

LES MÉTASURFACES, des composants optiques fonctionnels ultra-minces

Patrice GENEVET¹, Pierre CHAVEL², Nicolas BONOD³

¹ CRHEA, CNRS et Univ. Côte d'Azur, Sophia-Antipolis

² Laboratoire Hubert Curien (Institut d'Optique Graduate School, Palaiseau, CNRS et Univ. Jean-Monnet de Saint Etienne, Univ. de Lyon

³ Institut Fresnel, CNRS et Univ. Aix Marseille

patrice.genevet@crhea.cnrs.fr

Les composants optiques réfractifs et diffractifs façonnent le front d'onde en jouant sur le déphasage accumulé lors de la propagation de la lumière. Des nanostructures gravées à l'interface entre deux matériaux permettent d'introduire une polarisation de surface supplémentaire qui élargit le champ de créativité vers de nouveaux composants non-réfractifs. Ces interfaces optiques, ou métasurfaces, ont des propriétés et des performances souvent inattendues qui peuvent s'avérer intéressantes pour des applications en optique embarquée.

De l'optique réfractive...

Pour piloter les faisceaux lumineux, les composants traditionnels jouent sur le retard de phase accumulé lors de la propagation dans le matériau. La technologie « réfractive » repose sur le savoir-faire professionnel en matière de taille, de polissage et de contrôle des surfaces. Pour un prisme ou une lentille, l'épaisseur t traversée dans un matériau d'indice n varie continûment afin d'augmenter le chemin optique de la quantité $\Delta = (n - 1)t$ par rapport à la propagation dans l'air. La fonction optique d'un composant est donc entièrement déterminée par ses propriétés intrinsèques : forme et indice.

Alors que la technologie réfractive semble avoir été entièrement exploitée, le développement de plusieurs concepts novateurs en nanophotonique ajoute désormais de nouveaux

degrés de liberté et ouvre de nouveaux horizons. Les nanotechnologies permettent de concevoir une nouvelle classe de matériaux – encore appelés « métamatériaux » – qui permet d'imaginer de nouveaux effets optiques, à la fois insolites et potentiellement révolutionnaires, tels que la réfraction négative, l'élaboration de superlentilles et autres capes d'invisibilité. Le contrôle de la propagation de la lumière dans ces métamatériaux 3D requiert une structuration à l'échelle sub-longueur d'onde dans les trois dimensions de l'espace, rendant le défi technologique particulièrement ardu.

... aux métasurfaces

Les métasurfaces, éléments optiques 2D composés de réseaux de nano-éléments tels que des nanostructures, des nanopiliers et autres

EXTENSEURS DE FAISCEAUX LC YAG FIXES TECHSPEC®

Conception Compacte LC
(Low Cost - Prix Économique)
pour Intégration OEM



- Performance à la Limite de la Diffraction
- Conçus pour Longueurs d'Onde YAG
- Conception Galiléenne à 2 Éléments
- Grossissements et Longueurs d'Onde Personnalisés Disponibles

Rendez-nous visite: **enova** PARIS
Hall 4 | Stand D6

Edmund
75 YEARS OF OPTICS

www.edmundoptics.fr/lc-beam-expanders

+33 (0) 8 20 20 75 55

particules faites de diélectriques ou métalliques, permettent d'éviter une longue propagation en introduisant, le long du chemin optique, des changements abrupts de phase, d'amplitude et/ou de polarisation sur une échelle d'épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde [1]. Elles offrent une grande flexibilité dans le contrôle du front d'onde, évitent la perte d'efficacité des composants

diffractionnels usuels et révolutionnent la méthode de fabrication [2,3]. La figure 1 illustre le fonctionnement d'une métasurface en repartant du principe de Huygens selon lequel chaque point de l'espace qui reçoit une onde électromagnétique devient la source fictive d'une nouvelle onde sphérique. Le champ électromagnétique en un point quelconque de l'espace est obtenu en sommant

les contributions de l'ensemble des sources secondaires (panel a). Ce principe considère donc que le champ rayonné par les sources secondaires dépend seulement de l'état ondulatoire du champ incident. Avec une métasurface, on introduit des modifications locales du champ rayonné à l'échelle sub-longueur d'onde. Ainsi, lorsqu'un faisceau diffuse sur un ensemble de nanostructures conçues avec un décalage de phase qui varie de façon linéaire entre nano-éléments voisins, le front d'onde transmis est modifié suivant ([1] et figure 1.B):

