences que les autres modes avec  $m = 1$ . Ces derniers se décalent plus lentement. De plus, on constate un élargissement des bandes interdites, comme en optique [109]. Avec un ratio  $d/D = 0,2$  la première BIP a une largeur de 280 GHz. Cette largeur augmente à 420 GHz avec un ratio  $d/D = 0,91$  (première BIP entre 1 et 1,42 THz). La fraction de silice par rapport à l'air étant plus faible, l'indice effectif du mode de cœur se rapproche de l'indice de l'air, comme on peut le voir sur la figure 3.58f. Cependant, le fait de réduire trop fortement l'épaisseur des capillaires, va conduire à un continuum de modes autorisées. Les premières BIP risquent de ne plus exister. Des simulations complémentaires sont nécessaires pour évaluer le confinement de ces structures. Ensuite, de nouvelles simulations sont en cours pour optimiser l'épaisseur de ces capillaires et leur périodicité. Ce genre de structure est encore à l'étude car elle peut facilement être réalisée au laboratoire Xlim.

En ce qui concerne les guides basés sur les réflexions antirésonantes, ils permettent d'avoir des bandes de transmission beaucoup plus larges qu'avec les guides basés sur le cristal BIP 2D simplifié. Bien que le confinement soit plus faible, du fait qu'il ne soit assuré que par une seule couche antirésonante, il en est d'autant



**FIGURE 3.57** – Diagrammes des indices effectifs (a), (c) et (e) pour une structure de guide basé sur un cristal photoniques composé de capillaires de silice de ratio  $d = 0,2D$  (b),  $d = 0,4D$  (d) et  $d = 0,6D$  (f).



**FIGURE 3.58** – Diagrammes des indices effectifs (a), (c) et (e) pour une structure de guide basés sur un cristal photoniques composé de capillaires de silice de ratio  $d = 0,7D$  (b),  $d = 0,8D$  (d) et  $d = 0,91D$  (f).

plus simple à réaliser ainsi qu'à manipuler. Les tubes de silice à bords minces sont en effet beaucoup moins fragiles que les guides basés sur le cristal BIP 2D simplifié. il serait intéressant de modéliser pour une épaisseur donnée, l'influence du diamètre du cœur sur le facteur de qualité des différents modes pouvant s'y propager. Des mesures supplémentaires sont à envisager pour améliorer l'injection des ondes THz dans le cœur à l'aide de lentilles. Les différences observées sont certainement dues à la méthode de mesure. Celle-ci peut encore être améliorée.

La démonstration du confinement dans une paille en plastique montre que d'autres matériaux diélectriques peuvent être utilisés pour la réalisation des deux structure que sont les tubes à bords minces et les cristaux BIP 2D. Le polyéthylène, le Téflon® et le polypropylène sont des diélectriques intéressants car ils font parti des diélectriques les moins absorbants dans le domaine THz [111].

# Conclusion générale

Dans ce travail de thèse, j'ai mis en évidence que les principes de confinement par bandes interdites photoniques et des réflexions antirésonantes dans un guide à cœur d'air peuvent être appliqués aux domaines des micro-ondes et des fréquences THz. Ces méthodes de confinement permettent de réduire considérablement les pertes dues aux fortes absorptions observées avec les guides optiques classiques.

Les domaines de fréquences étudiés, ont permis certaines simplifications des structures qu'il n'est pas possible de réaliser en optique. Ainsi l'étude des guides d'onde THz basés sur les deux principes de confinement a permis de montrer que les modèles théoriques développés pour le domaine de l'optique sont aussi applicables au domaine micro-ondes et par extension, aux fréquences THz.

En parallèle du développement des outils de simulation, il a été nécessaire de concevoir un banc de spectroscopie térahertz dans le domaine temporel (THz-TDS). Cet outil que j'ai mis en place au laboratoire est basé sur un laser femtoseconde et permet aujourd'hui une caractérisation fine des matériaux aux fréquences THz. Des améliorations du banc de spectroscopie THz-TDS sont encore à réaliser, en utilisant par exemple une fibre optique à cœur creux pour acheminer les impulsions du laser femtosecondes, ce qui simplifierait l'alignement des antennes THz. Le temps d'acquisition doit aussi pouvoir être diminué. En effet, le temps de mesure est d'environ une demi-heure dans sa configuration actuelle. C'est pourquoi certaines mesures sont encore à réaliser pour une caractérisation plus complète des guides réalisés au cours de ce travail.

En ce qui concerne les guides d'onde THz, la caractérisation par spectroscopie TDS-THz a permis de vérifier que le confinement est bien réalisé pour les différentes structures proposées. De plus, les modèles théoriques montrent de bonnes concordances avec les mesures réalisées. De nombreuses pistes restent à étudier pour pouvoir réaliser des guides dont le confinement se fait à des fréquences supérieures à

2 THz. L'utilisation de capillaires dans un cristal photonique 2D est à l'étude, un élargissement des BIP devrait être observé. L'utilisation de tiges composées de silice et de métal est une solution qui peut facilement être étudiée à Xlim en vue d'améliorer le confinement. D'autres matériaux tels que le polyéthylène peuvent être utilisés car l'absorption des ondes THz est plus faible que dans la silice.

