

MODES GUIDES A MOMENT ANGULAIRE ORBITAL

Marie Legrand, Giovanni Magno, Béatrice Dagens

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

beatrice.dagens@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions ici numériquement la génération de modes hélicoïdaux, porteurs d'un moment angulaire orbital, dans un guide planaire diélectrique ou plasmonique. Du fait de la répartition annulaire de leur énergie électromagnétique, leur interaction privilégiée avec le milieu environnant peut conduire à de nouvelles fonctions intégrées.

MOTS-CLEFS : *guide diélectrique ; moment angulaire orbital ; plasmonique*

1. INTRODUCTION

Depuis la démonstration des modes de Laguerre-Gauss (LG) porteurs d'un moment angulaire orbital (OAM) [1], les modes hélicoïdaux ont suscité un intérêt croissant dans la communauté photonique. Du fait de leur structure tridimensionnelle et de la répartition annulaire de leur énergie, ces modes ouvrent des possibilités d'utilisation originale dans de nombreux domaines [2] comme les télécommunications optiques, la manipulation optique d'objets, l'imagerie, la physique quantique ou la fabrication de structures chirales. Leurs propriétés présentent un intérêt également en optique intégrée, avec l'opportunité d'améliorer des fonctions ou d'en générer de nouvelles. Par exemple, des modes OAM orthogonaux ont été multiplexés en espace libre ou dans des fibres pour les communications optiques, dans différentes gammes de fréquence [3-5], conduisant à des débits à l'échelle du téra-bit [3]. Dans le domaine de la manipulation optique en espace libre, l'utilisation de modes OAM a permis de transformer une pince optique en rotor optique, avec un contrôle possible de la vitesse de rotation [6]. Des particules absorbantes [7] ou métalliques [8] ont ainsi été mises en mouvement circulaire dans un piège optique. Dans ce cas, la taille typique des particules piégées est celle de la limite de diffraction. La manipulation de nanoobjets nécessite des pièges sub-longueur d'onde comme le champ évanescent d'une onde [9] ou un mode plasmonique [10]. Dans un système de laboratoire sur puce ou pour un capteur de nanoparticules, il est particulièrement intéressant de disposer de 'nanorotors optiques' intégrés. Une première étape pour cela est de maîtriser la génération et le guidage des modes hélicoïdaux.

Dans ce contexte, nous avons évalué ici par simulation FDTD (Finite Difference Time Domain) la génération et la propagation de modes OAM dans un guide en Si_3N_4 , puis le long d'un nanofil d'argent.

2. GENERATION DE MODES OAM DANS UN GUIDE DIELECTRIQUE

Le guide diélectrique considéré est en nitrure de silicium ($n=1,95$) enterré dans la silice ($n=1,5$), (Fig. 1 (haut)), et la longueur d'onde choisie est de 600 nm. Pour générer numériquement un mode OAM dans un guide, une solution consiste à combiner ses modes propres. Soit les modes transverses électriques (TE), soit transverses magnétiques (TM), soit hybrides dans le cas d'une section carrée, peuvent être considérés (Fig. 2). Les dimensions du guide sont choisies afin de favoriser l'une de ces configurations.

Par analogie avec les modes de Laguerre-Gauss (LG), les modes OAM sont d'abord générés par combinaison de modes : les superpositions $\text{TE}_{01}+i\text{TE}_{10}$ ou $\text{TM}_{01}+i\text{TM}_{10}$ (i indiquant un déphasage de $\pi/2$) constituent des modes OAM respectivement polarisés TE ou TM. Sur la figure 1 (bas), la distribution spatiale des champs du mode OAM (TE) suit la forme du guide diélectrique, et

le mode présente donc une forme plus rectangulaire que dans le cas de modes spatiaux LG. La distribution de l'énergie et de la densité de moment orbital angulaire suivent la même tendance. Notons qu'il est également possible de créer un mode OAM à partir des quatre modes d'ordre 1, $(TE_{01}+TM_{10})+i(TE_{10}+TM_{01})$: la polarisation de ce mode alterne alors entre radial et azimuthal au cours de la propagation.

