



HAL
open science

Vortex optiques en interaction avec des atomes

Laurence Pruvost, Thierry Ruchon

► **To cite this version:**

Laurence Pruvost, Thierry Ruchon. Vortex optiques en interaction avec des atomes. Reflets de la Physique, 2023, 75, pp.10-16. 10.1051/refdp/202375010 . cea-04112155

HAL Id: cea-04112155

<https://cea.hal.science/cea-04112155>

Submitted on 31 May 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Vortex optiques en interaction avec des atomes

Laurence Pruvost⁽¹⁾ (laurence.pruvost@sorbonne-universite.fr) et Thierry Ruchon⁽²⁾ (thierry.ruchon@cea.fr)

(1) Laboratoire de Chimie-Physique - Matière et Rayonnement (LCPMR, UMR CNRS et Sorbonne-Université), 4 place Jussieu, Paris

(2) Laboratoire Interactions, Dynamique et Lasers (LIDYL), CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

Un vortex optique est un faisceau laser dont le front d'onde est hélicoïdal. Il est donc chiral, d'hélicité gauche ou droite selon le sens de l'hélice. En plus du moment angulaire de *spin* qui correspond à la polarisation, les photons possèdent aussi un moment angulaire orbital (OAM) qui est quantifié et caractérise l'hélicité du vortex.

L'interaction non linéaire de vortex optiques avec des atomes conduit à l'échange d'OAM avec l'ensemble atomique et la génération de nouveaux vortex. Les propriétés quantiques de ces vortex sont une ressource exploitable dans le cadre des technologies quantiques comme le stockage et le codage de l'information.

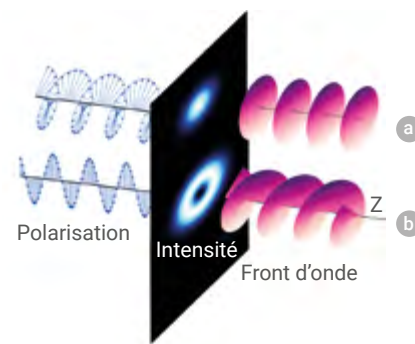
La chiralité, très présente dans la nature, existe également dans les ondes électromagnétiques. Sa forme la plus connue est la polarisation, circulaire droite ou gauche, qui est caractérisée par un moment angulaire de *spin*^(a) dont la projection sur l'axe de propagation de l'onde est quantifiée sur deux valeurs, $\pm \hbar$, et qu'on appelle SAM pour *Spin Angular Momentum*.

Une autre forme de chiralité est liée à la phase de l'onde lorsque le front d'onde est hélicoïdal. La samare qui tombe, montrée sur le dessin, page 11, donne une image d'un tel front d'onde. Une telle onde, appelée *vortex optique*, est chirale et possède un moment angulaire orbital que l'on désigne par OAM pour *Orbital Angular Momentum*. Un vortex optique peut avoir n'importe quelle polarisation, et posséder simultanément un SAM et un OAM, comme le montre la figure 1.

Le concept de vortex optique est apparu dans les travaux de Pierre Couillet en 1989 [1], celui d'OAM est fortement lié à ceux de Les Allen dès 1992 [2]. Le lecteur trouvera une rétrospective et les applications de l'OAM dans l'article récent de Yijie Shen *et al.* [3].

Vortex optique et moment angulaire orbital du photon

Pour qu'un vortex optique se propage comme une vis sans fin en gardant sa topologie, la phase accumulée par l'hélice sur un tour doit être un multiple de 2π . On note ℓ l'entier relatif associé et l'onde possède alors une phase azimutale, *via* un terme en $\exp(i\ell\theta)$, où θ est l'angle autour de l'axe de propagation. Si $\ell = 0$, on a l'onde plane habituelle ; pour $\ell \neq 0$, on a un vortex qui, selon le signe de ℓ , a une hélicité, et donc une chiralité, droite ou gauche.



1. Différence entre (a) une onde chirale en polarisation et (b) un vortex optique qui est chirale en phase. Le cas (a) est une onde plane polarisée circulairement. Le cas (b) est un vortex optique $\ell = 1$ polarisé linéairement. Le plan médian montre les profils d'intensité associés.

Pour comprendre l'OAM, il convient de considérer le vecteur de Poynting local du vortex optique. Perpendiculaire en tout point au front d'onde, il présente non seulement une composante le long de la propagation mais aussi une composante orthoradiale qui signe le caractère *tourbillonnant* du



vortex. On la relie à l'OAM et on montre de plus que celui-ci est quantifié, valant $L = \hbar \ell$ par photon.

Ainsi, comme le SAM, l'OAM est une variable quantique dont on peut faire des superpositions d'états et des intrications mais, contrairement au SAM, l'OAM peut prendre une infinité de valeurs, positives ou négatives. C'est là un de ses atouts pour coder l'information ou pour réaliser des intrications multiples.

De natures différentes, polarisation pour l'un, phase pour l'autre, le SAM et l'OAM agissent différemment sur la matière. L'effet de l'OAM apparait notamment pour une interaction qui dépend de la phase. Il existe aussi des interactions qui mélangent les deux natures et conduisent au couplage SAM-OAM. Une analogie forte existe avec le couplage *spin*-orbite connu en physique atomique.

