Photonic crystal textile in the Mid InfraRed for thermoregulation

S. Assaf, M. Boutghatin, Y. Pennec, V. Thomy, M. Carette, B.Djafari-Rouhani
IEMN, Université Lille, Villeneuve d'Ascq, France
Salim.alhajj-assaf@univ-lille.fr

Résumé
The effect of a photonic polymer membrane in the Mid Infrared (MIR) range for passive personal heating regulation is demonstrated. We show that by designing the holes' diameters and periods of the membrane, we are able to the transmission amplitude by 28% in benefit of both absorption and reflection in the wavelength range [7.5, 11.5] µm. The work presented here has been performed theoretically with the help of the Finite Element Method. And then we have devoted to studying analytically the thermal properties of BCB polymer membranes. Integrated to a textile, such a membrane can greatly mitigate the energy demand for indoor heating and ultimately contributes to the relief of the climate issues.

1. Introduction

A large part of the building energy consumption is attributed to temperature control using Heating, Ventilation and Air Conditioning (HVAC) systems [1]. A decrease in this consumption, even slightly, will contribute to both environmental protection and costs saving. One way is to support building insulation; another way is to control the energy consumption by personal thermoregulation [2]. Toward this end, personal thermoregulation properties have been recently developed, not only in extreme environments for military personnel, athletes or emergency medical service personnel [3], but for the majority of people who spend their time in a sedentary state. The personal thermal management has been defined through different devices, wearable like normal clothes, but capable to control the body comfort. Personal cooling textile have been developed using synthetic polymer fibers with low IR absorbance [4][5] or able to enhance the radiative dissipation by nonporous polyethylene film [6].

For the past ten years, photonic nanostructures have represented a paradigm for the control of thermal radiations, offering a panel of exciting properties for energy applications [7]. In that context, we propose to study in the MIR range, the reflection / transmission / absorption properties of a polymer membrane, periodically structured with air holes. Indeed, we aim to demonstrate that depending on the geometrical parameters of the photonic membrane, we are able to modulate transmission / absorption coefficients in the wavelength range [7.5–11.5] µm which cover the maximum of the human body emissivity and then we study analytically the thermal effect of the membrane as a function of the geometrical parameters.

2. Design and simulation of a photonic polymer membrane

The theoretical calculations have been performed with the help of the Finite Element Method (FEM) as seen schematically Figure 1.

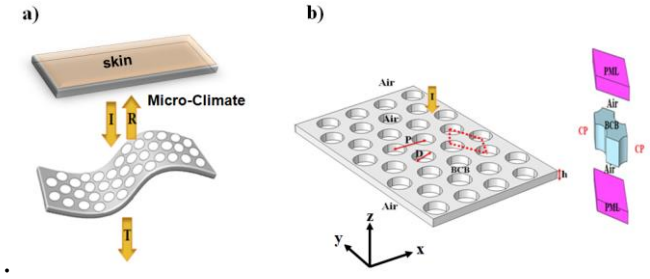


Figure 1: a) Principal scheme of the system with the direction of the incident (I), reflective (R) and transmitive (T) electromagnetic waves. b) (left) 3D view of the polymer membrane where h is the thickness, D the diameter and P the period. (Right) Elementary unit cell used for the FEM calculation with the absorbing (PML) and periodic (CP) boundary conditions.

3. Optical & thermal properties of the membrane

The Fig. 3a reports the evolution of the efficiency coefficient η for the reflection (black solid line), the transmission (blue solid line) and absorption (red solid line) as a function of the scaling factors α_i. and the figure 3b represent the temperature of the membrane BCB ,$\mathbf{T_{BCB}}$, as a function of the scaling factor α_i at different room temperature. Indeed, such homothetic variation of the parameters, following a scale law, induces a shift of the radiation effect of the membrane to the high wavelengths, thus emerging inside the human body emissivity.

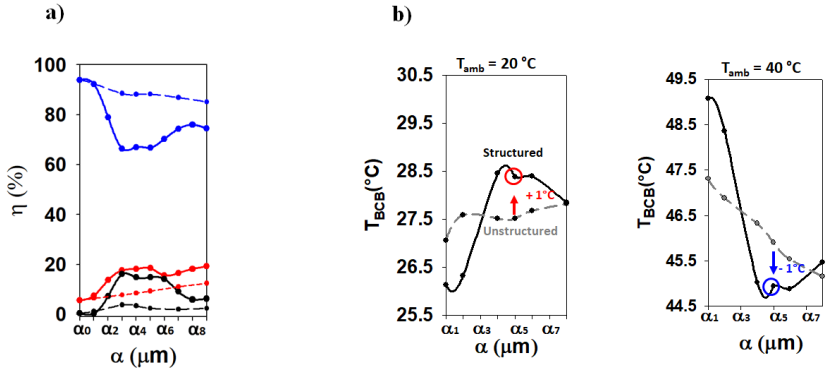


Figure 3:a)Evolution of the efficiency coefficient η, responses of the effective medium (dashed lines) and structured (solid lines) BCB membrane. b) Evolution of the membrane BCB temperature $\mathbf{T_{BCB}}$, as a function of the scaling factor α_i for a non-structured (grey lines) and structured (black lines) BCB membrane at different room temperatures

4. Conclusion

We have studied the optical and the thermal properties of the BCB memrane, showing the effect of the structure to control the reflection transmission and absorption spectra in the mid infrared. Also, the work is ongoing toward an experimental demonstration.

5. Acknowledgement

We thank Semi Lab for performing the refractive index measurement. S.A. thanks the society DAMART France for partial financial support of his PhD. This work was supported by the European Commission project Phototex under the INTERREG program France - Wallonie - Vlaanderen.

6. Reference

[1] K. J. Chua, S. K. Chou, W. M. Yang, and J. Yan, “Achieving better energy-efficient air conditioning – A review of technologies and strategies,” Appl. Energy, vol. 104, pp. 87–104, Apr. 2013.

[2] R. F. Rupp, N. G. Vásquez, and R. Lamberts, “A review of human thermal comfort in the built environment,” Energy Build., vol. 105, pp. 178–205, Oct. 2015.

[3] M. M. Yazdi and M. Sheikhzadeh, “Personal cooling garments: a review,” J. Text. Inst., vol. 105, no. 12, pp. 1231–1250, 2014.

[4] J. K. Tong, X. Huang, S. V. Boriskina, J. Loomis, Y. Xu, and G. Chen, “Infrared-Transparent Visible-Opaque Fabrics for Wearable Personal Thermal Management,” ACS Photonics, vol. 2, no. 6, pp. 769–778, Jun. 2015.

[5] P. B. Catrysse, A. Y. Song, and S. Fan, “Photonic Structure Textile Design for Localized Thermal Cooling Based on a Fiber Blending Scheme,” ACS Photonics, vol. 3, no. 12, pp. 2420–2426, Dec. 2016.

[6] P.-C. Hsu et al., “Radiative human body cooling by nanoporous polyethylene textile,” Science, vol. 353, no. 6303, pp. 1019–1023, Sep. 2016.

[7] Sawhney, A. P. S., Condon, B., Singh, K. V., Pang, S. S., Li, G., & Hui, D. (2008). Modern applications of nanotechnology in textiles. Textile Research Journal, 78(8), 731-739.

Caractérisation de l'élasticité non linéaire de la silice dans des fibres optiques effilées

A. Godet, J. Chrétien, T. Sylvestre, K. P. Huy, J-C. Beugnot
Institut FEMTO-ST, CNRS UMR 6174, Université Bourgogne Franche-Comté, 25030 Besançon, France
jc.beugnot@femto-st.fr

Résumé
Les fibres optiques effilées ou nanofibres optiques (ONF) permettent d'étudier les interactions entre les ondes optiques et élastiques à l'échelle micrométrique. Nous observons que les fréquences élastiques présentent dans la diffusion Brillouin évoluent non linéairement lorsque l'on applique des contraintes longitudinales qui allongent les nanofibres au-delà de 2% de leur longueur totale. Cela donne des coefficients de déformation Brillouin inattendus pour toutes les résonances. Nous fournissons une analyse théorique complète basé sur la non linéarité du tenseur des constantes élastiques qui est en bon accord avec les mesures expérimentales.

1. Introduction

L'amincissement des fibres optiques standard en silice par chauffage étirage permet de concevoir des fibres optiques de dimensions micrométriques voir nanométriques [1]. Le fort champ optique évanescent offre un outil inédit et adapté aux couplages dans les guides d'ondes nanométrique et à la réalisation de capteurs [2]. La propagation des ondes élastiques peuvent être modifiée par l'utilisation de ces fibres optiques très amincies. La signature de la diffusion Brillouin qui est une interaction entre deux ondes optiques et une onde élastique est très différente d'une fibre optique standard de télécommunications. Une fibre optique effilée dont le diamètre est de l'ordre de la longueur d'onde optique, fait apparaitre plusieurs résonances Brillouin à des fréquences bien distinctes. Nous avons observé, en plus des ondes élastiques longitudinales de compression classiques de la diffusion Brillouin, des ondes élastiques de surface à des fréquences de 5.5 GHz [3].

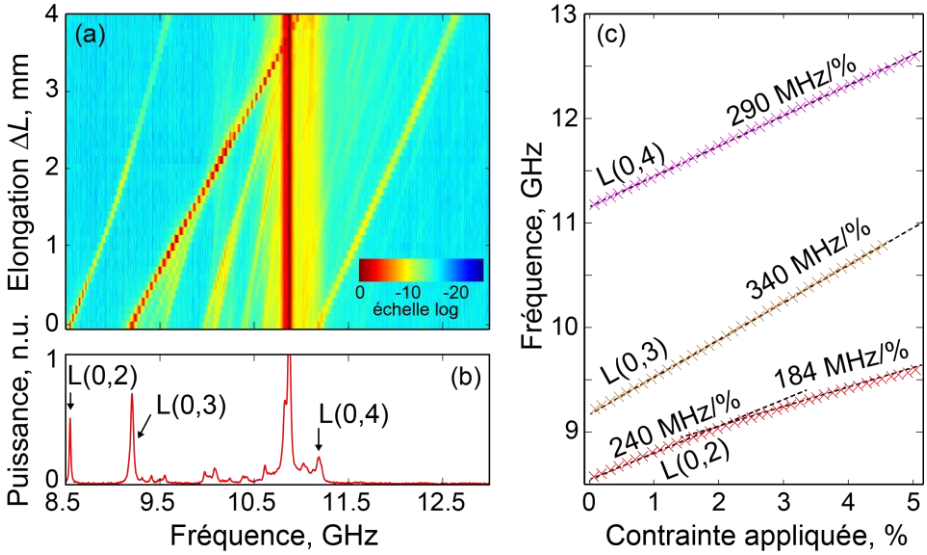


FIG. 1. (a) Mesure du spectre de rétrodiffusion Brillouin dans une nanofiber de 930nm de diamètre et de longueur 40mm en fonction de l'élongation résultant de la contrainte appliquée. (b) Spectre Brillouin sans contraintes. (c) Evolution des fréquences Brillouin en fonction de la contrainte appliquée en pourcentage.

2. Résultats

Nous mesurons le spectre de rétrodiffusion Brillouin par une technique hétérodyne dans des nanofibres fabriquées à l'Institut FEMTO-ST [3]. Ensuite, nous appliquons une contrainte longitudinale en écartant progressivement les platines utilisées pour fabriquer les nanofibres. Lorsque l'on atteint des élongations supérieures à 2% de la longueur totale, la silice est encore élastique mais sa réponse est nonlinéaire comme l'on mit en évidence Holleis et al. [4]. L'application d'une contrainte mécanique longitudinale engendre un décalage vers les hautes fréquences de toutes les résonances élastiques (fig 1a). Mais, pour des fortes contraintes, comme on peut le voir sur la figure 1(c), nous mesurons une variation non linéaire des fréquences de certaines ondes de compression. Nous avons élaboré un modèle élastique basé sur la décomposition au troisième ordre du tenseur élastique. Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec le modèle quelque soit le diamètre de la fibre optique amincie [5].

4. Conclusion

Nous avons mis en évidence la nonlinéarité élastique de la silice dans des fibres optiques amincies en réalisant des mesures de rétrodiffusion Brillouin. Nous obtenons des coefficients de déformation Brillouin inattendus pour toutes les résonances Brillouin, y compris les ondes de surface et hybrides, suivis d'une évolution non linéaire pour des contraintes supérieures à 2%. Nous avons élaboré un modèle théorique basé sur une décomposition au 3ème ordre du tenseur élastique qui est en bon accord avec les mesures expérimentales.

5. Remerciements

Ce travail a été soutenu par différents programmes ANR suivants, ANR-16-CE24-0010-03, ANR-17-EURE-0002, and ANR-15-IDEX-0003.

6. Bibliographie

[1] L. Tong, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell, and E. Mazur, *Nature* 426, 816 2003.

[2] L. Tong and M. Sumetsky, "Subwavelength and nanometer diameter optical fibers," in Advanced Topics in Science and Technology in China (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2010).

[3] J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre, *Nat. Commun*. 5, 5242, 2014.

[4] S. Holleis, T. Hoinkes, C. Wuttke, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel, *Appl. Phys. Lett*. 104, 163109, 2014.

[5] A. Godet, T. Sylvestre , V. Pêcheur, J. Chrétien, J-C. Beugnot , and K. P. Huy Nonlinear elasticity of silica nanofiber *APL Photonics* 4, 080804, 2019.

Méthodologie de conception de fonction optique arbitraire à partir d'une base de données multi paramètres.

J. Billuart[1], B. Loiseaux[1], Q. Levesque[1], C. Amra[2], M. Lequime[2]
[1] : Thales Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex
[2] : Institut Fresnel, UMR 6133 CNRS, Campus de St Jérôme, 13397 Marseille cedex 20
Email 1er auteur : jules.billuart@thalesgroup.com

Résumé : *Ce papier présente une méthodologie de conception pour les composants optiques compacts, basés sur l'utilisation de métasurfaces optiques. Leur conception nécessite la résolution d'un problème multi-paramètrique qui s'avère plus complexe que pour un composant classique. L'approche proposée est illustrée et validée par la conception théorique d'une lentille cylindrique.*

Introduction

Les métasurfaces optiques sont des composants planaires, structurés en surface par des nano-éléments de taille sub-longueur d'onde. La juxtaposition de ces nano-éléments permet la réalisation de fonctions optiques arbitraires, telles que lentille ou prisme[1][2]. Leurs dimensions caractéristiques permettent de réduire l'encombrement et le poids des composants optiques, et d'adresser la miniaturisation des systèmes d'imagerie, ce qui constitue un atout pour tous les systèmes embarqués.

Les propriétés optiques de ces nano-éléments dépendent d'un nombre accru de degrés de liberté par rapport aux composants optiques classiques : dimensions géométriques locales, le choix des empilements de matériaux utilisés, le caractère anisotropique des nano-éléments... La combinaison de ces multiples degrés de liberté offrent un avantage pour la conception de la métasurface mais requièrent des temps de calcul importants pour optimiser le choix des nano-éléments vis-à-vis de la fonction optique recherchée. La prise en compte de l'ensemble de ces degrés de liberté représente donc bien un challenge à résoudre pour envisager l'utilisation de métasurfaces dans un système optique.

Les travaux présentés proposent une méthodologie de conception vis-à-vis d'un cahier des charges optique et technologique, permettant la sélection de nano-éléments optimaux dans un large panel de candidats.

1. Méthodologie de conception

Les différentes étapes de la méthodologie sont décrites en Figure 1. La réponse optique des nano-éléments est calculée par méthode modale dans un environnement infiniment périodique[3] . Leurs propriétés optiques sont obtenues pour un ensemble de paramètres donnés (**a**) : géométrie, facteur de forme, bande spectrale d'intérêt. Les résultats de chaque simulation sont conservés dans une base de données relationnelle (**b**). Ce type de base est couramment utilisé dans le traitement massif d'informations, pour l'extraction de données issue d'une requête multiparamétrique[4].

Les propriétés optiques macroscopiques du composant souhaité (**c**) sont échantillonnées à l'échelle des nano-éléments. La base de données est utilisée pour extraire les nano-éléments optimaux correspondants aux propriétés locales requises (**d**). Le comportement en champ lointain du composant est ensuite estimé par un outil de conception optique, afin de valider le design initial (**e**)

2. Exemple de conception d'un composant miniaturisé

Le design d'une lentille hors d'axe, de diamètre $D = 1mm$, d'ouverture $f_{\#} = 2$, focalisant avec un décentrage $x_f = D$, à $\lambda = 652\,nm$, a été retenu pour illustrer la méthodologie proposée. Les points d'impact des rayons dans le plan focal de la lentille conçue à l'aide de notre méthodologie sont tous contenus dans la tâche d'Airy (**e** vignette). Ce composant est constitué de 2934 nano-éléments basé sur 617 géométries différentes en dioxyde de Titane TiO_2, d'une même épaisseur $e = 1\mu m$ et espacés d'une longueur $L = 341\,nm$. Le temps de conception à partir de la base de données constituée est de l'ordre de la dizaine de secondes, ce qui est jugé satisfaisant pour traiter ce problème à N ≈ 15000 paramètres.

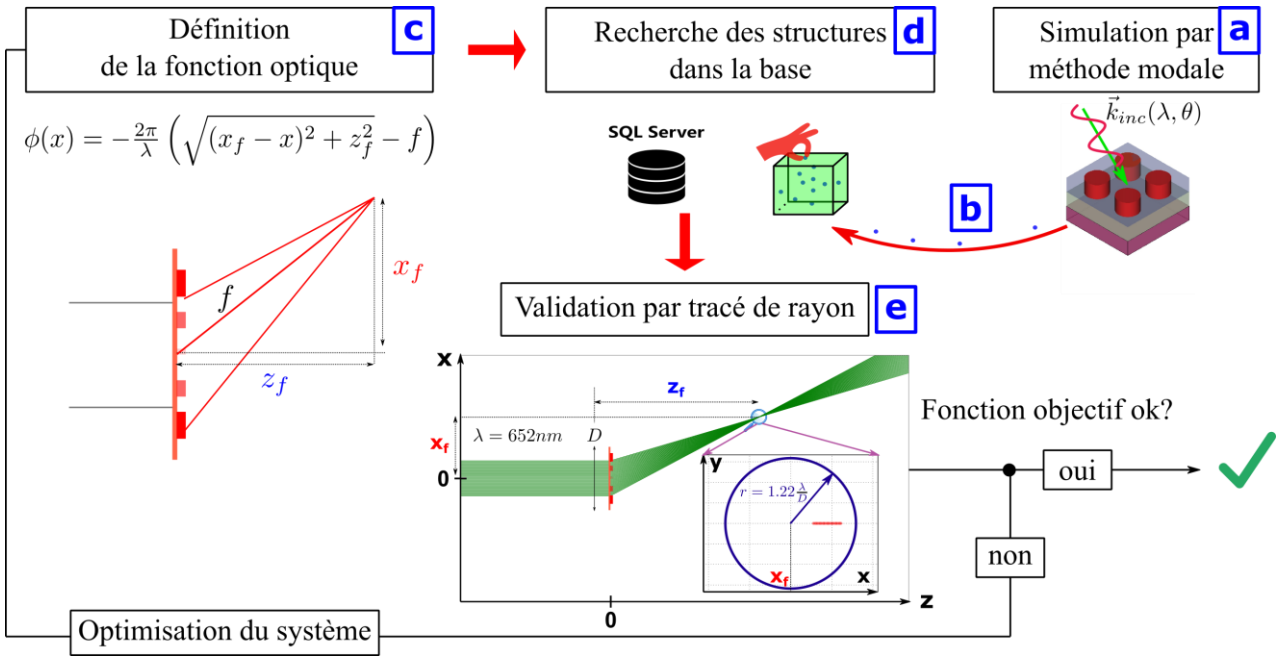


Figure 1 : Schéma récapitulatif de la méthodologie de conception proposée. Les points d'impact dans le plan focal sont représentés en rouge dans la tâche d'Airy en Figure (e).

3. Conclusion

Une méthodologie efficace de conception pour des composants optiques à base de métasurfaces a été proposée à partir de la construction d'une base de données relationnelle constituée à partir des propriétés optiques de nano-élément. Cette méthodologie, validée sur une fonction optique hors d'axe, ouvre la voie à la conception de nouveaux systèmes optiques plus complexes en gagnant en compacité grâce à l'intégration de métasurfaces optiques.

4. Remerciements

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'une thèse CIFRE financée par l'ANRT.

5. Bibliographie

[1] ARBABI, Amir *et al* "Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations". *Nature communications*, 2016, vol. 7, p. 13682.
[2] YU, Nanfang *et al* "Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction." *science*, 2011, vol. 334, no 6054, p. 333-337.
[3] MOHARAM, M. G. *et al* "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings". *JOSA a*, 1995, vol. 12, no 5, p. 1068-1076.
[4] ZIMBRÃO, Geraldo *et al* "Enforcement of Business Rules in Relational Databases Using Constraints." In : *SBBD*. 2003. p. 129-141.

Effet des nanoparticules sur la réponse optique d'une membrane photonique pour la thermorégulation

M. Boutghatin, S. Assaf, Y. Pennec, M. Carette, V. Thomy, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani
IEMN Université de Lille Villeneuve d'Ascq, France
mohamed.boutghatin@univ-lille.fr

Résumé

Nous nous intéressons à une nouvelle génération de textiles capables de réguler dynamiquement la température du corps à partir de leur nature physique et de leur structuration intrinsèque. Le confort thermique d'une personne est étroitement lié à l'espace situé entre la peau et le textile, appelé microclimat. L'objectif de ce travail est de modifier et de contrôler la température du microclimat en adaptant les propriétés optiques du textile dans son environnement. Dans ce travail théorique, nous étudions une fine membrane de polymère d'indice de réfraction variable. Physiquement, nous modifions l'indice de la membrane par l'introduction de nanoparticules dans la matrice polymère. Nous présentons dans ce travail, l'effet des nanoparticules sur le spectre électromagnétique dans le Moyen Infra Rouge (MIR) et les conséquences sur la température de la membrane.

1. Introduction

Une grande partie de l'énergie utilisée est consacrée au chauffage et au refroidissement de l'environnement pour le confort personnel. Compte tenu de cette énorme quantité d'énergie utilisée, il est essentiel de proposer de nouvelles alternatives pour réduire la consommation énergétique. Pour le corps humain au repos, le rayonnement infrarouge (de 5 jusqu'à 15 µm) représente 40 à 60 % des pertes de chaleur avec un maximum du pic d'émission à la longueur d'onde de 9,5 µm [1]. Les textiles conventionnels, composés de polymères naturels et synthétiques, sont généralement opaques dans le domaine moyen infrarouge et ont une émissivité d'environ 80% de l'énergie reçue. Une nouvelle génération de textiles est proposée depuis peu, capables de contrôler l'émissivité du corps dans le but de réaliser le confort thermique.

L'une des solutions proposées pour le réchauffement individuel a été d'intégrer des nanofils d'argent dans le coton [2]. Le réchauffement est alors généré par effet Joule. Dans le sens du refroidissement, Hsu et al. ont proposé l'utilisation de polyéthylène nanoporeux (nanoPE) [3]. Le nanoPE présente des pores de dimensions allant de 50 nm à 1000 nm qui le rendent transparent au rayonnement du corps humain mais opaque dans le domaine visible. Rephaeli et al. ont présenté pour la première fois une structure photonique métal-diélectrique qui se comporte comme un miroir large bande pour la lumière solaire, tout en émettant fortement dans le Mid-IR [4].

Ce travail présente la réponse spectrale dans le moyen infrarouge d'une membrane chargé par des nanoparticules de carbone amorphe. L'étude théorique a été faite en considérant deux types de polymère, le Polydimethylsiloxane (PDMS) et le Benzocyclobutène (BCB). Une étude thermique de notre système a été envisagée afin de montrer l'évolution de la température moyenne de la membrane.

2. Structure étudiée

Nous avons simulé numériquement les spectres par la méthode des éléments finis. La figure 1 montre un schéma simplifié et général du système étudié.

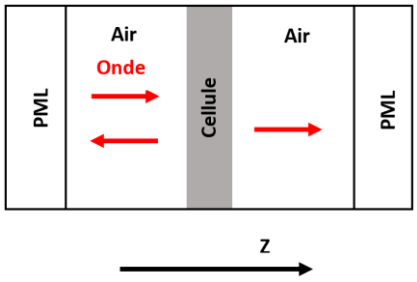


Figure 1 : Géométrie simulée

3. Résultats

Pour calculer les propriétés optiques effectives du milieu nanocomposite, nous avons utilisé la théorie des milieux effectifs, donnée par l'équation de Maxwell-Garnett, dans laquelle ε_c et ε_d représentent respectivement la fonction diélectrique de la matrice et de la nanoparticule.