$$n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

où λ_0 représente la longueur d'onde dans le vide, $n_{i,t}$ et $\theta_{i,t}$ représentent respectivement l'indice du milieu et l'angle d'incidence/transmission. Le gradient de phase $\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)$ introduit suivant l'intersection du plan d'incidence avec la métasurface est ici constant. Ce type de composant à gradient de phase s'apparente au réseau de diffraction blasé (ou réseau à échellette) à la différence près que le gradient de phase n'est pas obtenu par effet de propagation. La zone d'ombre inhérente aux réseaux conventionnels, qui en limite l'efficacité, disparaît, et ce même aux grands angles de diffraction [3]. Pour comprendre ces effets de diffusion à l'échelle des nanostructures, plusieurs concepts heuristiques sont utiles, comme par exemple le concept d'*indice effectif* généralement utilisé pour décrire la réponse de nanostructures sub-longueur d'onde. Mais ce concept perd malheureusement sa pertinence lorsque l'on n'observe plus un simple effet moyen : dès lors que les interfaces comportent des éléments bien individualisés, le relais est pris par les notions de guides d'ondes et de résonances.

La zone d'ombre inhérente aux réseaux conventionnels, qui en limite l'efficacité, disparaît, et ce même aux grands angles de diffraction [3]. Pour comprendre ces effets de diffusion à l'échelle des nanostructures, plusieurs concepts heuristiques sont utiles, comme par exemple le concept d'*indice effectif* généralement utilisé pour décrire la réponse de nanostructures sub-longueur d'onde. Mais ce concept perd malheureusement sa pertinence lorsque l'on n'observe plus un simple effet moyen : dès lors que les interfaces comportent des éléments bien individualisés, le relais est pris par les notions de guides d'ondes et de résonances.

Comment exploiter les résonances optiques des nanostructures ?

L'interaction entre la lumière et des particules de taille sub-longueur d'onde peut être résonnante. La particule se polarise sous l'excitation du

