

# Quand les harmoniques d'un rayonnement ultraviolet extrême se focalisent

Kévin Veyrinas<sup>(1)</sup>, Jan Vabek<sup>(1,2,3)</sup>, Constance Valentin<sup>(1)</sup>, Éric Mével<sup>(1)</sup>,  
Éric Constant<sup>(4)</sup> et Fabrice Catoire<sup>(1)</sup> (fabrice.catoire@u-bordeaux.fr)

(1) Centre lasers intenses et applications (CELIA), Université de Bordeaux-CNRS-CEA, 33405 Talence Cedex

(2) ELI Beamlines Center, Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, Za Radnicí 835, 25241 Dolní Břežany, République Tchèque

(3) Czech Technical University in Prague, Faculty of Nuclear Sciences and Engineering, Jugoslávských partyzánů 1580/3, 160 00 Praha 6, République Tchèque

(4) Institut Lumière Matière (Université de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CNRS), 10 rue Ada Byron, 69622 Villeurbanne Cedex

Cet article présente brièvement les principales caractéristiques de la technique GHOE (génération d'harmoniques d'ordre élevé), puis montre comment les mettre à profit pour contrôler les propriétés spatiales d'un rayonnement ultraviolet extrême (UVX).

La GHOE présente un intérêt majeur pour l'exploitation de ce rayonnement en vue de futures applications aux échelles temporelles de la femto et de l'attoseconde, telles que l'étude de la dynamique des noyaux et des électrons ou l'imagerie de la dynamique moléculaire.

L'observation de l'évolution temporelle de phénomènes à des échelles de temps courtes, bien en deçà de ce qui est perceptible par l'œil humain, a toujours été une quête du Graal pour les physiciens. Cette observation peut se faire par l'utilisation de flashes lumineux brefs, plus courts que la durée caractéristique du phénomène à observer.

En physique, l'avènement de sources lasers de plus en plus brèves permet ainsi d'accéder à l'étude de dynamiques de plus en plus rapides et d'apporter des réponses à des questions intrigantes comme : comment se déroule

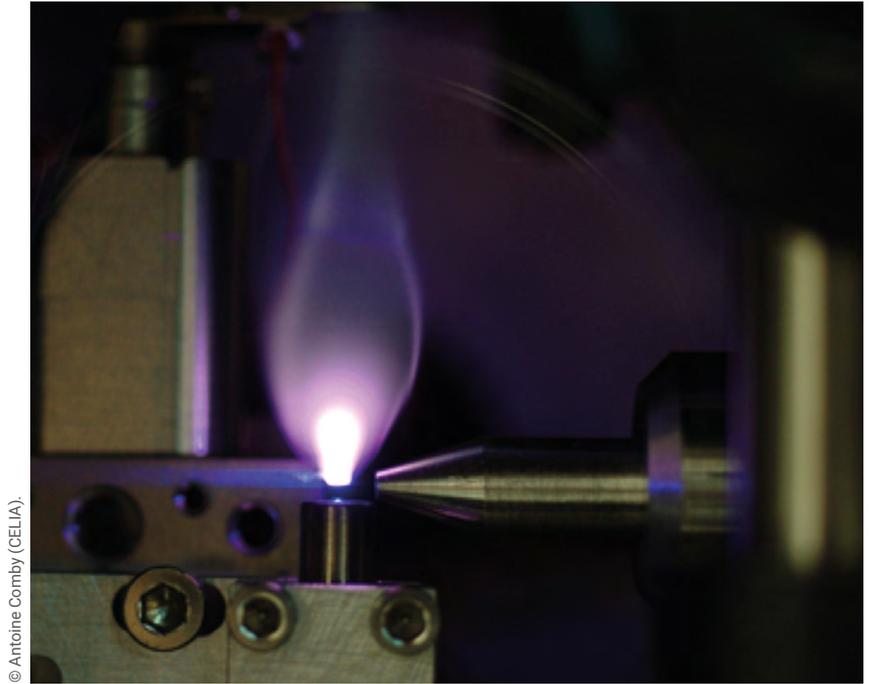
la dynamique électron-trou lors de l'ionisation de systèmes complexes ? Comment se révèle la dynamique de la corrélation (entre électrons et entre électrons et noyaux) pour des cibles interagissant avec un laser intense ? Comment la dynamique des noyaux est-elle influencée par une excitation (ionisation) du système ?