Cette étude démontre qu'il est possible de concevoir des guides d'onde et des résonateurs basés sur des cristaux BIP hors plan avec des matériaux absorbants. Le confinement de l'onde dans un cœur d'air permet d'avoir un facteur de qualité (une atténuation) plus élevé (plus faible) que ceux des matériaux utilisés pour le guide. Dans cette étude, il a été démontré que le facteur de qualité peut être amélioré d'un ordre de grandeur par rapport à celui de la silice, avec des valeurs comprises entre  $10^4$  et  $10^6$ . Ce principe est applicable à différents domaines de fréquences : aux micro-ondes, aux extrêmes hautes fréquences (EHF), aux THz et à l'infrarouge. Dans le cadre de ces travaux, une collaboration avec l'Université d'Australie Occidentale a été l'occasion d'étendre l'étude des résonateurs basés sur un cristal BIP 2D hors plan au domaine micro-ondes. Ces structures sont prometteuses pour atteindre des facteurs de qualité élevés. Les premiers résultats sont encourageants mais les facteurs de qualité mesurés ( $\approx 5 \times 10^3$ ) sont fortement limités par les pertes métalliques. L'optimisation du confinement avec des couches diélectriques, pour réduire les pertes métalliques, sont encore à l'étude en vue d'une prochaine réalisation.

# Modèles de Drude pour les matériaux conducteurs et semi-conducteurs

---

Les matériaux conducteurs et semi-conducteurs ont une densité de porteurs libre très élevée. Or l'interaction des ondes THz avec les porteurs libres de ces matériaux est dominante à ces fréquences. Le modèle de Drude, permet de prévoir l'influence de ces interactions sur la conductivité et la permittivité des matériaux conducteurs et semi-conducteurs aux domaines THz et infrarouge. Dans ce modèle, plusieurs hypothèses sont à considérer : les électrons de conduction sont supposés se déplacer librement en présence d'un champ appliqué  $E(t) = \Re(E(\omega)e^{-j\omega t})$ . De plus, Il est supposé ne pas y avoir d'interaction entre les porteurs mis à part leurs collisions. Le temps moyen entre deux collisions est quantifié par  $\tau$ . À partir de ces hypothèses, l'équation de mouvement d'un électron libre peut s'écrire :

$$m^* \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{dx}{dt} - qE(t) = 0 \quad (\text{A.1})$$

où  $m^*$  et  $q$  correspondent respectivement à la masse effective et à la charge d'un électron,  $\tau$  est la temps moyen entre deux collisions et  $x$  est le déplacement de l'électron par rapport à sa position d'équilibre. Le champ électrique induit une polarisation

du matériau à cause du déplacement des électrons :

$$P = (\varepsilon - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0 E(t) = Nqx \quad (\text{A.2})$$

avec  $\varepsilon_\infty$  la permittivité relative du matériau considérée aux hautes fréquences,  $\varepsilon_0 = 8,854187 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$  la permittivité du vide et  $N$  la densité d'électrons.

En introduisant la polarisation du matériau, l'équation A.1 devient :

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dP}{dt} + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m^*} = 0 \quad (\text{A.3})$$

Les ondes pouvant être décrites comme la somme d'ondes monochromatiques en utilisant la transformée de Fourier, l'équation l'équation A.3 devient :

$$(\varepsilon - \varepsilon_\infty)\left(\omega^2 + \frac{j\omega}{\tau}\right) + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m^*} = 0 \quad (\text{A.4})$$

La résolution de l'équation A.4 revient à considérer une permittivité relative complexe du matériau dépendant de la fréquence,  $\tilde{\varepsilon} \equiv \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$  :

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}(\omega) &= \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau} \\ &= \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} + i \frac{1}{\omega\tau} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

avec  $\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{m^*\varepsilon_0}}$ , la fréquence plasma du matériau considéré. La conductivité complexe du matériau  $\tilde{\sigma}$  peut être reliée à la permittivité du matériau avec l'expression suivante :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + i \frac{\tilde{\sigma}}{\varepsilon_0 \omega} \quad (\text{A.6})$$

l'indice de réfraction du matériau est défini par  $\tilde{n}^2 \equiv \tilde{\varepsilon}$ . La combinaison des équations

A.6 et A.5 donne donc :

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma} &= \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2}{-i\omega + 1/\tau} \\ &= \varepsilon_0 \left( \frac{\omega_p^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + i \frac{\omega_p^3 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)\end{aligned}\tag{A.7}$$

Dans le cas des métaux  $\varepsilon_\infty$  peut être pris égal à un. En connaissant les fréquences plasma et le temps moyen  $\tau$  entre deux collisions il est donc possible d'estimer la conductivité et la permittivité complexe d'un métal donné. Le tableau liste ces données pour différents métaux.

Métaux	$\omega_p$ ( $10^{15}$ rad/s)	$\tau$ ( $10^{-14}$ s)
Ag	13,704	3,658
Al	17,982	1,251
Au	13,666	1,768
Co	6,032	1,798
Cu	12,026	1,908
Fe	6,201	2,491
Pb	11,197	0,451
Pt	7,822	0,951
Ti	3,827	1,389