$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_c \left[1 - \frac{3f(\varepsilon_c - \varepsilon_d)}{2\varepsilon_c + \varepsilon_d + f(\varepsilon_c - \varepsilon_d)}\right]$$

La figure 2 montre les résultats du calcul de la transmission à travers la membrane dans la gamme de longueur d'onde Mid-IR 5-15µm lorsque la membrane est constituée du seul PDMS (bleu continu) puis lorsqu'on ajoute des nanoparticules de Carbone. On voit clairement l'effet de la charge sur le spectre de transmission pour une membrane PDMS qui diminue avec le taux de la charge.

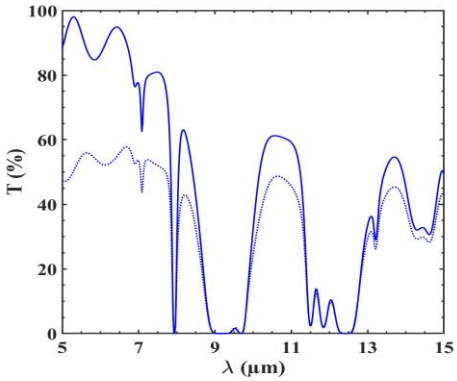


Figure 2 : Comparaison entre le spectre de transmission du PDMS seul (continue) et celui de PDMS chargé à 15 % par des nanoparticules du C (discontinue).

4. Conclusion

En conclusion, nous avons montré qu'une charge de nanoparticules au sein du polymère influencent la propagation de l'onde électromagnétique. Nous montrerons que la réponse optique dépend de la fraction volumique des nanoparticules et aussi de type de polymère choisi. Nous présenterons également la réponse thermique qui est également dépendante de la réponse spectrale.

5. Remerciements

Les travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre du projet Interreg *'PhotoTex'* (2018-2022).

6. Bibliographie

[1] James D. HARDY et Eugene F. DUBOIS, Regulation of Heat Loss from the Human Body, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America 23.12 (déc. 1937), p. 624-631.*

[2] Po-Chun Hsu et al. \Personal Thermal Management by Metallic Nanowire-Coated Textile". Nano Letters 15.1 (14 jan. 2015), p. 365-371.

[3] Po-Chun Hsu et al. \Radiative Human Body Cooling by Nanoporous Polyethylene Textile". Science 353.6303 (2 sept. 2016), p. 1019-1023.

[4] Eden Rephaeli, Aaswath Raman et Shanhui Fan. \Ultrabroadband Photonic Structures To Achieve High-Performance Daytime Radiative Cooling". Nano Letters 13.4 (10 avr. 2013), p. 1457-1461.

Miroir holographique pour focalisation adaptative

B. Ratni[1], A. de Lustrac[2], G.-P. Piau[1], S. N. Burokur[1]
[1] : LEME, UPL, Univ Paris Nanterre, F92410 Ville d'Avray, France
[2] : Intitulé labo ou société n°2 Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 10 Boulevard Thomas Gobert, 91120 Palaiseau, France
badreddine.ratni@parisnanterre.fr

Résumé
Dans ce travail, nous manipulons la distribution d'énergie afin de contrôler et focaliser une onde incidente à un point focal désiré. Une métasurface reconfigurable est utilisée pour implémenter différents profils de phase pour démontrer une focalisation adaptative en modifiant à la fois le nombre et la position des points focaux.

1. Introduction

Les métasurfaces ont attiré une attention considérable depuis la dernière décennie en raison de leur capacité à manipuler les ondes électromagnétiques que ce soit en réflexion ou en transmission [1]. Ainsi, différents concepts et phénomènes nouveaux ont été mis en évidence, tels que la réflexion et la transmission anormales [2], la génération de faisceaux vortex [3], l'imagerie holographique [4] et la conversion de polarisation d'ondes [5]. Des métasurfaces ont également été implémentées pour la conception de lentilles plates et de miroirs [6]. Néanmoins, dans la majorité des lentilles à base de métasurfaces, la position du point focal est déterminée à l'aide de l'optique géométrique en appliquant des retards de phase.

Dans ce papier, contrairement à la méthode classique de retard de phase utilisée, nous proposons une approche basée sur la manipulation de la distribution spatiale de l'énergie afin de calculer le profil de phase nécessaire pour faire converger les ondes incidentes vers un emplacement spécifique. Nous validons ensuite expérimentalement la procédure de conception en utilisant un méta-miroir (miroir à base de métasurface) holographique. De plus, le mécanisme de reconfigurabilité introduit dans le méta-miroir par l'insertion de diodes varactors valide le concept de focalisation adaptative pour lequel les points focaux uniques et/ou multiples peuvent être réglés à différentes positions en modifiant électroniquement le profil de phase de la métasurface.

2. Structure antennaire présentée

L'approche appliquée dans ce travail pour concentrer l'énergie à un emplacement spécifique est basée sur la méthode de conception des hologrammes et est illustrée sur la Fig. 1(a). Dans le cas particulier d'un méta-miroir à focalisation, la première étape consiste à définir des sources virtuelles à l'emplacement des points focaux souhaités. Les champs électriques générés par ces sources sont ensuite utilisés pour calculer les distributions de champs électriques virtuels, qui nous permettent ensuite d'extraire la distribution de phase à l'emplacement prédéfini du méta-miroir. Une fois extraite, cette distribution est ensuite appliquée le long du méta-miroir afin d'obtenir l'effet inverse, c'est-à-dire focaliser les ondes à l'emplacement des points focaux souhaités.

3. Validation expérimentale

La métasurface reconfigurable utilisée pour démonter le concept est présenté sur la Fig. 1(b). En changeant correctement le profil de phase à une fréquence fixe, on peut changer la distance focale

comme illustrée sur la Fig. 1(c). Nous pouvons aussi faire en sorte de dévier le point focal de l'axe centrale (Fig. 1(d)). De plus, la méthode permet de fixer autant de points focaux que l'on souhaite. Avec notre méta-miroir, nous pouvons réaliser deux points focaux, comme présenté sur la Fig. 1(e).

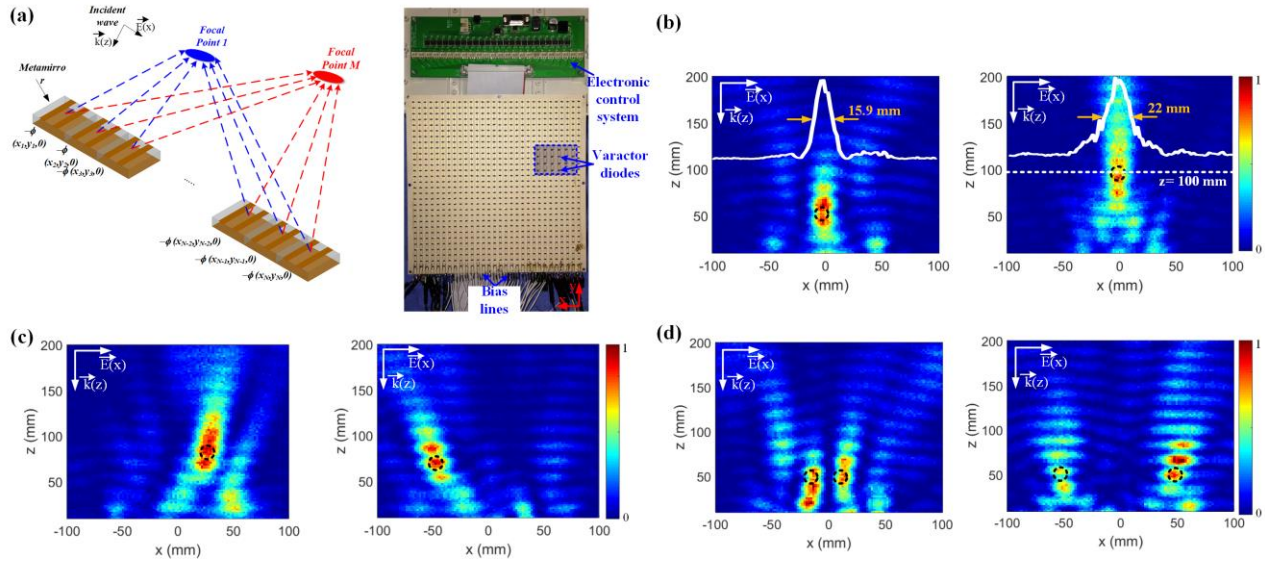


Figure 1. (a) Principe de la méthode appliqué pour calculer la modulation de phase à appliquer sur la métasurface. (b) Photographie de la métasurface reconfigurable. (c) Focalisation simple. (d) Déviation du point focal. (e) Focalisation double.

4. Conclusion

Dans cette contribution, nous avons montré l'intérêt d'une métasurface reconfigurable pour la focalisation adaptative. Ce type de métasurface peut être appliqué pour la récupération d'énergie et du transfert d'énergie sans-fil dans le domaine des micro-ondes, ainsi que pour l'imagerie à plus hautes fréquences.

6. Bibliographie

[1] C. L. Holloway, E. F. Kuester, J. A. Gordon, J. O'Hara, J. Booth and D. R. Smith, An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials, *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 54, pp. 10, 2012.

[2] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso and Z. Gaburro, Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction, *Science*, vol. 334, pp. 333, 2011.

[3] K. Zhang, Y. Yuan, D. Zhang, X. Ding, B. Ratni, S. N. Burokur, M. Lu, K. Tang and Q. Wu, Phase-engineered metalenses to generate converging and non-diffractive vortex beam carrying orbital angular momentum in microwave region, *Opt. Express*, vol. 26, pp. 1351, 2018.

[4] Z. Wang, X. Ding, K. Zhang, B. Ratni, S. N. Burokur, X. Gu and Q. Wu, Huygens metasurface holograms with the modulation of focal energy distribution, *Adv. Opt. Mater.*, vol. 6, p. 1800121, 2018.

[5] B. Ratni, A. de Lustrac, G.-P. Piau and S. N. Burokur, Electronic control of linear-to-circular polarization conversion using a reconfigurable metasurface, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, p. 214101, 2017.

[6] X. Ding, F. Monticone, K. Zhang, L. Zhang, D. Gao, S. N. Burokur, A. de Lustrac, Q. Wu, C.-W. Qiu and A. Alù, Ultrathin Pancharatnam-Berry metasurface with maximal cross-polarization efficiency, Adv. Mater., vol. 27, p. 1195, 2015.

Correlated disordered nanostructures embedded in flexible film

Gil Cardoso*, Frédéric Hamouda, Béatrice Dagens
Centre de Nanoscience et Nanotechnologies, Université Paris-Sud
gil.cardoso@u-psud.fr

Abstract

Metallic or dielectric nanostructures (NSs) modify the reflectance spectrum of functionalized glass surfaces and allow multiple or localized staining without using complex surface treatments. Here, we present the fabrication of metallic and dielectric structures embedded in a flexible poly(dimethylsiloxane) (PDMS) film. The dielectric NSs are positioned with correlated disordered arrangements to avoid light diffraction and diffusion. PDMS enables fabrication of functionalized flexible and repositionable film which conforms to the shape of rigid transparent supports.

1. Introduction

Due to the increased interest for controlling the reflectance property of material surfaces for several optical applications during these last year, the research has been intensified to develop novel methods to functionalize surfaces with nanowires, nanorods, nanodisks, or nanopillars with conical or pyramidal shapes [1-4]. The choice of materials, metals or dielectrics, as well as the dimensions of nanostructures (NSs) depend on the required optical properties. In the field of solar cells silicon nanowires are commonly used to reduce reflection through destructive interference [5-7]. At the opposite, the reflectance of transparent plate must be increased for head-up display and augmented reality systems [8]. In that respect thanks to metallic or dielectric nanostructures the reflectance spectrum and the apparent color can be controlled with a high spatial resolution down to subwavelength dimension. In order to avoid any diffraction and diffusion effects, the NSs are arranged following a correlated disorder.

Patterned flexible films with micro and nanostructures allow other functions compared to rigid substrates. Authors report the interest of poly(dimethylsiloxane) PDMS for its mechanical, optical and physical properties and to obtain flexible functionalized film for different optical applications [9-10]. It is elastic, flexible and transparent. Its flexibility permits a good conformity on non-planar surface. For these points we propose to present a new manufacturing method to embed metallic or dielectric NSs with a correlated disordered arrangement in a flexible PDMS film.

2. Fabrication

The objective is to embed NSs in a flexible 2 mm thick PDMS film. A first sample containing a micrometric gold grating was produced to validate the fabrication technique [11]. Following this validation step we moved to dielectric NSs based structures. Transfer of amorphous silicon nanowires was demonstrated.

The typical manufacturing process for metallic structures is schematized in Figure 1. E-beam lithography is made on molybdenum sacrificial layer (Fig. 1a) by a Nanobeam (NB4) system with an accelerating voltage of 80 keV and a current of 2 nA. Preliminary step is a spin-coated PMMA A2 resist on molybdenum sacrificial layer deposited on a silicon substrate by sputtering. A Au or Ag layer is deposited on lithographed resist and followed by a lift-off process (Fig. 1b). PDMS is then coated to embed metallic structures in flexible substrate before a bake (Fig 1c).

The usage of soluble sacrificial layer is necessary to successfully transfer the structures to the PDMS film with no mechanical peeling. Flexible film with metallic structures is separated from silicon substrate after dissolution of molybdenum in H_2O_2 (Fig. 1d).

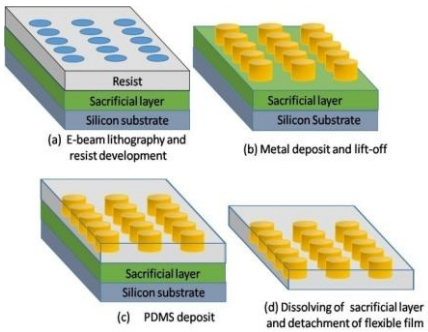


Figure 1 - Scheme of the developed process.

In the case of dielectric NSs, amorphous silicon (aSi) is deposited on molybdenum sacrificial layer before e-beam lithography, and a metallic mask is fabricated by lift-off before reactive ionic etching of the aSi layer. Transfer of the Si NSs follows then the same process as in the case of metallic NSs.

3. Correlated disorder

In order to obtain a correlated disorder structure, we have developed a centroid Voronoi tessalation [12] based algorithm that allows us to go from a fully random set of particles to a correlated disorder structure (Fig. 2). This structure was then numerically validated using its 2D Fourier transform and the simulated diffraction figure of the structure composed of dielectric NPs (Fig. 3).

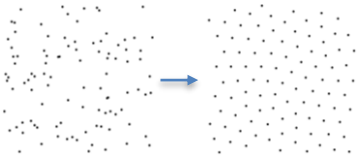


Figure 3 - Particle positions before and after 100 iterations of the program.

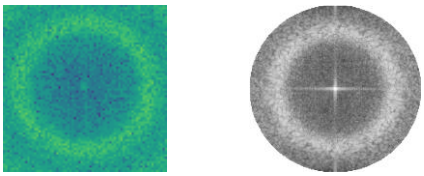


Figure 2 - 2D Fourier Transform (left) and simulated far field diffraction (right) of the structure.

Other numerical analysis tools, such as the calculation of pair correlation function and of the shape factor, were developed, to better study the different characteristics of these structures.

4. Conclusion

We have developed a new technological process in order to embed metallic or dielectric nanostructures in PDMS: the process is based on sacrificial layer, without requirement of mechanical peeling. In order to obtain transparent functionalized substrates without diffusion and diffraction effects, the nanostructures are arranged following a correlated disorder arrangement. Such flexible and repositionable substrates can be used in many applications like augmented reality or glazing functionalization.

5. Acknowledgements

This work was done with the C2N facility and partly supported by the RENATECH network, the General Council of Essonne and DGA/AID.

6. Bibliographie

[1] Y-Ch. Lee, C-C. Chang, Y-Y.Chou,*Fabrication of broadband anti-reflective sub-micron structures using polystyrene sphere lithography on a Si substrate*,Photonics and Nanostructures-Fondamentals and applications 12: 16-22, 2014.
[2] F. Saffih, C. Con, A. Alshammari, M. Yavuz, B. Cui, *Fabrication of silicon nanostructures with large taper angle by reactive ion etching*, Wiley, J. Vac. Sci. Technol. B 32(6), Nov/Dec 2014.
[3] H. Yi, Y. Wensheng, T. Xinyu, H.Lijun, *Study on silicon nanopillars with ultralow broadband reflectivity via maskless reactive ion etching at room temperature*,Materials Science & Engineering B 223:153-158, 2017.
[4] M. Khorasaninejad, J Walia, S. S. Saini, *Enhanced first-order Raman scattering from arrays of vertical silicon nanowires*,Nanotechnology 23: 275706 (7pp), 2012.
[5] Hui Fang, Xudong Li, Shuang Song, Ying Xu, Jing Zhu, *Fabrication of slantingly-aligned silicon nanowire arrays for solar cell applications*, Nanotechnology 19: 255703 (6pp), 2019.
[6]L. Tsakalakos, J. Balch, J. Fronheiser, B. A. Korevaar, O. Sulima, J. Rand, *Silicon nanowire solars cells*,Appl. Phys. Lett 91: 233117, 2017.
[7] AvraKundu, Sonali Das, S. M. Hossain, Swapan K. Datta, HiranmaySaha, *Tapered silicon nanopillars for enhanced performance thin film solar cells*,Energie Procedia 54: 389-399, 2014.
[8] H. Bertin, Y. Brûlé, G. Magno, T. Lopez, P. Gogol, L. Pradere, B. Gralak, D. Barat, G. Demesy, B.Dagen,*Correlated Disordered Plasmonic Nanostructures Arrays for Augmented Reality*, ACS Photonics: 5, 7, 2661-2668 , 2018.
[9] X. Dai, A. Messanvi, H. Zhang, C. Durand, J. Eymery, C. Bougerol, F. H. Julien, M. Techernycheva, *Flexible Light-Emitting Diodes Based on Vertical Nitride Nanowires*, Nano Lett. 15: 6958-6994, 2015.
[10] D. Visser, S. B. Basuvalingam, Y. Desieres, S. Anand, *Optical properties and fabrication of dielectric metasurfaces based on amorphous silicon nanodisk arrays*, Optical Express Vol. 27, No.4, 2019.
[11] Hamouda, F.; Aassime, A.; Bertin, H.; Gogol, P.; Bartenlian, B.; Dagens, B., "*Tunable diffraction grating in flexible substrate by UV-nanoimprint lithography*," J. Micromech. Microeng. **27** 025017, 2017
[12] Du, Q.; Faber, V.; Gunzburger, M. Centroidal Voronoi Tessellations: Applications and Algorithms. *SIAM review***1999**, *41(4)*, 637–676.

Structure amorphe et polarisabilité de films minces de matériaux chalcogénures pour la réalisation de composants optiques fortement non-linéaires dans le moyen-infra-rouge

J.-B. Dory[1,5], J.-Y. Raty[1,2], A. Verdy[1] and P. Noé[1]
[1]*Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, MINATEC campus, F-38000 Grenoble, France.*
[2]*CESAM-Physics of Solids Interfaces and Nanostructures, B5, Université de Liège, Belgium.*
J.-B. Jager[3]
[3]*Univ.Grenoble Alpes, CEA, INAC, MINATEC campus, F-38000 Grenoble, France.*
F. d'Acapito[4]
[4]*CNR-IOM-OGG c/o ESRF – The European Synchrotron, F-38043 Grenoble, France.*
M. Ibnoussina[5], A. Coillet[5] and B. Cluzel[5]
[5]*ICB, UMR CNRS 5209, Université de Bourgogne Franche Comté, 21078 Dijon cedex, France.*

Contacts: pierre.noe@cea.fr; Benoit.Cluzel@u-bourgogne.fr

Résumé

Les verres de chalcogénures (ChGs) présentent d'excellentes propriétés dans l'infra-rouge avec une gamme de transparence s'étendant du visible au moyen-infrarouge (MIR) ainsi que des non-linéarités optiques, notamment du 3ème ordre, élevées. L'objectif de cette étude est de corréler la structure de l'amorphe de films minces de chalcogénures $GeSb_wS_xSe_yTe_z$ obtenus par pulvérisation cathodique avec leurs propriétés optiques linéaires et non-linéaires . L'indice n_2 de réfraction Kerr des films est évalué à partir de la modélisation de données expérimentales d'ellipsométrie spectroscopique. Cette approche est validée par une mesure hétérodyne de déphasage non-linéaire en guides d'onde réalisés pour une sélection de films de compositions modèles. Ainsi des valeurs de n_2 à l'état de l'art sont démontrées. Ces valeurs de n_2 varient de plus d'un ordre de grandeur selon la composition du film. La spectroscopie d'absorption de rayons X (XAS), Raman et FTIR permettent d'obtenir une description de l'ordre local des films. Sur la base de cette description expérimentale fine de la structure de l'amorphe, des simulations de dynamique moléculaire ab initio (AIMD) sur le système modèle $Ge_{30}Se_{70}$ avec et sans dopage permettent de révéler les motifs atomiques à l'origine de la polarisabilité exacerbée de ces matériaux et ainsi de leurs indices Kerr élevés. Cette étude permet alors de proposer des règles de design de matériaux chalcogénures amorphes aux propriétés optiques optimisées pour le non-linéaire.

1. Introduction

Certains verres de chalcogénure (ChGs) offrent un compromis idéal entre non-linéarités optiques élevées et transparence étendue dans l'infra-rouge et sont ainsi adapté au développement de composants photoniques innovants dans le moyen-infrarouge (MIR). Compte tenu de la toxicité avérée de l'arsenic, cette étude se concentre sur les films minces amorphes de matériaux chalcogénures du type $GeSb_wS_xSe_yTe_z$ sans arsenic. Aussi, une attention particulière est portée sur leur compatibilité avec les procédés de fabrication CMOS de la microélectronique pour envisager la fabrication future de dispositifs photonique intégrés sur puce.

2. Méthodes

Les films minces amorphes de $GeSb_wS_xSe_yTe_z$ sont déposés par co-pulvérisation magnétron dans un réacteur de dépôt industriel sur substrats Si de 200 mm. L'indice de réfraction et l'énergie de bande interdite optique des films sont obtenus à partir de la modélisation de données d'ellipsométrie spectroscopique enregistrées sur les films après dépôt. Ces données optiques sont ensuite utilisées pour évaluer l'indice de réfraction non-linéaire Kerr (n_2) à l'aide du modèle de Sheik-Bahae[1]. La

mesure hétérodyne de déphasages non-linéaires en guides d'onde permettant de mesurer expérimentalement l'indice Kerr n_2 sur une sélection de ces films permet de valider le modèle utilisé pour qualifier l'ensemble des films déposés. La structure amorphe de ces chalcogénures modèles caractérisée par XAS, FTIR et Raman permet de mettre en évidence le lien entre la structure et les propriétés optiques. En effet, ces données expérimentales permettent de bâtir des modèles de structure pour de la simulation de dynamiques moléculaires *ab initio* (AIMD)[2]. Ces simulations AIMD permettent d'évaluer la polarisabilité à l'ordre local au sein de la structure amorphe et identifier des motifs structuraux fortement non-linéaires.

3. Résultats et discussion

La **Figure 1a** montre l'évolution de l'indice de réfraction Kerr des films $GeSb_wS_xSe_yTe_z$ étudiés en fonction de leur énergie de bande interdite optique. Les variations de n_2 sont fortement dépendantes de la composition des films de chalcogénures amorphes et des valeurs jusqu'à deux ordres de grandeur supérieurs au n_2 de la silice sont observés en accord avec la littérature[1][3].