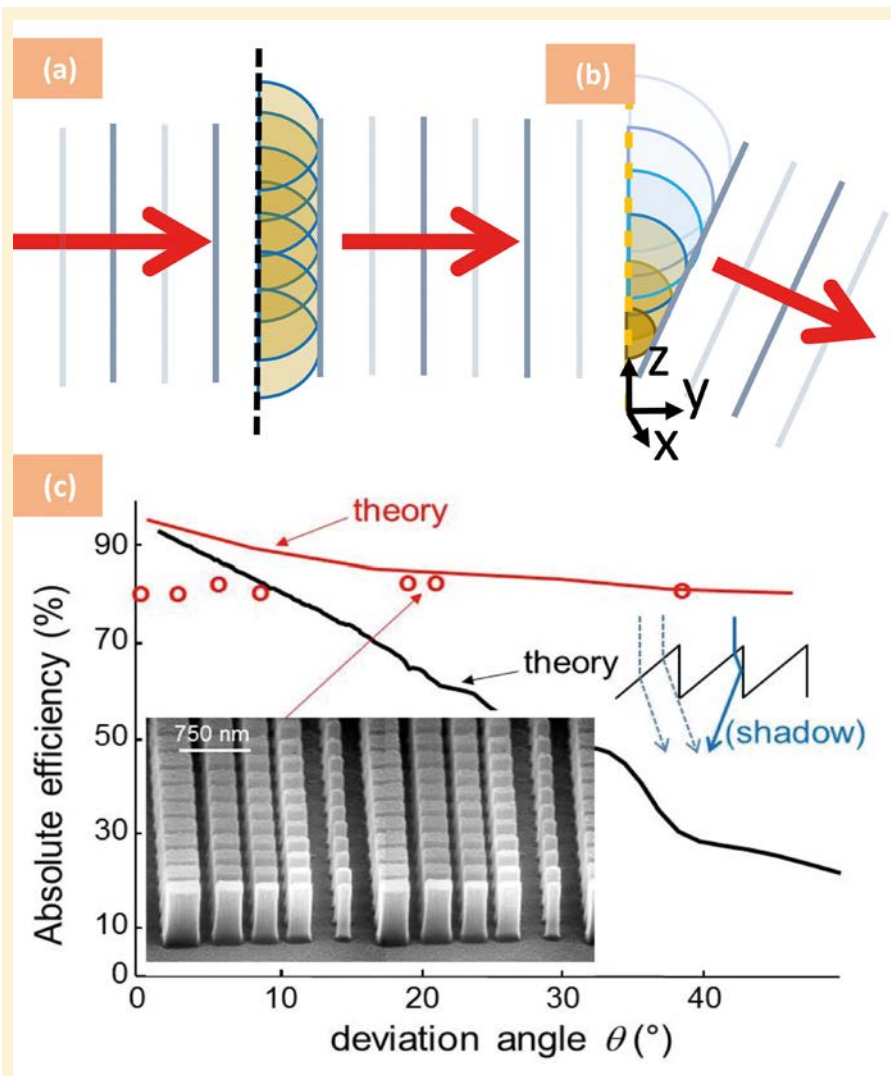


Figure 1. Principe de fonctionnement des métasurfaces. (a) Selon la construction de Huygens, chaque élément d'un front d'onde peut être considéré comme le centre d'une perturbation secondaire qui engendre des ondelettes sphériques. La position du front d'onde à tout autre endroit, après propagation, est donnée par l'enveloppe de toutes ces ondelettes. (b) Grâce à l'introduction de décalages de phase pour chaque ondelette sphérique au moyen de résonateurs optiques sub-longueur d'onde, le front d'onde peut être modifié suivant un profil souhaité. (c) L'efficacité de transmission du premier ordre de diffraction d'une métasurface est meilleure que pour un réseau blasé conventionnel, notamment aux grands angles de déviation [3]. Cercles : résultats expérimentaux. Courbe rouge : résultats théoriques. Courbe noire : résultats théoriques pour des réseaux classiques en verre. L'encart est une image de microscopie électronique à balayage (MEB) d'une section de réseau fonctionnant à $\theta = 20^\circ$; la période est de $1,9 \mu\text{m}$ et comporte une série de nanopiliers dont le rapport d'aspect (hauteur/côté de la base) atteint 4,6. Le schéma de droite met en évidence les limitations des réseaux échellettes pour des grandes déviations.

champ incident avec un moment de polarisation oscillant à la fréquence de l'onde incidente ($\sim 10^{15}$ Hz), et conduisant à une diffusion de la lumière par la particule. Ce processus peut se modéliser par une somme de multipôles électriques et magnétiques (dipôles, quadrupôles...) placés au centre de la particule. Cette théorie multipolaire de la diffusion a été développée au début du XX^e siècle par Gustav Mie pour des sphères. Si la particule est de taille largement inférieure à la longueur d'onde, seul le premier terme dipolaire est prépondérant. La polarisabilité de la particule subit une variation de phase entre 0 et π , conduisant ainsi à un déphasage entre le champ incident et le champ diffusé, et permettant donc de contrôler la phase de la lumière à des échelles sub-longueur d'onde.

• *Résonances plasmoniques* : Les métaux sont caractérisés par une permittivité diélectrique complexe dont la partie réelle est souvent négative. Un modèle simple prédit que la polarisabilité électrique de la particule peut être écrite sous la forme d'un rapport dont le dénominateur est égal à la somme de la permittivité du métal et du double de la permittivité du milieu diélectrique