Modes de Laguerre-Gauss

Les vortex optiques sont classifiés en modes : ceux de Laguerre-Gauss, de Bessel et de Zernike sont les plus connus. Les modes de Laguerre-Gauss sont les plus utilisés.

Ces modes sont caractérisés par une amplitude de champ dont l'enveloppe est une gaussienne. La structure radiale du mode est donnée par un polynôme de Laguerre d'ordre $|\ell|$ et de rang p , d'où la notation LG_p^ℓ . Le mode LG_0^0 d'OAM nul coïncide avec le mode gaussien usuel. Les modes LG_p^ℓ d'OAM non nul ont un zéro d'intensité en leur centre, entouré de $p + 1$ anneaux lumineux. p est appelé l'indice radial (voir l'encadré p. 16).

Il faut souligner qu'à cause du couplage entre l'amplitude et la phase, imposé par l'équation de propagation d'une onde, le vortex possède obligatoirement une phase longitudinale, dite phase de Gouy, dont l'expression est $\alpha \text{Atan}(z/z_R)$, où $\alpha = |\ell| + 2p + 1$ est la multiplicité du mode et dépend de l'OAM. Le paramètre z_R est la longueur de Rayleigh.



La samare (fruit sec) de l'érable en chute.

Illustration : Angèle Brune, d'après une chronophotographie de D. Lentink.

Il existe de nombreuses méthodes pour fabriquer des vortex optiques. Certaines utilisent des systèmes optiques pour combiner des modes ou les transformer, d'autres se servent de la diffraction par des objets comportant un défaut local et chiral. Une méthode robuste consiste à changer directement le front d'onde d'une onde incidente pour lui donner une forme hélicoïdale. Dans le domaine des radiofréquences, un objet de phase — en téflon par exemple — sculpté en hélice convient très bien. Dans le domaine optique, on a recours à des hologrammes (*VPP Vortex Phase Plate*) ou à des modulateurs à cristaux liquides (*SLM Spatial Light Modulator*), dont on change localement l'indice de réfraction en changeant l'orientation des cristaux liquides. Cela modifie la phase de l'onde qui les traverse. Cette méthode permet de générer des modes de Laguerre-Gauss presque purs.

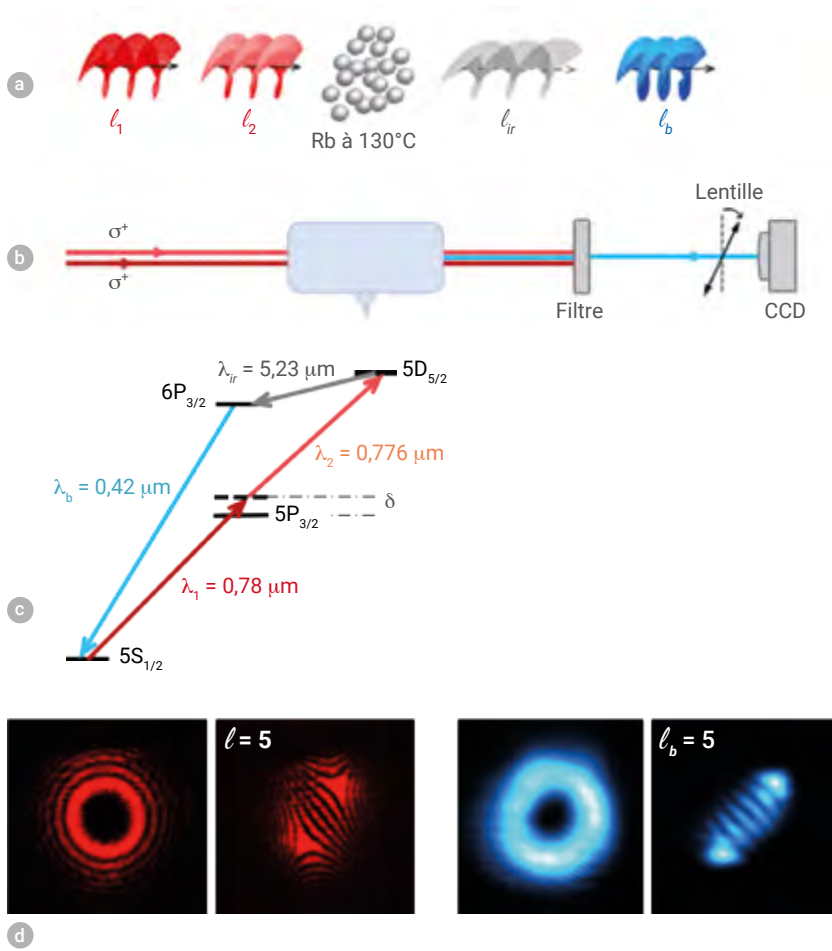
Mesurer l'OAM

Excepté pour le mode d'OAM nul, le profil d'intensité ne donne pas la valeur de l'OAM. Seules des méthodes interférométriques permettent de le mesurer précisément. L'interférence avec une onde plane de référence donne par exemple un terme d'oscillation en $\cos^2(2\ell\theta)$ visualisable par imagerie.