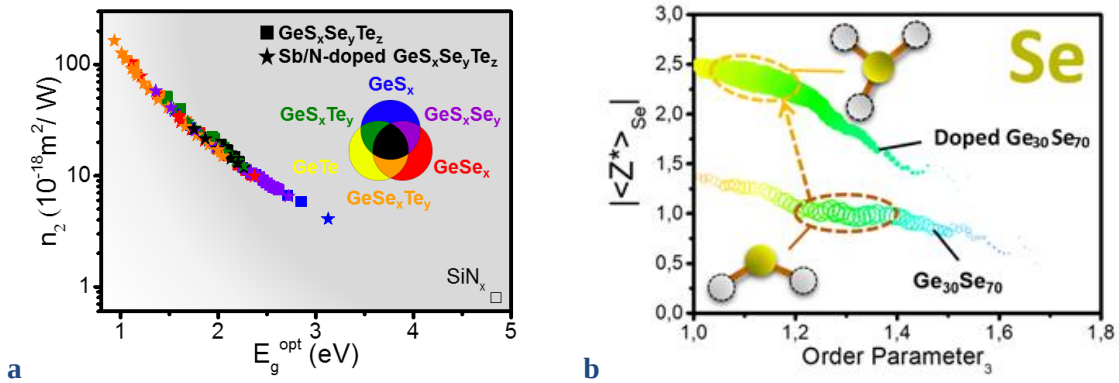


Figure 1: ***(a)*** *Indice de réfraction non-linéaire Kerr à 0,534 x E_g^{opt} en fonction de l'énergie de bande interdite optique E_g^{opt} pour les films minces $GeSb_wS_xSe_yTe_z$.* ***(b)*** *Charges effectives de Born (Z*) obtenues par simulation AIMD pour deux matériaux à base de $Ge_{30}Se_{70}$ (symboles évidés et pleins). La taille des points est proportionnelle au nombre d'atomes de sélenium (Se) considérés distingués par une valeur de paramètre d'ordre. Une augmentation significative du Z* et donc de la polarisabilité sont observés suite au dopage du $Ge_{30}Se_{70}$.*

Les calculs AIMD de charges effectives de Born atomiques de la **Figure 1b** montrent que l'augmentation remarquable de polarisabilité locale à l'origine de l'exaltation des valeurs de n_2 est due à la formation de motifs structurels particuliers rappelant le mécanisme de liaison « metavalent » identifié récemment comme à l'origine du fort contraste de propriétés entre la phase amorphe et la phase cristalline des matériaux à changement de phase[4][5].

4. Conclusion

Ce travail montre que les propriétés optiques linéaires et non-linéaires exceptionnelles des verres de chalcogénures résultent de la formation de motifs atomiques et de liaisons spécifiques. L'introduction de certains éléments atomiques dans l'amorphe permet d'exalter fortement la polarisabilité du matériau au sein de motifs structurels comportant des liaisons dites « métavalentes » et déjà couramment observés dans la phase cristalline des matériaux chalcogénures à changement de phase. Le contrôle de ces motifs très polarisables est une méthode prometteuse pour augmenter l'indice de réfraction linéaire et non-linéaire de la phase amorphe des films minces chalcogénures et fabriquer des structures optiques fortement non-linéaires.

5. Bibliographie

[1] J.B. Dory *et al.*, under revision, Nat. Sci. Rep. (2019).
[2] P. Noé *et al.*, under revision, Science Advances (2019).
[3] T. Kuriakose *et al.*, Opt. Commun. **403**,352-357 (2017). [4] M. Wuttig *et al.*, Adv. Mater. **30**, 1803777 (2018). [5] J.-Y. Raty *et al.*, Adv. Mater. **31**, 1806280 (2019).

Brillouin scattering in optophononic micropillar resonators at 300 GHz

Martin Esmann[1], F.R. Lamberti[1], A. Harouri[1], O. Ortiz[1], A. Rodriguez[1], L. Lanco[1], I. Sagnes[1], I. Favero[2], G. Aubin[1], C. Gomez-Carbonell[1], A. Lemaître[1], O. Krebs[1], P. Senellart[1], and N. D. Lanzillotti-Kimura[1]

[1] *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91120 Palaiseau*

[2] *Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris-Diderot, CNRS UMR 7162, Sorbonne Paris Cité, 10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris*

Electromagnetic waves at optical frequencies can undergo inelastic scattering with acoustic phonons at frequencies up to the terahertz regime. This process termed Brillouin scattering has a wide range of applications including the generation of optical frequency combs and all-optical data storage. So far, patterned waveguides [1] and photonic crystal fibers [2] have allowed tailoring the acoustic phonon spectrum for Brillouin scattering up to a few tens of gigahertz.

Here, we introduce a monolithic Brillouin spectrum generator based on a semiconductor micropillar, which resonantly confines both light and sound [3]. It is composed of an acoustic multilayer nanocavity operating at 300 GHz [4], i.e. at acoustic wavelengths around 10 nanometers. This resonator is embedded inside an optical microcavity confining near-infrared light. This nested design allows an independent tailoring of the acoustic and optical spectrum with completely separate wavelength and frequency ranges. Nevertheless, it also ensures a large spatial overlap between the confined electromagnetic and mechanical fields, which is required for efficient Brillouin scattering.

To operate this device as a micrometric Brillouin source, we have developed an optical free-space filtering technique to separate the Brillouin emission from elastically scattered laser radiation [3]. The device introduced here could be readily integrated with fibered architectures and on-chip sub-wavelength optical or mechanical waveguides. Even engineering the micropillars to access the regime of acoustic lasing might be within experimental reach.

References

[1] M. Merklein, I. V. Kabakova, T. F. S. Büttner, D.-Y. Choi, B. Luther-Davies, S. J. Madden, and B. J. Eggleton, "Enhancing and inhibiting stimulated Brillouin scattering in photonic integrated circuits," *Nat. Commun.* **6**, 6396 (2015).

[2] Z. Zhu, D. J. Gauthier, and R.W. Boyd, "Stored light in an optical fiber via stimulated Brillouin scattering," *Science* **318**, 1748 –1750 (2007).

[3] M. Esmann, F. R. Lamberti *et al.*, "Brillouin Scattering in Hybrid Optophononic Bragg Micropillar Resonators at 300 GHz", *Optica* **6**, 854-859 (2019).

[4] M. Esmann, F. R. Lamberti *et al.*, "Topological nanophononic states by band inversion", *Physical Review B* **97**, 155422 (2018).

Résonateurs de Helmholtz optique simplifiés pour la Spectroscopie Infrarouge Exaltée de Surface

A. Fabas[1], H. El Ouazzani[1], J.P. Hugonin[2], R. Haïdar[1, 3], J.J. Greffet[2] et P. Bouchon[1]
[1] : *DOTA, ONERA, 91123 Palaiseau, France,*
[2] : *Laboratoire Charles Fabry, 91127 Palaiseau, France*
[3] : *Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France*
alice.fabas@onera.fr

Résumé
Les nanostructures permettant une forte exaltation du champ électrique sont particulièrement intéressantes pour des applications de spectroscopie infrarouge. C'est le cas du résonateur de Helmholtz optique dont l'utilisation pratique est limitée par les difficultés liées à sa fabrication. Nous proposons ici l'étude théorique et expérimentale d'une géométrie simplifiée de cette structure, appelée Helmholtz-like. Cette nouvelle configuration possède les mêmes propriétés que le résonateur originel et a donc pu être appliquée à la spectroscopie infrarouge exaltée de surface.

1. Introduction

Les nanostructures permettant une forte exaltation du champ électrique sont très attrayantes pour l'exaltation des interactions lumière-matière. La spectroscopie infrarouge exaltée de surface (*SEIRA*) utilise ce champ électrique local particulièrement intense pour exalter l'absorption liée aux vibrations moléculaires dans la gamme infrarouge. Ainsi, de très faibles quantités de matière peuvent être détectées [1]. De nombreuses antennes visant à atteindre des facteurs d'exaltations élevés ont été conçues et appliquées à la SEIRA. Cependant, les exaltations sont principalement limitées à des points chauds de faible volume [2, 3, 4]. Le résonateur de Helmholtz optique répond à cette problématique puisqu'il garantit une forte exaltation dans tout le volume de sa fente. Il présente également l'avantage de posséder une résonance sans harmonique, stable angulairement et ne dépendant pas du matériau remplissant sa cavité [5,6]. Cependant, malgré sa démonstration expérimentale, sa fabrication est relativement complexe et freine ses applications [7].

Nous proposons une nouvelle architecture du résonateur de Helmholtz dite *Helmholtz-like*, plus facile à fabriquer du fait de la continuité de sa couche diélectrique. Nous montrons que cette nouvelle géométrie possède les mêmes propriétés que le résonateur initial, notamment son exaltation. Nous montrons également son application expérimentale à la détection SEIRA du 2,4-dinitrotoluène.

2. Résonateurs *Helmholtz-like*

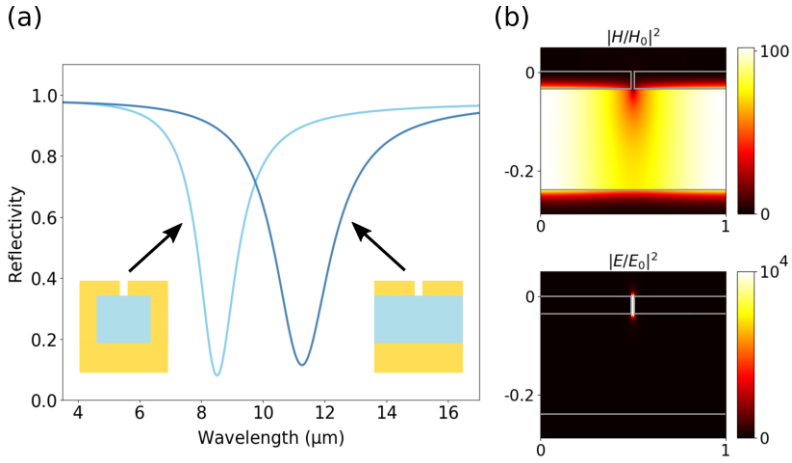


Figure 1 : (a) Spectres des géométries Helmholtz (bleu clair) et *Helmholtz-like* (bleu foncé) (b) Cartes des champs magnétique et électrique qui sont respectivement homogène dans la cavité et la fente du résonateur

La géométrie du résonateur de Helmholtz simplifiée est obtenue en élargissant les cavités de chaque résonateur jusqu'à ce qu'elles se rencontrent. Ce processus est accompagné d'un décalage vers les grandes longueurs d'onde de la résonance (Fig1(a)), ce qui est en accord avec le modèle développé par P. Chevalier [5]. La nouvelle géométrie présente toujours une résonance sans harmonique, avec un fort facteur d'exaltation, un champ électrique concentré dans sa fente et un champ magnétique homogène dans sa cavité (Fig1(b)) et une grande stabilité angulaire.

3. Application à la Spectroscopie Infrarouge Exaltée de Surface

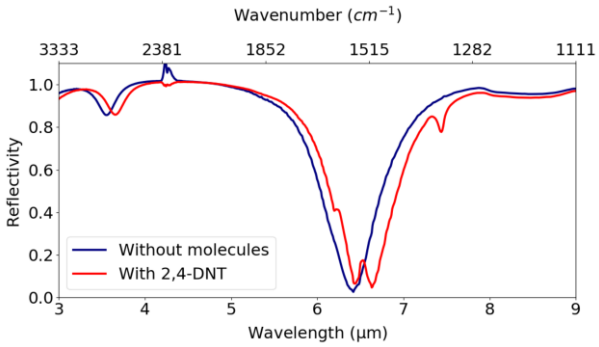


Figure 2 : Spectres expérimentaux des résonateurs *Helmholtz-like* avec (courbe rouge) et sans (courbe bleue) dépôt de 2,4-DNT

Les résonateurs *Helmholtz-like* ont été fabriqués empilement d'une couche d'or, une couche de SiO_2 et une couche d'or nanostructurée. Une solution de 2,4-dinitrotoluène et d'acétonitrile a été déposée à leur surface et leur réponse mesurée au Spectromètre Infrarouge à Transformée de Fourier (FTIR). Les résultats montrent d'une part, des sauts de réflectivité de l'ordre de 15% lorsque la résonance *Helmholtz-like* correspond aux absorptions de la molécule, comme l'on peut le voir sur la Figure 2. D'autre part, un décalage spectral est observé en présence de molécules du fait de leur indice de réfraction légèrement supérieur à 1 (*Surface Plasmon Resonance Spectroscopy* [8]).

4. Conclusion

Nous avons présenté une géométrie simplifiée du résonateur de Helmholtz optique possédant les mêmes propriétés que le modèle originel (forte exaltation, tolérance angulaire, indépendance de la permittivité dans la cavité). Son application expérimentale à la SEIRA a été démontrée, ce qui ouvre la voie à la possible conception d'un capteur spécifique basé sur les résonateurs *Helmholtz-like*.

Remerciements

Ce travail a été soutenu par l'ANR HORUS, ANR-16-CE39-0007.

6. Bibliographie

[1] M. Osawa, "Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons," *Springer Berlin Heidelberg*, 163-187, 2001.

[2] L. V. Brown *et al.*, "Fan-Shaped Gold Nanoantennas above Reflective Substrate for Surface-Enhanced Infrared Absorption (SEIRA)," *Nano Lett.*, 15, 1272-1280, 2015.
[3] C. Huck *et al*. "Chemical Identification of Single Ultrafine Particles Using Surface-Enhanced Infrared Absorption," *Phys. Rev. Appl*., 11, 014036, 2019.
[4] T. G. Mayerhöfer and J. Popp, "Periodic array-based substrates for surface-enhanced infrared spectroscopy," *Nanophotonics*, 7, 39-79, 2018.
[5] P. Chevalier *et al.*, "Optical Helmholtz resonators ," *Appl. Phys. Lett*., 105, 071110, 2014.
[6] P. Chevalier et *al*., "Giant field enhancement in electromagnetic Helmholtz nanoantenna," *Phys. Rev. B*, 90, 195412, 2014.
[7] P. Chevalier *et al*., "Experimental demonstration of the optical Helmholtz resonance," *Appl. Phys. Lett*., 112, 171110, 2018.
[8] J. Homola, "Present and future of surface plasmon resonance biosensors," *Anal. Bioanal. Chem.*, 337, 528-539, 2003.

Numerical modelling of second harmonic generation in large subwavelength-patterned highly resonant structures

F. Renaud[1&2], E. Popov[1], A.-L. Fehrembach[1]

1 Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, F-13013 Marseille, France
2 LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, 7 avenue du colonel Roche, F-31400 Toulouse, France

Cavity Resonant Integrated Grating Filter (CRIGF) are promising structures composed of a grating coupler (GC) surrounded with two Distributed Bragg Reflectors (DBR) [1]. The excitation of an eigenmode of the structure through one diffraction order of the GC generates a resonance peak in the reflectivity spectrum, that can reach 90% for incident focused beam (~10 wavelengths diameter at waist). We intend to take advantage of the field enhancement caused by the excitation of a confined mode with a focused beam in CRIGF to improve the efficiency of nonlinear optical effects, especially Second Harmonic Generation (SHG).

Yet, CRIGF are large (>100 wavelengths), highly resonant components, patterned at the subwavelength scale, and their modelling is not trivial. We recently showed the successful modelling of a CRIGF, composed with linear material only, with four different methods (Fourier Modal Method, also known as Rigorous Coupled Wave Analysis, Finite Element Method, Discrete Dipole Approximation, Finite Difference Time Domain Method). The subject of the present work is the numerical modelling of SHG in CRIGF using the Fourier Modal Method. We will detail the modelling principles and show numerical validation in the case of an infinite grating by comparison with the literature. We will also present our first studies on SHG in CRIGF, including CRIGF optimised to provide a phase matching condition between the fundamental and the harmonic signals.

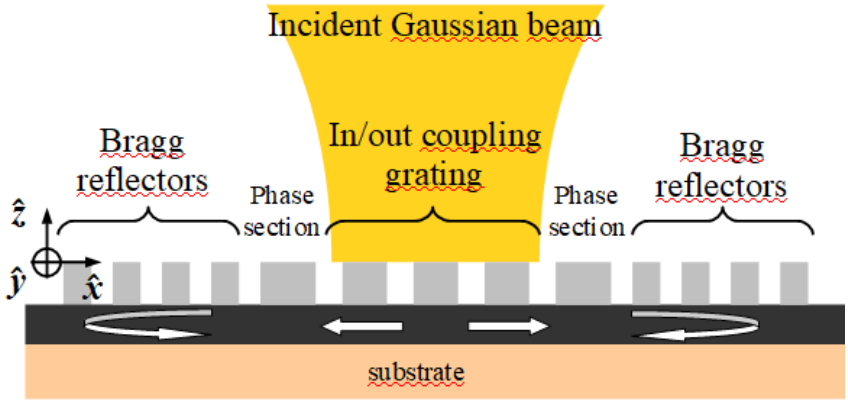


Figure 1: Schematic representation of the CRIGF structure.

[1] Kintaka, Kenji, Tatsuya Majima, Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Junji Nishii, et Shogo Ura. « Cavity-Resonator-Integrated Guided-Mode Resonance Filter for Aperture Miniaturization ». *Optics Express* 20, nº 2 (16 janvier 2012): 1444-49. https://doi.org/10.1364/OE.20.001444.

[2] Chaumet, P.C., Deme´sy, G., Gauthier-Lafaye, O., Sentenac, A., Popov, E., Fehrembach, A.-L.: « Electromagnetic modeling of large subwavelength-patterned highly resonant structures » Opt. Lett. 41, 2358–2361 (2016)

Funding Information

F. Renaud acknowledges PhD grant from DGA/AID. Authors thankfully acknowledge the LAAS clean room team for technical support and technological expertise provided within the French RENATECH framework.

Filtres « CRIGFs » accordables thermiquement

S. Calvez, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye*
LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS,
* olivier.gauthier-lafaye@laas.fr

Résumé
Nous montrons l'accordabilité thermique de filtres CRIGFs réalisés sur LNOI. Ces premiers résultats ouvrent la voie à de nouvelles familles de filtres optiques accordables pour les faisceaux en espace libre.

1. Introduction

Les filtres dits « CRIGF » (Cavity Resonator Integrated Grating Filter) ont été proposés par l'équipe du prof. Ura [1]. Ils sont basés sur l'exploitation d'un réseau coupleur (GC) de type réseau résonnant (GMRF) permettant le couplage/découplage simultané d'un mode localisé à l'intérieur d'une cavité formée d'onde planaire et de deux miroirs DBR (voir figure 1).

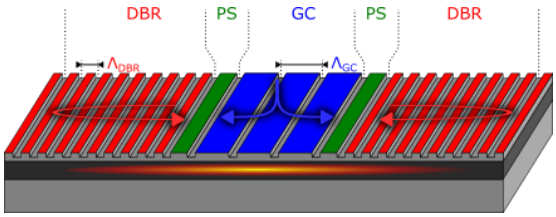


Figure 1. Schéma de principe d'un CRIGF.

Nous avons montré lors de travaux précédents que ces filtres en réflexion permettent de réaliser des fonctions de filtrage en réflexion avec une large acceptance angulaire [2], ce qui les rends très intéressants notamment pour la réalisation de cavités externes afin de stabiliser en fréquence des diodes laser [3]. Cependant, l'augmentation de l'acceptance angulaire procurée par l'utilisation d'un mode localisé se fait au détriment de l'accordabilité du filtre. Contrairement aux GMRFs qui sont accorables angulairement [4], les CRIGFS fonctionnent à longueur d'onde fixe. Des stratégies d'accord par gradient de période sont possibles [5], mais reposent sur un déplacement mécanique du filtre. Dans ce poster, nous montrerons nos premiers résultats obtenus sur des films minces de niobate de lithium, qui permettent un accord thermique des filtres via l'utilisation du fort coefficient thermo-optique de ce matériau.

2. Résultats expérimentaux

Des filtres CRIGFs ont été fabriqués sur des substrats de type LNOI, composés d'un film mince de niobate de lithium de 300 nm d'épaisseur reporté sur une couche épaisse de silice (1.5 µm), l'ensemble reposant sur un substrat de niobate de lithium. Nous avons gravé les réseaux composant le CRIGF dans une couche de nitrure de silice déposée sur cet empilement, évitant ainsi d'avoir à utiliser une technologie de gravure du niobate. La conception de cet empilement et les étapes technologiques seront détaillées. Les filtres fabriqués, conçus pour une utilisation vers 1550 nm ont ensuite été caractérisés

expérimentalement. Les résultats des mesures de réflectivité mesurés en fonction de la température du porte échantillon sont reportés figure 2, et montrent une accordabilité de 2.5 nm pour une élévation de 60°C en température, en bon accord avec les prédictions théoriques.

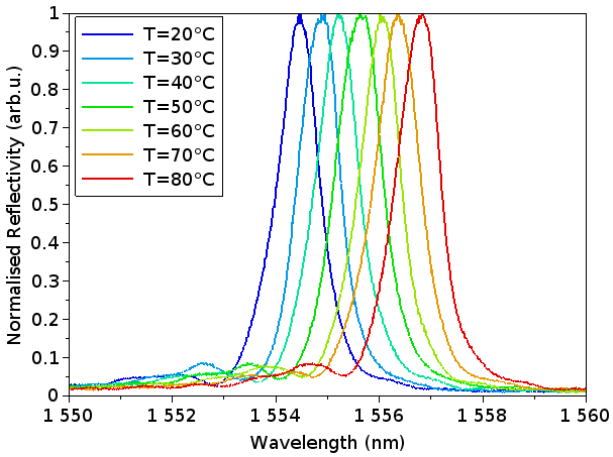


Figure 2. Accordabilité thermique de la réflectivité des CRIGFs .

3. Conclusion

Cette première étude montre la faisabilité de CRIGF « actifs » sur niobate de lithium, et ouvre des voies particulièrement intéressantes pour la réalisation de diodes laser en cavité externe accordables, exploitant soit une accordabilité thermo-optique, soit potentiellement une accordabilité électro-optique, en profitant de toutes les propriétés extraordinaires du niobate de lithium.

4. Remerciements

Les étapes technologiques ont été réalisées dans la salle blanche du LAAS, membre du réseau Renatech.

5. Bibliographie

[1] K. Kintaka, T. Majima, J. Inoue, K. Hatanaka, J. Nishii, et S. Ura, « Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization », *Opt. Express*, vol. 20, n° 2, p. 1444–1449, 2012.

[2] X. Buet, E. Daran, D. Belharet, F. Lozes-Dupuy, A. Monmayrant, et O. Gauthier-Lafaye, « High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter », *Opt. Express*, vol. 20, n° 8, p. 9322–9327, 2012.

[3] X. Buet *et al.*, « Wavelength-stabilised external-cavity laser diode using cavity resonator integrated guided mode filter », *Electron. Lett.*, vol. 48, n° 25, p. 1619–1621, 2012.

[4] N. Rassem, A.-L. Fehrembach, et E. Popov, « Waveguide mode in the box with an extraordinary flat dispersion curve », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 32, n° 3, p. 420, mars 2015.

[5] S. Augé, A. Monmayrant, S. Pelloquin, J.-B. Doucet, et O. Gauthier-Lafaye, « Tunable graded cavity resonator integrated grating filters », *Opt. Express*, vol. 25, n° 11, p. pp.12415-12420, mai 2017.

Guidage d'ondes de surface sur des métasurfaces

A. Ghaddar[1], L. Burgnies[1,2], É. Lheurette[1]
[1] : Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Polytech. H-d-F, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France
[2] : Université du Littoral Côte d'Opale, rue Ferdinand Buisson, 62228 Calais cedex
ali.ghaddar.etu@univ-lille.fr

Résumé
La technologie de communication entre les objets électroniques nécessite des milieux qui permettent de guider et d'améliorer la transmission des ondes électromagnétiques. Le concept de guidage par des ondes surfaciques est parmi les techniques utilisées dans le domaine micro-onde. Les travaux présentés s'inscrivent dans la thématique des réseaux autour du corps humain et des textiles intelligents. Ils ont pour objectif final de concevoir des textiles structurés innovants permettant d'améliorer la transmission de données par le guidage d'ondes de surface entre un capteur intégré au textile et un smartphone placé dans une poche[1]*, en se basant sur des métaux structurés périodiquement (Design Surface Plasmon Polariton). Par compatibilité avec les technologies disponibles dans les smartphones actuels, la transmission de données sera envisagée dans la bande Instrumentale Scientifique et Médicale (ISM) autour de 2.45 GHz.*

1. Introduction

Aux fréquences térahertz et micro-ondes, les métaux se comportent comme des conducteurs électriques parfaits (PEC) reflétant toutes les ondes électro-magnétiques (EM) sur leur surface. Ceci diffère pour le domaine optique où l'on peut générer les ondes de surface (Surface Plasmon Polariton) sur les métaux massifs. Cependant, l'utilisation des métamatériaux permet d'introduire des nouvelles conditions d'interface pour le confinement des ondes. Cela a ouvert la voie à la plasmonique « basses fréquences ». Récemment, plusieurs études ont porté sur la propagation des ondes surfaciques en considérant des structures plasmoniques constituées de différents motifs métalliques[2]. L'introduction d'une structuration surfacique métallique de l'ordre de la longueur d'onde produit une surface à impédance équivalente réactive qui permet de confiner fortement le champ électromagnétique à l'interface. Un avantage important de cette approche par métamatériaux est que les caractéristiques de dispersion et de confinement spatial des ondes de surfaces peuvent être contrôlées par les paramètres géométriques de la structure.

2. Structures plasmoniques étudiées

La figure 1 représente les différentes structures périodiques étudiées. Elles sont formées par un substrat, un plan de masse en face inférieure et une structuration métallique en surface.

