

Chiralité et optique plasmonique

Cyriaque Genet (genet@unistra.fr)

Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaires (UMR7006 CNRS et Université de Strasbourg)
8 allée Gaspard Monge, BP 70028, 67083 Strasbourg Cedex

L'optique plasmonique met à profit le confinement d'ondes évanescentes au voisinage de la surface d'un métal, pour contrôler et exploiter aux échelles nanométriques et micrométriques les propriétés optiques, comme celles liées à l'émission de matériaux couplés à des structures métalliques choisies.

Nous décrivons ici comment intervient la chiralité en optique plasmonique, dans la structure intrinsèque des ondes plasmoniques et dans le couplage avec l'émission des matériaux, et comment elle entre en jeu pour contrôler la propagation de la lumière dans des nanosystèmes optiques.

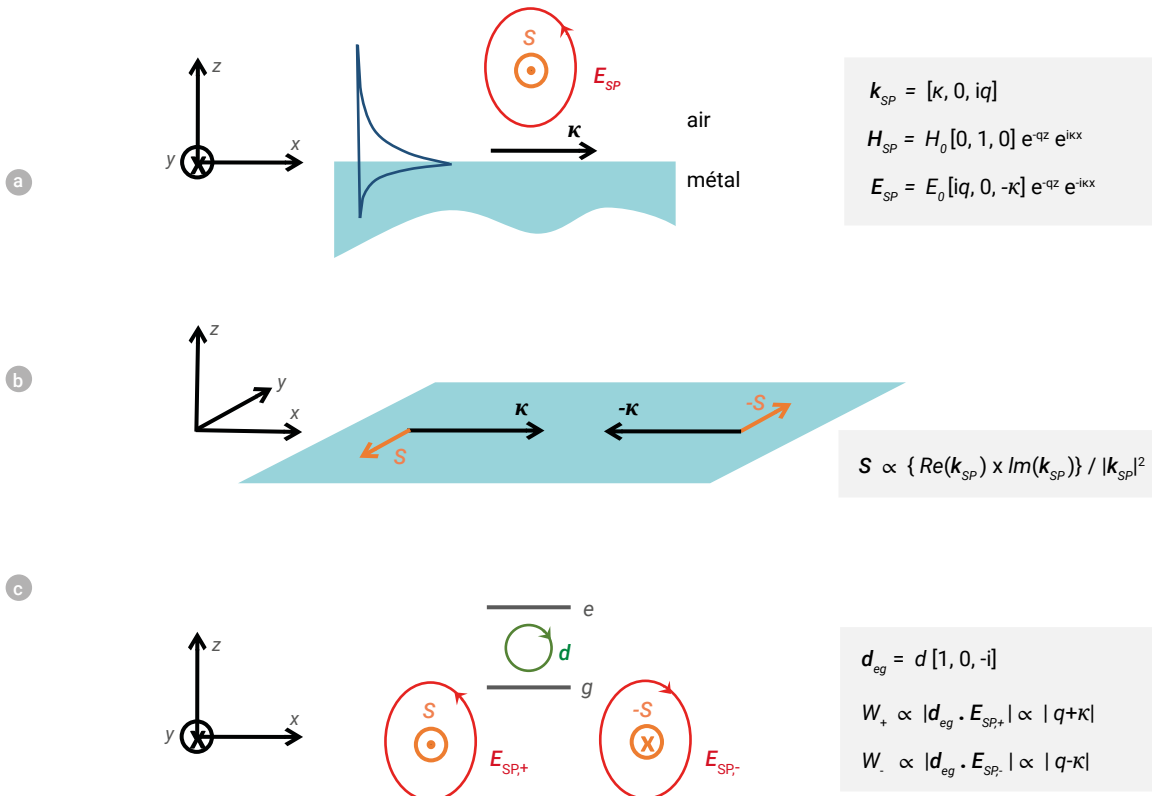
Les oscillations de charge créées à la surface d'un métal par le mouvement des électrons libres excités par la lumière donnent lieu à des ondes électromagnétiques évanescentes, les ondes plasmoniques. Ces ondes, aussi appelées « plasmons de surface », se propagent le long de la surface métallique, et leur énergie est concentrée au voisinage immédiat de cette surface (fig. 1a). Les plasmons de surface ne peuvent pas être excités directement sur le métal nu à partir d'une onde lumineuse. Pour ce faire, on utilise principalement des émetteurs situés sur la surface métallique (atomes, molécules, couches cristallines, etc.) ou bien des nanostructures gravées dans un film métallique. Dans ce dernier cas, les plasmons de surface ont une distribution d'intensité qui dépend directement de la géométrie

des nanostructures, celles-ci devenant alors des outils privilégiés pour manipuler la lumière. Grâce à un savoir-faire en nanofabrication, caractérisation et optimisation acquis ces vingt dernières années, les scientifiques conçoivent de véritables architectures plasmoniques en vue d'applications, telles que les capteurs moléculaires où les signaux, comme le dichroïsme circulaire moléculaire, peuvent être exaltés par le champ plasmonique, mais également pour des études fondamentales d'optique quantique.