De telles dynamiques évoluant à des échelles de temps allant de la femtoseconde ( $fs = 10^{-15}$  s, échelle de temps caractéristique de la dynamique des noyaux) à l'attoseconde ( $as = 10^{-18}$  s, échelle de temps caractéristique de la dynamique électronique), ces sujets

d'études nécessitent l'emploi d'impulsions ultra-brèves, notamment inférieures à la femtoseconde, qui peuvent être obtenues par la génération d'harmoniques d'ordre élevé (GHOE).

## Comment produire des impulsions lumineuses d'une durée inférieure à la femtoseconde ?

La durée d'une impulsion lumineuse est inversement proportionnelle à la largeur de son spectre. En conséquence, si on souhaite produire une impulsion



© Antoine Comby (CELIA).

**Photographie de la plume plasma créée lors de l'interaction entre le laser et le jet de gaz** (voir la figure 2, p. 14). Ici, le gaz arrive par le tube vertical sous la flamme. Le laser vient de la gauche et entre dans un petit trou du tube à droite (pompage différentiel). Le filtre infrarouge et le réseau ne sont pas visibles sur la photo.

lumineuse de durée inférieure à la femtoseconde, il faut produire un rayonnement ayant une largeur énergétique (spectrale) supérieure à  $\delta E = 3$  eV. Ceci n'est pas possible dans le domaine visible — la largeur spectrale du domaine visible tout entier correspondant à 1,5 eV — mais le devient pour des rayonnements dans la gamme de l'ultraviolet (UV) à l'ultraviolet extrême (UVX). Plusieurs types de sources répondent à ces critères. Les lasers à électrons libres (LEL) délivrent des impulsions relativement brèves (quelques dizaines de fs à potentiellement sub fs) et très intenses. Une limitation des LEL réside dans les fluctuations importantes d'un tir à l'autre, qui ne facilitent pas l'acquisition à haute cadence. En outre, ces instruments nécessitent de très grandes installations et leur accès — obtenu *via* des appels internationaux très compétitifs — reste limité.

La GHOE, dont le principe est représenté schématiquement sur la figure 1 (p. 12), et qui est décrit en détail dans l'encadré 1 (p. 13) et la référence [1], permet aussi de générer des rayonnements UVX à large bande.

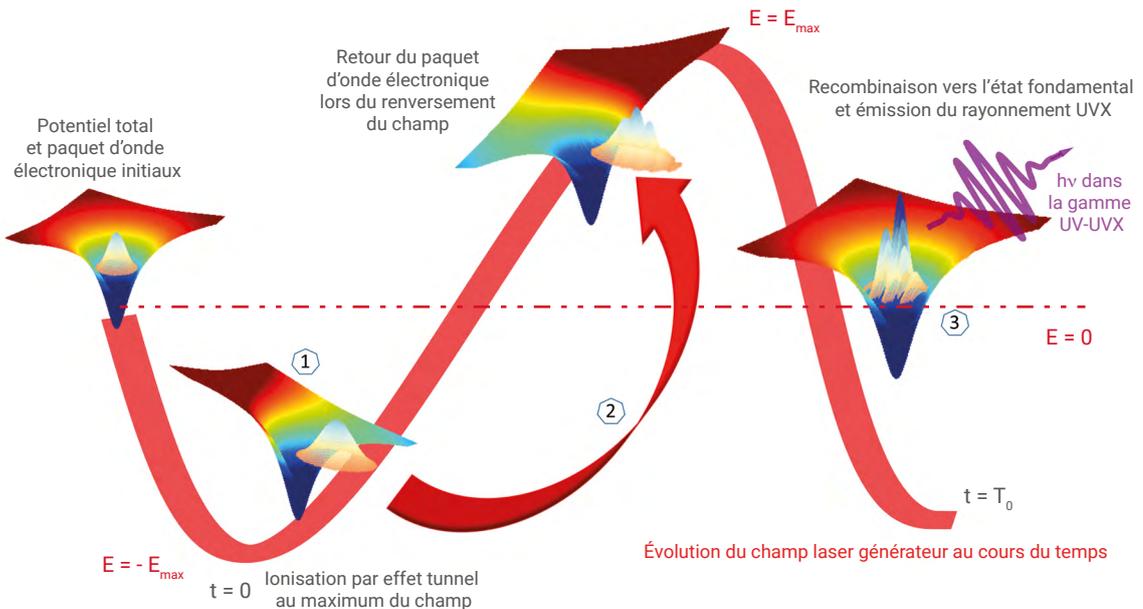
Le champ infrarouge intense d'une impulsion brève (champ générateur) ionise un atome en accélérant le paquet d'onde électronique qui s'échappe ; puis un rayonnement cohérent UVX à large bande, compatible avec la production d'impulsions sub fs, est obtenu lors de la recombinaison du paquet d'onde avec l'atome, par conversion de son énergie cinétique. Le record actuel est la production d'une impulsion de 43 as [2].