**Tableau A.1** – fréquence plasma et temps moyen  $\tau$  entre deux collisions pour différents métaux [2, 15, 16].



# Bibliographie

- [1] M. Tonouchi, “Cutting-edge terahertz technology,” *Nature Photonics*, vol. 1, no. 2, pp. 97–105, 2007. (Cité en page 4.)
- [2] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, “Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared : Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W,” *Applied Optics*, vol. 24, no. 24, pp. 4493–4499, 1985. (Cité en pages [xix](#), [5](#), [10](#) et [179](#).)
- [3] F. A. Benson, “Waveguide attenuation and its correlation with surface roughness,” *Proceedings of the IEE - Part III : Radio and Communication Engineering*, vol. 100, no. 64, pp. 85–90, 1953. (Cité en pages [5](#) et [9](#).)
- [4] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. V. Exter, and C. Fattinger, “Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 7, no. 10, pp. 2006–2015, 1990. (Cité en pages [xv](#), [xvi](#), [5](#), [12](#), [30](#), [100](#), [153](#), [154](#), [155](#) et [163](#).)
- [5] K. Sakai, *Terahertz optoelectronics*. Topics in applied physics, ISSN 0303-4216 ; vol. 97, Springer, 2005. (Cité en pages [6](#) et [30](#).)
- [6] S. Ganichev and W. Prettl, *Intense terahertz excitation of semiconductors*. Oxford University Press, 2006. (Cité en page [6](#).)
- [7] R. M. Woodward, B. E. Cole, V. P. Wallace, R. J. Pye, D. D. Arnone, E. H. Linfield, and M. Pepper, “Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, no. 21, pp. 3853–3863, 2002. (Cité en pages [vii](#) et [7](#).)
- [8] K. Humphreys, J. P. Loughran, M. Gradziel, W. Lanigan, T. Ward, J. A. Murphy, and C. O’sullivan, “Medical applications of terahertz imaging : a review of current technology and potential applications in biomedical engineering,” in *Proceedings of the 26th Annual International Conference of the IEEE EMBS*, vol. 2, pp. 1302–1305, 2004. (Cité en page [7](#).)
- [9] Y. B. Ji, E. S. Lee, S.-H. Kim, J.-H. Son, and T.-I. Jeon, “A miniaturized fiber-coupled terahertz endoscope system,” *Optics Express*, vol. 17, no. 19, pp. 17082–17087, 2009. (Cité en pages [vii](#), [7](#) et [8](#).)
- [10] B. Fischer, M. Hoffmann, H. Helm, R. Wilk, F. Rutz, T. Kleine-Ostmann, M. Koch, and P. Jepsen, “Terahertz time-domain spectroscopy and imaging of artificial RNA,” *Optics Express*, vol. 13, no. 14, pp. 5205–52015, 2005. (Cité en page [7](#).)
- [11] S. E. Whitmire, D. Wolpert, A. G. Markelz, J. R. Hillebrecht, J. Galan, and R. R. Birge, “Protein flexibility and conformational state : a comparison of collective vibrational modes of wild-type and D96N bacteriorhodopsin,” *Biophysical Journal*, vol. 85, no. 2, pp. 1269–1277, 2003. (Cité en page [7](#).)
- [12] T. Nagatsuma, H.-J. Song, Y. Fujimoto, K. Miyake, A. Hirata, K. Ajito, T. Furuta, N. Kukutsu, and Y. Kado, “Giga-bit wireless link using 300-400 GHz

- bands,” in *International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP '09.*, pp. 1–4, 2009. (Cité en page 9.)
- [13] R. Piesiewicz, S. Member, M. Jacob, M. Koch, J. Schoebel, and K. Thomas, “Performance Analysis of Future Multigigabit Wireless Communication Systems at THz Frequencies With Highly Directive Antennas in Realistic Indoor Environments,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 14, no. 2, pp. 421–430, 2008. (Cité en page 9.)
- [14] A. Hirata and T. Nagatsuma, “120 GHz millimetre-wave antenna for integrated photonic transmitter,” *Electronics Letters*, vol. 37, no. 24, pp. 1460–1461, 2007. (Cité en page 9.)
- [15] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, “Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths,” *Applied Optics*, vol. 26, no. 4, pp. 744–752, 1987. (Cité en pages [xix](#), [10](#) et [179](#).)
- [16] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. A. Newquist, and M. R. Querry, “Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths,” *Applied Optics*, vol. 27, no. 6, pp. 1203–1209, 1988. (Cité en pages [xix](#), [10](#) et [179](#).)
- [17] G. Gr uner, *Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of solids*. Springer, 1998. (Cité en pages [xix](#) et [10](#).)
- [18] S. P. Jamison, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky, “Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers,” *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 15, pp. 1987–1989, 2000. (Cité en page [11](#).)
- [19] H. Han, H. Park, M. Cho, J. Kim, I. Park, and H. Lim, “Terahertz Pulse Propagation in Plastic Photonic Crystal Fibers,” in *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, pp. 1075–1078, 2002. (Cité en page [12](#).)
- [20] M. Cho, J. Kim, H. Park, Y. Han, K. Moon, E. Jung, and H. Han, “Highly birefringent terahertz polarization maintaining plastic photonic crystal fibers,” *Optics Express*, vol. 16, no. 1, pp. 7–12, 2008. (Cité en pages [vii](#), [12](#) et [13](#).)
- [21] P. S. J. Russell, “Photonic-Crystal Fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, 2006. (Cité en pages [13](#) et [23](#).)
- [22] K. Nielsen, H. K. Rasmussen, A. J. L. Adam, P. C. Planken, O. Bang, and P. U. Jepsen, “Bendable, low-loss Topas fibers for the terahertz frequency range,” *Optics Express*, vol. 17, no. 10, pp. 8592–8601, 2009. (Cité en pages [vii](#), [13](#) et [14](#).)
- [23] L.-J. Chen, H.-W. Chen, T.-F. Kao, J.-Y. Lu, and C.-K. Sun, “Low-loss sub-wavelength plastic fiber for terahertz waveguiding,” *Optics Letters*, vol. 31, no. 3, pp. 308–310, 2006. (Cité en pages [vii](#) et [15](#).)
- [24] H.-W. Chen, Y.-T. Li, C.-L. Pan, J.-L. Kuo, J.-Y. Lu, L.-J. Chen, and C.-K. Sun, “Investigation on spectral loss characteristics of subwavelength terahertz fibers,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 9, pp. 1017–1019, 2007. (Cité en pages [vii](#), [15](#) et [16](#).)