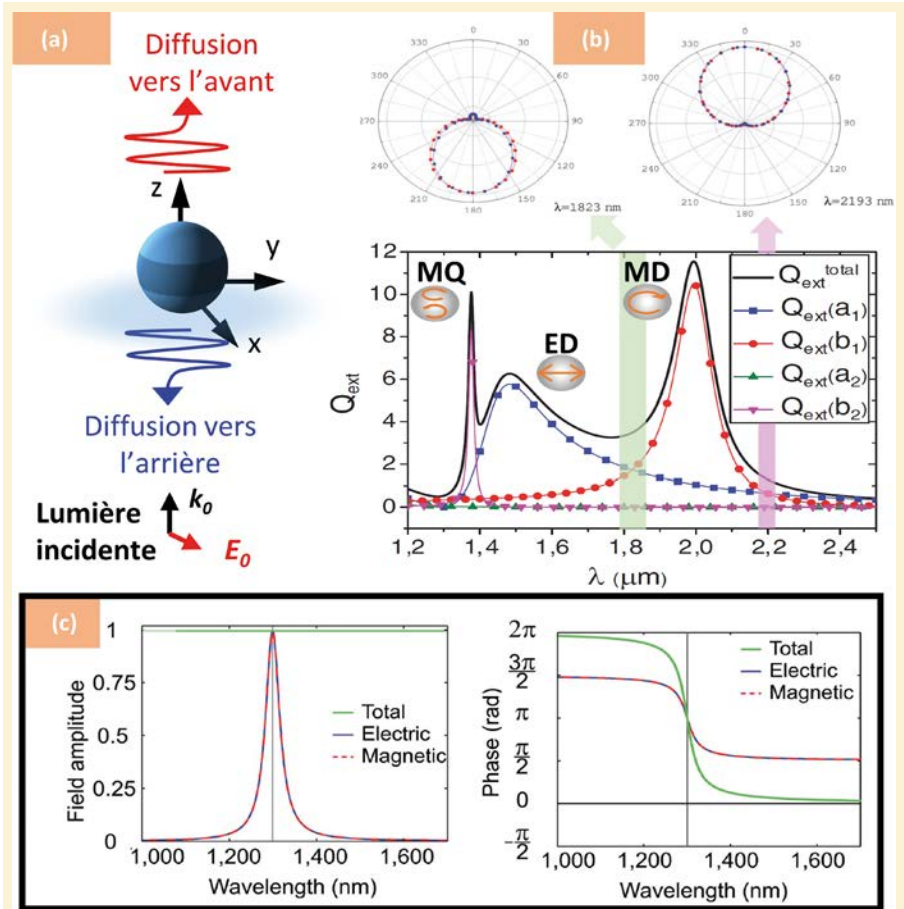


Figure 2. Conditions de Kerker et variation de phase. (a) Schémas de diffusion vers l'avant et rétrodiffusion. (b) Résultats numériques montrant la diffusion vers l'avant et la rétrodiffusion avec des nanoparticules de germanium (240 nm de diamètre) et décomposition multipolaire de la section efficace d'extinction montrant les différents termes du développement de Mie. MD dipôle magnétique, ED dipôle électrique, MQ quadrupôle magnétique [4]. (c) Amplitude et phase du champ diffusé par un ensemble de diffuseurs idéaux satisfaisant la première condition Kerker [6].

SPECTROGON

State of the art products

Filtres Interférentiels

- De 200 à 15000 nm
- Passe-bande
- Passe-haut
- Passe-bas
- Large bande
- Densité neutre
- Disponible en stock



Réseaux Holographiques

- De 150 à 2000 nm
- Compression d'impulsion
- Télécom
- Accordabilité spectrale
- Monochromateurs
- Spectroscopie
- Disponible en stock



UK (parle français): sales.uk@spectrogon.com • Tel +44 1592770000
 Sweden (headquarters): sales.se@spectrogon.com • Tel +46 86382800
 US: sales.us@spectrogon.com • Tel +1 9733311191

www.spectrogon.com

environnant la particule. Puisque le signe des parties réelles de ces permittivités est opposé, négatif pour le métal et positif pour le milieu environnant, le dénominateur peut devenir très faible, augmentant fortement la polarisabilité électrique, et par conséquent le champ électrique au voisinage direct de la particule, ou encore le champ diffusé loin de la particule. Cette

résonance est appelée résonance plasmonique. Notons que dans le cadre de particules sphériques de taille inférieure à la longueur d'onde, la réponse magnétique de la particule est négligeable, et que les termes multipolaires électriques peuvent suffire.

• *Résonances de Mie et conditions de Kerker* : Les cavités diélectriques peuvent offrir des résonances

photoniques avec des facteurs de qualité élevés comme les résonances Fabry-Perot ou les résonances de galerie dans les cavités sphériques découvertes en acoustique par Lord Rayleigh. En réduisant la taille de la sphère à une échelle sub-longueur d'onde et en augmentant l'indice de réfraction (typiquement du SiO_2 $n \approx 1,45$ au Si $n \approx 3,4$), il est possible d'exciter les modes dipolaires et quadripolaires. À la différence des particules métalliques, les particules diélectriques, semi-conductrices (Si , Ge , GaAs , GaP ...) ou encore composées de certains oxydes (TiO_2 , TeO_2 ...) ont des réponses à la fois électriques et magnétiques d'amplitudes similaires. L'une des applications marquantes a été l'observation de conditions particulières de diffusion de la lumière, appelées conditions de Kerker, avec des matériaux non magnétiques (perméabilité magnétique égale à celle du vide). Kerker, Wang et Giles avaient prédit en 1983 l'absence de lumière rétro-diffusée dans la direction de l'onde incidente lorsque la perméabilité magnétique est égale à la permittivité diélectrique, et un maximum de rétro-diffusion pour une autre condition impliquant également la perméabilité et la permittivité du matériau. L'excitation de modes de Mie dipolaires électriques et dipolaires magnétiques permet de reproduire ces conditions avec un matériau diélectrique, dépourvu de magnétisme. Lorsque les champs électriques émis par les 2 dipôles dans la direction avant apparaissent en phase (interférence constructive), alors qu'ils sont en opposition de phase dans la direction arrière (interférence destructive), la rétro-diffusion est nulle (première condition de Kerker). En modifiant la fréquence, il est possible de satisfaire la seconde condition de Kerker pour laquelle la diffusion avant est minimisée, voir *figure 2 (a,b)*. De telles propriétés de diffusion avant ou arrière ont bien évidemment été rapidement exploitées pour réaliser des surfaces structurées de