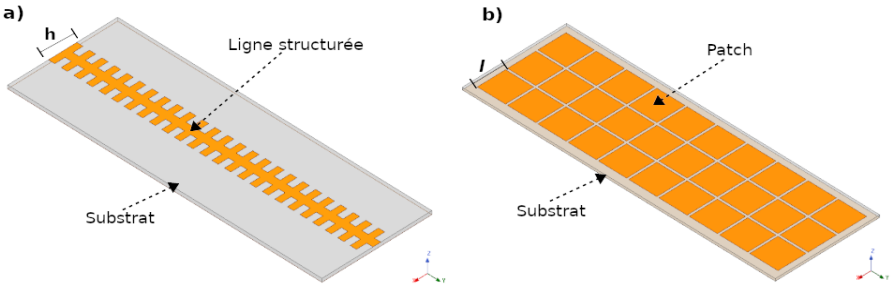


Figure 1. (a) ligne de cuivre corruguée. (b) structure AMC.

3. Résultats (simulation et caractérisation)

Les guides d'ondes de surfaces sont caractérisés généralement par un diagramme de dispersion où le vecteur d'onde parallèle (k_y) est plus grand que celui qui se propage dans le vide (k_0). L'origine du

guidage d'une onde de surface provient du comportement réactif de l'impédance équivalente de la surface au voisinage de la résonance. Nous montrons Fig. 2a l'influence de la géométrie de la ligne corruguée sur le diagramme de dispersion et le comportement de la ligne en transmission (Fig. 2b). Le diagramme de dispersion de la structure AMC calculé pour différentes largeurs de patch est représenté Fig. 3a. Un guide d'onde de surface à AMC a été fabriqué sur un substrat FR4 et caractérisé. Une amélioration du coefficient de transmission par la structuration AMC est observée Fig. 3b autour de 2.5 GHz.

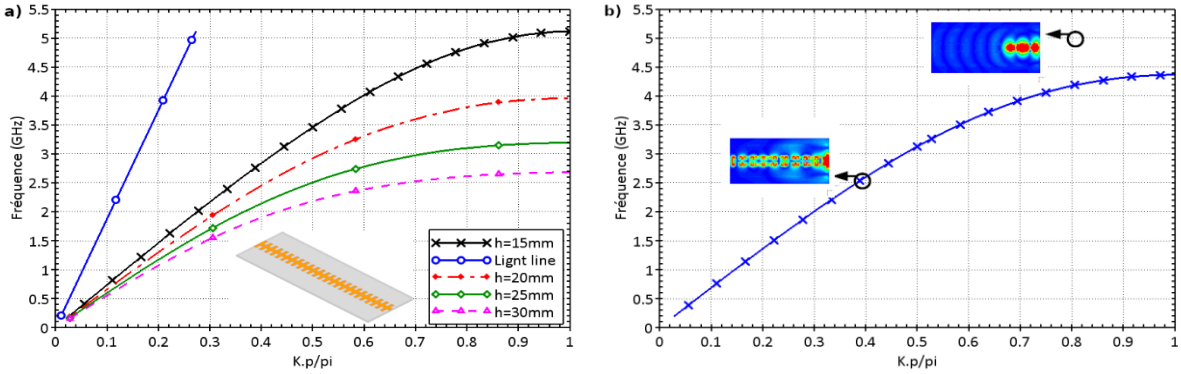


Figure 2. (a) diagramme de dispersion de la ligne corruguée pour différentes largeurs de corrugation h. (b) carte de champ E à deux fréquences 2.45GHz et 5GHz pour h=18mm, avec une excitation par un monopole placé à 5mm au-dessus de la structure.

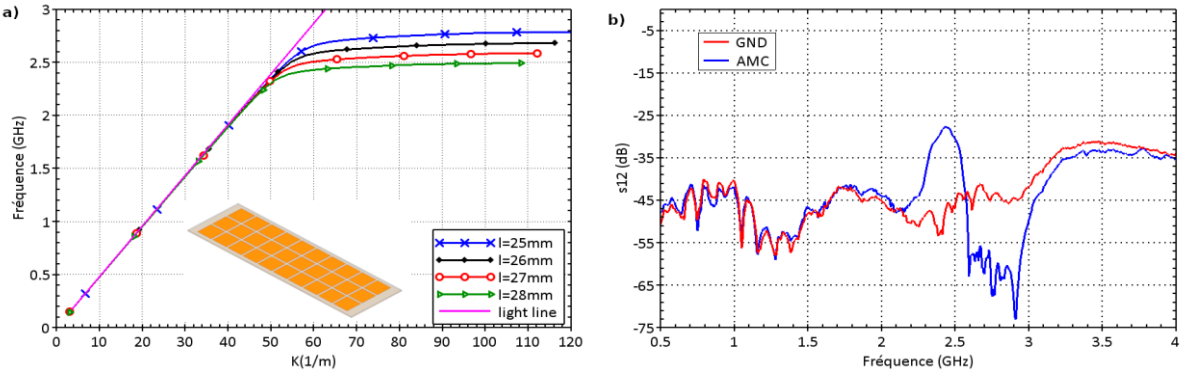


Figure 3. (a) diagramme de dispersion pour différentes largeurs de patch. (b) transmission mesurée entre deux antennes dipôles placées au-dessus d'une plaque métallique (GND) et d'une structure AMC.

4. Conclusion

Les études ont montré la possibilité de transmettre une onde de surface sur une ligne corruguée et sur une surface AMC. A partir de ces résultats obtenus sur des structures développées en technologie de circuit imprimé (FR4), des guides d'ondes de surfaces seront développés en technologie textile.

5. Remerciements

Ce travail est cofinancé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) et par la Direction Générale de l'Armement (DGA) dans le cadre du contrat CONTEXT ANR-17-CE24-0013.

6. Bibliographie

[1] X. Tian *et al.*, « Wireless body sensor networks based on metamaterial textiles », *Nat. Electron.*, vol. 2, nº 6, p. 243-251, juin 2019.
[2] M. Li, S. Xiao, J. Long, et D. F. Sievenpiper, « Surface Waveguides Supporting Both TM Mode and TE Mode With the Same Phase Velocity », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, nº 9, p. 3811-3819, sept. 2016.

Application de la méthode des Fast Multipole à la Discrete Dipole Approximation pour des formes non sphériques

A. Gourdin[1,2], P. Genevet[3], D. Felbacq[1]
[1] : *L2C, CNRS, Univ Montpellier, Montpellier, France,*
[2] : *Safran Electronics & Defense, Massy,*
[3] : *Université Côte d'Azur, CRHEA CNRS, Valbonne, France,*
anthony.gourdin@safrangroup.com

Résumé
Dans ce travail, nous présentons quelques résultats de l'application de la Discrete Dipole Approximation (DDA) sur des formes sphériques ainsi que non sphériques, modélisées comme des cylindre de section rectangulaire. L'utilisation de la méthode des Fast Multipole est employée sur des objets de la forme sphérique puis non sphérique.

1. Introduction

Les métasurfaces rencontrent plusieurs barrières technologiques. Une des barrières, qui reste un problème important de nos jours est celle de la conception. Quel motif doit-on utiliser dans le but d'obtenir la ou les fonctions optiques désirées ? Un ou plusieurs motifs, dans quel ordre, avec ou sans périodicité ? Malheureusement, il n'existe actuellement quasiment pas d'outils performants pour simuler les métasurfaces efficacement, à cause du grand nombre de motifs présents sur la surface.

La DDA semble être un bon algorithme pour simuler des motifs dont la forme est complexe mais elle présente l'inconvénient d'utiliser un grand nombre de dipôles, qui induit un temps de calcul de plus en plus long lorsque le nombre de dipôles augmente (N^2, où N est le nombre de dipôles).

Des méthodes de résolution itératives de systèmes, telles que la BiCGSTAB, permettent de réduire un peu le temps de calcul. Ces méthodes permettent également une réduction importante de l'espace utilisé en mémoire.

La méthode des Fast Multipole permet des gains en temps de calcul, une fois couplée avec la DDA tout en utilisant la BiCGSTAB, elle permet également de tirer profit des avantages des deux précédentes méthodes, profil complexe et espace en mémoire.

2. Méthode présentée

Tout d'abord, nous introduisons la méthode de la DDA[1], qui permet de simuler des formes complexes en utilisant des dipôles discrets à la place de la forme continue de l'objet initial, voir Fig. 1.

$$E_j = E_{inc,j} - \sum_{k \neq j} A_{jk} P_k$$

$$A_{jk} = \frac{\exp(ikr_{jk})}{r_{jk}} \left[k^2 \left(\widehat{r_{jk}}\, \widehat{r_{jk}} - 1_3 \right) + \frac{ikr_{jk} - 1}{r_{jk}^2} \left(3\widehat{r_{jk}}\, \widehat{r_{jk}} - 1_3 \right) \right], j \neq k$$

La méthode des Fast Mutlipole[2] repose sur le principe qu'un motif représenté par un

ensemble de dipôle, peut-être vu à la place comme un multipôle à condition que l'ensemble qui rayonne sur un autre ensemble soit suffisamment loin, voir Fig. 2.

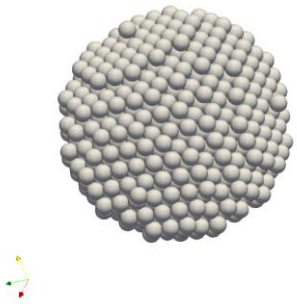


Figure 1. Géométrie de la DDA pour une sphère

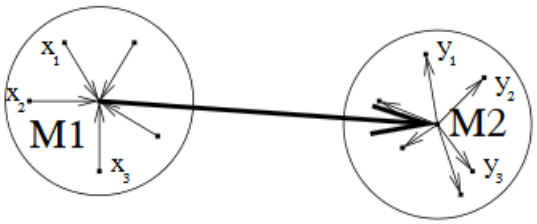


Figure 2. Principe de la méthode des Fast Multipole

3. Résultats

Ici, Fig. 3, nous présentons la cross-section de l'extinction obtenue à partir de la DDA (avec BiCGSTAB) pour un cylindre à base sphérique.

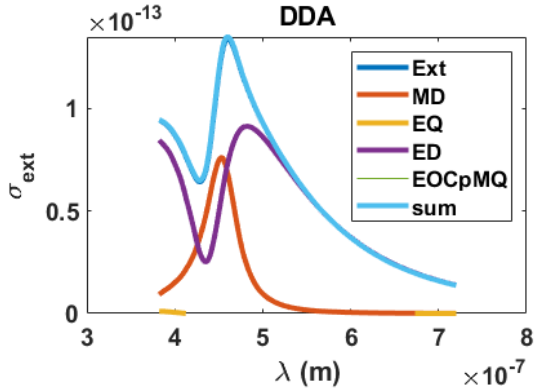


Figure 3 : Simulation pour un cylindre en décomposition multimodale[3] avec 805 dipôles, R = 85 nm, H = 60nm

4. Conclusion

Dans cette contribution, nous montrons l'intérêt de la méthode des Fast Multipole en matière de gain de temps pour des motifs lointains comparé à la DDA classique ou avec BiCGSTAB, quelle que soit la forme du motif représenté.

5. Remerciements

Ce travail a été soutenu par le support financier de Safran Electronics & Defense et de l'agence de l'innovation de la défense (grant CIFRE-DEFENSE n° 005/2017/DGA).

6. Bibliographie

[1] Bruce T. Draine, Piotr J. Flatau, Discrete Dipole Approximation for scattering calculations, April 1994, J. Opt. Soc. Am. A

[2] S. Koç, W. C. Chew, Multilevel Fast Multipole Algorithm for the Discrete Dipole Approximation, 2001, Journal of Electromagnetic Waves and Applications

[3] A. Evlyukhin, C. Reinhardt, B. Chichkov, Multipole light scattering by nonspherical nanoparticles in the discrete dipole approximation, 2011, Phys. Rev. B 84, 235429

Efficient coupling between an optical waveguide and an optomechanic cavity inside a corrugated nanobeam

Abdellatif Gueddida[1], Davide Mencarelli[2], Alexander V. Korovin[1], Yan Pennec[1], Luca Pierantonic[2], Bahram Djafari Rouhani[1]
[1]: *IEMN, UMR CNRS 8520, University of Lille, 59652 Villeneuve d'Ascq, France*,
[2]: *Department of Information Engineering, Marche Polytechnic University, Ancona, Italy*
Gueddida@gmail.com

Abstract
The excitation of an optomechanic (OM) cavity by a nearby optical waveguide can be more efficiently controlled if the waveguide is integrated in the design rather than being an external optical fiber with a lack of positioning with respect to the cavity. In this work, we have investigated the optimal geometrical parameters that define the relative position of the optical waveguide and the OM cavity.

1. Introduction

The recent advances in nanotechnology allowed to the field of cavity optmechanics to be one of the most rapidly growing research area in science. Optomechanics (OM) is the field referred to the investigation of the interaction between light and mechanical vibration giving rise to numerous functionalities ranging from macro to nanoscale, such as ultrasensitive detection of small displacement/masses and gravitational wave detection [1]. A necessary condition to enhance the interaction between light and mechanical vibration is that both of the excitations (phonons/photons) must be confined in the same volume. Due to their ability to present a huge confinement of both excitations, it has been shown that phoxonic crystals are the suitable candidate that could be used as a platform for the OM interaction [2]. Phoxonic crystals are periodic materials that have the ability to exhibit band gaps for both elastic/acoustic and electromagnetic waves. A band gap refers to the frequency interval where no wave can propagate through the structure. In such structure, an OM cavity could be obtained by introducing a defect inside the phoxonic crystal that breaks the periodicity. Such structures allows for the integration of multiple OM elements on a single chip platform. Also, phoxonic crystal displaying a full phononic band gap contributes to reducing the mechanical losses [3].

2. Results and discussion

In our design (see Fig. 1(a)), the phoxonic crystal is constituted by a silicon nanobeam with periodic holes in the middle and periodic stubs on its sides. The holes and the stubs are respectively favorable for the opening of the photonic and phononic band gaps [4]. Then, a tapered OM cavity is created inside the phoxonic nanobeam by a parabolic change of the geometrical parameters of both the holes and the stubs. The incident light is carried by a waveguide parallel to the nanobeam. This waveguide is terminated by a tapered Bragg mirror constituted by holes in order to stop the progression of light and keep it in the vicinity of the OM cavity. We study the

efficiency of the excitation of the OM cavity as a function of two geometrical parameters *D* and *W*, where *D* is the distance between the waveguide and nanobeam and *W* defines the position of the first hole in the waveguide with respect to the center of the OM cavity (Fig. 1(a)).

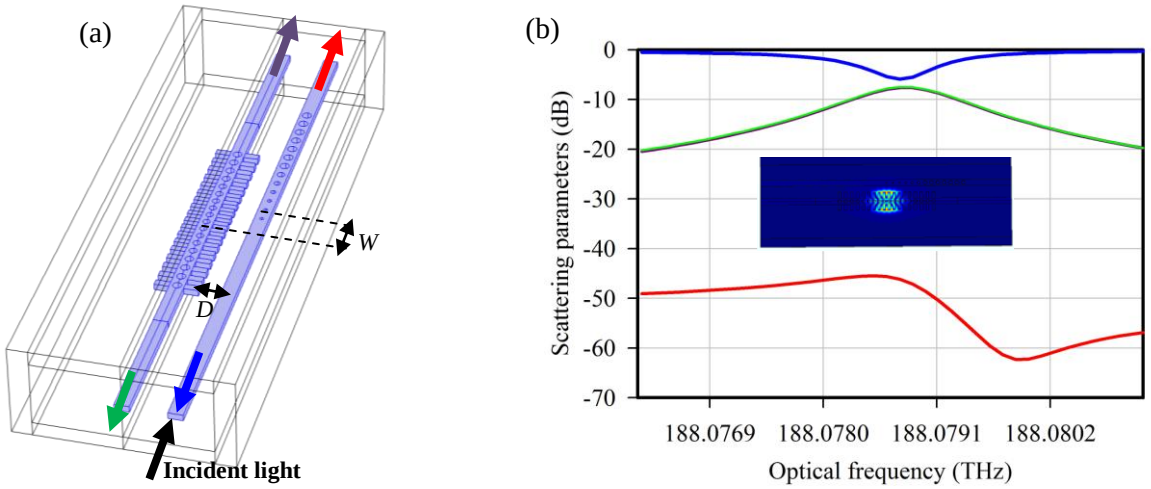


Figure 1: (a) Scheme of the OM circuit. (b) Reflexion and transmission curves obtained from the fourth outputs (indicated by arrows) of the optomechanical circuit. The inset shows the electromagnetic field distribution of the excited optical mode.

Over five optical cavity modes existing around 1550 nm, we have selected the one having the highest quality factor (see inset of Fig 1(b)). Then,the efficient coupling between the phoxonic crystal and the optical waveguide have been optimised through the analysis of the efficiency of the excitation of these selected cavity mode from the second waveguide as a function of *D* and *W*. This is based on the search of the maximum energy localized in the cavity or, equivalently, of the maximum transmission from the excited cavity to wards both ends of the phoxonic crystal. Typical interesting values of the parameters are *D* around 450 nm and *W* close to zero (Fig 1(b)).

In addition, we have calculated the OM coupling rate in the phoxonic crystal by taking account of both mechanisms of photoelastic effect and moving interface effect[4,5].The calculation reveals that depending on the cavity modes, the two aforementioned mechanisms can act eithe rconstructively or destructively. One can notice that the cavity phononic mode located at 2.4 GHz displays the highest coupling rate *g* with all the optical cavity modes. The latter reaches values of about $g_0/2\pi$= 320 kHz.

3. Acknowledgments: Work supported by the European Commission project PHENOMEN, Grant No. 713450

4. Bibliography

[1] T. J. Kippenberg. etal, *Science 321, 1172 (2008)*
[2] B. Djafari-Rouhani.et al, *C.R. Physique, 17, 555 (2016).*
[3] Y. Pennec. et al, *Nanophotonics 3, 413-440 (2014).*
[4] M. Oudich.et al, *Phys. Rev. B, 89, 245122 (2014).*
[5] M Stocchi.et al, *Int. J.Optomechatronics 12 (1), 11-19 (2018)*

Approche analytique pour prédire la sensibilité maximale d'un micro-résonateur en anneau appliquée à la spectroscopie d'absorption

P. Girault, M. Diez Garcia, S. Joly, L. Oyhenart, L. Bechou

Laboratoire IMS, CNRS UMR 5218, université de Bordeaux, Bordeaux INP, 33405 Talence

laurent.oyhenart@ims-bordeaux.fr

Résumé

Les différentes stratégies de bio-capteurs à base de microrésonateurs consistent à quantifier le décalage de la résonance en présence d'agents biologiques ou chimiques. Ces stratégies conduisent à la mesure d'un décalage en longueur d'onde ou d'une variation de puissance de sortie corrélée à la concentration en analyte. Concernant cette dernière, très peu de résultats théoriques ont été publiés sur la sensibilité en absorption des résonateurs en anneau. Un tel modèle de sensibilité est proposé afin de fournir rapidement au concepteur les paramètres géométriques optimaux du bio-capteur.

1. Introduction

La spectroscopie d'absorption dans le visible est utilisée depuis des décennies pour déterminer la concentration de grandes variétés de composants absorbants entre 400 et 800 nm. Les réactifs colorimétriques peuvent être utilisés conjointement avec des dispositifs optiques pour sonder de multiples analytes en mesurant l'absorption intrinsèque. On peut citer comme exemple d'application récente, la détection du chrome hexavalent dans l'eau à partir d'une réaction colorimétrique [1]. Les ions chromates réagissent avec le diphénylcarbazide (DPC) en présentant des variations de 10^{-6} sur la partie imaginaire de l'indice de réfraction pour des concentrations comprises entre 5 et 1 mg/L. De nos jours, il a été établi que les résonateurs en anneau optiques couplés à des puces microfluidiques peuvent devenir des solutions d'intégration réalisables pour la spectroscopie d'absorption in situ. Dans cet article, nous proposons une approche analytique pour optimiser la conception du résonateur en anneau en terme de sensibilité.

2. Modèle analytique de la sensibilité du micro-résonateur en anneau

La structure du micro-résonateur à base de polymère utilisée est illustrée à la figure 1 (a). Dans ce travail, nous avons choisi un cœur à base de polymère d'Ormocore d'indice n_{co} = 1,56. La dimension des guides d'onde est de 350 nm x 350 nm, ce qui garantit un fonctionnement monomode à la longueur d'onde visible (λ = 532 nm).

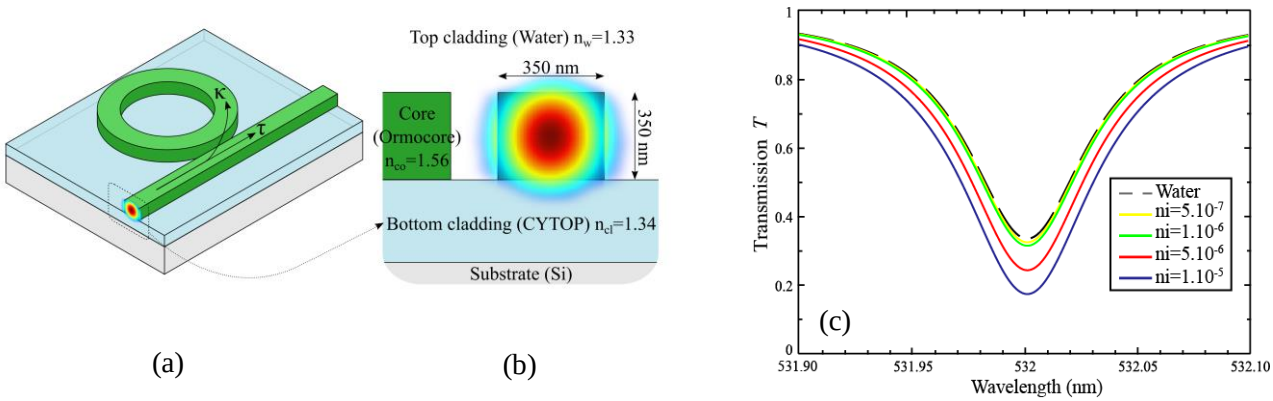


Figure 1 : (a) résonateur en anneau polymère couplé par un guide adjacent, (b) profil du mode guidé, (c) spectre de transmission du résonateur en anneau de rayon 15 µm pour différents indices d'extinction n_i

L'indice de réfraction n_{cl} de la gaine inférieure est choisi pour correspondre à l'indice de réfraction de l'eau (n_w = 1,33) qui agit comme gaine supérieure. Le profil de mode est représenté sur la figure 1(b), montrant un indice effectif de 1,41 et un facteur de confinement de puissance Γ_{core} de 0,65. L'indice de réfraction complexe de la gaine supérieure est défini par $n_w + in_i$. Ici, la partie réelle n_w est l'indice de réfraction et indique la vitesse de phase, tandis que la partie imaginaire n_i est appelée coefficient d'extinction. La réaction colorimétrique modifie seulement le coefficient d'extinction n_i sachant que $n_i << n_w$. La figure 2 présente une réponse typique du résonateur en anneau de 15 µm de rayon agissant comme filtre coupe-bande. Progressivement, la gaine supérieure a été modifiée en augmentant le coefficient d'extinction n_i compris entre 5.10^{-7} et 1.10^{-5} et a pour conséquence une diminution de la puissance de transmission à la résonance.
A partir de l'expression de la transmission bien connue pour les résonateurs en anneau, nous pouvons établir un modèle analytique de la sensibilité en fonction des grandeurs géométriques. La sensibilité dépend du coefficient d'atténuation aller-retour a, du coefficient d'auto-couplage τ et est proportionnelle au chemin optique et à Γ_{cladd} :

$$S = \frac{dT(n_i)}{dn_i} = \frac{4\pi}{\lambda_{res}} L\Gamma_{cladd} a \frac{(a-\tau)(1-\tau^2)}{(1-\tau a)^3}$$

Afin de valider notre démarche, nous simulons par FDTD la réponse d'un résonateur en anneau avec la géométrie indiquée sur la figure 1 pour un rayon de 15 µm, des pertes par courbure de 14,7 cm^{-1} et des pertes par propagation de 7 cm^{-1}, soit a = 0.9. Les résultats FDTD de la figure 2 permettent de valider le modèle analytique.

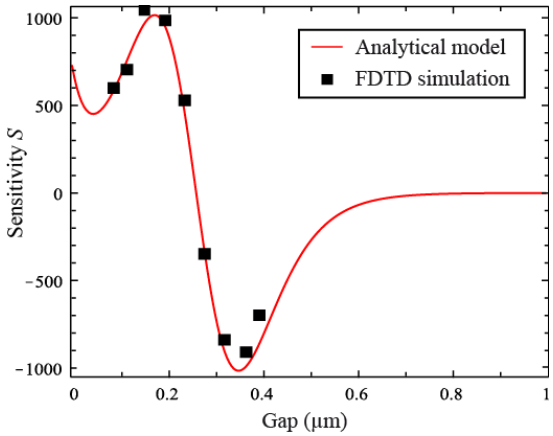


Figure 2 : Sensibilité pour différents gap, comparaison du modèle analytique aux résultats FDTD

5. Conclusion

Nous avons présenté une approche analytique de la performance du résonateur à anneau sous forme de microspectromètres. Cette approche analytique permet, à partir de la structure et des pertes de propagation du guide d'ondes, d'obtenir à la fois le rayon optimal de l'anneau et le gap du résonateur afin d'obtenir une sensibilité maximale à l'absorption. Nous avons également démontré qu'une telle approche permet de réduire considérablement le temps de calcul FDTD et de définir deux plages de gaps pour obtenir une sensibilité maximale.