L'exploration des liens entre la chiralité et l'optique plasmonique, particulièrement riche, est devenue depuis quelques années une thématique de recherche à part entière [1-3]. Les plasmons de surface ont des propriétés chirales intrinsèques et ils

manifestent aussi des propriétés chirales par couplage avec des émetteurs ou lorsqu'ils sont créés par des nanostructures elles-mêmes chirales.

La première partie de cet article introduit les propriétés chirales des plasmons de surface, en lien avec les particularités de leur polarisation et de leur spin optique. Des exemples de couplage avec des matériaux bidimensionnels dichalcogénures métalliques sont ensuite présentés, montrant le rôle de la chiralité dans le contrôle de la propagation d'ondes plasmoniques. La dernière partie est consacrée à la relation que les champs plasmoniques établissent entre le spin optique et les rotations locales de nanostructures, et aux effets d'interaction spin-orbite optique.



1. Champ plasmonique et chiralité.

(a) Structure transverse magnétique du champ plasmonique (E_{SP}, H_{SP}, k_{SP}) existant au voisinage du métal. Le champ magnétique, H_{SP} , est perpendiculaire au vecteur d'onde, k_{SP} , et au vecteur de propagation, $\kappa = \kappa x$. Le champ électrique, E_{SP} , tourne dans un plan perpendiculaire au champ magnétique (le plan de polarisation). Il a donc deux composantes : l'une transverse vis-à-vis de l'interface, l'autre longitudinale suivant le vecteur de propagation. Le spin optique, S , est perpendiculaire au plan de polarisation (x, z) et perpendiculaire au vecteur de propagation. Le contour bleu foncé montre la décroissance exponentielle de l'intensité de l'onde en fonction de z , avec une longueur caractéristique $1/q$ à l'extérieur du métal et une longueur caractéristique moindre à l'intérieur du métal.

(b) Verrouillage spin-impulsion. Le plan (y, z), perpendiculaire au vecteur de propagation, est le plan de symétrie miroir pour lequel il y a une brisure de symétrie. Le retournement du vecteur de propagation entraîne le retournement du spin optique mais, alors que $-\kappa$ est l'image miroir de κ , $-S$ n'est pas l'image miroir de S .

(c) Couplage chiral avec un émetteur. L'émetteur est défini par son dipôle électrique d_{eg} traduisant l'excitation ici polarisée circulairement entre le niveau fondamental, g , et un niveau excité, e . Les champs $E_{SP,+}$ et $E_{SP,-}$ sont associés aux spins S et $-S$ et se propagent dans le sens des $x > 0$ et $x < 0$ respectivement. Les termes de couplage radiatif avec le champ plasmonique sont W_+ et W_- : ils dépendent de la direction de propagation du champ, brisant ainsi la symétrie miroir.

Les textes sur fond gris à droite de la figure donnent les composantes $[x, y, z]$ des vecteurs considérés.

Plasmons de surface et chiralité

Les ondes évanescentes résultant de l'excitation de plasmons de surface sont décrites par les équations de Maxwell pour le champ électromagnétique à l'interface avec le métal. Ce sont des ondes transverses magnétiques : le champ magnétique est parallèle à la surface et le champ électrique, polarisé elliptiquement, tourne dans un plan perpendiculaire à la surface (le plan de polarisation), avec une composante longitudinale, c'est-à-dire parallèle à la direction de propagation de l'onde

(fig. 1a). On caractérise la rotation du champ électrique par le vecteur S , appelé spin optique, qui est normal au plan de polarisation et dont l'orientation est liée au sens de rotation de ce champ. Pour une propagation dans l'espace libre, une onde polarisée circulairement a son plan de polarisation perpendiculaire au vecteur de propagation et le vecteur S est longitudinal, orienté dans un sens ou dans l'autre suivant le sens de rotation du champ électrique (hélicité $\sigma = \pm 1$). Au contraire, pour une onde plasmonique, l'existence d'une composante

longitudinale du champ électrique force le spin optique à être transverse vis-à-vis de la direction de propagation, avec une orientation fixée par le sens de propagation : on parle d'un verrouillage spin-impulsion. Un tel verrouillage correspond à une brisure de symétrie miroir vis-à-vis de la direction de propagation du plasmon (fig. 1b) et est une signature de chiralité intrinsèque aux plasmons de surface.