En dépit du faible taux de conversion, la GHOE est un outil de choix par sa compacité (typiquement de la taille d'une table optique à quelques mètres pour les grandes infrastructures du type Extreme Light Infrastructure — ELI<sup>(a)</sup>) et par son accessibilité. De plus, des propriétés physiques telles que la stabilité d'un tir à l'autre, la résolution temporelle et la cohérence spatiale font des sources générées par GHOE un outil essentiel pour des applications de plus en plus nombreuses comme les études « pompe-sonde » résolues en temps pour étudier les dynamiques moléculaires, l'imagerie 3D de molécules par tomographie ou l'imagerie cohérente à résolution nanométrique. C'est ce type de source qui est présenté par la suite.

### Pourquoi et comment contrôler les propriétés spatiales d'harmoniques d'ordre élevé ?

Du point de vue applicatif, un des paramètres importants est l'éclairement du rayonnement, c'est-à-dire son énergie par unité de temps et par unité de surface. La brièveté des impulsions va, pour une énergie par impulsion donnée, dans le sens d'un fort éclairement, ce qui nécessite néanmoins que toutes les radiations se recouvrent spatialement. Un bon recouvrement spatial des différents faisceaux harmoniques est aussi nécessaire pour obtenir des impulsions brèves en tout point, car si les profils sont différents, la largeur spectrale varie d'un point à l'autre, ce qui modifie localement la durée des impulsions. Le contrôle du profil spatial du faisceau d'harmoniques est donc crucial pour garantir la génération d'impulsions brèves et intenses.

Les mécanismes physiques qui sont à l'origine du spectre harmonique sont décrits en ne faisant intervenir qu'un atome ou qu'une molécule [4, 5], et ils correspondent à une émission



UVX cohérente. En effet, la phase de la radiation émise est liée à celle du champ laser générateur, contrairement à une émission incohérente où la phase du champ émis est aléatoire. En revanche, contrairement à cette description microscopique, les propriétés spatiales du rayonnement harmonique sont imposées par des effets macroscopiques à l'échelle caractéristique du faisceau laser générateur. Les équations de Maxwell sont alors résolues, avec comme terme source le dipôle rayonné par un atome unique (voir [5] pour plus de précisions). Cette description prend ainsi en compte la propagation des radiations dans le milieu générateur, tant en ce qui concerne le champ générateur que le champ UVX émis. Cependant, dans le cas où la longueur du milieu d'interaction dans la direction de propagation est plus courte que l'évolution des paramètres caractéristiques du faisceau générateur, les faisceaux UVX ont des profils quasiment gaussiens dans le plan d'émission. Les modes propres de propagation dans le vide — les faisceaux gaussiens — peuvent alors être employés pour décrire au premier ordre les propriétés spatiales des harmoniques et en particulier leur propagation après le milieu générateur.

Dans tout ce qui suit, les propriétés de symétrie cylindrique seront utilisées, avec  $z$  coordonnée dans la direction de propagation du champ laser générateur, et  $r$ , coordonnée radiale perpendiculaire à  $z$  (voir la figure 2, p. 14). Pour un

**1. Représentation schématique du processus de génération d'harmoniques.** Ce schéma fait apparaître les trois étapes-clés de la génération d'harmoniques : (1) l'ionisation (à des instants proches du maximum du champ défini ici à  $t = 0$ ) ; (2) la propagation sous l'effet du champ laser ; (3) la recombinaison. La bande rouge représente l'évolution temporelle du champ générateur oscillant entre  $-E_{\max}$  et  $+E_{\max}$ . La ligne horizontale en tirets-pointillés rouges représente la valeur 0 du champ. Les temps  $t = 0$  et  $t = T_0$  sont associés à la période d'oscillation du laser générateur (laser titane-saphir).

faisceau gaussien, la donnée de la largeur à mi-hauteur de la distribution spatiale d'intensité, ainsi que le rayon de courbure de la phase spatiale dans un plan perpendiculaire à  $z$ , sont deux paramètres qui permettent de déterminer l'évolution spatiale du faisceau en tout point de l'espace. Quelle est l'origine physique de la distribution de phase spatiale ? Quelles sont ses conséquences sur la propagation d'un faisceau gaussien ? Comment cette phase influence-t-elle les propriétés spatiales des harmoniques ? Ce sont les questions auxquelles nous nous proposons de répondre dans la suite du texte.