- [25] M. Rozé, B. Ung, A. Mazhorova, M. Walther, and M. Skorobogatiy, “Suspended core subwavelength fibers : towards practical designs for low-loss terahertz guidance,” *Optics Express*, vol. 19, no. 10, pp. 9127–9138, 2011. (Cité en pages [vii](#), [16](#) et [17](#).)
- [26] S. Atakaramians, S. Afshar V, B. M. Fischer, D. Abbott, and T. M. Monroe, “Porous fibers : a novel approach to low loss THz waveguides,” *Optics Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8845–8854, 2008. (Cité en pages [vii](#), [17](#) et [18](#).)
- [27] A. Dupuis, D. Morris, K. Stoeffler, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, “Fabrication and THz loss measurements of porous subwavelength fibers using a directional coupler method,” *Optics Express*, vol. 17, no. 10, pp. 8012–8028, 2009. (Cité en pages [17](#), [18](#) et [19](#).)
- [28] A. Hassani, A. Dupuis, and M. Skorobogatiy, “Low loss porous terahertz fibers containing multiple subwavelength holes,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 7, pp. 071101–3, 2008. (Cité en pages [vii](#), [17](#) et [18](#).)
- [29] S. Atakaramians, S. Afshar V, H. Ebendorff-Heidepriem, M. Nagel, B. M. Fischer, D. Abbott, and T. M. Monroe, “THz porous fibers : design, fabrication and experimental characterization,” *Optics Express*, vol. 17, no. 16, pp. 14053–14062, 2009. (Cité en pages [vii](#), [17](#) et [19](#).)
- [30] D. Chen and H. Chen, “A novel low-loss Terahertz waveguide : polymer tube,” *Optics Express*, vol. 18, no. 4, pp. 3762–3767, 2010. (Cité en pages [18](#), [19](#) et [25](#).)
- [31] K. Wang and D. M. Mittleman, “Metal wires for terahertz wave guiding,” *Nature*, vol. 432, no. 7051, pp. 376–379, 2004. (Cité en page [19](#).)
- [32] K. Wang and D. M. Mittleman, “Guided propagation of terahertz pulses on metal wires,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 22, no. 9, pp. 2001–2008, 2005. (Cité en page [19](#).)
- [33] H. Zhan, R. Mendis, and D. M. Mittleman, “Superfocusing terahertz waves below  $\lambda / 250$  using plasmonic parallel-plate waveguides,” *Optics Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9643–9650, 2010. (Cité en pages [vii](#) et [20](#).)
- [34] H. Zhan, R. Mendis, and D. M. Mittleman, “Characterization of the terahertz near-field output of parallel-plate waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 28, no. 3, pp. 558–566, 2011. (Cité en pages [20](#) et [21](#).)
- [35] J. Liu, R. Mendis, and D. M. Mittleman, “The transition from a TEM-like mode to a plasmonic mode in parallel-plate waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 23, pp. 231113–3, 2011. (Cité en page [20](#).)
- [36] R. Mendis and D. Grischkowsky, “Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses,” *Optics Letters*, vol. 26, no. 11, pp. 846–848, 2001. (Cité en page [21](#).)
- [37] R. Mendis and D. M. Mittleman, “Comparison of the lowest-order transverse-electric (TE<sub>1</sub>) and transverse-magnetic (TEM) modes of the parallel-plate waveguide for terahertz pulse applications,” *Optics Express*, vol. 17, no. 17, pp. 14839–14850, 2009. (Cité en pages [vii](#) et [21](#).)
- [38] R. W. McGowan, G. Gallot, and D. Grischkowsky, “Propagation of ultra-wideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter

- circular waveguides,” *Optics Letters*, vol. 24, no. 20, pp. 1431–1433, 1999. (Cité en pages 22 et 30.)
- [39] G. Gallot, S. P. Jamison, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky, “Terahertz waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 17, no. 5, pp. 851–863, 2000. (Cité en page 22.)
- [40] J. Harrington, R. George, P. Pedersen, and E. Mueller, “Hollow polycarbonate waveguides with inner Cu coatings for delivery of terahertz radiation,” *Optics Express*, vol. 12, no. 21, pp. 5263–5268, 2004. (Cité en page 22.)
- [41] T. Ito, Y. Matsuura, M. Miyagi, H. Minamide, and H. Ito, “Flexible terahertz fiber optics with low bend-induced losses,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 24, no. 5, pp. 1230–1235, 2007. (Cité en page 22.)
- [42] B. Bowden, J. A. Harrington, and O. Mitrofanov, “Silver/polystyrene-coated hollow glass waveguides for the transmission of terahertz radiation,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 20, pp. 2945–2947, 2007. (Cité en page 22.)
- [43] B. Bowden, J. A. Harrington, and O. Mitrofanov, “Low-loss modes in hollow metallic terahertz waveguides with dielectric coatings,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 18, pp. 181104–3, 2008. (Cité en page 22.)
- [44] B. Bowden, J. A. Harrington, and O. Mitrofanov, “Fabrication of terahertz hollow-glass metallic waveguides with inner dielectric coatings,” *Journal of Applied Physics*, vol. 104, no. 9, pp. 093110–5, 2008. (Cité en pages vii, 22 et 23.)
- [45] Y. Matsuura and E. Takeda, “Hollow optical fibers loaded with an inner dielectric film for terahertz broadband spectroscopy,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 25, no. 12, pp. 1949–1954, 2008. (Cité en page 22.)
- [46] D. Tian, H. Zhang, Q. Wen, Z. Wang, S. Li, Z. Chen, and X. Guo, “Dual cylindrical metallic grating-cladding polymer hollow waveguide for terahertz transmission with low loss,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 13, pp. 133502–3, 2010. (Cité en pages vii, 23 et 24.)
- [47] C. S. Ponseca, R. Pobre, E. Estacio, N. Sarukura, A. Argyros, M. C. J. Large, and M. A. van Eijkelenborg, “Transmission of terahertz radiation using a microstructured polymer optical fiber,” *Optics Letters*, vol. 33, no. 9, pp. 902–904, 2008. (Cité en page 24.)
- [48] C.-H. Lai, Y.-C. Hsueh, H.-W. Chen, Y.-j. Huang, H.-c. Chang, and C.-K. Sun, “Low-index terahertz pipe waveguides,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 21, pp. 3457–3459, 2009. (Cité en pages 24 et 25.)
- [49] C.-H. Lai, B. You, J.-Y. Lu, T.-A. Liu, J.-L. Peng, C.-K. Sun, and H.-C. Chang, “Modal characteristics of antiresonant reflecting pipe waveguides for terahertz waveguiding,” *Optics Express*, vol. 18, no. 1, pp. 309–322, 2010. (Cité en pages 24 et 169.)
- [50] A. Dupuis, K. Stoeffler, B. Ung, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, “Transmission measurements of hollow-core THz Bragg fibers,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 28, no. 4, pp. 896–907, 2011. (Cité en pages vii, 24, 25 et 26.)