En absence de référence, la méthode d'auto-interférences est pertinente : elle consiste à faire passer le vortex à travers une lentille inclinée de telle sorte que le bord droit du vortex interfère avec son bord gauche, et à analyser la figure obtenue. Pour un mode LG_p^ℓ , on obtient des franges dont le nombre de raies noires vaut $|\ell|$, le sens de l'inclinaison donnant le signe (voir le cas $\ell = 5$ dans la figure 2).

Après cette présentation générale des vortex optiques, nous décrivons deux expériences récentes, qui ont

>>>



2. Expérience de conversion de vortex utilisant une transition à deux photons : cas à un vortex. (a) Principe de l'expérience, où deux vortex optiques d'OAM ℓ_1 et ℓ_2 excitent des atomes de rubidium et produisent en sortie deux vortex de couleurs différentes (ℓ_{ir} et ℓ_b). (b) Schéma expérimental et méthode de détection par lentille inclinée qui produit la figure d'auto-interférences permettant de déterminer l'OAM. (c) Schéma d'excitation (en rouge) et d'émission du rubidium. (d) Profils d'intensité et auto-interférences des vortex d'entrée (en rouge) et de sortie (en bleu).

>>>

permis de démontrer la conservation de l'OAM lors de processus d'interaction non linéaires avec des vapeurs atomiques. Le premier est une transition à deux photons, le second un processus fortement non linéaire.

Révéler l'échange de moment angulaire orbital avec une transition atomique à deux photons

Pour comprendre le rôle de l'OAM dans l'interaction du vortex optique avec la matière, l'idée est de choisir une interaction laser-atome qui dépend de la phase. La plus simple est l'excitation à deux photons.

L'expérience, initiée au laboratoire Aimé Cotton (Orsay) et désormais installée au LCPMR^(b), a consisté à exciter

des atomes de rubidium avec deux vortex optiques et à analyser les ondes émises pour déterminer leurs OAM et ainsi comprendre le processus d'échange d'OAM (fig.2).

La transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$, réalisée avec des lasers à 780 et 776 nm, est en effet connue pour émettre une paire de photons, l'un infrarouge à 5,23 μm , l'autre bleu à 420 nm. Lorsque les faisceaux incidents sont colinéaires, de même sens, et que leurs fréquences sont désaccordées (fig. 2c), ce mélange à quatre ondes donne une émission cohérente. On observe alors une émission induite le long de l'axe de propagation.

En réalisant cette transition avec deux vortex d'OAM respectifs ℓ_1 et ℓ_2 , et en analysant le rayonnement induit,

en intensité et en phase (fig. 2b), on détermine l'échange d'OAM résultant de l'interaction. L'étude présentée ici repose sur l'analyse du rayonnement bleu généré (fig. 2d).

L'OAM étant une variable quantique, le but est de comprendre, manipuler et intriquer des modes portant de l'OAM *via* l'interaction avec les atomes.

Cas d'une excitation comportant un seul vortex optique

Dans la première expérience réalisée, une seule des ondes excitatrices est un vortex optique. L'onde à 776 nm est un mode de Laguerre-Gauss LG_0^ℓ , soit $\ell_2 = \ell$. L'autre onde est un faisceau gaussien d'OAM nul, soit $\ell_1 = 0$. La divergence des ondes d'entrée est choisie pour être très faible le long du milieu, justifiant l'hypothèse de faisceaux sans courbure.

Les observations expérimentales montrent que l'onde bleue induite est un vortex et que pour de faibles valeurs de ℓ , elle porte un OAM $\ell_b = \ell$ (fig. 2d). Lorsque ℓ atteint une dizaine d'unités, l'analyse montre que le vortex bleu comporte plusieurs OAM. Il est une superposition de modes. Les observations ne dépendent pas du sens droit ou gauche du vortex exciteur [4].

Un modèle pour l'échange

La description de l'échange vortex-atome passe par une approche dite de la matrice densité, celle-ci étant ensuite reliée à des grandeurs macroscopiques observables comme la polarisabilité du milieu. Nous adoptons ici une approche plus globale, qui va donner les grandes lignes et les règles de l'échange. Le processus est décrit par un mélange de quatre ondes, caractérisé par une susceptibilité non linéaire d'ordre 3 notée $\chi^{(3)}$. Par exemple, l'onde bleue, caractérisée par le champ électrique E_b , provient du terme produit des champs des trois autres ondes, $\chi^{(3)} E_1 E_2 E_{ir}$. Un tel processus est efficace si on conserve l'énergie et les phases, et si on a un bon recouvrement des modes en jeu.

La conservation de l'énergie est garantie par le choix des fréquences des lasers. La colinéarité des ondes assure la conservation de l'impulsion des photons. La conservation de la phase de courbure est satisfaite, puisque les faisceaux laser appliqués sont peu divergents.

Ce qui est nouveau avec les vortex, c'est la conservation des phases azimutale et de Gouy, toutes les deux dépendantes de l'OAM (voir l'encadré p.16). La première donne $\ell_{ir} + \ell_b = \ell_1 + \ell_2$ (1), une condition qui exprime que l'OAM total est conservé et se retrouve dans les ondes produites. La seconde s'exprime par la condition $\alpha_{ir} + \alpha_b = \alpha_1 + \alpha_2$ (2), lorsque toutes les ondes en jeu ont le même paramètre de Rayleigh. Cette configuration correspond au critère de Boyd-Kleiman, qui énonce qu'un processus non linéaire à plusieurs ondes est optimal si toutes les ondes en jeu ont la même divergence. La condition (2) exprime la conservation de la multiplicité. Il faut noter que l'équation (1) concerne les OAM, et que l'équation (2) concerne leurs valeurs absolues.