La figure 1c représente le cas où un émetteur excité par une onde lumineuse est placé suffisamment près de la surface du métal pour que les

>>>

>>>

photons qu'il émet excitent le plasmon de surface. Sur cette figure, on représente l'émetteur par un dipôle électrique tournant, qui permet de modéliser simplement un atome excité pouvant émettre des photons polarisés circulairement. S'ajoute alors un autre effet chiral dû au couplage entre le dipôle et l'onde plasmonique : l'énergie d'interaction dépend du sens de rotation de la polarisation de l'onde plasmonique, et donc du sens de propagation (fig. 1c). La symétrie miroir est à nouveau brisée et on parle alors de couplage chiral.

Ces propriétés chirales s'exploitent en optique quantique, pour la conception de nouvelles architectures. Le couplage chiral permet par exemple de contrôler la direction dans laquelle se couple l'émission d'un photon par le caractère droit ou gauche de sa polarisation circulaire. Une telle possibilité ne se rencontre pas dans les systèmes quantiques traditionnels et permet de concevoir des réseaux quantiques étendus et qui, par ces couplages unidirectionnels entre émetteurs et modes optiques, deviennent non réciproques (c'est-à-dire possédant une asymétrie gauche-droite vis-à-vis de la propagation).

Dans ce contexte nouveau, les plasmons de surface se propageant sur de grandes distances (plusieurs dizaines de microns), des architectures plasmoniques au sein desquelles les photons sont manipulés *via* leur spin optique peuvent être conçues [3].

Le caractère évanescent des plasmons de surface les rend particulièrement intéressants pour des plateformes intégrées de nanophotonique, par exemple en couplant des architectures plasmoniques à des matériaux bidimensionnels (qui jouent le rôle d'émetteurs) et en profitant ainsi des propriétés d'émission de ces nouveaux matériaux [4]. C'est dans ce cadre que sont présentés dans la section suivante des développements récents menés en collaboration avec Stéphane Berciaud (IPCMS, Strasbourg) et son équipe, sur le couplage de plasmons avec des monocouches de dichalcogénures de métaux de transition (TMDs).

Couplage avec des matériaux bidimensionnels

Les monocouches de disulfures de métaux de transition (TMDs), tels que WS₂ ou MoS₂, sont des matériaux cristallins bidimensionnels aux propriétés remarquables, notamment en raison d'une photoluminescence intense et qui peut être polarisée circulairement [5]. Un aperçu de la structure spatiale (fig. E1a) et de la structure électronique (fig. E1b) de WS₂ est présenté dans l'encadré de la p. 7. La figure E1b montre en particulier une zone d'intérêt pour la photoluminescence, autour du point labellisé K, avec le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Cette zone autour du minimum est appelée « vallée » et il existe deux types de vallées, dénommés K et K', qui sont de symétries distinctes.

Sous l'effet d'une impulsion lumineuse, un électron peut être excité au sein d'une vallée et former un exciton, c'est-à-dire un électron excité dans la bande de conduction en interaction avec la lacune (ou trou) laissée dans la bande de valence. Ces excitons deviennent eux-mêmes des émetteurs de photons et sont responsables de la photoluminescence intense de ces matériaux. Les monocouches de TMDs présentent une émission particulièrement intéressante car les effets excitoniques sont forts, et donc l'émission intense. Pour des raisons de symétrie, il ne peut exister dans chacune des vallées K et K' que des électrons qui ont une orientation de spin donnée ($m_s = -1/2$ pour K et $m_s = +1/2$ pour K', fig. E1c) : on parle de « polarisation de vallée ». Les vallées se distinguent alors par des interactions sélectives avec la lumière, de telle sorte que les excitons se couplent aux photons polarisés circulairement avec une hélicité opposée pour chacune des vallées. On définit un indice de vallée, + ou -, cet indice étant directement lié à la polarisation (et donc au spin optique), $\sigma = +1$ ou $\sigma = -1$, de la lumière absorbée (ou émise) au sein de la vallée.