6. Bibliographie

[1] F. Meziane, V. Raimbault, H. Hallil, S. Joly, V. Conédéra, J.-L. Lachaud, L. Béchou, D. Rebière, and C. Dejous, Study of a polymer optical microring resonator for hexavalent chromium sensing. Sensors and Actuators B: Chemical, 209:1049–1056, 2015.
[1] M. Diez Garcia, P. Girault, S. Joly, L. Oyhenart, V. Raimbault, C. Dejous, and L. Bechou, "An analytical approach to predict maximal sensitivity of microring resonators for absorption spectroscopy", JLT, accepté Août 2019

Progress in OCT-based Through Silicon Via (TSV) metrology

W. A. Iff[1,2], J.-P. Hugonin[1], C. Sauvan[1], M. Besbes[1], P. Chavel[1,3], G. Vienne[4], L. Milord[4], D. Alliata[4], E. Herth[2], P. Coste[2], A. Bosseboeuf[2]

[1] : *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay,*
[2] : *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay,*
[3] : *Laboratoire Hubert Curien, Université Jean Monnet de Saint Etienne, Université de Lyon, CNRS, Institut d'Optique Graduate School,*
[4] : *Unity SC, 611 rue Aristide Berges, ZA Pre Millet, Montbonnot-Saint-Martin*
Wolfgang.iff@institutoptique.fr

Résumé

Transitioning from a scalar to an electromagnetic approach, and adding a damped least squares estimation, the accuracy of Time-Domain OCT (optical coherence tomography) metrology applied to TSV (vertical interconnect through silicon) is improved.

1. Time Domain OCT applied to TSVs

Time-Domain OCT (Fig. 1) is a widely used method for measuring 3D structures. One important application nowadays is the metrology of empty Through Silicon Vias (TSVs), interconnects etched into semiconductors, which enable 3D integration and thus more compact electronic chips [1-3]. The main TSV parameter to be monitored during the fabrication process is its height in order to ensure a full opening of the TSVs as well as a uniform via protrusion over the wafer in later fabrication steps.

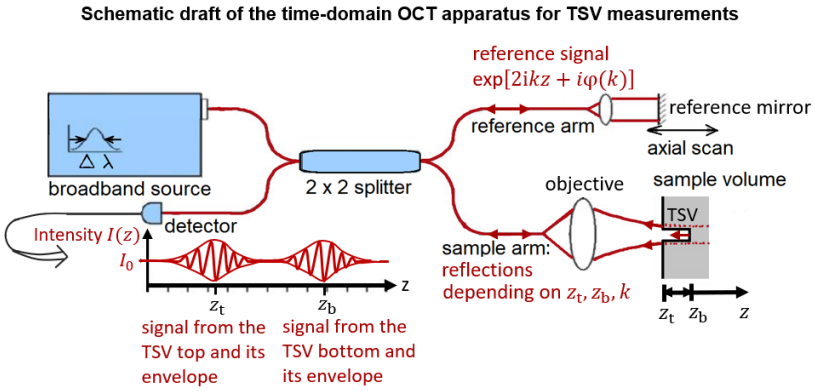


Figure 1. Scheme of a time domain OCT device for TSV measurements [2,3]. The detector measures the intensity *I(z)* versus the z-position of the reference mirror; I_0 is the z-independent background intensity. The sample is illuminated by a linearly polarized Gaussian beam which covers the TSV plus the surrounding substrate so that the signals from the TSV top and bottom have a similar magnitude. The reference signal is exp[2i*kz*+iφ(*k*)], considering dispersion-induced phase shifts $\varphi(k)$; *k* is the modulus of the vacuum wave vector.

2. Modeling of the optical system and interferogram

A common approach for modeling TSVs is ray tracing, assuming propagation in air with a refractive index of n = 1. In contrast, our novel approach relies on electromagnetic modeling [3]. It starts with the recording of a reference interferogram at a planar substrate and its subsequent Fourier transform, yielding the spectrum applied at the TSV; dispersion that is intrinsic to the interferometer is thus considered. The frequency components are then separately propagated in the TSV by a modal approach. In the case of TSVs of sufficient aspect ratio, only the fundamental mode with its propagation constant needs to be considered

between TSV top and bottom, allowing fast calculations. The interferogram is then simulated by the addition of the reflection from the reference mirror and the numeric integration over the spectrum.

3. Evaluation of the OCT interferograms

Commonly, the OCT signal recorded at the TSV (Fig. 1) is evaluated by the detection of the envelopes of the intensity modulations and their maximum; the z-distance between these maxima is then associated with the depth of the object – here the TSV. In contrast to this, our novel approach is based on the solution of an inverse problem, matching measured and simulated OCT interferograms. For this, we define a least squares-based merit function, which depends on the TSV parameters, and minimize it by the Marquardt-Levenberg algorithm. The TSV parameters yielding the minimum of the merit function are the desired values.

In view of an efficient computational procedure, our merit function is formulated in Fourier space, where the propagation at a TSV is performed by the multiplication of the complex Fourier coefficients with exponential factors. For this, we Fourier transform the measured OCT signals. Since the domain in direct space is physically restricted to a finite-size region where the OCT signals are meaningful, we handle a set of discrete Fourier coefficients. To enhance the accuracy and reduce the influence of noise, we apply a bandpass filter to the recorded spectrum as well as the measured Fourier transformed interferogram, adding the source spectrum support as a constraint. This allows also a further acceleration of our computations, enabling "real-time data" evaluations (2 – 3 s with our current hardware).

Figure 2 presents a measured OCT interferogram after application of the bandpass filter (violet) as well as the simulated interferogram as a match (green). They are depicted here in direct space for illustration purposes; the algorithm itself does not require such measure and operates in reciprocal space. Apart from minor deviations, attributable to small remaining noise, the measured and simulated interferograms match well.

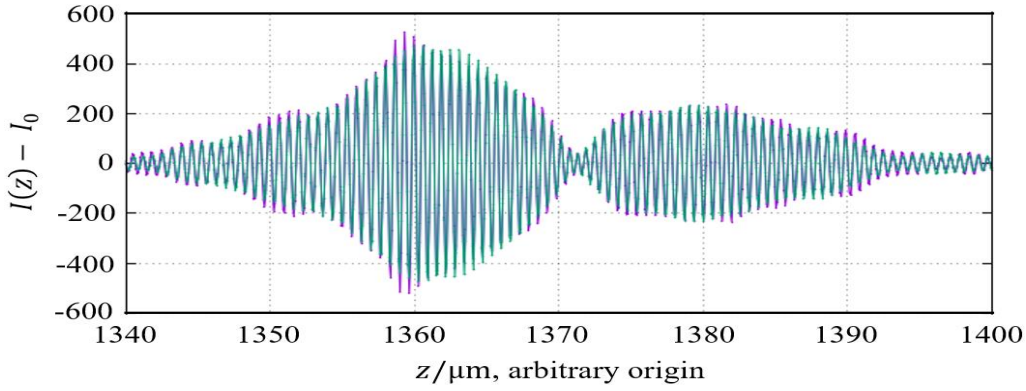


Figure 2. Example of an OCT interferogram in the case of a circular TSV of diameter $D = 12$ µm and height $H = 20$ µm. Violet color in the background: measured signal after bandpass filtering. Green: interferogram simulated with best matching z-positions of TSV top and bottom. The interferogram is presented here in direct space for illustration purposes; the computations have been performed in reciprocal space. The fringe pattern on the left belongs to the TSV top and the one on the right to the bottom. The patterns overlap and interfere destructively in the region of overlap in this example.

Comparisons of our estimated TSV heights with those from the conventional method reveal a progress in reliability, accuracy, and reproducibility. This can be used for a more realistic, detailed modeling, also automatically including the interference of the fringe patterns from TSV top and bottom, which can overlap and interact.

5. Acknowledgements

We acknowledge funding from the ANR, project OLOVIA (ANR 15-CE24-0028).

6. References

[1] International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS), Assembly and Packaging, (Semiconductor Industry Association, Washington DC, USA, 2009).

[2] N. Devanciard *et al*, "Through Silicon Via Process Characterization by Integrated Inspection/Metrology Solutions in Visible and Infrared Domain", in 26th Annual SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference (ASMC), (IEEE, New York, USA, 2015), pp. 90-95.

[3] W. Iff *et al.*, Electromagnetic analysis for OCT-based through silicon via (TSV) metrology, topbe published in Appl. Opt. (2019).

Optical properties of supported nanoparticles : including the effect of polydisperse systems in the GranFilm toolbox.

S. Indrehus[1,2,*], *I.Gozhyk*[2], *R.Lazzari*[1], *I.Simonsen*[2,3].

[1] Institut des Nanosciences de Paris (INSP), CNRS/Sorbonne Université, 4 place Jussieu, boîte courrier 840, 75252 PARIS Cedex 05, France.

[2] Surface du Verre et Interfaces (SVI), CNRS/Saint-Gobain Recherche, 39 quai Lucien Lefranc 93303 Aubervilliers Cedex, France.

[3] Department of Physics (IFY), Norwegian University of Science and Technology, Høgskoleringen 5, 7491 Trondheim, Norway.

[*] indrehus@insp.jussieu.fr.

Keywords— optics, plasmonics, non-retarded limit, excess field formalism.

The GranFilm toolbox aims at linking morphology to the optical properties of particle islands in the form of truncated spheres or spheroids of sub-wavelength sizes placed on a substrate[1]. All the linear Fresnel coefficients of the film can be calculated from the particles' polarizability tensor by exploiting the excess field formalism in the non-retarded limit. This tensor is obtained through a multipole expansion of the scalar potential that gives rise to an anisotropic response in the directions normal and parallel to the substrate[2]. While already used to understand *in situ* growth from the plasmonic response of equally sized particles[3], the introduction of pair correlation functions of islands randomly distributed on the lattice extends the toolbox's capabilities towards a system of polydisperse particles. A more realistic situation from an experimental point of view.

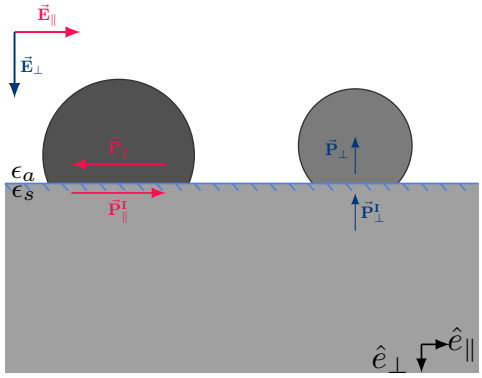


Figure 1: The considered system made of truncated spheroids placed on a substrate. Particles are polarized by an electric field triggering an anisotropic response in the parallel and perpendicular direction.

References

[1] R. Lazzari and I. Simonsen, "Granfilm: a software for calculating thin-layer dielectric properties and fresnel coefficients," *Thin Solid Films*, vol. 419, no. 1-2, pp. 124–136, 2002.

[2] D. Bedeaux and J. Vlieger, *Optical properties of surfaces*. London: Imperial College Press, second ed., 2004.

[3] R. Lazzari and J. Jupille, "Quantitative analysis of nanoparticle growth through plasmonics," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 44, p. 445703, 2011.

Unidirectional coherent phonon emission in quasi-one-dimensional corrugated nanobeams

Alexander V. Korovin[1,2], Mariya V. Sosnova[2], Yan Pennec[1] and Bahram Djafari Rouhani[1]
[1] : *IEMN, UMR CNRS 8520, University of Lille, 59652 Villeneuve d'Ascq, France,*
[2] : *V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*
a.v.korovin73@gmail.com

Abstract
The nonreciprocal phonon emission was predicted theoretically for the excitation of two coupled phononic cavity resonators in a quasi-periodic nanobeam-based phononic system with two coherent phononic sources placed in the center of these resonators. It was shown that there is the possibility of switching the phonon output due to the excitation of weakly-degenerated quasi-localized coupled phonon modes with different symmetries by tuning the temporal phase shift between two coherent phonon sources. This demonstration opens the way to the development of complicated on-chip phonon networks to connect mechanical waves with quantum systems in phononic or opto-mechanical cavities.

1. Introduction

The advantage of modern technology now turns interest to engineering more complex on-chip phonon networks utilizing guided mechanical waves to connect optomechanical systems [1]. The implementation of on-chip phonon networks requires the development of phonon modes and the coupling of these modes to each other in a controllable way. We propose here to compose cavities and waveguides in a quasi-one-dimensional corrugated silicon nanobeam consisting of holes and stubs to select, route, and modulate elastic waves.

2. Structure under consideration

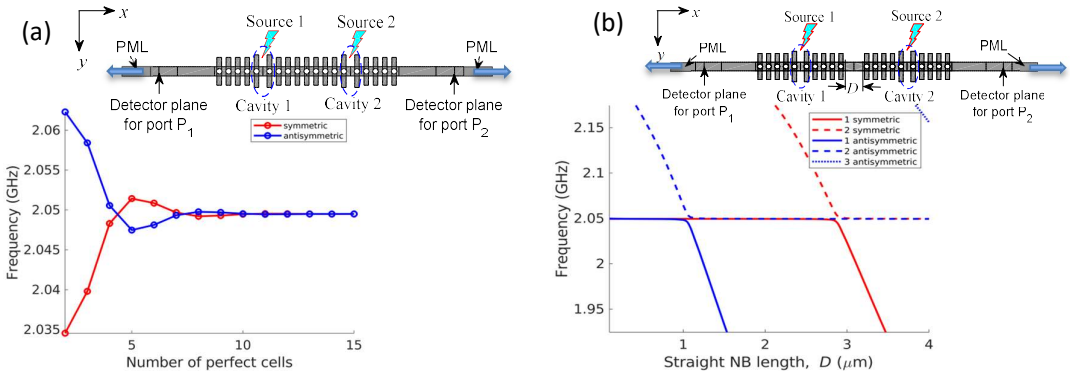


Figure 1. Evolution of the resonant frequency as a function of the distance between two phononic cavities. The cavities are separated either by a number of perfect cells (a) or by a distance *D* through a straight phononic waveguide (b). The insets show a schematic presentation of the phononic nanobeam based cavity systems including two connected defects.

To analyze the coherent phonon emission, we consider the coupling of two cavity modes in the nanobeam based corrugated system schematically represented in the insets of Figure 1, where two sources (for example, due to optomechanical coupling) are placed in the center of the cavities. In the case A (Figure 1a), the two cavities are linked directly in a quasi 1D-periodic phononic crystal and in the case B (Figure 1b) there is a straight phononic waveguide of length *D* between them. Figure 1 presents the cavity modes splitting for both structures under consideration. The geometric

parameters of the structures under consideration are the quasi period, a = 500 nm, the hole radius, r = 150 nm, and the width of two rectangular stubs on each side of the nanobeam, d = 250 nm, and its length l = 500 nm, other parameters are the same as in [2]. The calculation of the dispersion curve gives the phononic band gap for symmetric waves in the frequency range [1.76, 2.24] GHz, as reported in [2]. The simulations were performed in the framework of the finite element method in COMSOL Multiphysics.

3. Results

The port output difference is presented in Figure 2a for the structure B at four temporal phase shifts, ϕ, of two sources placed in the center of the cavities. The port output is calculated as the ratio between the longitudinal components of the Poynting vector for a corrugated nanobeam based cavity system and a straight nanobeam. The port outputs for the left and right ports are exactly the same in the case of $\phi = 0$ and $\phi = \pi$, thus the port difference is zero. In the case of $\phi = \pi/2$ and $\phi = 3\pi/2$, both symmetric and anti-symmetric resonances are excited with a significant difference in the port outputs. In addition, there is a suppression of one of the port output in the frequency region between two resonances that leads to a large port output difference (2.04947 GHz in Figure 2a). The spatial distribution of the x-component of the Poynting vector is presented in Figure 2b at four temporal phase shifts at a frequency of 2.04947 GHz for which a port output signal is suppressed (for the right port at $\phi = \pi/2$ or the left port at $\phi = 3\pi/2$).

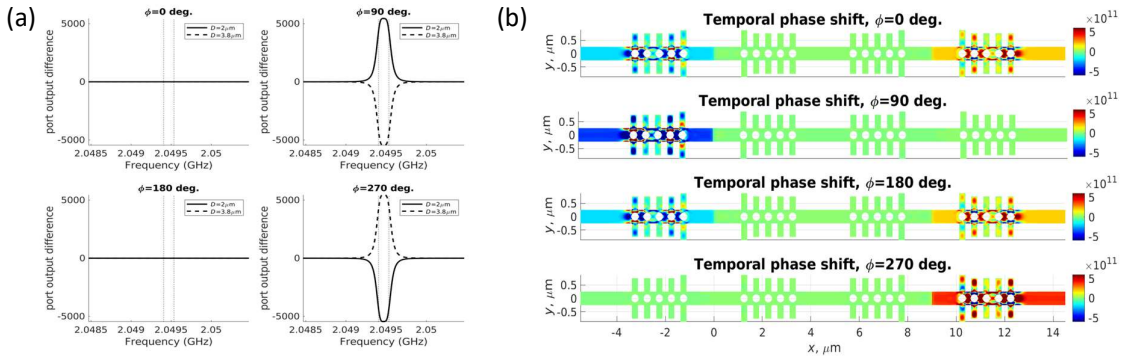


Figure 2. (a) Spectra of the output port difference in the corrugated nanobeam (case B) with two cavities separated by straight nanobeam with D = 2 μm (solid lines) and 3.8 μm (dashed lines) under excitation by two sources at four fixed temporal phase shifts. (b) The spatial distribution of the x-component of the Poynting vector at a frequency of 2.04947 GHz for D = 2 μm at four temporal phase shifts: 0, $\pi/2$, π and $3\pi/2$.

4. Conclusion

This work represents a progress in the chip based cavity optomechanical devices for further applications in sensing, metrology, and quantum information science. It was theoretically predicted that the overlay of two neighboring excited phonon cavities in a corrugated 1D phononic nanobeam leads to a switch in the propagation direction of the quasi-localized phonon modes. This demonstration opens the way to development of complicated on-chip phonon networks for connecting mechanical waves with quantum systems in phononic or optomechanical cavities.

5. Acknowledgements

This work was supported by the European Commission H2020 project PHENOMEN, under Grant Agreement No. 713450

6. Bibliography

[1] Fang, K., Matheny, M. H., Luan, X., and Painter, O. Optical transduction and routing of microwave phonons in cavity-optomechanical circuits, *Nature Photonics*, vol. 10, pp. 489-496, 2016.

[2] Korovin A.V., Pennec Y., and Djafari-Rouhani B., Strong coupling of phononic cavity modes in one-dimensional corrugated nanobeam structures, *Physical Review B*, vol. 96, pp. 184302, 2017.

Vibrations collectives d'une chaine de résonateurs couplés dans un cristal phononique membranaire

T.-T. Wang[1,2], S. Bargiel[2], F. Lardet-Vieudrin[2], Y.-F. Wang[1,3], Y.-S. Wang[1,3] and V. Laude[2]
[1] *: Institute of Engineering Mechanics, Beijing Jiaotong University, Beijing, China,*
[2] *: Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, Besançon, France*
[3] *: School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin, China*
Vincent.laude@femto-st.fr

Résumé
Ce papier discute la réalisation d'une chaine de résonateurs couplés dans un cristal phononique bidimensionnel membranaire, réalisé dans une lame de silice fondue par insolation par un laser femtoseconde suivant d'une attaque dans un bain de KOH. Le cristal présente une bande interdite complète très large, grâce à un motif de trous en forme de croix. Une chaine de défaut est créée en omettant la réalisation de certains trous et en suivant le chemin d'un cavalier dans un jeu d'échec. Une chaine de 17 résonateurs est ainsi obtenue. Un vibrateur piézoélectrique ultrasonore, opérant dans la gamme de quelques MHz, est placé en contact du dispositif. Un analyseur de MEMS dans le domaine fréquentiel permet de mesurer les résonances collectives et d'obtenir des cartes de champ de déplacement.

1. Introduction

Les chaines de résonateurs couplés sont considérées en phononique en vue de diverses applications s'étendant de capteurs spatialement étendus à des guides d'onde phononiques. Elles sont généralement arrangées selon une ou des lignes droites, mais cela n'est pas une nécessité et des chaines curvilignes relativement arbitraires peuvent être considérées tant que le couplage entre résonateurs voisins est préservé. Ici nous utilisons le principe des bandes interdites phononiques complètes pour obtenir un couplage évanescent et omnidirectionnel entre les résonateurs à défaut. Notre but est de démontré l'existence de vibrations collectives localisées impliquant tous les résonateurs simultanément.

2. Méthodes

Le cristal phononique que nous considérons forme un réseau carré d'inclusions creuses en forme de croix. Cette combinaison particulière est connue pour fournir des bandes interdites complètes extrêmement larges (de l'ordre de 100% en fréquence relative). La structure est micro-usinée par des procédés de salle blanche. Une exposition à un faisceau laser femtoseconde focalisé est suivie d'une gravure verticale profonde dans le KOH. L'échantillon est produit dans une lame de silice fondue de 500 µm d'épaisseur. Une séquence de 17 défauts – chacun d'eux étant simplement défini par l'omission d'un trou – est formée selon l'allure approximative d'un dragon chinois, dans l'idée de démontrer qu'une chaine relativement arbitraire de résonateurs peut être excitée collectivement. Les défauts sont espacés suivant le chemin que pourrait suivre un cavalier dans le jeu d'échec : on saute deux motifs dans une direction et un dans une autre. Ainsi la distance séparant les défauts est constante et différents angles sont obtenus. Nous considérons en première approximation que le couplage entre voisins est constant le long de la chaine. Durant les expériences, un transducteur piézoélectrique est en contact avec la surface inférieure de la lame trouée, dans une région carrée observable en haut et à droite sur la figure 1. La fréquence de vibration est ajustée précisément pour exciter tous les résonances de la chaine de défauts. Du fait que les résonateurs sont couplés par évanescence, leurs modes de vibration collectifs peuvent être observés.

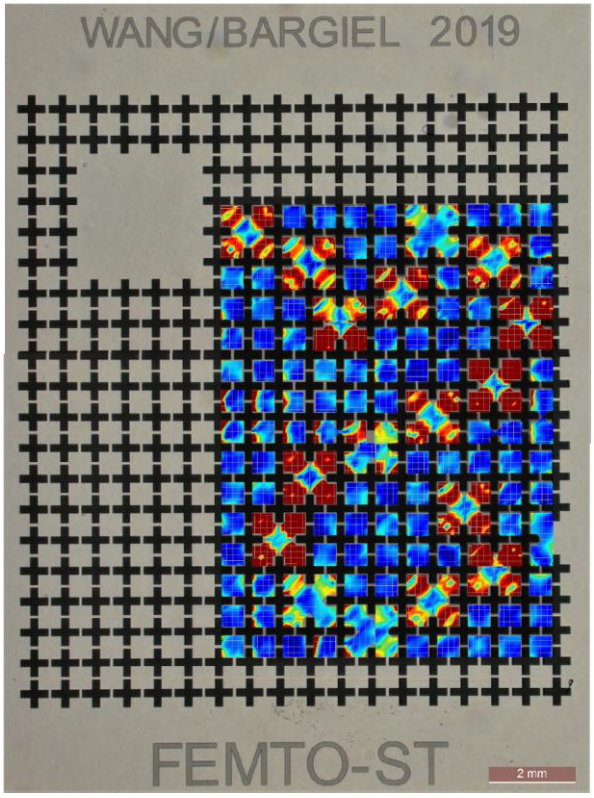


Figure 1. Danse du dragon chinois ultrasonore – Une structure cristalline phononique est réalisée dans un substrat de silice fondue par usinage laser femtoseconde, suivant un motif carré de croix vides. Une chaine de défauts dont la forme rappelle celle d'un dragon chinois est inscrite dans le cristal. La structure est excitée par un transducteur piézoélectrique à une fréquence de 2,52 MHz et les vibrations hors-plan sont imagées sur la surface supérieure par vibrométrie laser Doppler. Le dragon chinois danse au son de la musique lorsque les défauts résonants se couplent. Les déplacements mesurés sont présentés en fausses couleurs, du bleu (nœud de vibration) au rouge (ventre de vibration).