Pour le cas à un seul vortex présenté précédemment, $\alpha_1 = 1$ et $\alpha_2 = 1 + |\ell|$. D'après (1) et (2) et d'après la définition de α , il s'ensuit que les modes de sortie vérifient $p_{ir} = p_b = 0$ — modes mono-annulaires — et que les modes bleus de sortie portent un OAM valant $\ell_b = 0, 1, \dots, \ell$.

Une fois les phases accordées, l'efficacité est liée au recouvrement des champs, exprimé par $\int A_1 A_2 A_{ir} A_b \rho \, d\rho$ où les A_i sont les amplitudes des modes en jeu, ρ étant la distance radiale. Comme l'atteste la figure 2, le mode $\ell_b = \ell$ domine. Ce résultat s'explique par la grande différence des longueurs d'onde de sortie $\lambda_{ir}/\lambda_b \sim 12$, ce qui entraîne un recouvrement significatif seulement si l'OAM de l'onde infrarouge est faible.

Cas d'une excitation par deux vortex optiques

Dans la seconde expérience réalisée, on montre la chiralité, c'est-à-dire le rôle du sens droit ou gauche des vortex [5]. Pour cela, on compare le cas d'une vapeur excitée par deux vortex de même sens — cas noté $\ell^+\ell^+$ — et le cas de vortex de sens opposés, noté $\ell^+\ell^-$. La figure 3 présente le résultat observé pour $\ell_1 = 4$ et $\ell_2 = \pm 6$.

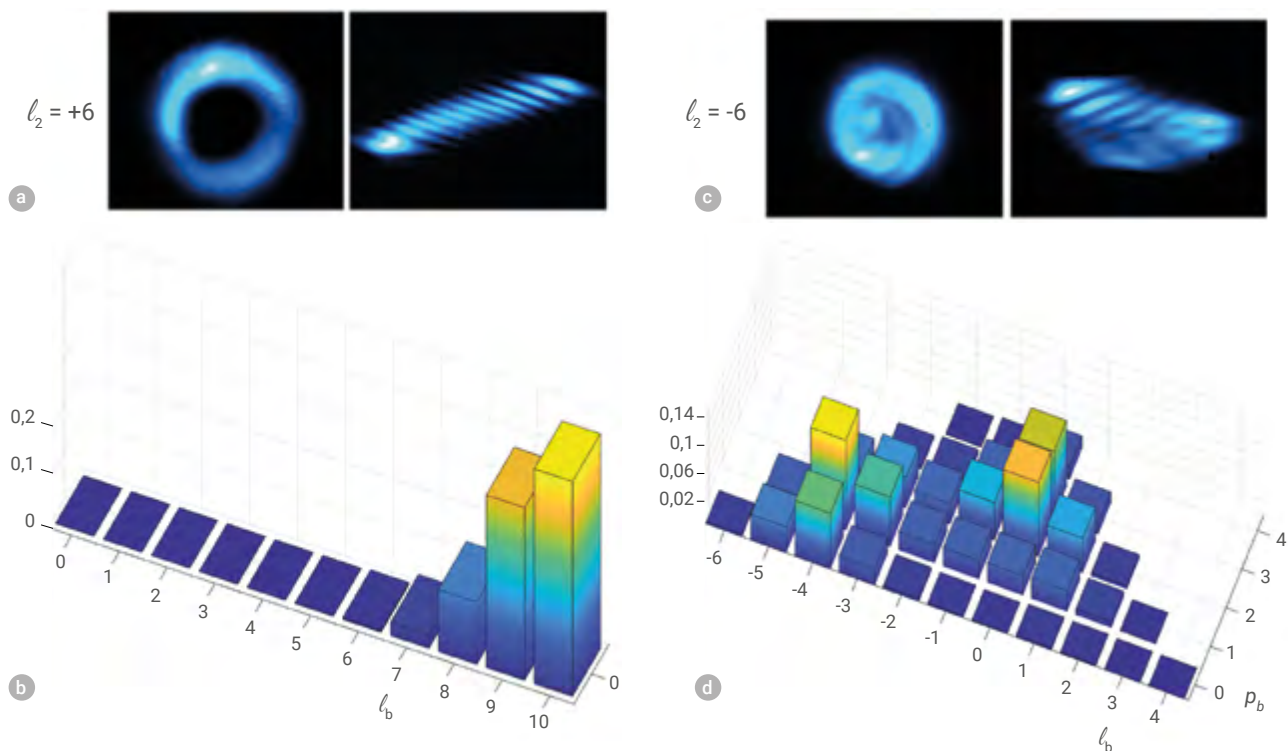
Avec la conservation de l'OAM et la dominance du bleu vue précédemment, on s'attend à $\ell_b = 10$ dans le cas $\ell^+\ell^+$ et à $\ell_b = -2$ pour $\ell^+\ell^-$. Ces deux valeurs d'OAM non nulles devraient

nous donner des modes annulaires, ce qui n'est pas le cas pour $\ell^+\ell^-$ (fig. 3c). De plus, la figure d'auto-interférences associée présente des franges distordues, ce qui indique que le vortex bleu est une superposition de plusieurs modes avec des OAM positifs, négatifs et nul. La présence d'un OAM nul explique notamment que l'intensité au centre de l'onde bleue est non nulle.