Sur le plan physique, une distribution de phase spatiale est équivalente (par la transformée de Fourier) à un délai dépendant de la position spatiale dans un plan perpendiculaire à la direction principale de propagation, notée  $z$  ici. Le gradient de cette phase est donc relié à l'orientation du vecteur de propagation, qui est principalement dans la direction  $z$  et présente une dispersion autour de cette direction. Si la distribution des phases de même valeur — appelée front d'onde — est plane, le faisceau est collimaté et tous

les vecteurs de propagation pointent dans la direction de  $z$ . Si la courbure est positive, le faisceau converge et, à l'inverse, si la courbure est négative, le faisceau diverge. Une analyse détaillée du processus de GHOE montre que la phase d'une harmonique dépend linéairement de l'intensité du champ générateur (voir l'encadré ci-contre). Cette phase, pour une harmonique d'ordre  $q$  (allant typiquement de 15 à 45, soit une gamme de longueur d'onde couvrant l'intervalle 53 à 18 nm), peut s'écrire :

$$\varphi_q(r,z) = -\alpha_q I_{IR}(r,z),$$

où  $I_{IR}(r,z)$  est la distribution spatiale du champ générateur (champ infrarouge) et  $\alpha_q$  un coefficient toujours positif qui varie avec l'ordre harmonique  $q$ . Comme la distribution spatiale de  $I_{IR}$  est gaussienne, et que seules les valeurs de  $r$  proches de  $r = 0$  contribuent dans l'approximation paraxiale, on peut exprimer de façon approximative cette phase par :

$$\varphi_q(r,z) \approx -\alpha_q I_0(z) \exp(-r^2/w^2(z)) \approx -\alpha_q I_0(z) r^2/w^2(z),$$

avec  $I_0(z)$  l'intensité maximale dans le plan transverse à une position  $z$  donnée et  $w(z)$  la taille au col du faisceau dans ce même plan. Cette expression

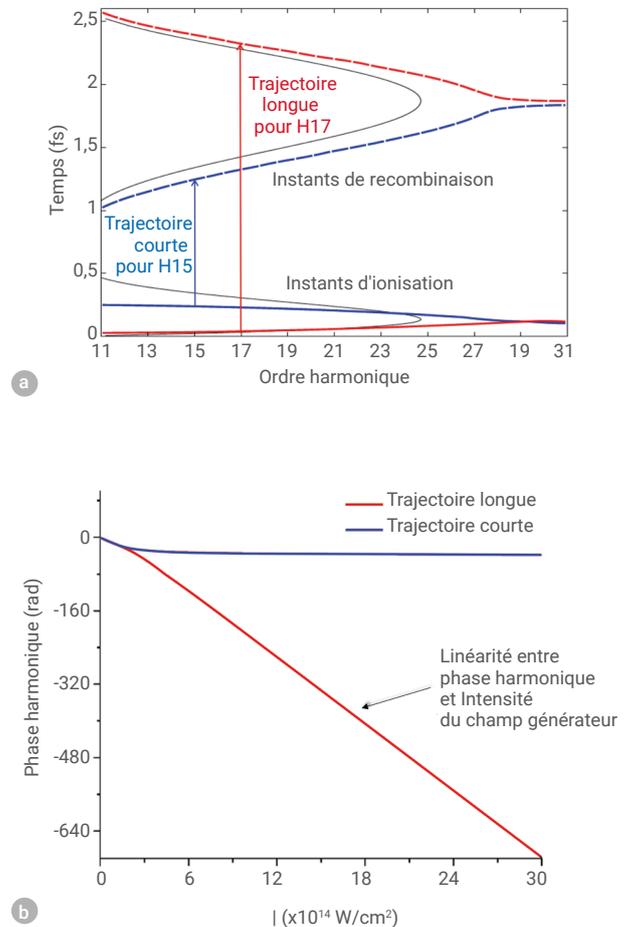
## LA GÉNÉRATION D'HARMONIQUES D'ORDRE ÉLEVÉ (GHOE)