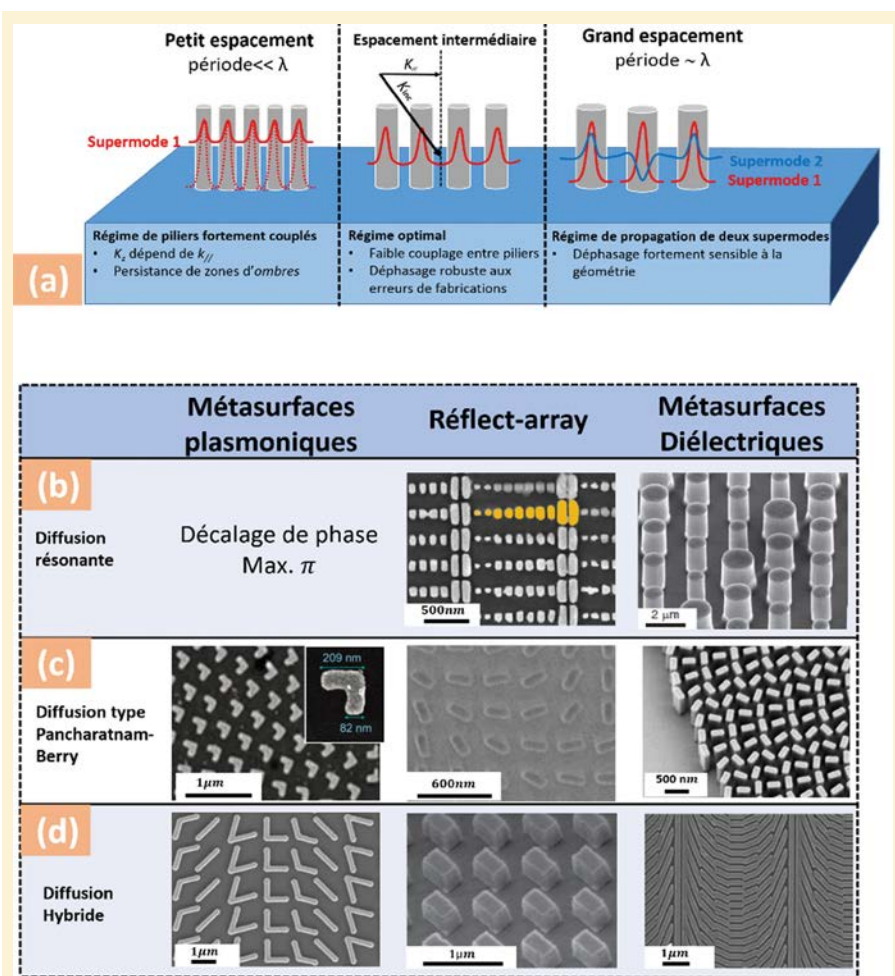


Figure 3. Les différents régimes de fonctionnement. (a) Le choix de l'espacement entre nanostructures est critique. Gauche : L'échantillonnage de la phase est correct mais les nanopiliers sont couplés en champ proche. Centre : les nanopiliers sont suffisamment séparés pour limiter les problèmes de couplage. Leur constante de propagation normalisée est égale à l'indice effectif du guide d'onde isolé, et la phase imprimée est indépendante de k_{\parallel} . Droite : Deux super-modes se propagent dans la structure et la phase imprimée dépend des deux modes. Dans ce cas, le système n'est pas robuste face aux imperfections de fabrication. (b) Le tableau résume les différentes solutions proposées dans la littérature pour traiter le contrôle du front d'onde avec des métasurfaces. Ligne supérieure du tableau : modulation de la géométrie des résonateurs sur la métasurface. Les métasurfaces à base de résonateurs diélectriques peuvent atteindre une excursion de phase allant jusqu'à 2π , tandis que les métasurfaces résonnantes plasmoniques ne l'atteignent pas. (c) Les métasurfaces utilisant la phase de Pancharatnam-Berry (PB) présentent des rendements de diffusion très élevés. Les métasurfaces de PB doivent toutefois être excitées à l'aide d'un faisceau lumineux polarisé circulairement ou elliptiquement. (d) Les métasurfaces utilisant l'accord de résonance et le réglage de la phase via rotation PB ont également été démontrées. La liste des références des images présentées en (b, c, d) est disponible dans [2].