En appliquant le modèle précédent, on voit que pour satisfaire la conservation de l'OAM total et la conservation de la multiplicité, dans le cas $\ell^+\ell^-$, il est nécessaire que des modes de sortie aient des nombres radiaux p_{ir} et p_b non nuls, certains associés à $\ell_b = 0$ (fig. 3d). L'onde bleue est donc multimode et sa figure d'auto-interférence plus complexe.

Cette expérience démontre comment la chiralité relative des vortex s'exprime dans le processus de mélange à quatre ondes, produisant notamment des modes intriqués en OAM pour le cas $\ell^+\ell^-$. Cette intrication, qui grandit avec les valeurs d'OAM, est d'un grand intérêt pour le codage et le stockage d'informations ou pour des algorithmes non standards.

>>>



3. Conversion de deux vortex de même sens ou de sens contraire. Il s'agit de la même expérience que pour la figure 2, avec $\ell_1 = 4$ et $\ell_2 = \pm 6$. En haut : Profils d'intensité et d'auto-interférences du vortex bleu de sortie. En bas : calcul du poids des modes présents dans l'onde bleue induite. (a) et (b) pour le cas $\ell^+\ell^+$, (c) et (d) pour le cas $\ell^+\ell^-$.

>>>

Interaction fortement non linéaire avec des vortex optiques

Le paragraphe précédent montre qu'à l'instar de l'énergie du photon et de son impulsion, l'OAM est une quantité conservée lors de l'interaction non linéaire. Ces conclusions s'étendent au régime fortement non linéaire, comme on va le voir dans ce qui suit.

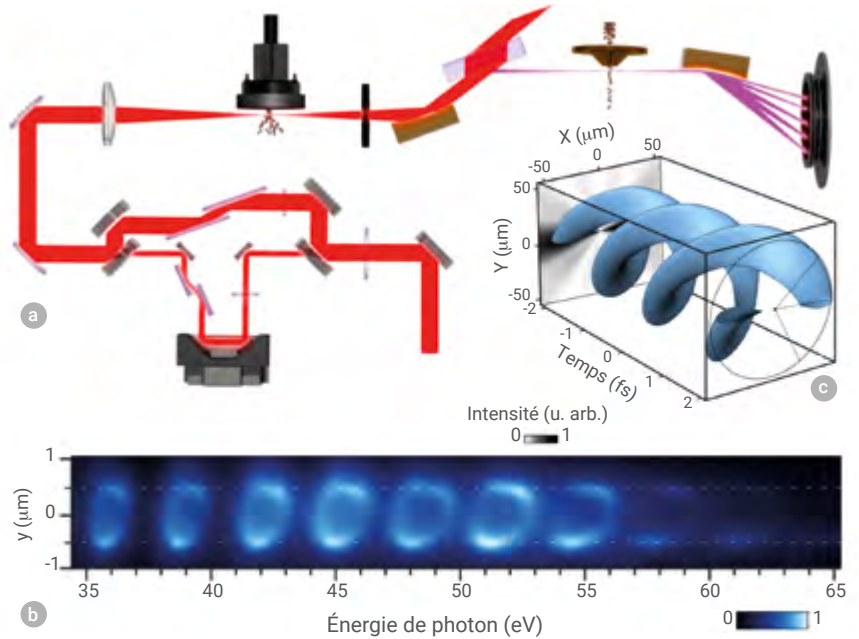
La forte non-linéarité est ce qui caractérise la Génération d'Harmoniques d'Ordre Élevé (GHOE) [6], un processus observé lorsque l'on focalise une impulsion courte et très intense dans une vapeur atomique. Dans ce régime de champ fort, le champ électrique de l'onde laser appliquée est comparable au champ électrique intratomique. L'interaction fortement non linéaire donne naissance en sortie à un rayonnement de type XUV de longueur d'onde $\lambda_q = \lambda_1/q$, où λ_1 est la longueur d'onde appliquée et q l'ordre de l'harmonique produite. En général, q a une valeur élevée. Pour des raisons de symétrie, seules les harmoniques impaires sont générées dans un gaz isotrope.

GHOE avec un vortex optique

Pour étudier l'interaction fortement non linéaire avec des vortex, un masque de phase en hélice a été inséré sur le faisceau d'un laser infrarouge à impulsions femtosecondes (laser LUCA du Laboratoire Interactions, Dynamiques et Lasers) pour le transformer en un vortex optique. Son OAM vaut $\ell_1 = 1$.

Lorsque celui-ci est appliqué à une cible d'argon, la GHOE produit des harmoniques d'ordre élevé ayant des profils d'intensité annulaires (fig. 4). Ceci constitue une première signature de la présence d'OAM dans les harmoniques générées. La figure 4b montre aussi que le rayon des anneaux est constant, quel que soit l'ordre de l'harmonique. Ce comportement est inhabituel pour un spectre de GHOE, qui présente en général une divergence croissante avec q . Cette observation est la clé pour démontrer que l'harmonique q , en plus d'être annulaire, porte bien un OAM valant $\ell_q = q \ell_1$.