La génération d'harmoniques d'ordre élevé (GHOE) est un processus hautement non linéaire d'interaction entre un faisceau laser générateur et des atomes (ou des molécules) se présentant sous forme d'une cible gazeuse, liquide ou solide. Ce processus permet de convertir un grand nombre  $q$  de photons du laser générateur (énergie  $\hbar\omega_0$ ) en un photon harmonique  $q$  d'énergie  $\hbar\omega_q = q \times \hbar\omega_0$  plus élevée (longueur d'onde plus courte) dans le domaine UVX.

Le processus de GHOE dans les gaz, qui a une efficacité maximale lorsque le laser générateur est polarisé linéairement, est décrit schématiquement en trois étapes [2, 3] (voir la figure 1, p. 12) : (1) le champ électrique associé à l'impulsion laser est suffisamment intense pour distordre le potentiel auquel est soumis un électron de la cible, provoquant un abaissement de la barrière de potentiel permettant à l'électron de s'échapper par effet tunnel ; (2) l'électron ainsi « libéré » est accéléré par le champ électrique du laser générateur ; (3) lorsque ce dernier change d'orientation, l'électron, réorienté, peut revenir à proximité de l'ion parent et se recombiner avec lui. L'excès d'énergie (l'énergie cinétique de l'électron au moment de la collision plus le potentiel d'ionisation) est alors émis sous forme d'un rayonnement UVX, dont le spectre présente un plateau suivi d'une coupure. L'énergie maximale atteinte par ce spectre est proportionnelle à l'énergie pondéromotrice – énergie moyenne d'oscillation d'un électron en présence d'un champ laser – qui est elle-même proportionnelle à l'intensité du champ laser et au carré de la longueur d'onde. Pour des intensités suffisamment élevées, la largeur spectrale peut être compatible avec la production d'impulsions attosecondes. Au cours de l'interaction, le processus de génération se reproduit en changeant de signe à chaque demi-cycle optique. La cohérence et la périodicité du processus conduisent à l'émission d'harmoniques impaires composant un train d'impulsions attosecondes.

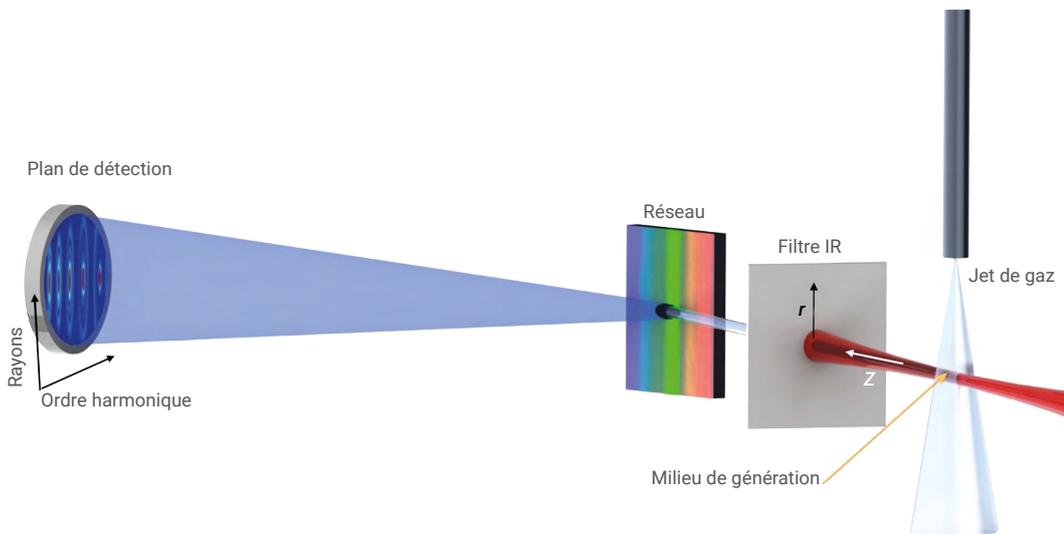
Ce rayonnement UVX, composé d'harmoniques, a des propriétés qui sont largement exploitées expérimentalement, telle que la cohérence temporelle et spatiale. De plus, la synchronisation intrinsèque avec le champ générateur et la relative compacité du dispositif expérimental en font un outil de prédilection.