3. Résultats

L'image en fausses couleurs de la figure 1 est présentée sur une photographie au microscope optique de l'échantillon. Elle est obtenue par vibrométrie laser Doppler. Les vibrations hors plan (normales à la surface) sont présentées sur une échelle linéaire, avec un maximum de déplacement de quelques picomètres, du bleu (nœud de vibration) au rouge (ventre de vibration). Les vibrations sont principalement concentrées aux quatre coins des résonateurs et suivent une forme modale manifeste, la même pour tous les résonateurs. Les vibrations collectives sont observées tout au long de la chaine, sans atténuation spatiale apparente, et sont seulement limitées par la taille expérimentale du cristal.

5. Remerciements

This work was supported by the French RENATECH network and its FEMTO-ST technological facility. Financial support by the National Natural Science Foundation of China (11702017 and 11532001) is gratefully acknowledged. V.L. acknowledges financial support by the EIPHI Graduate School (ANR-17-EURE-0002). T.-T.W. acknowledges a scholarship provided by the China Scholarship Council (No. 201707090056).

Spectroscopic characterization of lithographic metal nanostructures for tip-enhanced spectroscopic methods

Damien Eschimèse[1,2,*], Thomas Lerond[1], Steve Arscott[1], Gaëtan Lévêque[1], Thierry Melin[1]
[1] : *IEMN, CNRS-8520,The University of Lille, Avenue Poincaré, Cité Scientifique, 59652 Villeneuve d'Ascq, France*
[2] : *Horiba France SAS, 231 Rue de Lille, 59650 Villeneuve-d'Ascq, France*
[*] *now at: IMRS, 2 Fusionopolis Way, #08-03 Innovis Building, Singapore 138634*
thomas.lerond@iemn.fr,

Summary
The optical plasmonic properties of metallic nanodiscs and nanocones have been characterized here—with a view to applying them to high performance tip enhanced spectroscopic methods. The characterization used a setup based on the coupling of an achromatic inverted microscope equipped with a total internal reflection objective and an atomic force microscopy (AFM). Tuneable transverse electric and transverse magnetic plasmonic resonances are identified and observations are in excellent agreement with numerical simulations. The modelled and measured plasmonic response of the nanostructures suggests possible applications in a new generation of probes for tip-enhanced optical spectroscopy in which plasmonic nanostructures are designed at the apex of a non-metallic AFM tips. Such tips would enable a spectral tunability as a function of the specific material, the size, shape and topography, together with high electric field enhancement factors. Tip performances better than those commonly used in tip-enhanced optical spectroscopy experiments such as tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS) are anticipated

1. Introduction

Accessing the optical spectroscopic properties of molecules and nanostructures with a spatial resolution less than the diffraction limit of the employed light requires an electromagnetic field that is confined at the nanoscale. This can be achieved by designing and fabricating high performance optical scanning tip probes using micro and nanotechnologies. This approach leads to advanced techniques such as tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS)[1], *which* can be used for concurrent chemical and physical surface mapping with a nanoscale spatial resolution[2]. Such scanning probes benefit from the support of propagative and/or localized surface plasmons whose excitation results in an enhanced and spatially-confined optical evanescent field at the tip. The dimensions of the tip also govern the spatial resolution of the technique. In the case of TERS, the amplification factor (typically obtainable in the range of 10^4 to 10^8)[3] depends strongly on the shape of the tip—enabling TERS mapping with a nanometre resolution. Here we investigate the plasmonic properties of individual nanofabricated gold nanodiscs and nanocones with numerical simulation and darkfield spectroscopy in order to assess their potential for high-performance tip-based optical spectroscopies.

2. Methods and discussion

The plasmonic nanostructures consist of either gold nanodiscs or gold nanocones lithographically patterned onto a glass substrate. The structures have been fabricated by evaporation through a resist *lift-off* mask obtained using electron beam (ebeam) lithography[4-5]. The nanostructures are characterized using an in-house optical darkfield set-up in transmission mode, recording the scattering spectrum in the 400-900 nm wavelength range. To enable a comparison with experiments, theoretical scattering spectra have been computed together with near- and far-field electromagnetic field distribution for each TE or TM polarization using COMSOL Multiphysics®. Experimentally obtained and theoretically computed data are shown in Figure 1a and 1b for nanodiscs. We observe a single resonance in TE polarization, which exhibits a redshift for increasing nanodiscs diameter. This mode corresponds to a plasmon associated with a horizontal dipole H_D (see illustration in Figure 1b), for which a spectral redshift with larger diameters is predicted by the plasmon theory and is linked to the lowering of the restoring force exerted on free electrons at the surface of the particle[6]. The experimental spectra are in excellent agreement with simulations. Experimental far-field images (see Figure 1c) also show similarities with the calculated radiation patterns. In comparison, gold nanocones exhibit intense plasmon resonances under TM illumination, corresponding to the excitation of a vertical dipole with large aspect ratio. They have been measured here under TM conditions. Far-field optical images and experimental scattering spectra together with numerical calculations are shown in Figure 1d. The dimensions used in the numerical modeling, given by SEM observations, fit the experimentally obtained dimensions to an accuracy within a few percent.

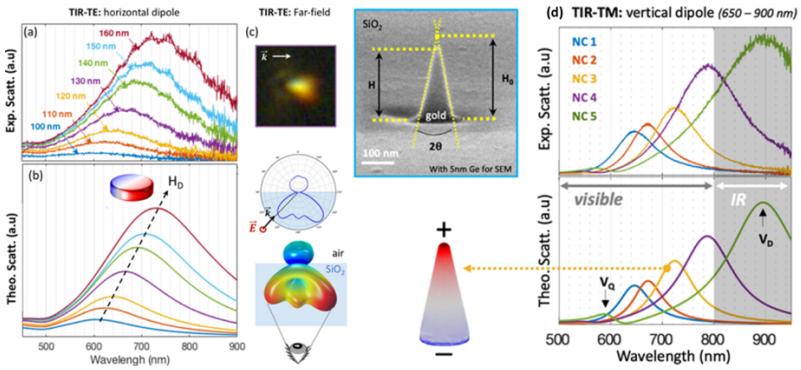


Figure 1. (a) Experimental TIR-TE scattering spectra for a series of individual gold nanodiscs as a function of their base diameter (different colours represent nanodiscs diameters). (b) Calculated TIR-TE spectra showing a horizontal dipole (HD) resonance indicated in the inset. (c) Far-field image of a single gold nanodisc (top) have a 130 nm diameter, radiation patterns of the HD mode in the plane normal to the air/glass interface (middle), and a three dimensional representation (bottom). (d) Experimental TIR scattering spectra recorded (top) and calculated (bottom) for a TM optical excitation. Data for nanocones NC1-NC5 are shown in (a) and exhibit dipole resonances in the 500 nm-900 nm wavelength range.

3. Conclusions

We fabricated nanostructures (gold nanodiscs and nanocones) and measured their TIR scattering spectra under TIR illumination. These spectra show clear and spectrally tuneable resonances associated with local surface plasmons and are in excellent agreement with the predictions of numerical modelling. In the context of tip-enhanced optical scanning methods, our results suggest high field enhancement factors together with a controllable spectral tunability as a function of the plasmonic material, size, and geometry. This work leads to the fabrication and characterization of fully designed nanostructures dedicated to TERS measurements.

4. Acknowledgments

This work has been supported by ANR “TIPTOP_1” (Project-ANR-16-CE09-0029).

5. Bibliography

[1] Anderson, M. S. Locally Enhanced Raman Spectroscopy with an Atomic Force Microscope. *Appl. Phys. Lett.* **2000**, *76* (21), 3130–3132.

[2] Kumar, N.; Zoladek-Lemanczyk, A.; Guilbert, A. A. Y.; Su, W.; Tuladhar, S. M.; Kirchartz, T.; Schroeder, B. C.; McCulloch, I.; Nelson, J.; Roy, D.; et al. Simultaneous Topographical, Electrical and Optical Microscopy of Optoelectronic Devices at the Nanoscale. *Nanoscale* **2017**, *9* (8), 2723–2731.

[3] Pettinger, B.; Schambach, P.; Villagómez, C. J.; Scott, N. Tip-Enhanced Raman Spectroscopy: Near-Fields Acting on a Few Molecules. *Annu. Rev. Phys. Chem.* **2012**, *63* (1), 379–399.

[4] Arscott, S. On evaporation via an inclined rotating circular lift-off shadow or stencil mask. *Journal of Vacuum Science & Technology B.* **2019**, 37 011602-12

[5] Eschimese, D.; Vaurette, F.; Troadec, D.; Leveque, G.; Melin, T.; Arscott, S. Size and shape control of a variety of metallic nanostructures using tilted, rotating evaporation and lithographic lift-off techniques. *Scientific Reports* **2019**, 9 7682-9.

[6] Langhammer, C.; Schwind, M.; Kasemo, B.; Zorić, I. Localized Surface Plasmon Resonances in Aluminum Nanodisks. Nano Lett. **2008**, 8 (5), 1461–1471.

NANOANTENNES PLASMONIQUES INTEGREES EN SERIE POUR SYSTEMES D'ECLAIRAGE GRANDE SURFACE COHERENT

Benjamin Leroy[1], Giovanni Magno[1], David Barat[2], Laetitia Pradere[2], Béatrice Dagens[1]

[1] *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N, 91120 Palaiseau cedex, France*

[2] *Groupe PSA, Direction Innovation, Centre technique de Vélizy, route de Gisy, 78140 Vélizy-Villacoublay, France*

beatrice.dagens@u-psud.fr

Résumé

Une antenne collective constituée d'une chaine périodique de nanostructures plasmoniques résonantes est couplée à un guide d'onde afin de collecter et émettre la lumière du guide avec un contrôle indépendant de la puissance et de la directivité du faisceau. Une telle structure peut être utilisée pour concevoir un émetteur cohérent et uniforme intégré sur une grande surface.

1. Introduction

Les sources optiques cohérentes de grande surface sont nécessaires pour révéler des hologrammes visibles à distance, notamment pour des applications automobiles. Les systèmes usuels combinent des éléments d'optique spatiale afin d'étendre le faisceau d'éclairage cohérent sur une large section. Pour rendre l'ensemble compact, voire portable, la source cohérente doit être planaire. Elle peut être constituée de sources élémentaires et discrètes, à condition que celles-ci restent cohérentes entre elles et de même directivité. Le principe proposé ici consiste à réaliser un réseau de deux guides d'onde issus d'un même guide d'entrée (dans lequel est injectée une source laser) et 'enroulés' sur la surface, la couvrant entièrement pour répartir la puissance optique sur son ensemble (typiquement 1 cm²). Des 'diffracteurs' (appelées émetteurs dans la suite) sont positionnés à proximité de ces guides en différents points de la surface et permettent de rediriger la lumière avec un angle et une directivité donnés (Fig. 1). Puisque ces émetteurs sont en série le long de chaque guide, le défi est de maintenir constantes la puissance émise par les émetteurs successifs, ainsi que la forme du faisceau, malgré la puissance guidée décroissante : comme illustré sur la Fig. 1, l'efficacité de couplage entre le guide et les émetteurs doit donc augmenter le long du guide, et la forme du faisceau émis doit être indépendante de l'évolution de ce couplage.

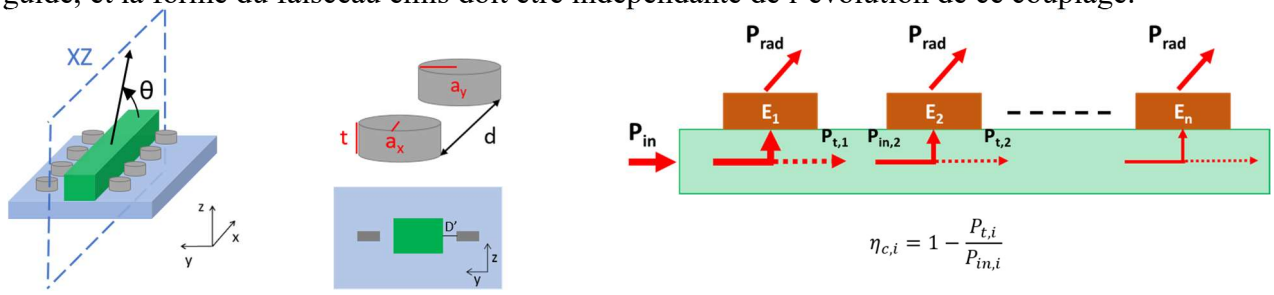


Fig. 1.(Gauche) Emetteur élémentaire constitué de 2 chaines de nanocylindres elliptiques d'Ag, positionnés près d'un guide d'onde. (Droite) Principe: les 'diffracteurs' (ou émetteurs) sont positionnés en série. L'efficacité de couplage $\eta_{c,i}$ guide-émetteur doit croître le long du guide pour maintenir constante la puissance émise P_{rad}.

Dans le but de contrôler à la fois la directivité et la puissance émise, nous proposons ici d'utiliser des émetteurs constitués chacun d'un réseau périodique de nanostructures plasmoniques (NP), couplé à un guide monomode en nitrure de silicium (Si_3N_4). L'émission directive sur puce à partir d'antennes Yagi-Uda [1-3], ou de réseaux sub-longueur d'onde d'antennes plasmoniques positionnés près d'un guide [4] ont été étudiés récemment : mais dans tous les cas, la lumière émise par les nanoantennes se propage vers le milieu d'indice le plus élevé (substrat), avec un

angle qui dépend du contraste d'indice, et donc sans contrôle de la direction d'émission. Dans la structure que nous proposons, la période est de l'ordre de la longueur d'onde: la résonance plasmonique collective dans chaque chaine de NP ajuste l'efficacité de couplage entre le guide d'onde et l'émetteur [5], tandis que le réseau de Bragg détermine la directivité (direction et divergence) du faisceau réémis [6]. Nous avons montré précédemment [7, 8] le couplage efficace entre le guide Si_3N_4 et une chaine plasmonique en jouant sur la position, la forme, la taille et le nombre de nanoparticules. Ici, nous montrons que ces propriétés permettent de contrôler indépendamment l'efficacité d'excitation et la directivité des émetteurs, jusqu'à la conception viable technologiquement de l'ensemble de la source cohérente planaire. Les conceptions sont réalisées par FDTD 3D (Finite Difference Time Domain, Lumerical Solutions), soutenues par plusieurs validations expérimentales élémentaires.

2. Couplage guide-émetteur

Nous considérons un guide monomode à 633 nm, en Si_3N_4 d'épaisseur T_g = 250 *nm* et de largeur W_g = 300 *nm*, enterré dans du SiO_2 (n_{SiO2} = 1,457). Chaque chaine de NP, de part et d'autre du guide, est composée de nanocylindres elliptiques d'Ag de rayons a_x et a_y, d'épaisseur t = 40 *nm* et de période d. Le mode fondamental TE est injecté dans le guide, dans la gamme 600-800 nm.
L'efficacité de couplage η_c est évaluée à partir de la transmission T de puissance dans le guide d'onde au niveau de chaque émetteur : η_c = 1-T. La position spectrale de la résonance de chaine est très sensible aux rayons a_x et a_y : pour un fonctionnement à 633 nm, l'efficacité de couplage peut être choisie de manière précise dans une grande gamme de valeur (de ~10% à ~80%) simplement en modifiant les dimensions des ellipses de la chaine.

3. Rayonnement directif et uniforme des émetteurs en série

Le contrôle de la directivité est réalisé en changeant la période de la chaine, suivant l'équation de diffraction : pour une période de 300 nm, l'angle de diffraction dans le plan xz est de ±108° à 633 nm. Les diagrammes de diffraction pour 3 valeurs de a_y (Fig. 2) montrent que l'angle est très peu dépendant de cette dimension, qui en revanche impacte l'efficacité de couplage et la puissance diffractée. Par ailleurs, le diagramme de rayonnement mesuré sur une structure réalisée avec d=290nm et λ=635 nm valide l'accord simulation-expérience (Fig. 2).

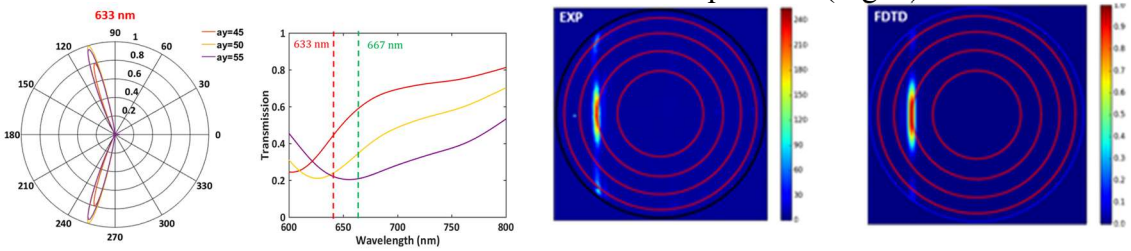


Fig. 2. Diagrammes d'émission calculés et mesurés pour la structure de la Fig. 1 et d=290nm, D'=125 nm

Enfin, nous avons vérifié que ce contrôle indépendant de l'efficacité d'excitation des antennes et du rayonnement permet de proposer une structure offrant une émission uniforme en puissance et en directivité par 8 émetteurs en série constitués chacun d'un réseau de Bragg de 15 NP.

4. Conclusion

Nous montrons ici la faisabilité d'une source cohérente de grande surface à partir de nanoantennes plasmoniques couplées à un guide d'onde. Chaque chaine plasmonique périodique joue le rôle d'émetteur local avec un contrôle indépendant de la directivité, de la forme du faisceau émis et de sa puissance. Des premiers résultats expérimentaux valident l'approche.

5. Remerciements

Ces travaux ont été soutenus par l'OpenLab PhOVeA et par le réseau RENATECH.

6. Bibliographie

[1] A. Curto et al, Science, vol. 329, p.312-315, 2010.
[2] T. Kosako et al., Nature Photon., vol. 4, p. 312-315, 2010
[3] F. B. Arango et al., ACS Nano, vol. 6, 10156-10167, 2012
[4] W. Ding et al. Chin. Phys. B, vol. 23, n°3, 037301-1 à 037301-7, 2014.
[5] M. Février et al., Nanoletters, vol.12, p. 1032-1037, 2012.
[6] M. Février et al., Optics Express, vol.21, No.21, 24504-245013, 2013.
[7] B. Leroy et al, 'Couplage entre un guide d'onde et une nanoantenne en argent,' JNOG 2015.
[8] B. Leroy et al, oral paper at ACP 2016, Nov. 2-5, 2016, Wuhan, China

Huitième conférence plénière biennale du GDR ONDES - CentraleSupélec
Gif-sur-Yvette - 28-29 octobre 2019

Polarization-dependent strong coupling in nanodisk/nanorod plasmonic nanostructures

Damien Eschimèse[1,2,*], Thomas Lerond[1], Steve Arscott[1], Thierry Melin[1], Gaëtan Lévêque[1]
[1] : *Institut d'Electronique, de Micro-électronique et de Nanotechnologie (IEMN, CNRS-8520), Cité Scientifique, Avenue Poincaré, 59652 Villeneuve d'Ascq, France*
[2] :*Horiba France SAS, 231 Rue de Lille, 59650 Villeneuve-d'Ascq, France*
[*]*now at: IMRS, 2 Fusionopolis Way, #08-03 Innovis Building, Singapore 138634*

gaetan.leveque@univ-lille.fr

Summary

In this work, we present an experimental and numerical investigation on weak and strong coupling in interacting gold nanodisk-nanorod systems. The nano-structures have been fabricated using nano-lithography techniques, and optically characterized with an in-house developed dark-field setup. Numerical simulations have been performed using finite element methods. Experimental and simulation scattering spectra have been compared to quasi-normal-modes simulations as a function of different geometrical and illumination parameters.

1. Introduction

During the last decade, Fano resonances and strong coupling effects have been investigated in plasmonic nanosystems consisting of coupled metal nanoparticles[1], among which dolmen-type or T-shaped systems based on coupled nanorods have been frequently used[2]. Fano resonances might have applications in biosensing, as they exhibit larger sensitivities compared to single particle configurations[1]. A key parameter in those systems is the nanometric gap between the individual metal nanoparticles—as it allows the separation of the weak and

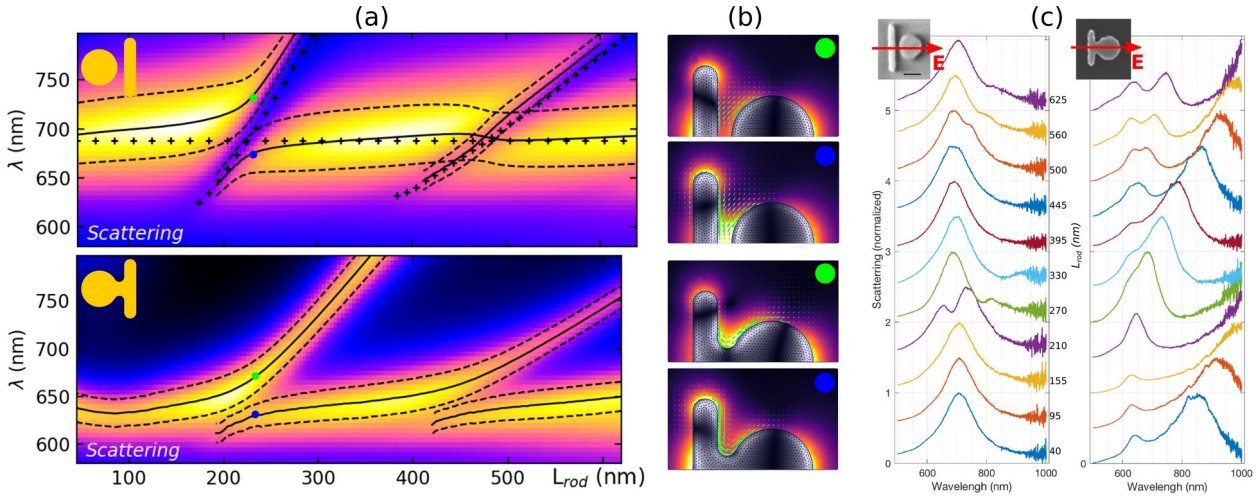


Figure 1: (a) Colorplot: scattering spectra as a function of L_{rod}, longitudinal polarization (black: min ; white: max). Solid line: QNMs wavelengths ; dashed lines: mode width. (b) Electric field amplitude distribution for positions marked by colored dots. (c) Experimental scattering spectra as a function of L_{rod}.

strong coupling regimes[3]. In the former case, corresponding to large gaps, each nanoparticle keeps its own modal properties, whilst in the latter, individual modes hybridize and Fano resonances resulting from interference between sub- and super-radiant coupled modes. In this work, we investigate strong and weak coupling combining experiments and numerical simulations in a simple metal system made of a nanodisk coupled to a nanorod.

2. Methods

The system consists of a D=66 nm diameter gold nanodisk separated by a gap g=20 nm from a gold nanorod of length L_{rod}, varying between 40 nm and 640 nm. The gap can be filled by a gold bridge in a "connected" configuration. Numerically, using finite elements method (FreeFem++[4]) we simulate absorption and scattering spectra under planewave illumination for both transverse and longitudinal polarizations (where the inplane component of the incident electric field is respectively parallel or perpendicular to the nanorod), as a function of L_{rod} and g. The design of the geometry and simulation domain, together with the meshing, is done with Gmsh[5]. Quasi-normal modes (QNMs) have also been computed for both disconnected and connected systems[6], based on an iterative method which does not require the introduction of auxiliary fields. Nanostructures have been made and characterized optically in darkfield spectroscopy in IEMN.

3. Discussion

As shown in Fig. 1, a good agreement is obtained for both longitudinal and transverse polarizations between numerical simulations and experiments. QNMs simulations show that the first and second asymmetric profiles in the scattering spectra in the disconnected systems correspond respectively to a strong and weak coupling configuration. The first anticrossing results from the hybridization between the first order dark mode of the rod and the longitudinal dipolar mode of the disk. The transition between both regimes has been investigated for a varying gap, and occurs g = 40 nm (not shown).

For the connected system, anticrossings can be seen for rod lengths up to 650 nm, due to the strong interaction of modes supported by disk and rod in the connection. For the transverse polarization, spectra are similar for both disconnected and connected systems due to zero surface charges in the gold bridge area resulting from modal anti-symmetry. Again, a weak to strong coupling transition is found for a gap of 7 nm.

5. Acknowledgments

This work has been supported by ANR "TIPTOP_1" (Project-ANR-16-CE09-0029).