- [51] B. Ung, A. Dupuis, K. Stoeffler, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, "High-refractive-index composite materials for terahertz waveguides : trade-off between index contrast and absorption loss," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 28, no. 4, pp. 917–921, 2011. (Cité en pages 24 et 25.)
- [52] L. Vincetti and V. Setti, "Waveguiding mechanism in tube lattice fibers," *Optics Express*, vol. 18, no. 22, pp. 23133–23146, 2010. (Cité en pages 24, 26, 27 et 28.)
- [53] J.-Y. Lu, C.-P. Yu, H.-C. Chang, H.-W. Chen, Y.-T. Li, C.-L. Pan, and C.-K. Sun, "Terahertz air-core microstructure fiber," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 6, pp. 064105–3, 2008. (Cité en pages viii, 24, 26 et 27.)
- [54] G. Ren, Y. Gong, P. Shum, X. Yu, J. Hu, G. Wang, M. Ong Ling Chuen, and V. Paulose, "Low-loss air-core polarization maintaining terahertz fiber," *Optics Express*, vol. 16, no. 18, pp. 13593–13598, 2008. (Cité en pages 24 et 26.)
- [55] D. S. Wu, A. Argyros, and S. G. Leon-saval, "Reducing the Size of Hollow Terahertz Waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, no. 1, pp. 97–103, 2011. (Cité en pages viii, 25 et 27.)
- [56] J.-L. Coutaz, *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008. (Cité en pages 30, 31, 32 et 45.)
- [57] S. L. Dexheimer, *Terahertz spectroscopy : principles and applications*. Optical science and engineering ; 131, CRC Press, 2008. (Cité en pages viii, 30, 35, 36 et 40.)
- [58] X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz wave photonics*. (Engineering (Springer-11647)), Springer, 2010. (Cité en pages 30 et 49.)
- [59] R. A. Cheville and D. Grischkowsky, "Far-infrared terahertz time-domain spectroscopy of flames.," *Optics Letters*, vol. 20, no. 15, pp. 1646–1648, 1995. (Cité en page 30.)
- [60] C. Fattinger and D. Grischkowsky, "Point source terahertz optics," *Applied Physics Letters*, vol. 53, no. 16, pp. 1480–1482, 1988. (Cité en page 30.)
- [61] L. Duvillaret, F. Garet, J.-F. Roux, and J.-L. Coutaz, "Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments, using photoswitches as antennas," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 4, pp. 615–623, 2001. (Cité en pages 38 et 45.)
- [62] M. van Exter and D. Grischokowsky, "Characterization of an optoelectronic terahertz beam system," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 38, no. 11, p. 1684, 1990. (Cité en page 44.)
- [63] L. Duvillaret, G. Frédéric, and J.-l. Coutaz, "Influence of noise on the characterization of materials by terahertz time-domain spectroscopy," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 17, no. 3, pp. 452–461, 2000. (Cité en page 44.)
- [64] M. van Exter, C. Fattinger, and D. Grischkowsky, "Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor," *Optics Letters*, vol. 14, no. 20, pp. 1128–1130, 1989. (Cité en page 45.)

- [65] L. Duvillaret, F. Garet, and J.-L. Coutaz, "A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, no. 3, pp. 739–746, 1996. (Cité en pages viii, 47 et 49.)
- [66] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, and S. A. Maier, "Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding," *Optics Express*, vol. 15, no. 2, pp. 325–338, 2007. (Cité en pages viii, ix, x, xi, 51, 61, 62, 64, 80, 81, 82, 94 et 96.)
- [67] F. Ellrich, T. Weinland, D. Molter, J. Jonuscheit, and R. Beigang, "Compact fiber-coupled terahertz spectroscopy system pumped at 800 nm wavelength," *The Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 5, pp. 053102–7, 2011. (Cité en page 52.)
- [68] D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. E. Sleat, and W. Sibbett, "Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses," *Optics Letters*, vol. 22, no. 4, pp. 233–235, 1997. (Cité en page 53.)
- [69] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals : molding the flow of light - second edition*. Princeton University Press, 2008. (Cité en pages viii, 58, 60 et 62.)
- [70] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, D. Williams, L. Farr, M. Mason, A. Tomlinson, T. Birks, J. Knight, and P. St J Russell, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Optics Express*, vol. 13, no. 1, pp. 236–244, 2005. (Cité en pages x, xix, 59, 83, 93 et 94.)
- [71] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2061, 1987. (Cité en page 60.)
- [72] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. S. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, "Full 2D photonic band gaps in silica/air structures," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 22, pp. 1941–1943, 1995. (Cité en pages 60 et 62.)
- [73] A. Snyder and J. Love, *Optical Waveguide Theory*. Springer, Nov. 1983. (Cité en pages xv, 60 et 151.)
- [74] K. Saitoh, N. Mortensen, and M. Koshiba, "Air-core photonic band-gap fibers : the impact of surface modes," *Optics express*, vol. 12, no. 3, pp. 394–400, 2004. (Cité en pages viii et 61.)
- [75] J. M. Pottage, D. M. Bird, T. D. Hedley, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and P. J. Roberts, "Robust photonic band gaps for hollow core guidance in PCF made from high index glass," *Optics Express*, vol. 11, no. 22, pp. 2854–2861, 2003. (Cité en pages 62 et 64.)
- [76] G. Pearce, T. Hedley, and D. Bird, "Adaptive curvilinear coordinates in a plane-wave solution of Maxwell's equations in photonic crystals," *Physical Review B*, vol. 71, no. 19, pp. 1–10, 2005. (Cité en page 62.)
- [77] P. Russell, "Photonic crystal fibers," *Science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, 2003. (Cité en pages ix, 62 et 63.)