Lorsqu'une monocouche de TMD est déposée sur une surface métallique, il est possible de coupler fortement les excitons du TMD et les plasmons à la surface du métal, de sorte que les émissions de vallée se couplent aux ondes plasmoniques en formant des modes hybrides. L'indice de vallée

“ Le caractère évanescent des plasmons de surface les rend particulièrement intéressants pour des plateformes intégrées de nanophotonique. ”

définit le spin optique de l'émission de vallée et celui-ci, par couplage, fixe le spin optique de l'onde plasmonique. En raison du verrouillage spin-impulsion décrit au paragraphe précédent, ceci fixe donc aussi l'impulsion de l'onde plasmonique, créant par une sorte de transitivité un verrouillage vallée-impulsion. Le couplage TMD-plasmons conduit ainsi à un codage de l'indice de vallée sur l'impulsion du plasmon, qui est d'intérêt pour exploiter l'information contenue dans la valeur de cet indice. En effet, comme le mode plasmonique hybride se propage sur plusieurs μm , au-delà de la zone d'interaction avec le TMD (elle-même de quelques μm^2), il devient possible de manipuler, en les délocalisant, ces nouveaux degrés de liberté que sont les indices de vallée. Ceci est réalisé au sein des dispositifs nanophotoniques intégrés, avec un très bon niveau de contrôle à l'échelle nanométrique. Deux expériences récentes démontrant ce principe, en mettant en œuvre une monocouche de WS₂ et une structure plasmonique nanométrique, sont représentées sur

>>>

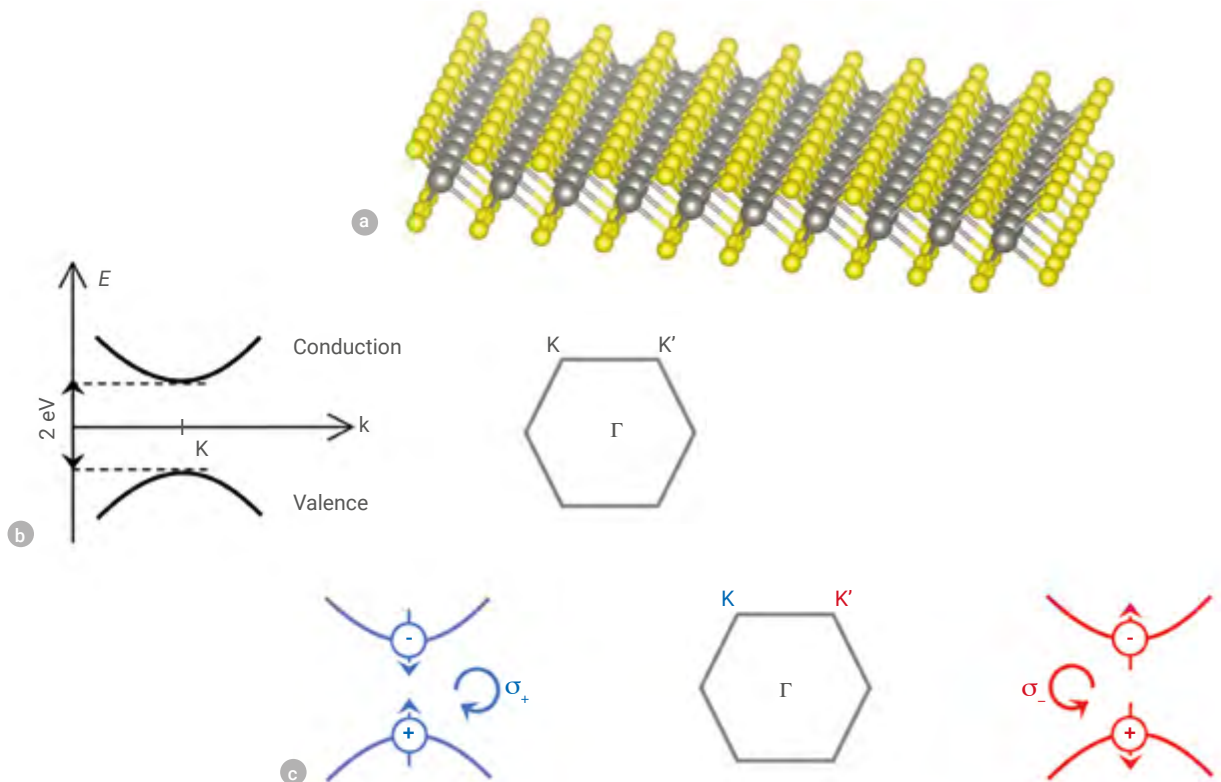
STRUCTURE ET ÉMISSION EXCITONIQUE D'UNE MONOCOUCHE DE WS₂

Les monocouches de disulfure de tungstène (WS₂) sont un exemple de dichalcogénure métallique bidimensionnel [5]. Ce sont des semi-conducteurs, dont le *gap* (bande interdite) est d'environ 2 eV. La figure E1a montre l'arrangement atomique du réseau cristallin d'une monocouche, avec les atomes de tungstène en noir et les atomes de soufre en jaune, qui correspond à une structure hexagonale. L'image de droite de la figure E1b montre la zone de Brillouin du réseau réciproque correspondant à cette structure cristalline. Elle est hexagonale, avec Γ au centre et les points de haute symétrie K et K' aux sommets de l'hexagone.