6. Bibliography

(1) Yang, Z.-J.; Hao, Z.-H.; Lin, H.-Q.; Wang, Q.-Q. Plasmonic Fano Resonances in Metallic Nanorod Complexes. *Nanoscale* **2014**, *6* (10), 4985-4997.
(2) Coenen, T.; Schoen, D. T.; Mann, S. A.; Rodriguez, S. R. K.; Brenny, B. J. M.; Polman, A.; Brongersma, M. L. Nanoscale Spatial Coherent Control over the Modal Excitation of a Coupled Plasmonic Resonator System. *Nano Letters* **2015**, *15* (11), 7666–7670.
(3) Dovzhenko, D. S.; Ryabchuk, S. V.; Rakovich, Y. P.; Nabiev, I. R. Light–Matter Interaction in the Strong Coupling Regime: Configurations, Conditions, and Applications. *Nanoscale* **2018**, *10* (8), 3589–3605.
(4) Hecht, F. New Development in Freefem++. *Journal of Numerical Mathematics* **2012**, *20* (3–4).
(5) Geuzaine, C.; Remacle, J.-F. Gmsh: A 3-D Finite Element Mesh Generator with Built-in Pre- and Post-Processing Facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering* **2009**, *79* (11), 1309–1331.
(6) Lalanne, P.; Yan, W.; Vynck, K.; Sauvan, C.; Hugonin, J.-P. Light Interaction with Photonic and Plasmonic Resonances. *Laser & Photonics Reviews* **2018**, *12* (5), 1700113.

Nanostructures en semiconducteur pour le filtrage spectral

Clément Maës[1,2], Grégory Vincent[1], Fernando González-Posada Flores[2], Laurent Cerutti[2], Riad Haïdar[1], Thierry Taliercio[2]
[1] : ONERA The French Aerospace Lab, Chemin de la Hunière, 91123 Palaiseau Cedex, France ;
[2] : Univ. Montpellier, CNRS, IES, UMR 5214, F-34000 Montpellier, France
clement.maes@onera.fr

Résumé

Nous présentons une étude théorique et expérimentale d'un filtre spectral nanostructuré à résonance de mode guidé (GMR) opérant dans l'infrarouge lointain. Le composant est formé de semiconducteurs III-V: InAsSb fortement dopé pour le réseau et GaSb pour le guide d'onde.

1. Introduction

Dans le contexte du filtrage spectral infrarouge, les composants nanostructurés offrent des architectures de filtres simples telles que les filtres GMR [1]. La tendance actuelle est l'intégration du filtre directement au niveau du pixel de détection afin de simplifier le système d'imagerie. *Bierret et al.* ont démontré théoriquement que les filtres GMR (pour lesquels le réseau est métallique et le guide d'onde en diélectrique) sont de bons candidats pour cette intégration [2]. Cependant vu la nature des matériaux, cela peut ne pas être compatible avec le processus de fabrication des détecteurs, en particulier lorsqu'une reprise d'épitaxie est nécessaire.

Nous montrons que nous pouvons remplacer le réseau métallique du GMR par de l'InAsSb :Si fortement dopé n (HDS) et le guide d'onde diélectrique par du GaSb, qui sont des semiconducteurs de paramètres de maille proches de ceux utilisés pour des photodétecteurs à super-réseaux [3].

2. Structure résonante présentée : architecture GMR

Les architectures GMR consistent en un guide d'onde, lieu de la résonance, et un réseau qui permet le couplage entre l'onde incidente et le mode guidé grâce aux premiers ordres diffractés par le réseau dans la couche mince (Figure 1(a)). De telles architectures ont des capacités de filtrage passe-bande ou coupe-bande, en fonction des matériaux et de la géométrie et sont généralement entièrement composées de matériaux diélectriques : facteurs de qualité élevés et pertes faibles [4]. Dans la réf. [5], les auteurs ont proposé d'utiliser un réseau en métal afin d'élargir la bande passante, mais cela entraîne des pertes.

3. GMR 100% semiconducteur

Nous visons à déterminer les paramètres géométriques et optiques du composant pour obtenir un filtre spectral. Le réseau du filtre GMR est en InAsSb fortement dopé, tandis que le guide d'onde est en GaSb non dopé et nous utilisons un substrat en GaAs. Nous définissons une géométrie de composant fonctionnant dans le domaine spectral de l'infrarouge lointain (8 µm -14 µm, LWIR), où l'InAsSb fortement dopé se comporte comme un métal [6] (le niveau de dopage est N = 5,5e19 cm^{-3}) : l'indice de réfraction est ainsi décrit par un modèle de Drude, où nous avons pris en compte une masse effective de 0,1273 mo. La densité élevée des porteurs est à l'origine de cette masse effective élevée. Nous l'avons évalué grâce à des mesures de réflexion, effectuées sur un empilement GaAs non structuré - GaSb - n^{++}-InAsSb [7]. Le GaSb est transparent dans le LWIR et nous avons pris un substrat de GaAs car il a un indice de réfraction de 3,27, inférieur à celui du GaSb (3,7), ce qui est essentiel pour guider l'onde.

Dans la légende de la figure 1(a), nous donnons les paramètres opto-géométriques du composant. Avec la figure 1(b), nous montrons un calcul du spectre de transmission d'incidence normal, en polarisation transverse magnétique. Ce résultat théorique est obtenu à l'aide d'une méthode de calcul RCWA (Rigorous coupled-wave analysis) [8]. Nous observons une transmission résonnante à λ = 12,67 µm, avec une transmission maximale T_{max} = 81,85% en polarisation transverse magnétique (champ magnétique parallèle aux fentes du réseau).

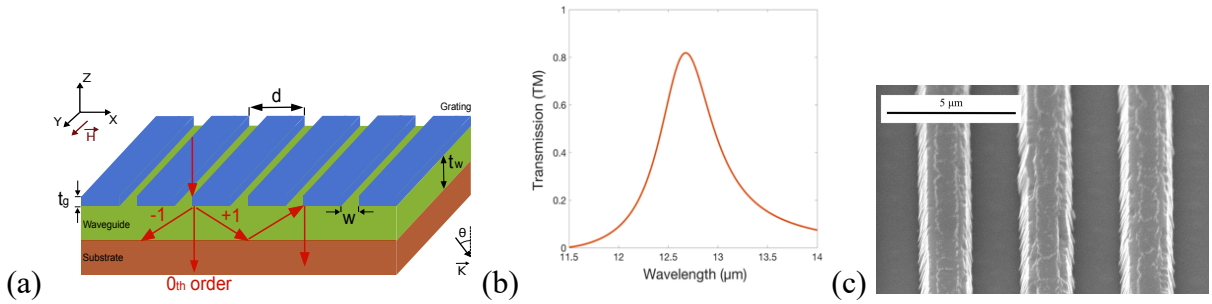


Figure. 1 (a) Filtre GMR composé d'un substrat en GaAs (n = 3,27), d'un guide d'onde en GaSb (n = 3,7) et d'un réseau en InAsSb dopé à 5,5e19 cm^{-3}. d = 3,9 µm ; w = 1,2 µm ; t_g = 1,1 µm et t_g = 2,2 µm. (b) Spectre de transmission calculé en polarisation TM et en incidence normale. (c) Image au microscope électronique à balayage d'un échantillon (d = 4 µm, w = 1,9 µm, w = 1,9 µm, t_g = 1,26 µm et t_w = 2,8 µm).

Nous avons développé un procédé de fabrication pour réaliser de tels filtres GMR avec HDS. Les filtres sont constitués d'un substrat de GaAs où sont épitaxiés par faisceau moléculaire à source solide une couche épaisse de GaSb totalement relaxée (le guide d'onde) et une couche épaisse de réseau n^{++}-$InAs_{0.91}Sb_{0.09}$ en accord de maille avec le GaSb. Bien que les paramètres de maille du GaSb et du GaAs soient très différents, l'épitaxie peut être réalisée parce que le GaSb se relaxe dès la première monocouche atomique déposée. Sur la couche n^{++}-InAsSb, la géométrie du réseau est définie par photolithographie de contact et est ensuite gravée par une gravure plasma (RIE). La figure 1(c) montre une image au microscope électronique à balayage en vue de dessus du GMR, où nous pouvons évaluer l'anisotropie de la gravure et mesurer les géométries latérales du réseau : d = 4 µm et w = 1,9 µm. Ces géométries sont légèrement différentes des géométries idéales car nous avons utilisé le masque lithographique disponible mais ceci n'affecte pas les principales propriétés optiques du filtre.

4. Conclusion

Nous avons proposé la conception d'un filtre spectral GMR tout semiconducteur pour l'infrarouge moyen. Nous avons également développé un procédé de fabrication avec une épitaxie de GaSb et d'InAsSb sur un substrat de GaAs suivi d'une photolithographie par contact et d'une gravure d'InAsSb. Nous avons ainsi démontré la possibilité de réaliser des filtres spectraux nanostructurés avec des matériaux entièrement compatibles avec la croissance épitaxiale des photodétecteurs T2SL.

5. Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme French Investment for the Future Program (EquipEx EXTRA, ANR 11-EQPX-0016).

6. Bibliographie

[1] Wang, S. S., Magnusson, R., Bagby, J. S., and Moharam, M. G., "Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings", JOSA A, 7(8), 1470-1474 (1990).

[2] Bierret, A., Vincent, G., Jaeck, J., Pelouard, J. L., Haïdar, R., and Pardo, F., "Field extension inside guided-mode-resonance filters under a focused beam", Optics letters, 42(20), 4187-4190 (2017).

[3] Rodriguez, J. B., Christol, P., Cerutti, L., Chevrier, F., and Joullié, A., "MBE growth and characterization of type-II InAs/GaSb superlattices for mid-infrared detection. Journal of Crystal Growth", 274(1-2), 6-13 (2005).

[4] Fehrembach, A. L., Lemarchand, F., Talneau, A., and Sentenac, A., "High Q Polarization Independent Guided-Mode Resonance Filter With "Doubly Periodic" Etched Ta_2O_5 Bidimensional Grating", Journal of Lightwave Technology, 28(14), 2037-2044 (2010).

[5] Sakat, E., Vincent, G., Ghenuche, P., Bardou, N., Collin, S., Pardo, F., ... and Haïdar, R., "Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering", Optics letters, 36(16), 3054-3056 (2011).

[6] Maës, C., Vincent, G., Flores, F. G. P., Cerutti, L., Haïdar, R., and Taliercio, T., "Infrared spectral filter based on all-semiconductor guided-mode resonance", Optics letters, 44(12), 3090-3093 (2019).

[7] Taliercio, T., Guilengui, V. N., Cerutti, L., Tournié, E., and Greffet, J. J., « Brewster "mode" in highly doped semiconductor layers: an all-optical technique to monitor doping concentration", Optics express, 22(20), 24294-24303 (2014).

[8] Hugonin, J.P. and Lalanne, P., "Reticolo software for grating analysis", Institut d'Optique, Orsay, France (2005).

RCS reduction by 1-bit coding metasurfaces

Ali MOURAD[1], Ludovic BURGNIES[1, 2], Éric LHEURETTE[1]
[1]: Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Polytech. H-d-F, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France,
[2]: Université du Littoral Côte d'Opale, rue Ferdinand Buisson, 62228 Calais cedex
ali.mourad.etu@univ-lille.fr

Summary
In the present paper, we take the advantage of the new perspectives of the coding metasurfaces to reduce the radar cross section (RCS) in both monostatic and bistatic directions at microwave spectra. Two unit-cells structure, insensitive to the incident wave polarization, are designed to realize phase difference equal to 180 degrees at constant magnitude over a broad frequency band. These two unit-cells structures are encoded as unit "0"and unit "1". The design and optimization of the combinational configuration were carried out respectively with the help of CST Microwave Studio software and "pattern search" optimization algorithm.

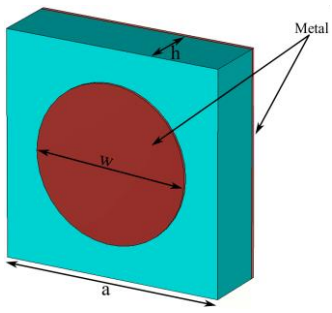
1. Introduction

Recently, with the strong evolution of the radar detectors, electromagnetic (EM) stealthy became a very important target. Generally, there are two different ways to do that, one of them is the absorption method which transforms the incident energy into heat, and the other one is reshaping the scattering pattern to redirect the incident EM energy to one or several directions out of the detector angular range. The AMC was first introduced by Sievenpiper et al. in 1999 [1]. In 2007, Paquay et al. succeeded to reduce the RCS in the normal direction by arranging a perfect electric conductor PEC and an artificial magnetic conductor AMC as a chessboard structure [2]. In 2014, Cui et al. proposed for the first time the concepts of "coding metamaterial", "digital metamaterial" and "programming metamaterial" to manipulate the EM waves [3]. In designs, the 1-bit coding is a binary array composed of "0" and "1" elements synthesizing 180 phase difference. The arrangement of these elements in a particular way manipulates the scattering fields in order to obtain different functionalities.

2. Structures

The two unit-cells design was carried with the help of CST software to achieve 180 phase difference over a broad frequency band, and the optimal configuration was selected by minimizing the maximum of the array factor function using an efficient method of minimization called "pattern search".

a) **b)**



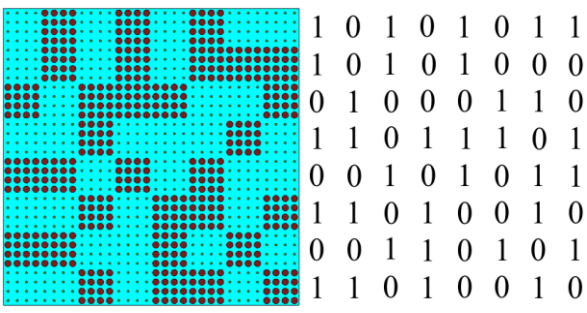


Figure 1: **a)** A circular metallic patch printed on FR4 dielectric substrate ($\varepsilon_r = 4.2(1 - j0.02)$) with metallic bottom to realize the '0' and '1' elements. The substrate has a thickness of h=0.85 mm, the metallic patch has a thickness of 0.035 mm with a width of w, and the periodicity of the unit cell is a=3 mm. The patch widths are designed as 2.1 mm for the element 0 and 0.7 mm for the element 1. **b)** Schematic shows the optimal configuration for 8×8 array.

3. Results analysis

The radar cross section (RCS) measures how an object is detectable by a radar. There are two type of RCS, the monostatic and the bistatic RCS. The first is when the detector and the emitter are in the same place, and the second is when they are not. The RCS reduction is a function measuring the RCS percentage of an object compared to a metallic plate with equal dimensions.
The following graphs represent the unit-cells characteristic and the RCS reduction of the optimal configuration selected by the "pattern search" optimization algorithm.

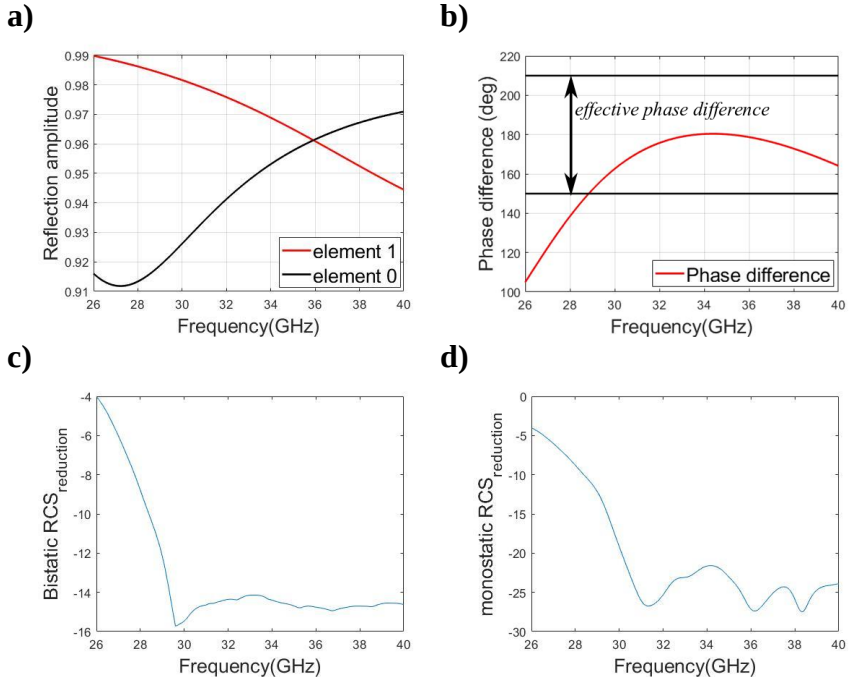


Figure 2 : **a)** and **b)** represent respectively the reflection amplitudes and the "effective phase difference"of the designed unit-cells. **c)** and **d)** represent respectively the RCS reduction in both monostatic and bistatic directions of the optimal configuration.

4. Conclusion

In summary, a diffuse metasurface is proposed and simulated. Using the theorem of array factor and "pattern search" algorithm, an optimal configuration is obtained. The RCS is reduced by 96% compared to a metallic plate, in both monostatic and bistatic directions with a simple design of unit cell, and over a broad frequency band, approximately from 29 to 40 GHz.
The next step will be to fabricate the structure and validate the simulated results by experimental characterization. At mid-and long-term this concept will be transferred to beam control for static and programmable applications respectively.

5. Acknowledgment

Ali Mourad would like to thank the "Direction Générale de l'Armement" (DGA) for the funding of his PhD thesis.

6. Bibliography

[1] D. Sievenpiper, Lijun Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, and E. Yablonovitch, "High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 11, pp. 2059–2074, Nov. 1999.
[2] M. Paquay, J. Iriarte, I. Ederra, R. Gonzalo, and P. de Maagt, "Thin AMC Structure for Radar Cross-Section Reduction," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 55, no. 12, pp. 3630–3638, Dec. 2007.
[3] T. J. Cui, M. Q. Qi, X. Wan, J. Zhao, and Q. Cheng, "Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials," *Light Sci. Appl.*, vol. 3, no. 10, pp. e218–e218, Oct. 2014.

Modal expansion of the T-matrix for resonant light scatterers

Anton Ovcharenko[1], Jean-Paul Hugonin[1], Christophe Sauvan[1]
[1] : *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France*
anton.ovcharenko@institutoptique.fr

1. Introduction

Multiple light scattering from an ensemble of scatterers, be it ordered or disordered, in a homogeneous environment or inside a layered medium, can be calculated from the T -matrix of each scatterer with the multipole method [1-4]. The T -matrix links the scattered field to the incident field, both expanded in the vector spherical waves basis. Once the T -matrix of each scatterer has been calculated, the calculation of light scattering by any arrangement of these scatterers can be easily calculated with the multipole method. The critical step is thus the calculation of the T-matrix. For spherical scatterers (simple spheres or core-shell spheres), the calculation can be done analytically with Mie theory. For scatterers with a more complex geometry, one has to rely on numerical calculations, see, for instance, Ref. [5].

Light scattering by a single resonant scatterer can be calculated semi-analytically from a modal expansion of the scattered field with quasinormal modes (QNMs, also known as resonant states) [6-8]. Very recently, a few works have shown that such a modal expansion can be applied to reconstruct the T-matrix of a single scatterer or the scattering matrix of a periodic array [9-11]. However, the proposed formalisms do not rely on the sole knowledge of the object eigenmodes: either the fit of a non-resonant background [9,10] or the calculation of the residues are needed [11].

2. Results

We propose a modal formalism that allows calculating semi-analytically the T-matrix of a single scatterer from the sole knowledge of its eigenmodes. Figure 1a displays the relative error on two different coefficients of the T-matrix for a silver nanosphere. The wavelength is chosen close to the resonance.

Then, from the sole knowledge of the eigenmodes of a single scatterer, we calculate the optical response of an ensemble of scatterers by using a multipole method [2,3]. We apply our formalism to dimers and periodic arrays of plasmonic nanoparticles. For instance, figure 1b shows the extinction cross-section of a dimer made of two gold nanorods illuminated by a plane wave with an incident angle shown by the red arrow. The solid blue curve corresponds to the calculation made from the T-matrix of a single nanorod reconstructed with a single QNM. It is compared to the results of a rigorous calculation (red circles). The calculation of a single QNM provides the extinction cross-section of the dimer with a good accuracy. Once the QNM of a single nanorod has been calculated, it can be used to calculate light scattering by any assembly of nanorods illuminated by any incident field.

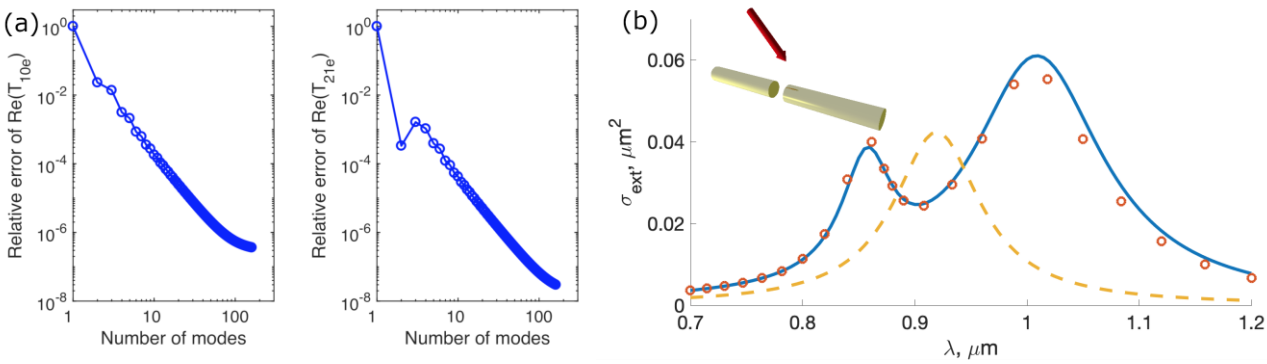


Figure 1. (a) Relative error on the real part of two components of the T -matrix calculated with a QNM expansion for a metallic sphere of radius R = 25 nm. (b) Extinction cross-section of a dimer made of two gold nanorods under oblique illumination. Red circles — rigorous calculations, solid blue curve — the multipole method with the T-matrix of a single nanorod reconstructed with a single QNM, dashed yellow curve — single nanorod extinction.

3. Conclusion

In this work we showed that the scattering of a complex structure can be efficiently reconstructed with QNMs of a single composing object with the help of the T-matrix and multipole scattering formalism.

4. Bibliographie

[1] M.I. Mishchenko et al., T-matrix theory of electromagnetic scattering by particles and its applications: a comprehensive reference database, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 88, pp. 357-406, 2004

[2] B. Stout et al., Complete field description in three-dimensional multiple scattering problems: a transfer-matrix approach, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 4, pp. S182-S187, 2002

[3] B. Stout et al., Multipole methods for nanoantennas design: applications to Yagi-Uda configurations, *J. Opt. Soc. Am. B*, 28, pp. 1213-1223, 2011

[4] A. Egel and U. Lemmer, Dipole emission in stratified media with multiple spherical scatterers: enhanced outcoupling from OLEDs, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 148, pp. 165-176, 2014

[5] G. Demésy, J.C. Auger and B. Stout, Scattering matrix of arbitrarily shaped objects: combining finite elements and vector partial waves, *J. Opt. Soc. Am. A*, 35, pp. 1401-1409, 2018

[6] Q. Bai, M. Perrin, C. Sauvan, J.-P. Hugonin and P. Lalanne, Efficient and intuitive method for the analysis of light scattering by a resonant nanostructure, *Opt. Express*, 21, pp. 27371-27382, 2013

[7] P. Lalanne, W. Yan, K. Vynck, C. Sauvan and J.-P. Hugonin, Light interaction with photonic and plasmonic resonances, *Las. Phot. Rev.*, 12, pp. 1700113, 2018

[8] W. Yan, R. Faggiani and P. Lalanne, Rigorous modal analysis of plasmonic nano-resonators, *Phys. Rev. B*, 97, pp. 205402, 2018

[9] F. Alpeggiani et al., Quasinormal-Mode Expansion of the Scattering Matrix, *Phys. Rev. X*, 7, pp. 021035, 2017

[10] T. Weiss and E. A. Muljarov, How to calculate the pole expansion of the optical scattering matrix from the resonant states, *Phys. Rev. B*, 98, pp. 085433, 2018

[11] R. Colom, R. McPhedran, B. Stout and N. Bonod, Modal expansion of the scattered field: causality, divergence and nonresonant contribution, *Phys. Rev. B*, 98, pp. 085418, 2018

Miroir holographique pour focalisation adaptative

B. Ratni[1], A. de Lustrac[2], G.-P. Piau[1], S. N. Burokur[1]
[1] : LEME, UPL, Univ Paris Nanterre, F92410 Ville d'Avray, France
[2] : Intitulé labo ou société n°2 Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 10 Boulevard Thomas Gobert, 91120 Palaiseau, France
badreddine.ratni@parisnanterre.fr

Résumé
Dans ce travail, nous manipulons la distribution d'énergie afin de contrôler et focaliser une onde incidente à un point focal désiré. Une métasurface reconfigurable est utilisée pour implémenter différents profils de phase pour démontrer une focalisation adaptative en modifiant à la fois le nombre et la position des points focaux.