résonateurs exploitant les propriétés de diffusion arrière pour concevoir des surfaces réfléchissantes (miroirs), ou bien des propriétés de diffusion avant pour concevoir des surfaces transparentes. Un intérêt particulier a été porté à la réalisation de sources de Huygens émettant dans la direction avant comme des dipôles électriques et magnétiques [4,5]. Ces résonateurs de Mie diélectriques apparaissent comme une nouvelle opportunité pour réaliser des métasurfaces dites de Huygens, qui diffusent le rayonnement dans la direction avant et sont donc caractérisées par une très bonne transmission, associée à une modulation de la phase de l'onde résultant de l'excitation de résonances électriques et magnétiques. L'association de ces deux résonances permet d'atteindre l'excursion de phase de 2π nécessaire pour la conception de métasurfaces (figure 2(c) et [6]).

- **Les nano-piliers à fort contraste d'indice :** Cette approche est fortement inspirée des travaux sur les réseaux diélectriques sub-longueur d'onde, ou réseaux à fort contraste d'indice [3,7,8]. Pour une utilisation dans le spectre visible et même jusqu'à l'infrarouge thermique, la technologie actuelle ne permet pas de fabriquer des nanostructures assez fines pour un fonctionnement en « indice effectif », où la propagation du front d'onde se ramène à un effet moyen dans un milieu « effectif » homogène. Il faut au contraire prendre en considération la propagation dans chacun des nano-éléments ainsi que les interactions entre éléments voisins. Deux considérations antagonistes entrent en jeu : d'une part, le front d'onde doit être échantillonné assez finement pour épouser fidèlement la forme désirée, conduisant à augmenter le nombre de nano-éléments, et d'autre part les effets de couplage entre nano-éléments voisins doivent être minimisés, conduisant à diminuer le nombre de ces éléments (figure 3a). Au milieu de la figure 3a, on obtient le compromis pour lequel chaque nano-pilier guide un mode bien défini. La phase