Au cas où ces notions ne sont pas familières, rappelons ici que les électrons dans un cristal périodique sont décrits par des ondes, les ondes de Bloch. Les vecteurs d'onde associés sont notés k . L'ensemble des vecteurs d'onde forme le réseau réciproque du réseau cristallin : il a des propriétés de symétrie et de périodicité qui sont directement liées à celles du réseau cristallin. La zone de Brillouin est la plus petite zone du réseau réciproque, qui, en raison de la périodicité, suffit à représenter l'ensemble des ondes électroniques. La structure électronique du cristal, ou « structure de bandes », se décrit en traçant l'énergie des électrons, E , en fonction de leur vecteur d'onde k . Les différents états électroniques sont situés sur différentes courbes $E(k)$, qui présentent des maxima et des minima pour certaines valeurs de k .

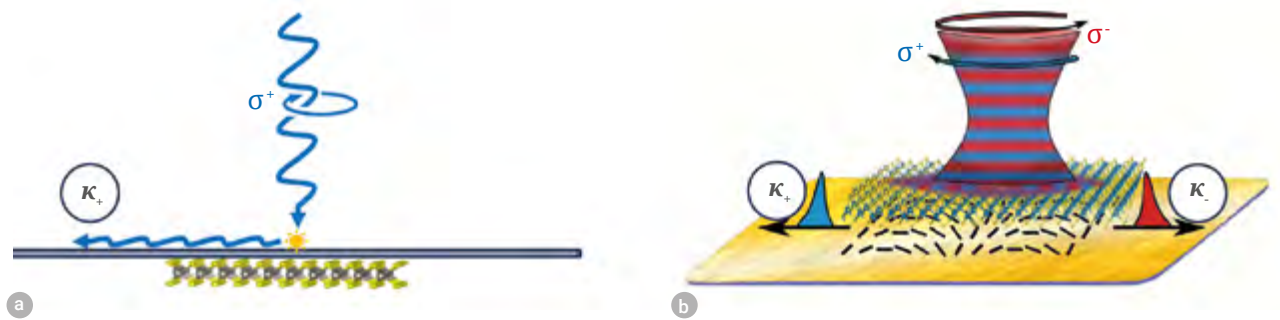
La partie gauche de la figure E1b représente schématiquement la structure de bande de WS₂ au voisinage d'un point K (voir aussi [5]). La bande de valence (remplie d'électrons à l'état fondamental) est la bande de basse énergie dont on voit le maximum, et la bande de conduction (vide d'électrons à l'état fondamental) est la bande de haute énergie dont on voit le minimum. La région autour de ce minimum est appelée « vallée ». Le couplage spin-orbite électronique a pour effet de lever la dégénérescence de spin de ces bandes. Cet effet (non détaillé ici), conjugué à une absence de symétrie d'inversion de la structure cristalline, amène à distinguer les symétries des points K et K' et, par conséquent, pour la bande de conduction, à distinguer les propriétés d'émission de deux types de vallées (vallées K et vallées K').

La figure E1c montre une excitation des vallées K et K' par des ondes polarisées circulairement qui conduit à la formation d'un exciton, c'est-à-dire à la présence d'un électron dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence. La polarisation est σ_+ pour la vallée K, avec un électron de spin *down* et un trou de spin *up*, alors qu'elle est de polarisation opposée, σ_- , pour la vallée K', avec un électron de spin *up* et un trou de spin *down*. La lumière émise par l'exciton est de même polarisation que la lumière incidente. De même que lorsque les spins électroniques d'un cristal ont une orientation préférentielle on parle de « polarisation de spin », on introduit la notion de « polarisation de vallée » pour décrire l'excitation préférentielle d'un type de vallée par rapport à l'autre.



E1. Propriétés d'une monocouche de WS₂.

- (a) Structure spatiale avec, en noir, les atomes de tungstène et, en jaune, les atomes de soufre. (By courtesy of K. Nagarajan, TIFR, Mumbai)
 (b) Courbes de dispersion $E(k)$ au voisinage du point K (à gauche) et zone de Brillouin (à droite).
 (c) Formation d'excitons dans les vallées K et K'.



2. Couplage entre un disulfure de métal de transition (TMD) et un plasmon.

(a) Couplage de WS₂ avec un nanofil d'argent [6]. L'onde incidente normale au plan du TMD est polarisée circulairement (σ_+), et l'onde plasmonique se propage vers la gauche parallèlement au nanofil (κ_+).
 (b) Couplage de WS₂ avec un réseau à phase géométrique gravé dans un film d'or [7]. Ce réseau est détaillé sur la figure 3c. Selon la polarisation circulaire σ_+ (en bleu) ou σ_- (en rouge) de l'onde incidente, l'onde plasmonique se propage vers la gauche (κ_+) ou vers la droite (κ_-).