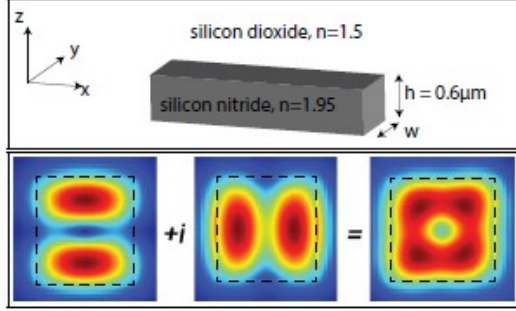


Fig. 1 : Haut : schéma du guide d'onde diélectrique étudié. Bas : génération d'un mode OAM guidé par superposition des modes $TE_{01}+iTE_{10}$

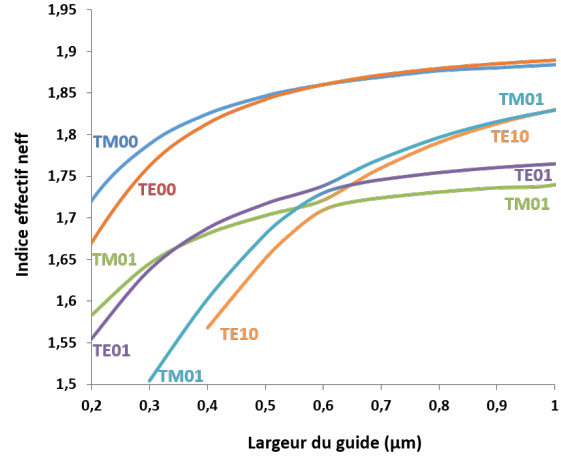


Fig. 2 : Indices effectifs des modes du guide diélectrique en fonction de sa largeur pour une hauteur de 0,6 μm. Dans le cas d'un guide presque carré (cercle noir), une hybridation des modes d'ordre 1 se produit.

Le taux de moment angulaire J_n du mode OAM généré est défini par le rapport entre la densité linéaire de moment angulaire orbital (\mathbf{p}) et la densité linéaire de moment linéaire (\mathbf{j}), normalisé par $2\pi n/\lambda_0$ (valeur du moment angulaire du mode LG de premier ordre) : $\mathbf{p} = \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ et $\mathbf{j} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, \mathbf{E} et \mathbf{B} les champs électrique et magnétique de l'onde, \mathbf{r} le vecteur position et \times indique le produit vectoriel. Pour une propagation suivant la direction x , et $\langle j_x \rangle, \langle p_x \rangle$ désignant la moyenne temporelle sur une période, le taux de moment angulaire est donc :

$$J_n = \frac{\langle j_x \rangle}{\langle p_x \rangle} * \frac{2\pi n}{\lambda_0} \quad (1)$$

Cette quantité indique une valeur totale sur l'ensemble de la surface d'intégration, mais peut varier localement. Ici la normalisation est faite par rapport à la longueur d'onde dans le milieu central (n) du guide, et donc même dans le cas d'un mode OAM de premier ordre, J_n peut avoir un module supérieur à 1 lorsque la partie évanescence du mode guidé est particulièrement étendue. De plus, les contributions 'locales' (centre du guide, coins du guide, milieu environnant) du mode au moment angulaire orbital global peuvent dans certains cas avoir des signes opposés, réduisant la valeur de J_n . Lorsque les deux modes propres générant l'OAM ont une polarisation linéaire identique (par exemple TE_{01} et TE_{10}) ils ont nécessairement des indices effectifs significativement différents (guide rectangulaire, cf Fig.2) : J_n oscille entre -1 et 1 au cours de la propagation, traduisant l'inversion du sens de rotation du vecteur de Poynting dû au déphasage périodique :

$$J_n = J_{n_0} \cos\left(\frac{2\pi x \Delta n_{eff}}{\lambda_0}\right) \quad (2)$$

Afin d'éviter cet effet de battement, une solution est de propager le mode OAM dans un guide 'quasi' carré (largeur 0,65 μm) après un taper. Une alternative consiste à s'intéresser aux modes OAM résultant d'une combinaison des modes hybrides du guide carré (largeur 0,6 μm). Dans ce cas,

il est possible de trouver une solution pour laquelle le taux de moment orbital est supérieur à 2 et reste stable au cours de la propagation. Néanmoins, la polarisation n'est alors ni totalement TE ni totalement TM, et alterne entre radial et azimuthal lors de la propagation.