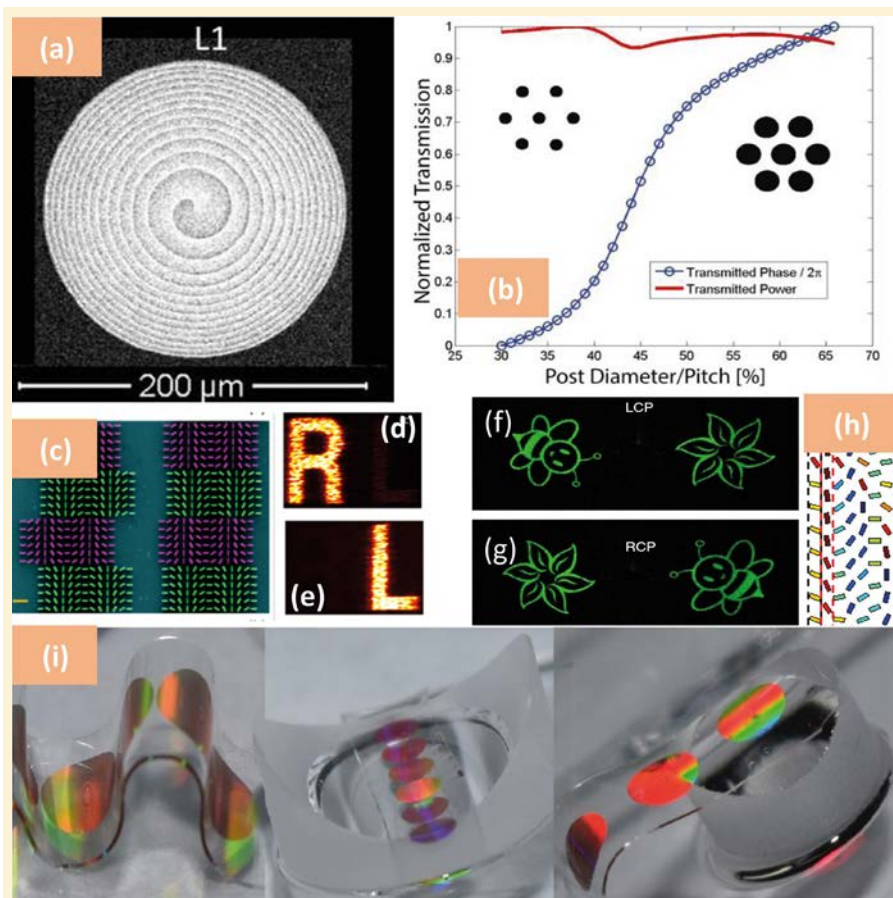


Figure 4. Métasurfaces et applications. (a) Image MEB d'une lentille type vortex optique fabriquée à partir de nano-piliers en silicium pour le proche infrarouge (850 nm). (b) Simulation numérique du coefficient de transmission en amplitude et en phase correspondant aux nano-piliers Si décrits en (a) en fonction du diamètre des piliers [8]. (c) Image MEB en fausses couleurs de quatre pixels d'un hologramme à base de nano-piliers Si asymétriques fonctionnant en transmission et ayant une réponse chirale. Chaque pixel se compose de deux parties : en violet, un métaréseau qui donne la carte de phase requise pour la lettre "L" et en vert, la carte de phase pour la lettre « R ». Le marqueur mesure 1 µm. (d,e) Images holographiques formées dans le premier ordre de diffraction (fausses couleurs) sous différentes polarisations incidentes à la longueur d'onde $\lambda = 1350$ nm avec une efficacité absolue autour de 60 %. Suivant la polarisation circulaire d'éclairage, l'hologramme chirale fait apparaître les lettres « R » (d, circulaire droite) ou « L » (e, circulaire gauche) [2]. (h) De façon similaire, des nanopiliers dans les colonnes de numéro pair (impair) contribuent à la reconstruction d'une abeille (fleur). Images obtenues expérimentalement pour la lumière incidente circulaire gauche (f) et circulaire droite (g) [9]. La longueur d'onde de la lumière incidente est de 524 nm. (i) Exemples de fabrication de lentilles plates à base de métasurfaces sur films flexibles [10].

souhaitée est convenablement échantillonnée, et la propagation se fait dans chaque nano-pilier indépendamment de ce qui se passe dans ses voisins. Dans ce cas, le mode guidé dans chaque nano-pilier est pratiquement indépendant de l'angle d'incidence, ce qui permet de produire le même profil de déphasage quelle que soit la forme du front d'onde incident. La photo de la figure 3b,c,d, colonne de droite, montre plusieurs cas où ce compromis a été atteint.

Les éléments de « Pancharatnam-Berry » (PB)

Le contrôle du déphasage de la lumière peut être également obtenu avec des nanostructures asymétriques de type PB, pour lesquels le déphasage n'est relié qu'à l'angle entre les éléments. Cette approche permet de réaliser des composants ayant une efficacité de transmission supérieure à 85 % avec des ouvertures numériques de l'ordre de 0,8. Un élément PB est équivalent à

une lame demi-onde d'épaisseur nanométrique qui introduit un déphasage de π entre ses deux axes principaux. Il présente une grande efficacité de réflexion/transmission afin de convertir efficacement la polarisation entre deux états circulaires. Deux éléments PB identiques, tournés d'un angle arbitraire θ l'un vis-à-vis de l'autre, déphasent le faisceau réfléchi/transmis en polarisation croisée avec un déphasage entre les deux éléments donné par $\Delta\phi_{\sigma_+ \rightarrow \sigma_-} = 2\theta$. Les dispositifs PB se composent donc d'un ensemble de lames demi-ondes de tailles nanométriques, orientées les unes aux autres afin de produire le profil de phase désiré (figure 3c).

Conclusion, perspectives et limitations

Les objectifs d'imagerie « classiques » sont généralement composés de plusieurs éléments séparés spatialement le long de l'axe optique afin de corriger les aberrations (coma, courbure de champ et astigmatisme) à l'ouverture et sur le champ. De même, l'imagerie haute performance à l'aide de métasurfaces nécessite également de corriger ces aberrations géométriques avec plusieurs composants.

Il reste encore à relever un certain nombre de défis conceptuels spécifiques aux métasurfaces. L'excursion en phase de 2π n'est en général réalisée que pour la longueur d'onde de conception, laissant ainsi apparaître de la diffusion dans des ordres de diffraction parasites pour des bandes spectrales finies. Par ailleurs, la fabrication de métastructures pour l'optique nécessite des dimensions sub-longueur d'onde avec de grands rapports d'aspect, ce qui fait de la production de masse un véritable défi. Aujourd'hui encore, les coûts de fabrication des métasurfaces par échantillons isolés sont élevés comparativement à ceux liés à la fabrication d'éléments optiques diffractifs obtenus avec des techniques de réplique telles que la nano-impression et autres formes de lithographies par réplique.