L'explication repose sur trois points : la relation qui lie le rayon d'un vortex et son *waist* (voir encadré p.16), le fait que la configuration expérimentale donne la taille de l'harmonique en



4. Expérience de GHOE avec un vortex. (a) En haut : dispositif expérimental, montrant le laser appliqué à la cible et le spectromètre à réseau permettant la dispersion spectrale des harmoniques. Y figure aussi le faisceau utilisé pour la méthode RABBITT. (b) En bas : profils d'intensité des harmoniques $q = 13$ à 41 . La forme ovalisée provient d'un effet instrumental lié au spectromètre. La taille des anneaux est donnée par la dimension verticale. (c) La reconstruction spatio-temporelle est au centre droit de la figure.

champ lointain et la condition qui rend la GHOE optimale.

Le rayon du vortex ℓ_q , en tout plan z de sa propagation, est relié à son *waist* par $R_q(z) = w_q(z) (|\ell_q|/2)^{1/2}$. Il évolue donc comme le *waist* qui, en champ lointain, vaut $w_q(z) \approx (\lambda_q/\pi) z/w_q$, où w_q est le *waist* au point focal.

Par ailleurs, la GHOE est optimale si le vortex appliqué et le vortex généré se recouvrent dans la cible à l'endroit de haute intensité. Cette condition s'exprime par l'égalité de leurs rayons, par $w_q (|\ell_q|/2)^{1/2} = w_1 (|\ell_1|/2)^{1/2}$.

Pour obtenir des anneaux de taille constante en champ lointain quel que soit q , compte tenu de $\lambda_q = \lambda_1/q$ et des trois relations précédentes, il faut que $\ell_q = q \ell_1$. Cette relation exprime donc la conservation de l'OAM dans la GHOE, ce qui a été confirmé sur une large gamme de valeurs de q [7], puis vérifié par une mesure directe sur le front d'onde (installation Laserix à Orsay) [8].

La GHOE avec vortex permet ainsi de générer des vortex optiques avec de courtes longueurs d'onde — quelques nanomètres — et portant des OAM de

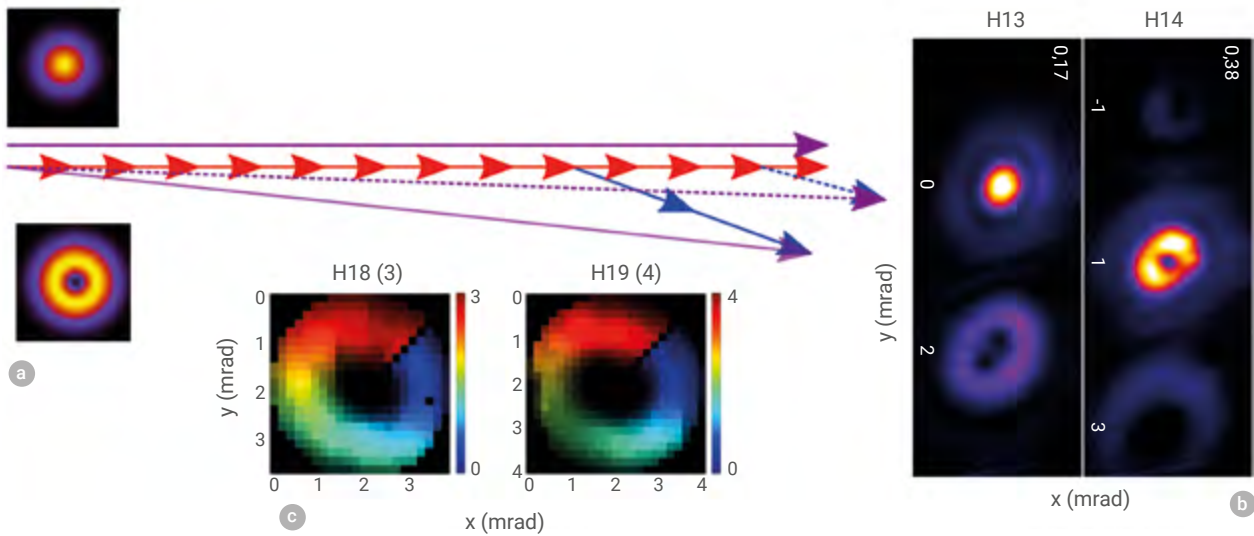
plusieurs dizaines de quanta. Dans cette expérience, l'OAM maximal obtenu était de 57.

Aspect temporel

Pour une étude complète, il restait à examiner la structure temporelle des harmoniques-vortex produites. Pour ce faire, la technique de mesure de profil temporel, appelée RABBITT (*Reconstruction of Attosecond Bursts By Interference of Two-photon Transitions*) a été adaptée pour des vortex.

RABBITT est une technique qui permet de caractériser, en amplitude et en phase sur une large gamme spectrale, la photoionisation des atomes, connaissant celles des harmoniques obtenues par GHOE, ou inversement. Ainsi, dans ce dernier cas, connaissant la réponse d'un atome, elle permet de reconstruire, par transformée de Fourier numérique, le profil temporel des harmoniques.