Les trajectoires permettant de réaliser la génération d'harmoniques sont déterminées théoriquement par la stationnarité de l'action – comparable au principe de Fermat. Deux classes de trajectoires sont obtenues, définies par les temps d'ionisation et de recombinaison (fig. E1a). La particularité des solutions de la physique décrite par le modèle théorique dit « des champs forts » est que les temps sont complexes. La partie réelle correspond au temps où le processus d'ionisation ou de recombinaison a effectivement lieu. La partie imaginaire est, quant à elle, associée à la probabilité du processus. Sur la figure E1a, les deux classes sont appelées trajectoires courtes ou longues suivant que la différence de temps entre l'ionisation et la recombinaison est soit courte soit longue, mais toujours contenue dans un cycle optique. Pour chaque



E1. (a) Tracé des temps d'ionisation (courbes pleines,  $t = 0$  correspond au maximum du champ électrique oscillant à une période de 2,66 fs) et des temps de recombinaison (courbes en tirets) en fonction de l'ordre harmonique. Les temps d'excursion (différences entre les temps de recombinaison et d'ionisation) pour les harmoniques 17 (H17, exemple de trajectoire longue) et 15 (H15, exemple de trajectoire courte) sont indiqués. Ces temps ont été obtenus par une approche quantique, et la courbe noire en trait plein est l'équivalent obtenu par une approche classique. (b) Tracé de la phase du dipôle harmonique de H15, à titre d'exemple, obtenue par simulation en fonction de l'intensité du champ laser générateur. La relation de linéarité entre phase et intensité est clairement montrée pour les trajectoires longues, mais aussi pour les trajectoires courtes avec un paramètre de linéarité beaucoup plus petit que pour les trajectoires longues.

classe de trajectoire, le module et la phase du dipôle harmonique sont calculés. Sur la figure E1b, la phase de l'harmonique H15 est tracée en fonction de l'intensité pour un exemple de trajectoire dans chacune des deux classes, montrant la dépendance linéaire de la phase avec l'intensité.



**2. Schéma de principe de la génération d'harmoniques d'ordre élevé et de l'observation de leur profil spatial résolu spectralement.** Le laser intense générateur (mode fondamental infrarouge, en rouge sur le dessin) est focalisé sur un jet de gaz (cône blanc). Après le jet, les harmoniques générées (voir l'encadré, p. 13) se propagent avec le faisceau fondamental, puis sont sélectionnées grâce à un filtre infrarouge et interceptées par une fente (non représentée) à l'entrée du spectromètre UVX situé à environ 2,5 m du point focal. Le faisceau UVX est ensuite dispersé en fréquence par un réseau, puis imagé sur le détecteur situé à environ 0,5 m de l'entrée du spectromètre.

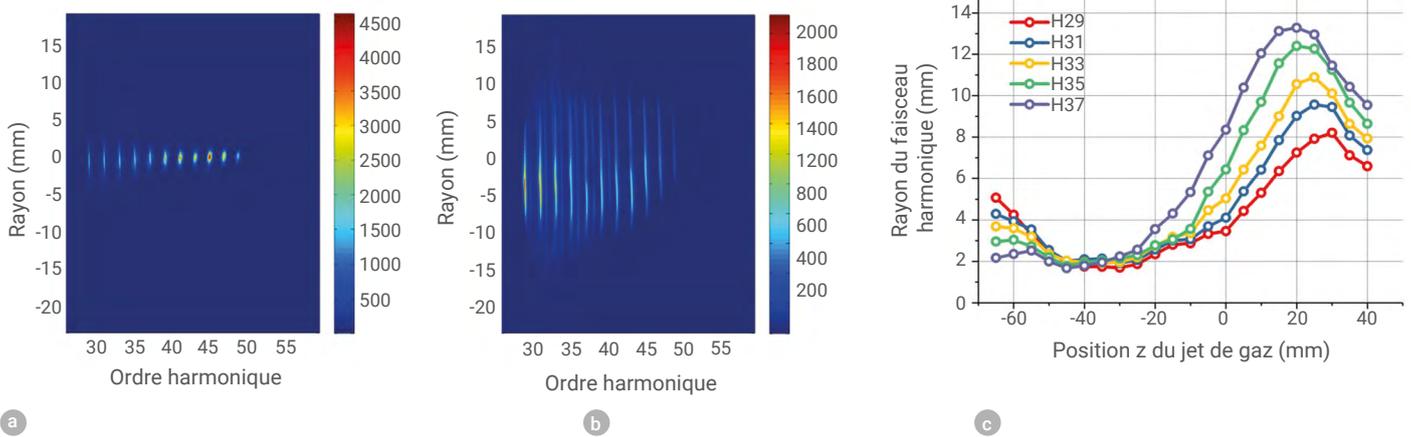
“La stabilité d'un tir à l'autre, la résolution temporelle et la cohérence spatiale font [des sources UVX obtenues par GHOE] un outil essentiel pour des applications de plus en plus nombreuses.”