- [78] M. A. Duguay, Y. Kokubun, T. L. Koch, and L. Pfeiffer, “Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO<sub>2</sub>-Si multilayer structures,” *Applied Physics Letters*, vol. 49, no. 1, pp. 13–15, 1986. (Cité en pages ix, 65 et 69.)
- [79] N. M. Litchinitser, S. C. Dunn, B. Usner, B. J. Eggleton, T. P. White, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke, “Resonances in microstructured optical waveguides,” *Optics Express*, vol. 11, no. 10, pp. 1243–1251, 2003. (Cité en pages ix, 66 et 74.)
- [80] N. Litchinitser, S. Dunn, P. Steinvurzel, B. Eggleton, T. White, R. McPhedran, and C. de Sterke, “Application of an ARROW model for designing tunable photonic devices,” *Optics Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1540–1550, 2004. (Cité en pages 66, 74 et 75.)
- [81] R. Jamier, *Propriétés linéaires des fibres optiques à cristal photonique à cœur solide*. PhD thesis, Université de Limoges, 2007. (Cité en pages ix, 67, 69 et 70.)
- [82] N. M. Litchinitser, A. K. Abeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton, “Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides,” *Optics Letters*, vol. 27, no. 18, pp. 1592–1594, 2002. (Cité en pages ix, 69, 71 et 75.)
- [83] A. Abeeluck, N. Litchinitser, C. Headley, and B. Eggleton, “Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides,” *Optics Express*, vol. 10, no. 23, pp. 1320–1333, 2002. (Cité en pages ix et 72.)
- [84] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinitser, and B. J. Eggleton, “Resonance and scattering in microstructured optical fibers,” *Optics Letters*, vol. 27, no. 22, pp. 1977–1979, 2002. (Cité en pages ix, 73, 75 et 76.)
- [85] A. Argyros, T. A. Birks, C. M. B. Cordeiro, and P. S. J. Russell, “Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres,” *Optics Express*, vol. 13, no. 7, pp. 2503–2511, 2006. (Cité en pages ix et 73.)
- [86] F. Luan, F. K. George, T. E. Hedley, D. M. Bird, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “All-solid photonic bandgap fiber,” *Optics Letters*, vol. 29, no. 20, pp. 2369–2370, 2004. (Cité en pages x et 77.)
- [87] D. Yin, J. Barber, A. Hawkins, and H. Schmidt, “Waveguide loss optimization in hollow-core ARROW waveguides,” *Optics Express*, vol. 13, no. 23, pp. 9331–9336, 2005. (Cité en page 77.)
- [88] F. Benabid and P. J. Roberts, “Guidance mechanisms in hollow-core photonic crystal fiber,” in *Proceedings of SPIE 6901*, vol. 6901, pp. 69010U–69010U, Spie, 2008. (Cité en pages x, 78, 79, 87 et 101.)
- [89] G. Bouwmans, F. Luan, J. Knight, P. St J Russell, L. Farr, B. Mangan, and H. Sabert, “Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength,” *Optics Express*, vol. 11, no. 14, pp. 1613–1620, 2003. (Cité en pages x et 82.)
- [90] F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, “Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics Letters*, vol. 31, no. 24, pp. 3574–3576, 2006. (Cité en pages x, 84, 85 et 86.)