Pour appliquer la technique RABBITT à des vortex, il a été nécessaire de préparer un faisceau infrarouge modulé portant le même OAM que celui qui pilote la GHOE. La reconstruction spatio-temporelle obtenue a la forme d'une



5. Expérience de GHOE avec deux vortex. (a) Le dispositif expérimental est le même que celui de la figure 4. Le faisceau pilote est représenté par des flèches rouges, sa deuxième harmonique en bleu. (b) À droite : profils d'intensité de l'harmonique 13 portant un OAM de valeurs 0 et 2, et de l'harmonique 14 portant un OAM de valeurs 1 et 3. (c) En bas, au centre : carte de phase des harmoniques 18 ($\ell_q = 3$) et 19 ($\ell_q = 4$).

double hélice (fig. 4c). Son épaisseur temporelle présente une durée d'impulsion de l'ordre de 200 attosecondes.

Incidentement, ces expériences ont montré que la photo-ionisation réalisée par les vortex XUV était dominée par des transitions dipolaires électriques. Ces tourbillons optiques du domaine XUV sont également à l'étude dans le contexte d'excitation de cibles solides ou plasmas.

GHOE avec deux vortex optiques

Pour aller au-delà, c'est-à-dire produire une harmonique portant n'importe quel OAM — pas seulement $q\ell_1$ — il fallait ajouter un degré de liberté au processus. L'idée a été d'implémenter la GHOE avec deux vortex de couleurs différentes, l'un étant la seconde harmonique de l'autre.

Il est connu que l'absorption conjointe de n_1 photons de fréquence ω_1 et n_2 photons de fréquence $2\omega_1$ produit une harmonique à $\omega_q = (n_1 + 2n_2)\omega_1$. Si, de plus, on met un petit angle entre les ondes appliquées, on peut séparer spatialement les harmoniques produites, grâce à l'accord de phase.

L'expérience a été faite cette fois avec des vortex optiques portant des OAM valant respectivement ℓ_1 et ℓ_2 . L'expérience, réalisée avec le groupe de G. de Ninno (Slovénie) et la société Imagine Optic (Orsay), a montré qu'en effet l'harmonique porte l'OAM valant $\ell_q = n_1\ell_1 + n_2\ell_2$. Ainsi, en choisissant judicieusement les couples (n_1, n_2) et (ℓ_1, ℓ_2) , on peut générer, à la carte, des harmoniques vortex ayant l'OAM souhaité. Par exemple, pour produire l'harmonique 13 portant l'OAM unitaire, il suffit de satisfaire $n_1 + 2n_2 = 13$ et $n_1\ell_1 + n_2\ell_2 = 1$, ce qui se réalise avec $n_1 = 5, n_2 = 4$, et des vortex d'OAM opposés $\ell_1 = -\ell_2 = 1$ (fig. 5). La méthode a été démontrée pour une large gamme d'OAM, en mesurant directement leur front d'onde [9].

Ces vortex XUV ouvrent sur de nouvelles études. Par exemple, nous avons récemment observé un dichroïsme hélicoïdal magnétique, c'est-à-dire une réflectivité qui dépend du vortex optique par rapport à un champ magnétique appliqué [10].

Conclusion

Nous disposons aujourd'hui d'un ensemble de techniques permettant de générer et de caractériser des vortex optiques sur une grande gamme de longueurs d'onde. Elles concernent aussi bien les lasers continus que les lasers impulsions, ce jusqu'à la gamme des attosecondes. Des questions persistent quant aux efficacités des processus pour les créer, surtout dans le domaine XUV.

De nouvelles études ont débuté concernant le couplage entre SAM et OAM. Ces deux variables quantiques du photon font aujourd'hui l'objet d'études fondamentales, parce qu'elles sont potentiellement utilisables pour les technologies quantiques. Il a été montré, avec des systèmes atomiques modèles, que l'on peut stocker l'OAM et le restituer, et ainsi réaliser des mémoires quantiques. Pour aller au-delà, il est nécessaire d'approfondir les études quant à la robustesse de cette variable.

Un autre pan de l'utilisation de l'OAM est la communication optique. Elle

>>>

>>>

permet de multiplexer l'information codée et augmente ainsi la capacité de stockage. Cependant, l'onde avec OAM reste difficile à véhiculer au sein des fibres optiques.

Concernant la spectroscopie, on se demande depuis près de vingt ans s'il est possible de transférer l'OAM du photon à un atome ou à une molécule. De récents essais expérimentaux permettent de croire à une réponse positive, même s'il est parfois difficile de faire la différence entre une transition impliquant l'OAM et une transition quadrupolaire habituelle sans OAM.

Enfin, les vortex optiques sont à mentionner pour l'hydrodynamique. Ils sont analogues aux ondes de fluides et régis par des équations très similaires. Étudier leur propagation dans des milieux à indice contrôlé pourrait permettre d'avoir expérimentalement des solutions de la dynamique des tourbillons. ■

(a) « moment angulaire » est l'anglicisme couramment employé pour « moment cinétique ».

(b) Laurence Pruvost souhaite remercier l'Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay qui l'a hébergée ainsi que les expériences pendant près de trois ans, lors des travaux de rénovation du Laboratoire Aimé Cotton.