implique que le rayonnement issu de la GHOE est toujours divergent<sup>(b)</sup> lorsque cette phase seule est prise en compte. Dans ce cas, pour focaliser les harmoniques et imprimer une variation de phase ayant un rayon de courbure négatif, il faut utiliser des éléments d'optique. Dans le domaine visible, ces éléments sont des lentilles convergentes d'épaisseur plus importante au centre que sur les bords, ce qui signifie que le déphasage temporel introduit — lié à la différence de chemin optique entre le centre et le bord de la lentille — peut permettre d'obtenir le front d'onde convergent, comme discuté précédemment. Malheureusement, la plupart des éléments sont absorbants pour les gammes UV et UVX, ce qui rend impossible l'utilisation d'optique en transmission comme les lentilles. L'utilisation de miroirs courbes pour obtenir un déphasage

par réflexion permet de pallier partiellement cette problématique. Il existe des miroirs possédant un relativement bon coefficient de réflexion (plusieurs dizaines de pourcents) dans la gamme des longueurs d'onde de 50 à 10 nm. Ces longueurs d'onde sont largement utilisées pour la lithographie en microélectronique, et de nombreux efforts ont permis la réalisation de ces miroirs. Ils sont basés sur la technologie du miroir interférentiel, ce qui implique une réflectivité satisfaisante seulement sur une très petite largeur spectrale, limitant ainsi la brièveté des impulsions. La nature faisant bien les choses (du moins pour notre application), le front d'onde d'une harmonique  $q$  est également empreint de la phase du faisceau générateur. La phase  $\varphi_q(r,z)$  totale du dipôle rayonné correspondant à l'harmonique  $q$  s'écrit :  $\varphi_q(r,z) = q \varphi_{IR}(r,z) - \alpha_q I_{IR}(r,z)$  (1).

$\varphi_{IR}(r,z)$  est la phase du faisceau générateur, dont le front d'onde est plan (la phase ne dépendant pas de  $r$ ) au point focal et présente une courbure positive avant le foyer et négative après le foyer. Il suffit donc de trouver les bons paramètres laser pour que cette évolution de phase en fonction de  $z$  se manifeste également pour le faisceau harmonique. Comme évoqué précédemment, si le faisceau de génération est gaussien et que l'émission harmonique se produit près de l'axe de propagation de ce faisceau, les deux termes précédents sont des fonctions quadratiques de  $r$  que l'on peut réécrire, en faisant intervenir des rayons de courbure algébriques  $R_{IR}(z)$  liés au front d'onde du laser et  $R_{atome}(z)$  lié au dipôle harmonique de l'atome :  $\varphi_q(r,z) = (k_q r^2 / 2) [(R_{IR}(z)^{-1} + (R_{atome}(z))^{-1}] = k_q r^2 / 2R(z)$  (2), qui est de forme quadratique [7].

De même, on peut montrer que l'intensité du rayonnement harmonique émis est proportionnelle à l'intensité du faisceau générateur élevée à la puissance  $q_{eff}$ . Ce paramètre est une grandeur sans dimension qui varie entre 3 et 5 selon l'ordre harmonique et suivant que l'on considère les trajectoires courtes ou longues (voir [4]). De fait, lorsque le faisceau générateur a une distribution d'intensité gaussienne,