>>>

la figure 2, l'une avec un nanofil en argent (fig. 2a) [6] et l'autre avec un réseau d'ouvertures nanométriques gravées dans un film d'or (fig. 2b) [7]. Dans les deux cas, grâce au verrouillage vallée-impulsion, le codage des degrés de liberté de vallée dans un mode plasmonique délocalisé est réalisé. Tout comme la manipulation du spin des électrons a élargi le domaine de l'électronique à la spintronique, de telles manipulations de l'indice de vallée ouvrent le champ d'une « valléetronique ».

Il faut souligner cependant qu'à l'échelle de la durée de vie d'un exciton (de l'ordre de 10^{-10} s), les processus de diffusion de vallée en vallée sont très efficaces à température ambiante, et l'émission excitonique des TMDs perd rapidement son état de polarisation. Or, de façon inattendue, lorsque les TMDs sont couplés avec les plasmons, on observe le maintien du taux de polarisation circulaire de leur photoluminescence, même à température ambiante [7]. Ceci montre que, sous couplage chiral, il existe un mécanisme de protection qui préserve les indices de vallée. Ce mécanisme doit encore être compris, mais son intérêt est très grand puisqu'il ouvre le champ à des applications de l'optique quantique à l'ambiante. Ceci pousse aujourd'hui les physiciens à explorer ce type de systèmes hybrides pour développer une véritable « opto-valléetronique » [8].

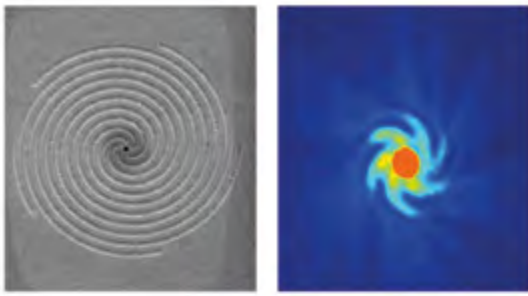
Couplage spin-orbite optique

La chiralité peut aussi être exploitée au niveau des nanostructures métalliques elles-mêmes. Nous présentons sur la figure 3a l'exemple d'une spirale d'Archimède plasmonique, consistant en l'enroulement périodique de sillons de largeur sub-longueur d'onde autour d'une petite ouverture faite au travers d'un film métallique opaque [9]. Une telle spirale forme un réseau qui permet, lorsqu'on l'éclaire avec un champ polarisé circulairement, d'exciter un mode plasmon dont la forme va être déterminée par l'enroulement. L'effet optique de l'excitation de ce mode sur cette nanostructure elle-même chirale s'observe directement à travers l'ouverture centrale par la formation de vortex optiques, véritables spirales de lumière dont la structure topologique est liée au nombre de bras de la spirale qui définit la nanostructure.

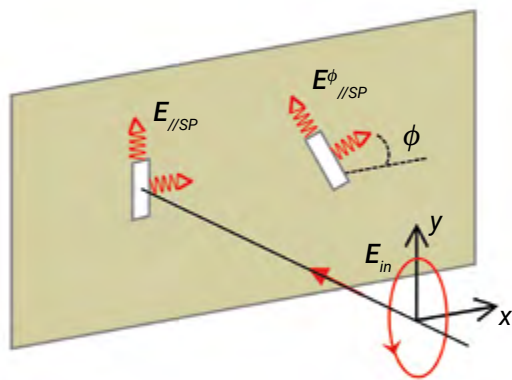
Ces effets mettent en évidence un lien fondamental entre la forme des modes plasmoniques (c'est-à-dire l'orbite parcourue par l'onde de surface correspondant au plasmon) et la polarisation circulaire du champ optique exciteur (le spin optique). On parle pour ce lien de « couplage spin-orbite optique ». On peut comprendre l'origine d'un tel couplage à partir de la relation entre le spin du champ exciteur polarisé circulairement (avec une hélicité $\sigma = \pm 1$) et les