Le coût de fabrication des métasurfaces pourrait donc baisser significativement si elle pouvait se faire par réplique.

En revanche, les métasurfaces ouvrent des perspectives inédites. Ainsi, l'épaisseur ultrafine de ces composants permettra un certain nombre d'applications en optique dite conforme, *i.e.* adaptable aux substrats de formes arbitraires et autres substrats flexibles (voir [10], figure 4(i)). La technologie planaire est également à la base de la technologie des circuits intégrés. Tout composant ayant un processus de fabrication compatible et adapté aux processus de fabrication existants (*steppers* UV profonds) pourrait bénéficier du développement des chaînes de production de la micro-électronique et donc avoir un impact industriel significatif.

S'appuyant sur divers mécanismes de diffusion tels que la phase de Pancharatnam-Berry, la chiralité, la diffusion de Kerker et la diffraction d'ordre zéro dans un réseau sub-longueur d'onde, le concept « métasurfaces » est très riche et pourrait à court terme transformer et moderniser

la photonique. Les cinq dernières années ont été notamment marquées par la création de nouveaux dispositifs fonctionnels pour la modulation et le contrôle du front d'onde dans des directions arbitraires, de la polarisation, de la dispersion et par la création d'images holographiques aux fréquences optiques (voir figure 4). Cette nouvelle configuration optique compacte pourrait avoir un impact majeur dans de nombreuses applications grand public comme pour les caméras de téléphones portables et autres écrans portatifs pour la réalité augmentée, la métrologie, l'imagerie 3D, la concentration de lumière par les panneaux de cellules solaires et les lasers, l'éclairage blanc, la microscopie laser, l'imagerie et la spectroscopie.

Remerciements. Nous remercions P. Lalanne et R. Haidar pour leurs commentaires constructifs sur ce manuscrit. PG remercie le conseil européen de la recherche (ERC), programme « European Union's Horizon 2020 research and innovation, Grant agreement no. 639109 ».

POUR EN SAVOIR PLUS

- [1] N. Yu, P. Genevet, M.A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, Z. Gaburro, Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction, *Science* **334**, 333-337 (2011)
- [2] P. Genevet, F. Capasso, F. Aieta, M. Khorasaninejad, R. Devlin, Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces, *Optica* **4**, 139-152 (2017)
- [3] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambil, H. Launois, Blazed-binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional echelette gratings, *Opt. Lett.* **23**, 1081-1083 (1998)
- [4] R. Gomez-Medina, B. García-Cámara, I. Suárez-Lacalle, F. González, F. Moreno, M. Nieto-Vesperinas, J. José Sáenz, Electric and magnetic dipolar response of germanium nanospheres: interference effects, scattering anisotropy, and optical forces, *J. Nanophotonics* **5**, 053512 (2011)
- [5] A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, M.L. Brongersma, Y.S. Kivshar, B. Luk'yanchuk, Optically resonant dielectric nanostructures, *Science* **354**, 2472 (2016)
- [6] M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D.N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, Y.S. Kivshar, High-efficiency dielectric Huygens' surfaces, *Adv. Opt. Mater.* **3**, 813-820 (2015)
- [7] P. Lalanne, P. Chavel, 'Metalenses at visible wavelengths: past, present, perspectives', *Laser Photonics Rev.* **11**, 1600295 (2017)
- [8] S. Vo, D. Fattal, W.V. Sorin, Z. Peng, T. Tran, M. Fiorentino, R.G. Beausoleil, Sub-wavelength grating lenses with a twist, *IEEE Photonics Technology Letters* **26**, 1375 (2014)
- [9] D. Wen, F. Yue, G. Li, G. Zheng, K. Chan, S. Chen, M. Chen, K.F. Li, P.W. H. Wong, K.W. Cheah, E.Y.B. Pun, S. Zhang, X. Chen, Helicity multiplexed broadband metasurface holograms, *Nat. Commun.* **6**, 8241 (2015)
- [10] S.M. Kamali, A. Arbabi, E. Arbabi, Y. Horie, A. Faraon, 'Decoupling optical function and geometrical form using conformal flexible dielectric metasurfaces', *Nature Commun.* **7**, 11618 (2016)