3. MODES OAM PLASMONIQUES

Les modes hélicoïdaux intégrés sont particulièrement intéressants dans le cas où leur front d'onde peut être entièrement exploité autour du guide, comme dans le cas de modes plasmoniques se propageant le long d'un nanofil d'argent. Les modes propres plasmoniques fondamental, HE1 et HE-1 d'un fil de 120 nm de diamètre sont représentés Fig. 3 (gauche). Comme attendu [11], leur polarisation est radiale. Les modes d'ordre 1 ont des indices effectifs légèrement différents du fait des incertitudes numériques liées au maillage de calcul, ce qui entraine un déphasage progressif.

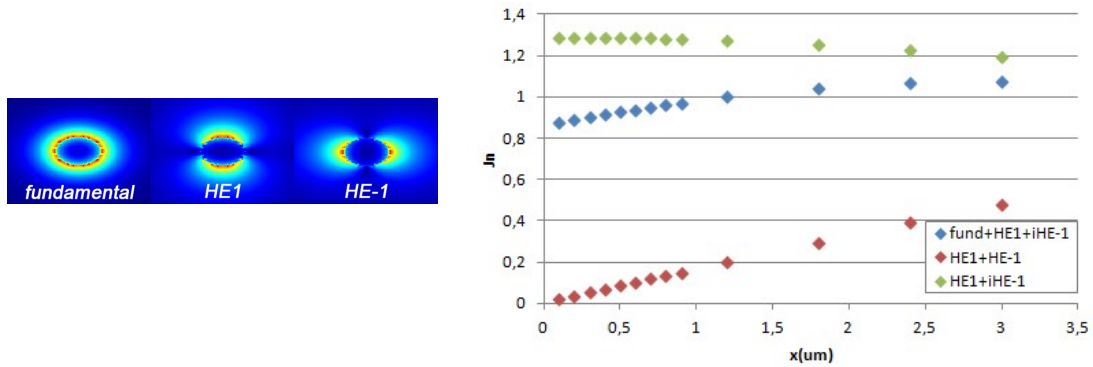


Fig. 3 : (G) profil du champ électrique des modes propres d'un fil d'argent de diamètre 120nm à $\lambda=600$ nm. (D) taux de moment angulaire orbital le long du fil d'argent pour 3 combinaisons de modes plasmoniques

Le mode plasmonique OAM est généré par combinaison des modes HE1+i HE-1. L'énergie de ce mode présente une forme annulaire, comme le mode fondamental. Le moment angulaire est calculé le long de la propagation sur une distance de plusieurs microns (Fig. 3, droite) : le caractère orbital est plus élevé lorsque le mode fondamental n'est pas excité (contrairement à la configuration expérimentale de [11]), et le mode OAM ainsi généré subit également moins de pertes.

CONCLUSION

Nous avons évalué la possibilité et caractérisé numériquement la génération de modes OAM guidés dans un guide diélectrique ou le long d'un nanofil d'argent. Le moment orbital peut être conservé sur plusieurs microns de propagation dans les deux cas. Le champ évanescence ou le mode plasmonique présente un front d'onde hélicoïdal qui pourrait être exploité pour la manipulation d'objets. De plus le mode OAM généré ainsi de manière composite à partir de modes propres conserve son caractère hélicoïdal en sortie de guide et en champ lointain.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Allen, et al, Phys. Rev. A 45, 8185–8189 (1992).
- [2] M. J. Padgett, "Orbital angular momentum 25 years on [Invited]," Opt.Express 25, 11265 (2017).
- [3] N. Bozinovic et al, Science 340, 1545–1548 (2013).
- [4] H. Ren, et al, Science 352, 805–809(2016).
- [5] F. Tamburini, et al, New J. Phys. 14, 033001 (2012).
- [6] M. Gecevicius, et al, Optical Tweezers with Tunable Orbital Angular Momentum (OSA, 2014).
- [7] N. B. Simpson, et al J. Mod. Opt. 43, 2485–2491 (1996).
- [8] A. T. O'Neil and M. J. Padgett, Opt. Commun.185, 139–143 (2000).
- [9] S. Mei, et al Appl. Phys. Lett. 109, 191107 (2016).
- [10] X. Cai, et al, Science. 338, 363–366 (2012).
- [11] S. Zhang, et al, Phys. Rev. Lett. 107 (2011).