effets de rotation sur un mode plasmonique. Cette relation est illustrée sur la figure 3b, où l'on décrit le cas simple d'une ouverture sub-longueur d'onde gravée sur une surface métallique. Une telle nano-ouverture permet le couplage d'un champ incident polarisé circulairement en un mode plasmon, dont la propagation le long du film métallique est fixée par la forme même de la nano-ouverture. Une rotation d'un angle ϕ de la nano-ouverture se traduit par une phase ajoutée sur le mode plasmonique, $\Phi = \sigma \phi$, appelée phase géométrique et produit de la valeur de l'hélicité du champ exciteur et de l'angle de rotation. Cette phase accompagne en quelque sorte le changement de direction de propagation du plasmon déterminé par l'orientation de la nano-ouverture, et peut donc être utilisée pour définir la direction de propagation d'un champ plasmonique à partir de l'hélicité du champ exciteur. Ce mécanisme de phase géométrique offre un moyen de contrôle de la propagation du spin optique, qui est très général. Il est à la base des systèmes séparateurs de spin récemment proposés et très étudiés en optique plasmonique, par exemple dans le groupe d'Aurélien Drezet (Institut Néel, Grenoble). Dans un contexte d'optique quantique intégrée, de tels systèmes offrent de nouvelles fonctionnalités comme la possibilité de distribuer spatialement, en fonction de leur spin, les photons d'émission spontanée ou stimulée. Là aussi, la

>>>



a

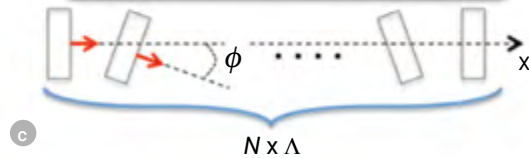
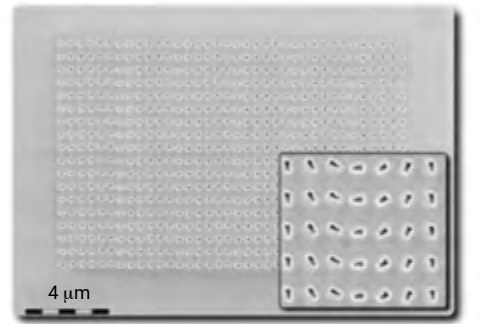


b

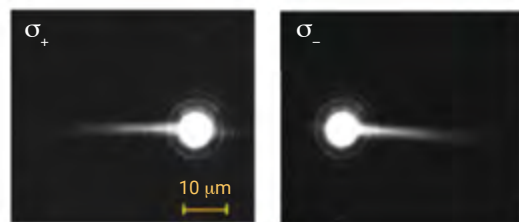
$$E_{in} = E_0 [1, i\sigma, 0]; \sigma = \pm 1$$

$$E_{//SP} \propto E_{in}$$

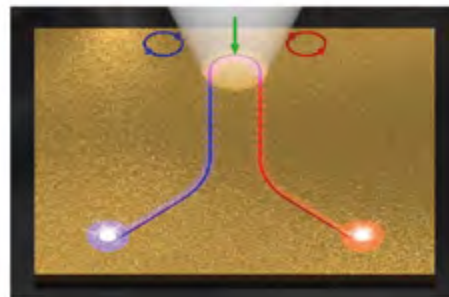
$$E^{\phi}_{//SP} \propto R(\phi) E_{in} \propto e^{-i\sigma\phi} E_{in}$$



c



d



3. Rotation locale et phase géométrique plasmonique.

(a) **Spirale plasmonique.** À gauche : image en microscopie électronique d'une spirale plasmonique gravée sur un film d'or ; la périodicité de l'enroulement est de 768 nm. À droite : image par microscopie optique d'un vortex optique transmis à travers l'ouverture centrale (diamètre 400 nm) de la spirale, lorsque cette dernière est éclairée par un champ optique polarisé circulairement (reproduit de [9]).

(b) **Rotation et phase géométrique.** Une onde incidente polarisée circulairement (champ électrique E_{in}) excite un plasmon sur une nano-ouverture rectangulaire (sur le schéma $\sigma = 1$). Le champ plasmonique parallèle à la surface, $E_{//SP}$, est orienté suivant les axes principaux de la nano-ouverture. Une rotation $R(\phi)$ de l'ouverture introduit une phase géométrique $\Phi = \sigma \phi$ entre le champ plasmonique modifié, $E^{\phi}_{//SP}$, et le champ incident E_{in} .

(c) **Réseau plasmonique séparateur de spin.** Ici, les nano-ouvertures rectangulaires ($160 \times 90 \text{ nm}^2$) sont espacées périodiquement (période $\Lambda = 480 \text{ nm}$) sur l'axe x et tournent d'un angle $\phi = \pi/N$, où N est le nombre de rotations requises pour retourner l'ouverture ($N = 6$ ici). Le long de cet axe, le champ plasmonique couplé par un champ incident circulairement polarisé acquiert une phase géométrique $2\pi x/(\Lambda N)$, qui dépend explicitement de la distance de propagation du champ dans la direction x . Le gradient de la phase géométrique correspond à un vecteur d'onde $k_g = \sigma \phi / \Lambda \mathbf{x}$, qui ajoute à la condition de diffraction du réseau un terme dépendant de l'hélicité du champ incident. Ceci permet de coupler un ordre de diffraction de manière sélective vis-à-vis de l'hélicité du champ incident. Les deux images sur fond noir montrent des modes plasmons se propageant sur le réseau vers la droite ou vers la gauche en fonction du spin optique incident ($\sigma = \pm 1$) (reproduit de [7]).