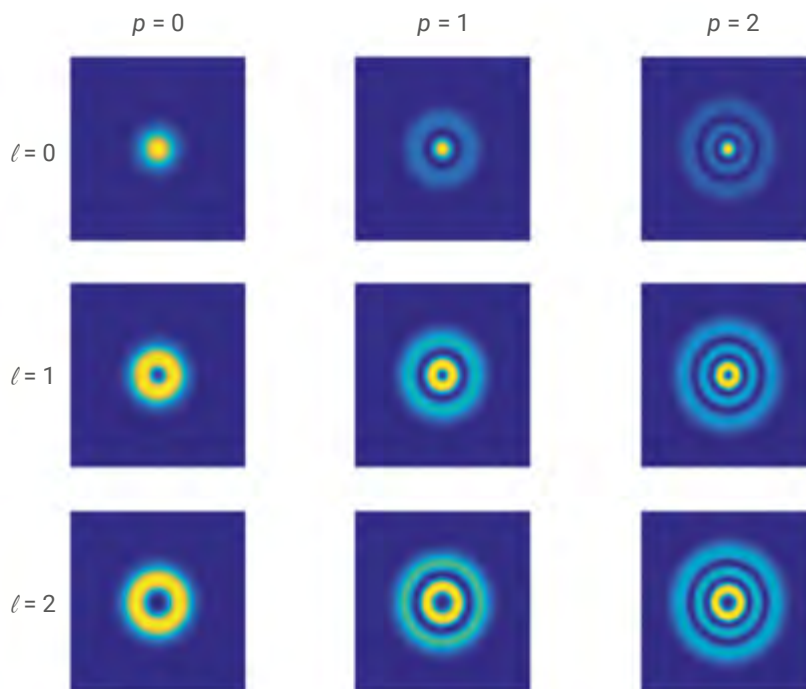
➔ MODES DE LAGUERRE-GAUSS

Ces modes se caractérisent par une amplitude de champ dont l'enveloppe est une gaussienne et la structure radiale est polynomiale. Cela leur donne une structure d'intensité en anneaux. De plus, ils possèdent une phase en hélice, dite phase azimutale. Pour un champ qui se propage selon Oz , elle s'exprime en coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) , comme $\varphi_{az}(\theta) = \ell\theta$ où ℓ est l'OAM.

Un mode de Laguerre-Gauss est ainsi défini par deux entiers : l'OAM ℓ et un entier p donnant le nombre de nœuds du champ. Il est noté LG_p^ℓ . La figure présente les profils d'intensité des modes de Laguerre-Gauss LG_p^ℓ pour $0 \leq \ell \leq 2$ et $0 \leq p \leq 2$, et illustre les propriétés suivantes : (i) le centre a une intensité nulle excepté pour $\ell = 0$, (ii) le nombre d'anneaux vaut $p + 1$ si $\ell \neq 0$.

Le mode de Laguerre-Gauss comporte deux autres termes de phase : la phase de courbure qui ne dépend pas de ℓ et de p , et la phase de Gouy qui en dépend comme $\varphi_G(z) = \alpha \text{Atan}(z/z_R)$, avec $\alpha = |\ell| + 2p + 1$ la multiplicité, et $z_R = \pi w^2/\lambda$ le paramètre de Rayleigh, où w , appelé *waist*, est la taille transverse du faisceau lumineux. Le paramètre de Rayleigh donne la longueur sur laquelle l'onde est peu divergente.

La phase azimutale et la phase de Gouy sont des signatures de la chiralité et jouent un rôle-clé dans les processus d'échanges d'OAM abordés dans cet article.



0
2
9

1• P. Coullet, L. Gil et F. Rocca, "Optical vortices", *Opt. Comm.*, **73** (1999) 403.

2• L. Allen *et al.*, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes", *Phys. Rev. A*, **45** (1992) 8185.

3• Y. Shen *et al.*, "Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities", *Light Science & Applications*, **8** (2019) 90.

4• A. Chopinaud *et al.*, "High Helicity Vortex Conversion in a Rubidium Vapor", *Phys. Rev. A*, **97** (2018) 063806.

5• A. Chopinaud, « Atomes et vortex optiques : conversion de moments orbitaux de lumière en utilisant la transition à deux photons 5S-5D du rubidium », thèse de l'Université Paris-Saclay (2018).

6• T. Ruchon *et al.*, « Sources cohérentes de laboratoire dans l'extrême ultraviolet », *Reflets de la Physique*, **21** (2010) 30 ; P. Salières et F. Quéré, « Les impulsions ultracourtes », *Reflets de la physique*, **61** (2019) 22.

7• R. Généaux *et al.*, "Synthesis and characterization of attosecond light vortices in the extreme ultraviolet", *Nature Communications*, **7** (2016) 12583.

8• F. Sanson *et al.*, "Hartmann wavefront sensor characterization of a high charge vortex beam in the extreme ultraviolet spectral range", *Optics Letters*, **43** (2018) 2780.

9• D. Gauthier *et al.*, "Tunable orbital angular momentum in high-harmonic generation", *Nature Communications*, **8** (2017) 14971.

10• M. Fanciulli *et al.*, "Observation of Magnetic Helicoidal Dichroism with Extreme Ultraviolet Light Vortices", *Phys. Rev. Lett.*, **128** (2023) 077401.