- [91] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer, "Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs," *Science*, vol. 318, no. 5853, pp. 1118–1121, 2007. (Cité en pages x, 84, 85 et 88.)
- [92] G. J. Pearce, G. S. Wiederhecker, C. G. Poulton, S. Burger, and P. S. J. Russell, "Models for guidance in kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres," *Optics Express*, vol. 15, no. 20, pp. 12680–12685, 2007. (Cité en pages x, 84, 86, 87, 88 et 89.)
- [93] J. Krupka, M. Tobar, J. Hartnett, D. Cros, and J.-M. Le Floch, "Extremely high-Q factor dielectric resonators for millimeter-wave applications," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 2, pp. 702–712, 2005. (Cité en page 113.)
- [94] M. E. Tobar, J.-M. le Floch, D. Cros, and J. G. Hartnett, "Distributed bragg reflector resonators with cylindrical symmetry and extremely high Q-factors," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 52, no. 1, pp. 17–26, 2005. (Cité en pages 113, 138 et 150.)
- [95] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis, "Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 5, pp. 645–657, 1994. (Cité en page 114.)
- [96] J. Sirigiri, K. Kreischer, J. Machuzak, I. Mastovsky, M. Shapiro, and R. Temkin, "Photonic-Band-Gap Resonator Gyrotron," *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 24, pp. 5628–5631, 2001. (Cité en page 114.)
- [97] E. Smirnova, A. Kesar, I. Mastovsky, M. Shapiro, and R. Temkin, "Demonstration of a 17-GHz, High-Gradient Accelerator with a Photonic-Band-Gap Structure," *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 7, pp. 074801–4, 2005. (Cité en page 114.)
- [98] E. Smirnova, I. Mastovsky, M. Shapiro, R. Temkin, L. Earley, and R. Edwards, "Fabrication and cold test of photonic band gap resonators and accelerator structures," *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 8, no. 9, pp. 1–9, 2005. (Cité en pages xii et 114.)
- [99] M. Beaky, J. Burk, H. Everitt, M. Haider, and S. Venakides, "Two-dimensional photonic crystal Fabry-Perot resonators with lossy dielectrics," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2085–2091, 1999. (Cité en page 114.)
- [100] M. Schuster and N. Klein, "Controlled excitation of electromagnetic band-gap line and point defect modes at microwave frequencies," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 6, pp. 3182–3187, 2003. (Cité en page 114.)
- [101] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, "Theory of Bragg fiber," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 68, no. 9, pp. 1196–1201, 1978. (Cité en page 115.)
- [102] J.-M. le Floch, M. E. Tobar, D. Cros, and J. Krupka, "Low-loss materials for high Q-factor Bragg reflector resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 3, pp. 032901–3, 2008. (Cité en page 115.)

- [103] J.-M. le Floch, M. E. Tobar, D. Cros, and J. Krupka, "High Q-factor distributed bragg reflector resonators with reflectors of arbitrary thickness.," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 54, no. 12, pp. 2689–2695, 2007. (Cité en pages [xiv](#), [137](#) et [138](#).)
- [104] C. A. Flory and R. C. Taber, "High performance distributed Bragg reflector microwave resonator," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 44, pp. 486–495, Jan. 1997. (Cité en page [138](#).)
- [105] M. Ito, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, "Enhancement of Cavity-Q in a Quasi-Three-Dimensional Photonic Crystal," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 43, no. 4B, pp. 1990–1994, 2004. (Cité en page [150](#).)
- [106] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 8, pp. 081113–3, 2006. (Cité en page [150](#).)
- [107] N. Delhote, D. Baillargeat, S. Verdeyme, C. Delage, and C. Chaput, "Ceramic Layer-By-Layer Stereolithography for the Manufacturing of 3-D Millimeter-Wave Filters," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55, no. 3, pp. 548–554, 2007. (Cité en page [150](#).)
- [108] Y. Yang, A. Shutler, and D. Grischkowsky, "Measurement of the transmission of the atmosphere from 0.2 to 2 THz," *Optics Express*, vol. 19, no. 9, pp. 8830–8838, 2011. (Cité en page [168](#).)
- [109] J. M. Stone, G. J. Pearce, F. Luan, T. a. Birks, J. C. Knight, a. K. George, and D. M. Bird, "An improved photonic bandgap fiber based on an array of rings," *Optics Express*, vol. 14, no. 13, pp. 6291–6296, 2006. (Cité en pages [170](#) et [171](#).)
- [110] T. A. Birks, F. Luan, G. J. Pearce, A. Wang, J. C. Knight, and D. M. Bird, "Bend loss in all-solid bandgap fibres.," *Optics express*, vol. 14, no. 12, pp. 5688–5698, 2006. (Cité en page [171](#).)
- [111] Y.-S. Jin, G.-J. Kim, and S.-G. Jeon, "Terahertz Dielectric Properties of Polymers," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 49, no. 2, pp. 513–517, 2006. (Cité en page [174](#).)



# Bibliographie personnelle

## Reuves à comité de lecture

D. Férachou, G. Humbert, J-M. le Floch, M. Aubourg, J-L. Auguste, M. E. Tobar, D. Cros and J-M. Blondy, "Field confinement improvement in hollow-core photonic band gap resonator by an optimised metallic cavity at microwave frequencies", *Electronics Letters*, vol. 47, no. 15, pp. 805-806, 2011.

J-M. le Floch, M. E. Tobar, G. Humbert, D. Mouneyrac, D. Férachou, R. Bara, M. Aubourg, J. G. Harnett, D. Cros, J-M. Blondy and J. Krupka, "Low-loss dielectric material characterization and high-Q resonator design from microwave to millimetre waves frequencies", *Physical Science and Application*, vol. 1, no. 1, pp. 15-28, 2011.

E. Nguema, D. Férachou, G. Humbert, J-L. Auguste and J-M. Blondy, "Broadband terahertz transmission within the air channel of thin-wall pipe", *Optics letters*, vol. 36, no. 10, pp. 1782-1784, 2011.

G. Humbert, J-M. le Floch, D. Mouneyrac, D. Férachou, M. Aubourg, M. E. Tobar, D. Cros and J-M. Blondy, "Hollow-core resonator based on out-of-plane two-dimensional photonic band-gap crystal cladding at microwave frequencies", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 5, p. 051108-3, 2010.

## Conférences invitées

G. Humbert, F. Gerome, J-L. Auguste, D. Férachou, E. Nguema and J-M. Blondy, "Recent advances in hollow core photonic crystal fibres, from visible to terahertz frequencies", in *Photonic Global Conference 2010*, 14-16 December 2010, Singapore.

G. Humbert, J-M. le Floch, F. Gerome, J-L. Auguste, D. Mouneyrac, D. Férachou, R. Jamier, J-M. Blondy, M. E. Tobar and D. Cros, "Hollow-core photonic crystal fibers, applications from visible to microwave frequencies", in *12th International Symposium on Microwave and Optical Technology*, 16-19 December 2009, New Delho, India.