(d) **Adressage sélectif d'une nanoantenne par effet de phase géométrique.** Le couplage spin-orbite plasmonique effectif dans la courbure du guide plasmonique permet de ne sélectionner qu'un seul des deux canaux (rouge ou bleu) en fonction de l'hélicité du champ incident, et de n'exciter qu'une seule des deux nanoantennes en bout de canal (reproduit de [10]).

“Les plasmons de surface permettent d'accéder très directement à un grand nombre de problématiques actuelles d'optique fondamentale, aux centres desquelles les interactions spin-orbite et la chiralité jouent des rôles privilégiés.”

>>>

polarisation du photon émis devient un degré de liberté déterminant la direction du couplage entre le système quantique et la structure photonique. On peut alors concevoir des circuits intégrés avec des modalités combinées de contrôle et d'extraction de la lumière, combinant polarisation et directionnalité.

La figure 3c montre un exemple qui met en œuvre un réseau d'ouvertures régulièrement tournées d'un angle ϕ les unes par rapport aux autres, ce qui permet de coupler un ordre de diffraction du réseau de manière sélective vis-à-vis de l'hélicité du champ incident et ainsi choisir la direction de propagation du plasmon de surface [7]. Un autre exemple est montré sur la figure 3d, où Thierry Grosjean et ses collaborateurs (Femto-ST, Besançon) ont exploité l'effet de phase géométrique pour l'adressage sélectif de nanoantennes [10].

Plus généralement, les effets plasmoniques de séparation des spins optiques peuvent être comparés aux effets de séparation des spins électroniques (effet Hall de spin) et sont un exemple des analogies étroites entre optique et électronique, très bien décrites dans un article de revue [11].

Conclusion

Les plasmons de surface permettent d'accéder très directement à un grand nombre de problématiques actuelles d'optique fondamentale, au centre desquelles les interactions spin-orbite optiques et la chiralité jouent des rôles privilégiés. Portée par les compétences expérimentales et théoriques pointues acquises en nano-optique, l'optique plasmonique est alors un outil de choix pour explorer les potentialités offertes par le couplage chiral. En particulier, l'association de l'optique plasmonique et des nouveaux matériaux bidimensionnels est très prometteuse et oriente activement les recherches dans le domaine émergent de l'opto-vallétronique. La conception de nouveaux systèmes pour contrôler les interactions chirales lumière-matière, avec l'idée de combiner contrôle optique et contrôle électrique en exploitant l'électroluminescence chirale, offre encore de nombreuses perspectives de recherche à explorer à l'interface entre nanomatériaux et nano-optique. ■



- 1• M. Hentschel *et al.*, "Chiral Plasmonics", *Science Advances* **3** (2017) e16022735.
- 2• M.L. Solomon *et al.*, "Nanophotonic Platforms for Chiral Sensing and Separation", *Accounts of Chemical Research* **53** (2020) 588.
- 3• P. Lodahl *et al.*, "Chiral quantum optics", *Nature* **541** (2017) 473-480.
- 4• G. Wang *et al.*, "Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides", *Review of Modern Physics* **90** (2018) 021001.
- 5• X. Marie, B. Urbaszek et T. Armand, « Les dichalcogénures de métaux de transition, nouveaux matériaux bidimensionnels », *Reflets de la Physique* **50** (2016) 21-25.
- 6• S.-H. Gong *et al.*, "Nanoscale chiral valley-photon interface through optical spin-orbit coupling", *Science* **359** (2018) 443-447.
- 7• T. Chervy *et al.*, "Room Temperature Chiral Coupling of Valley Excitons with Spin-Momentum Locked Surface Plasmons", *ACS Photonics* **5** (2018) 1281-1287.
- 8• S. Dufferwiel *et al.*, "Valley-addressable polaritons in atomically thin semiconductors", *Nature Photonics* **11** (2017) 497-501.
- 9• Y. Gorodetski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 203906.
- 10• Y. Lefier *et al.*, "Directing nanoscale optical flows by coupling photon spin to plasmon extrinsic angular momentum", *Nano Lett.* **18** (2018) 38-42.
- 11• K. Y. Bliokh *et al.*, "Spin-orbit interactions of light", *Nature Photonics*, **9** (2015) 796-808.