1. Introduction

Les métasurfaces ont attiré une attention considérable depuis la dernière décennie en raison de leur capacité à manipuler les ondes électromagnétiques que ce soit en réflexion ou en transmission [1]. Ainsi, différents concepts et phénomènes nouveaux ont été mis en évidence, tels que la réflexion et la transmission anormales [2], la génération de faisceaux vortex [3], l'imagerie holographique [4] et la conversion de polarisation d'ondes [5]. Des métasurfaces ont également été implémentées pour la conception de lentilles plates et de miroirs [6]. Néanmoins, dans la majorité des lentilles à base de métasurfaces, la position du point focal est déterminée à l'aide de l'optique géométrique en appliquant des retards de phase.

Dans ce papier, contrairement à la méthode classique de retard de phase utilisée, nous proposons une approche basée sur la manipulation de la distribution spatiale de l'énergie afin de calculer le profil de phase nécessaire pour faire converger les ondes incidentes vers un emplacement spécifique. Nous validons ensuite expérimentalement la procédure de conception en utilisant un méta-miroir (miroir à base de métasurface) holographique. De plus, le mécanisme de reconfigurabilité introduit dans le méta-miroir par l'insertion de diodes varactors valide le concept de focalisation adaptative pour lequel les points focaux uniques et/ou multiples peuvent être réglés à différentes positions en modifiant électroniquement le profil de phase de la métasurface.

2. Structure antennaire présentée

L'approche appliquée dans ce travail pour concentrer l'énergie à un emplacement spécifique est basée sur la méthode de conception des hologrammes et est illustrée sur la Fig. 1(a). Dans le cas particulier d'un méta-miroir à focalisation, la première étape consiste à définir des sources virtuelles à l'emplacement des points focaux souhaités. Les champs électriques générés par ces sources sont ensuite utilisés pour calculer les distributions de champs électriques virtuels, qui nous permettent ensuite d'extraire la distribution de phase à l'emplacement prédéfini du méta-miroir. Une fois extraite, cette distribution est ensuite appliquée le long du méta-miroir afin d'obtenir l'effet inverse, c'est-à-dire focaliser les ondes à l'emplacement des points focaux souhaités.

3. Validation expérimentale

La métasurface reconfigurable utilisée pour démonter le concept est présenté sur la Fig. 1(b). En changeant correctement le profil de phase à une fréquence fixe, on peut changer la distance focale

comme illustrée sur la Fig. 1(c). Nous pouvons aussi faire en sorte de dévier le point focal de l'axe centrale (Fig. 1(d)). De plus, la méthode permet de fixer autant de points focaux que l'on souhaite. Avec notre méta-miroir, nous pouvons réaliser deux points focaux, comme présenté sur la Fig. 1(e).

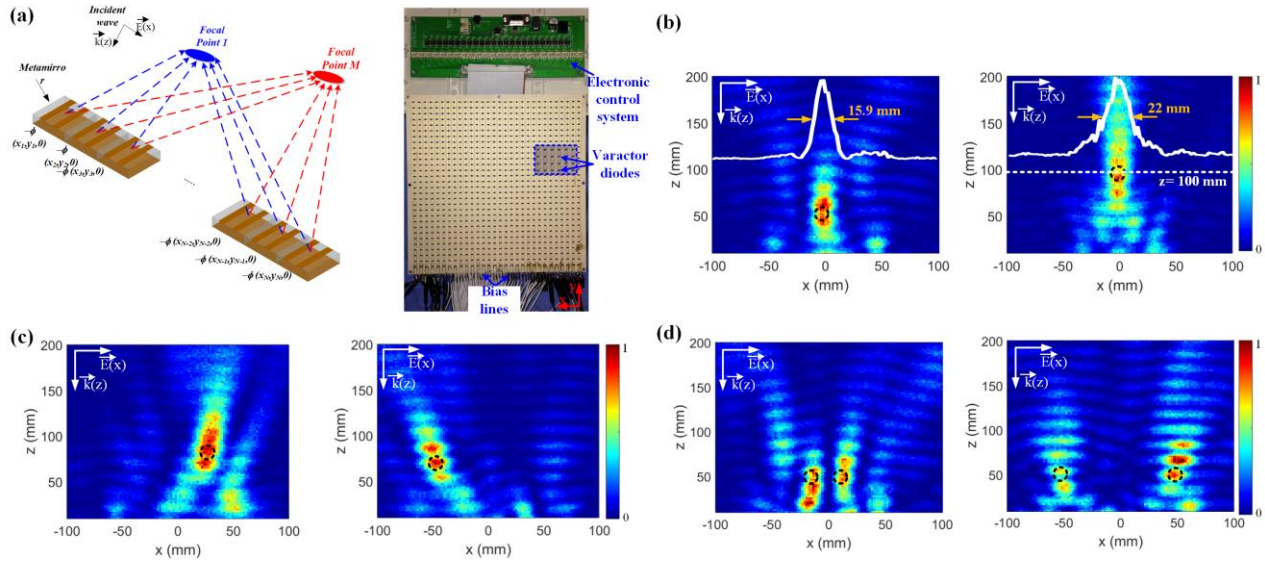


Figure 1. (a) Principe de la méthode appliqué pour calculer la modulation de phase à appliquer sur la métasurface. (b) Photographie de la métasurface reconfigurable. (c) Focalisation simple. (d) Déviation du point focal. (e) Focalisation double.

4. Conclusion

Dans cette contribution, nous avons montré l'intérêt d'une métasurface reconfigurable pour la focalisation adaptative. Ce type de métasurface peut être appliqué pour la récupération d'énergie et du transfert d'énergie sans-fil dans le domaine des micro-ondes, ainsi que pour l'imagerie à plus hautes fréquences.

6. Bibliographie

[1] C. L. Holloway, E. F. Kuester, J. A. Gordon, J. O'Hara, J. Booth and D. R. Smith, An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials, *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 54, pp. 10, 2012.

[2] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso and Z. Gaburro, Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction, *Science*, vol. 334, pp. 333, 2011.

[3] K. Zhang, Y. Yuan, D. Zhang, X. Ding, B. Ratni, S. N. Burokur, M. Lu, K. Tang and Q. Wu, Phase-engineered metalenses to generate converging and non-diffractive vortex beam carrying orbital angular momentum in microwave region, *Opt. Express*, vol. 26, pp. 1351, 2018.

[4] Z. Wang, X. Ding, K. Zhang, B. Ratni, S. N. Burokur, X. Gu and Q. Wu, Huygens metasurface holograms with the modulation of focal energy distribution, *Adv. Opt. Mater.*, vol. 6, p. 1800121, 2018.

[5] B. Ratni, A. de Lustrac, G.-P. Piau and S. N. Burokur, Electronic control of linear-to-circular polarization conversion using a reconfigurable metasurface, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, p. 214101, 2017.

[6] X. Ding, F. Monticone, K. Zhang, L. Zhang, D. Gao, S. N. Burokur, A. de Lustrac, Q. Wu, C.-W. Qiu and A. Alù, Ultrathin Pancharatnam-Berry metasurface with maximal cross-polarization efficiency, Adv. Mater., vol. 27, p. 1195, 2015.

Frequency doubling in Cavity-Resonant Integrated Grating Filters

F. Renaud[1&2], O. Gauthier-Lafaye[2], A. Monmayrant[2], E. Popov[1], A.-L. Fehrembach[1], S. Calvez[2]

[1] *Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, F-13013 Marseille, France*
2 LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, 7 avenue du colonel Roche, F-31400 Toulouse, France

Guided Mode Resonant Filters (GMRFs) have long been studied as a support surface for nonlinear optical interactions due to their intrinsically high Q-factor. They rely on the perturbative coupling of an incident wave with a guided mode, propagating inside the multilayer stack, thanks to a subwavelength grating coupler (GC). However, their operation relies on a non-localized and large-area guided mode which limits the achievable power density and requires complex phase-matching approaches. Conversely, photonic crystal nano-cavities have shown promising results due to both their high-Q factors to enhance the pump field and their localized nature that allows phase-matching-free implementation and high power density excitation. However, their intrinsic small size restricts the supported input power and hinders the coupling efficiency of the pump into the mode.

Recently, a new structure called Cavity Resonant Integrated Grating Filter (CRIGF) was introduced in [1] and consists of a grating coupler (GC) integrated on a waveguide resonator, formed by two Bragg mirrors (DBR) (see figure 1). Contrary to the GMRF, the wide angular acceptance of the CRIGF allows the use of a focalized incident beam to excite the guided mode. Moreover, the mode is confined between the two DBRs and the local field is higher than in the case of the GMRF, leading to a stronger Second Harmonic Generation (SHG). In this paper, we report the first theoritical and experimental demonstration of SHG in a CRIGF

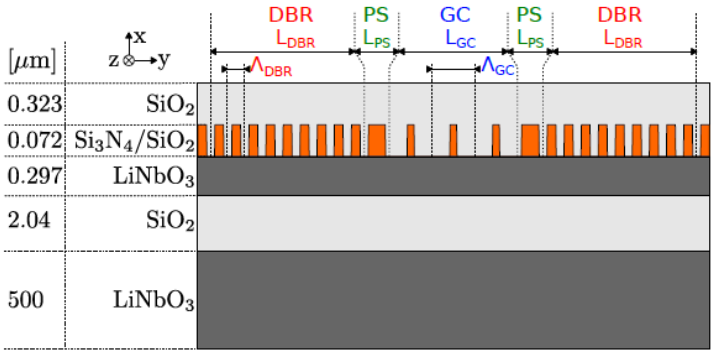


Figure 1: Schematic representation of the CRIGF structure used in this paper.

[1] Kintaka, Kenji, Tatsuya Majima, Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Junji Nishii, et Shogo Ura. « Cavity-Resonator-Integrated Guided-Mode Resonance Filter for Aperture Miniaturization ». *Optics Express* 20, n° 2 (16 janvier 2012): 1444-49. https://doi.org/10.1364/OE.20.001444.

Funding Information
F. Renaud acknowledges PhD grant from DGA/AID. Authors thankfully acknowledge the LAAS clean room team for technical support and technological expertise provided within the French RENATECH framework.

Métasurfaces à fort khi² pour une génération efficace de DFG et SHG dans l'infrarouge

Léna Soun[1], *Patrick Bouchon*[1], *Sébastien Héron*[1], *Baptiste Fix*[1], *Nathalie Bardou*[2], *Christophe Dupuis*[2], *Hasnaa El Ouazzani*[1], *and Riad Haïdar*[1]

[1] *DOTA, ONERA, Université Paris Saclay, F-91123 Palaiseau - France*
[2] *C2N, CNRS, Université Paris–Saclay, Avenue de la Vauve, Palaiseau, France*
lena.soun@onera.fr

Résumé
Ce papier détaille l'utilisation de nanoantennes plasmoniques pour la génération de second harmonique et de différence de fréquence. La génération se fait dans la bande 2 de l'infrarouge, à l'aide d'une structure sub-longueur d'onde MIM (métal-isolant-métal), dans laquelle nous avons inclus un cristal non linéaire. Grâce à l'exaltation d'une orientation particulière de la polarisation non linéaire nous parvenons à une forte efficacité.

1. Introduction

Les nanoantennes ont la capacité de manipuler la lumière, en particulier elles peuvent la concentrer dans un volume sub-longueur d'onde, ce qui permet d'exalter les effets non linéaires. Ici, nous introduisons des métasurfaces basées sur un cristal à forte susceptibilité non linéaire inclus dans un résonateur plasmonique. Pour cela nous devons relever plusieurs challenges :

- l'orientation du cristal (100) impose une polarisation non linéaire orthogonale à la structure, ce qui complexifie la simulation numérique,

- la conception inclut le dimensionnement pour l'accord de modes,

- la fabrication est complexe (épitaxie, lithographie électronique).

2. Structure antennaire présentée

Le résonateur que l'on présente ici est composé d'une couche d'arséniure de gallium (GaAs, qui possède une susceptibilité non linéaire d'ordre 2) sur de l'or, surmonté d'un réseau de barreaux d'or (Fig.1).

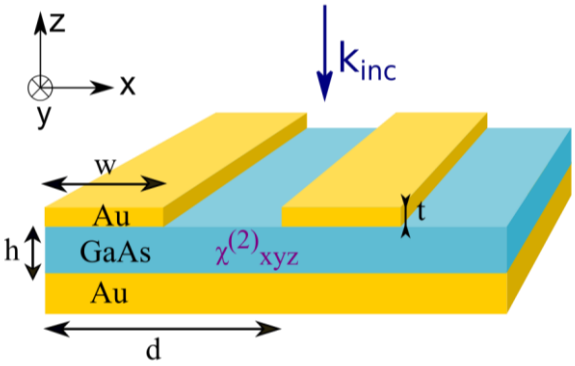


Figure 1. Géométrie du résonateur guide d'onde : h= 145nm, w=220nm, t=40nm, d=456nm

3. Résultats

Nous simulons la réponse non linéaire de cette structure avec une méthode modale basée sur un maillage de B-splines (B-splines modal method [1]).

Nous avons obtenu une efficacité de 10^{-2} en différence de fréquence (DFG), grâce à l'exaltation de la polarisation non linéaire selon l'axe z (Pz, selon l'axe de propagation), qui a été peu étudiée mais est très efficace [2,3]. En effet, seuls les composants xyz de la susceptibilité non linéaire du GaAs sont non nuls, ce qui oblige à réaliser une DFG pour exalter le Pz, avec des champs incidents TE et TM. Le réseau permet l'existence de modes guidés TE qui se couplent avec une résonance Fabry Perot TM pour produire une polarisation non linéaire orthogonale. Nous prévoyons d'améliorer d'un facteur 15000 l'efficacité par rapport à une couche de GaAs sur un miroir d'or (notre résonateur sans le réseau de barreaux d'or).

Un échantillon permettant de faire de la différence de fréquence de fréquence (DFG) et de la génération de second harmonique (SHG) a été fabriqué. La démonstration expérimentale de la SHG a été réalisée, et les résultats sont proches de ceux obtenus en simulation (Fig.2).

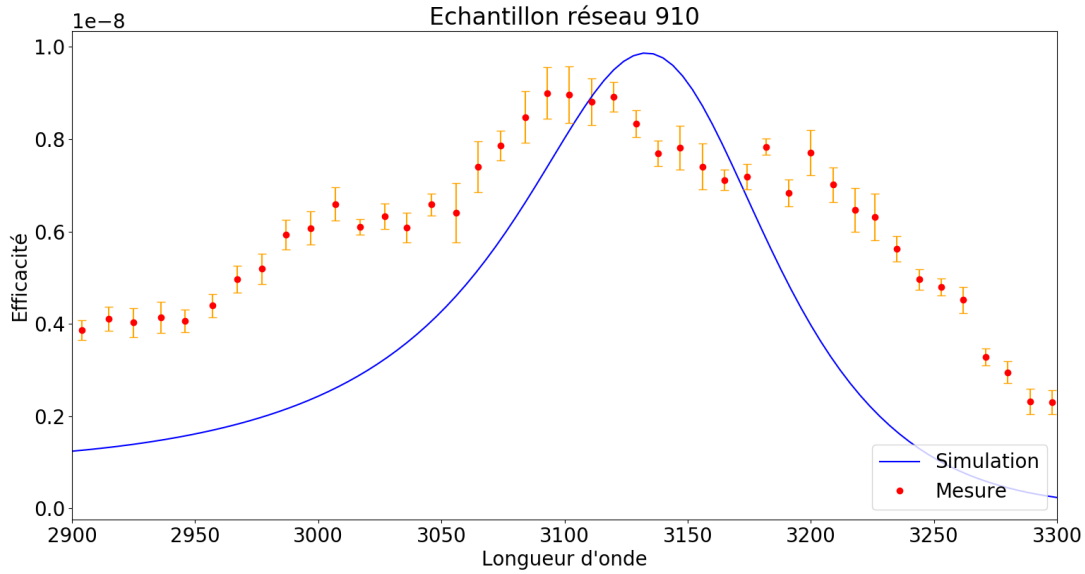


Figure 2. Spectre SHG expérimental et théorique du résonateur guide d'onde, en fonction de la longueur d'onde pompe. L'efficacité est exprimée en Pout/Pinc².

La démonstration expérimentale de la DFG est à venir.

4. Conclusion

Dans cette contribution, nous avons montré l'intérêt d'inclure un matériau non linéaire dans une structure MIM, qui permet une génération efficace. Cela est particulièrement vrai lorsque l'on exalte la polarisation non linéaire selon z.

5. Bibliographie

[1] Héron, S., Pardo, F., Bouchon, P., Pelouard, J. L., & Haïdar, R.. Modal method for second harmonic generation in nanostructures. Journal of Optical Society of America B, 32(2), 275-280. (2015)

[2] S. Campione, A. Benz, M. B. Sinclair, F. Capolino, and I. Brener, "Second harmonic generation from metamaterials strongly coupled to intersubband transitions in quantum wells," Appl. Phys. Lett. 104, 131104 (2014).

[3] L. Soun et al., in preparation

Nanostructures GMR (Guided Mode Resonance) multi-diélectriques pour le contrôle de l'émission thermique

C.Verlhac[1], A.Salmon[1], H. El-Ouazzani[1], B. Fix[1], J. Jaeck[1], R. Haïdar[1], J.Primot[1], P. Bouchon[1]

[1] : *DOTA, ONERA, Université Paris Saclay, F-91123 Palaiseau - France*
clement.verlhac@onera.fr

Résumé

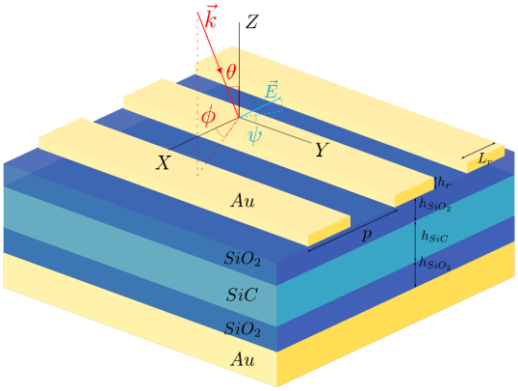
Ce papier présente et détaille la caractérisation d'une structure résonante à mode guidé dont la partie diélectrique est subdivisée en couches d'indices optiques variables. Il est montré que cette architecture permet une concentration du champ résonant et une augmentation du facteur de qualité des résonances par rapport à une structure équivalente avec une unique couche de diélectrique. Ce travail s'inscrit dans une thématique plus large de contrôle de l'émission thermique d'une surface.

1. Introduction

La nanostructuration d'une surface permet d'en contrôler l'émissivité thermique en fréquence, angle et polarisation, et d'obtenir des sources de lumière dont le comportement s'écarte de celui du corps noir. En exploitant les résonances de structures sub-longueur d'onde telle que les MIM (Métal-Isolant-Métal), il est ainsi possible de contrôler spectralement et spatialement l'émission thermique d'une surface [1] ou de réaliser de la conversion de fréquence [2]. Toutefois la température de fonctionnement de ces nanostructures est critique en termes de quantité de flux émis et d'efficacité énergétique. Il devient ainsi nécessaire d'étudier la distribution de température en leur sein ainsi que l'évolution de leurs performances avec la température. D'autre part il est également intéressant d'étudier et de développer de nouvelles architectures qui présentent une efficacité d'émission optimisée. La structure présentée ici s'inscrit dans cette seconde démarche.

2. Structure antennaire présentée

La structure étudiée consiste en un résonateur guide d'onde (GMR) dont la partie diélectrique est subdivisée en différentes couches. La différence d'indice optique entre ces couches permet de confiner le champ guidé dans la zone de fort indice lors de l'absorption d'un rayonnement incident. Il est alors possible de concentrer le champ au centre du guide d'onde (ou sur un des côté) et ainsi de contrôler les pertes métalliques et la localisation du champ résonant. Vis-à-vis de la problématique initiale, un tel contrôle permet notamment d'envisager un pic d'émission thermique à forte finesse spectrale.



$p = 2.5\,\mu\text{m}$
$h_{SiO_2} = 180\,\text{nm}$
$h_r = 50\,\text{nm}$
$h_{SiC} = 820\,\text{nm}$
$L_r = 700\,\text{nm}$

Figure 1. Géométrie du résonateur GMR multicouche étudié. Les paramètres géométriques sont également indiqués.

3. Résultats expérimentaux et numériques

Des diagrammes expérimentaux et simulés de dispersion angulaire de la réponse en réflectivité de la structure considérée sont présentés en figure 2. La bonne concordance entre simulation et expérimentale a été obtenue après l'ajustement de certains paramètres. Une faible absorption a notamment été considérée au sein du SiC, par ailleurs cohérente avec les modèles diélectriques habituels. Les facteurs de qualité des résonances sont plus élevés – environ un facteur multiplicatif de 1.5 - que pour une structure équivalente monocouche. On retrouve à peu près ce même facteur lorsque l'on considère la dissipation au sein de la couche métallique ou la norme maximale du champ électrique au sein du guide d'onde. D'autres simulations montrent que ce gain serait plus élevé avec un gradient d'indice plus important que celui existant entre le SiC et le SiO_2.

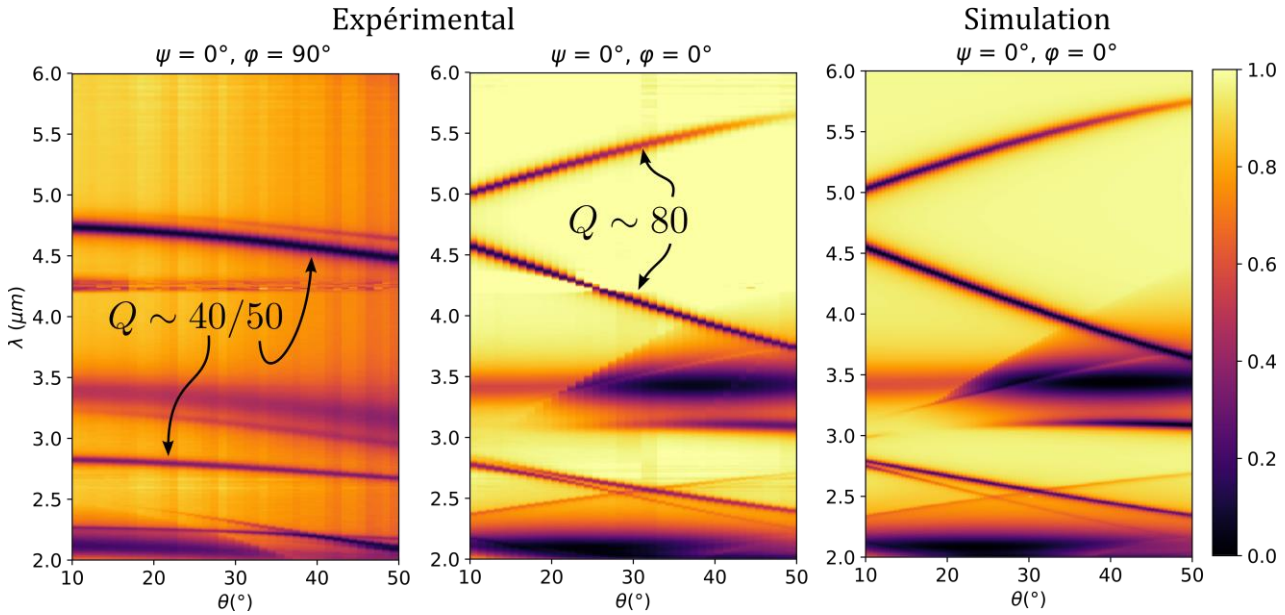


Figure 2 : Diagrammes de dispersion expérimentaux et simulés de la structure GMR multicouche (figure 1).

4. Conclusion

Dans cette contribution, nous avons montré l'intérêt de l'utilisation d'un gradient d'indice optique au sein d'une nanostructure résonante pour améliorer le facteur de qualité de la résonance et contrôler la localisation et concentration du champ résonant et de la dissipation dans le métal. Une démonstration expérimentale a notamment été proposée. D'autres architectures similaires sont également possibles. Nous avons par exemple étudié des structure GMR bi-couche pour concentrer la quasi-totalité de la dissipation d'un côté du guide d'onde. L'application de ce concept de multi-diélectriques est également à l'étude dans d'autres types de nanostructures résonantes dont l'architecture permet une approche similaire.

5. Bibliographie

[1] M. Makhsiyan, P. Bouchon, J. Jaeck, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, 107, 251103 (2015).
[2] A. Salmon, P. Bouchon, S. Rommeluere, R. Haldar, P. Fauche and J. Caumes, IRMMW-THz, Nagoya, 2018, pp. 1-2