## Conférences internationales et nationales avec actes

J. Leroy, A. Crunteanu, G. Humbert, D. Férachou, J-C. Orlianges, C. Campeaux, P. Blondy, "Tunable Terahertz Metamaterials based on Metal-Insolator Transition of VO<sub>2</sub> Layers", in *IMS 2012*, 17-22 June 2012, Montréal, Canada.

J. Leroy, A. Crunteanu, G. Humbert, D. Férachou, J-C. Orlianges, C. Campeaux, P. Blondy, « Metamatériaux accordables dans le domaine terahertz à base des matériaux à transition isolant/métal », in *douzième journée de caractérisation micro-ondes et matériaux*, 28-30 mars 2012, Chambéry, France.

D. Férachou, E. Nguema, G. Humbert, J-L. Auguste, J-M. Blondy, « Fibres à cristal photonique à cœur creux pour le déport de radiations térahertz », in *Journée Nationale d'Optique Guidée*, 20-22 octobre 2010, Besançon, France.

G. Humbert, D. Férachou, E. Nguema, J-L. Auguste, J-M. Blondy, "Hollow-core terahertz waveguide based on photonic band-gap effect, in *GDR-I workshop 2010*, 27-28 September 2010, Paris, France.

D. Férachou, E. Nguema, G. Humbert, J-L. Auguste and J-M. Blondy, "Hollow-core terahertz waveguide based on out-of-plane two-dimensional photonic band gap crystal cladding", in *IRMMW-THz 2010*, 5-10 September 2010, Rome, Italy.

E. Nguema, D. Férachou, G. Humbert, J-L. Auguste and J-M. Blondy, "Broadband transmission of terahertz radiations in thin silica tube", in *International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging*, 2-3 March 2010, Kaiserslautern, Germany.

D. Férachou, E. Nguema, G. Humbert, J-L. Auguste and J-M. Blondy, "Hollow-core photonic crystal waveguides for terahertz frequencies", in *IRMMW-THz 2010*, 5-10 September 2010, Rome, Italy.

J-M. le Floch, G. Humbert, D. Mouneyrac, D. Férachou, G. Hamilton, M. Aubourg, M. E. Tobar, J. G. Harnett, D. Cros, J-M. Blondy and J. Krupka "From micro to millimeter wavec low phase noise and filtering devices design", in *Workshop on the Applications of Radio Science 2010*, 11-12 February 2010, Camberra, Australia.

G. Humbert, J-M. le Floch, D. Mouneyrac, D. Férachou, M. E. Tobar, D. Cros and J-M. Blondy "Hollow-Core Resonator Based on Out-of-Plan 2D Photonic Band-Gap Crystal Cladding", in *EFTF-IFCS 2009*, 20-24 April 2009, Chambéry, France.

G. Humbert, J-M. le Floch, D. Mouneyrac, D. Férachou, M. E. Tobar, D. Cros and J-M. Blondy « Résonateur à cœur creux fondé sur un cristal 2D hors plan à bandes interdites photoniques », in *JNM 2009*, 27-29 mai 2009, Grenoble, France.

---

**Résumé :** Le domaine térahertz (THz) est une gamme de fréquence encore peu étudiée. La difficulté à générer et à détecter dans ce domaine a longtemps empêché son développement comparativement aux domaines de l'optique ( $> 100$  THz) et des micro-ondes ( $< 100$  GHz). L'étude proposée dans cette thèse concerne les guides d'onde THz basés sur l'adaptation des structures des fibres optiques à cœur creux composées d'un cristal photonique. Les faibles pertes qu'il est possible d'atteindre avec ce genre de fibres optiques ont été démontrées. L'intérêt de cette adaptation est donc de retrouver les avantages de ce genre de structures au domaine THz. Un chapitre introductif présente plus en détail le domaine THz et les contraintes de ce domaine. Un état de l'art des guides d'onde THz ainsi que le banc de spectroscopie THz dans le domaine temporel développé pour l'étude des guides d'onde sont aussi présentés. Le deuxième chapitre est consacré aux modèles développés en optique pour expliquer le confinement dans les fibres basées sur les cristaux photoniques ainsi que l'adaptation de ces cristaux aux domaines micro-ondes et THz. Le dernier chapitre porte sur l'optimisation et la réalisation de résonateurs micro-ondes et de guides d'onde THz basés sur des cristaux photoniques à bandes interdites adaptés.

**Mots clés :** bandes interdites photoniques hors-plan, cristal photonique, résonateurs micro-ondes, guides d'onde térahertz

---

### **Application of hollow core photonic crystal fibers for the realization of microwave resonators and terahertz waveguides**

**Abstract :** The domain terahertz (THz) is a little studied frequency range. The difficulty to generate and detect in this domain has long prevented its development compared to the optical domain ( $> 100$  THz) and microwaves ( $< 100$  GHz). The study proposed in this thesis concerns the terahertz waveguides based on structural adaptation of hollow core optical fibers composed of a photonic crystal. The low losses it is possible to achieve with this kind of optical fibers have been demonstrated. The interest of this adaptation is to find the same advantages of such structures in THz. An introductory chapter provides more detail on the THz domain and the constraints of this area. A state of the art of THz waveguides and the THz time domain spectroscopy setup developed for the study of waveguides are presented. The second chapter is devoted to models developed to explain the optical confinement in fibers based on photonic crystals and the adaptation of these crystals to microwave and THz domains. The last chapter deals with the optimization and realization of microwave resonators and waveguides THz based on adapted photonic bandgap crystals.

**Keywords :** out-of-plane photonic band gap, photonic crystal, microwave resonators, terahertz waveguides

---