### 3. Exemples de distribution spatio-temporelle des harmoniques observées en champ lointain.

- a) Spectre harmonique résolus spatialement, obtenu par génération dans le néon (abscisse : ordre harmonique, ordonnée : position radiale notée « rayon ») pour un jet de gaz positionné à  $z = -60$  mm, avant le foyer du laser générateur. Celui-ci a une durée d'impulsion de 40 fs, une taille au col de  $83 \mu\text{m}$  au point focal, une longueur d'onde centrale de 800 nm et une intensité au pic de  $5,6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ .
- b) Identique à la figure 3a, mais pour un jet de gaz positionné à  $z = 20$  mm, après le foyer du laser générateur.
- c) Tracé de la largeur à mi-hauteur, obtenu pour différentes harmoniques en fonction de la position du jet de gaz ( $z = 0$  correspond au foyer du laser générateur).

celle du faisceau harmonique est également une gaussienne de largeur à mi-hauteur  $(q_{\text{eff}})^{1/2}$  fois plus petite que celle du faisceau générateur. En première approximation, le faisceau harmonique est composé de gaussiennes dont toutes les caractéristiques (profil spatial et de phase) sont connues au niveau du milieu générateur. Leur propagation a donc les propriétés des faisceaux gaussiens et leurs caractéristiques sont parfaitement connues en tout point de l'espace. Dans l'expression (2),  $R_{\text{atome}}(z)$  est toujours positif. En revanche,  $R_{\text{IR}}(z)$  est positif ou négatif suivant que le jet de gaz est placé après ou avant le plan focal du laser générateur. Ces deux termes de l'expression (2) ont des amplitudes comparables, et un subtil équilibre entre ces deux grandeurs permet d'obtenir un rayon de convergence global  $R(z)$  ayant les propriétés désirées. En contrôlant les propriétés du faisceau générateur, suivant les valeurs paramétriques du champ, il est donc possible de focaliser les harmoniques (voir la figure 4b et la manifestation de cet effet en champ lointain, fig. 3c), sans pour autant recourir à l'emploi d'optiques qui seraient délétères pour les qualités spatio-temporelles des impulsions harmoniques générées.

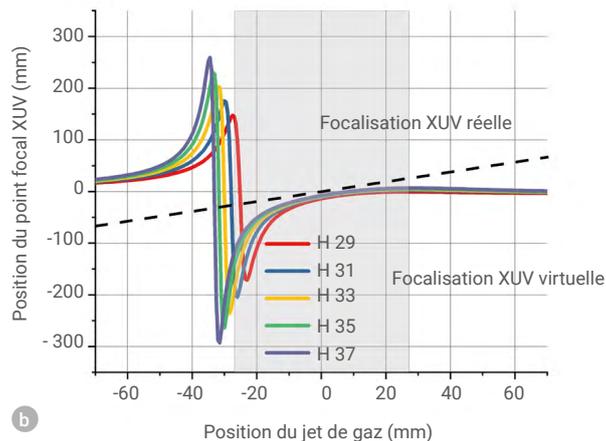
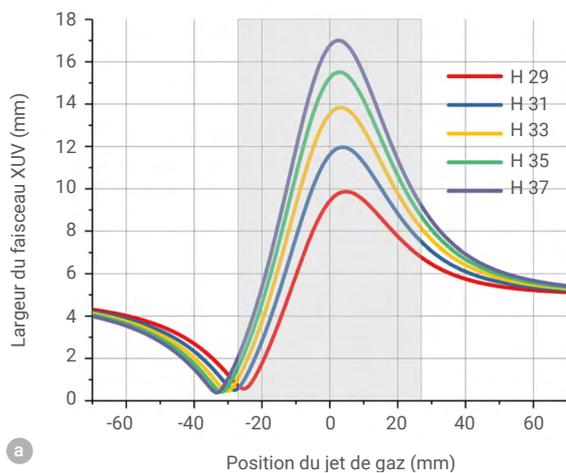
### Peut-on observer expérimentalement ces propriétés ?

Les harmoniques sont générées ici en focalisant un faisceau laser titane-saphir (800 nm, 40 fs, 2 à 5 mJ, 10 Hz) dans un jet de gaz de néon. Le jet a une taille caractéristique de  $250 \mu\text{m}$  qui est bien plus petite que la longueur de Rayleigh,  $Z_{\text{r}}$ , du laser utilisé ( $Z_{\text{r}} = 2,7 \text{ cm}$ ). Le jet de gaz est installé sur une platine de translation qui permet de le déplacer de 7,5 cm de part et d'autre du foyer du laser. Les harmoniques sont ensuite dispersées angulairement par un réseau imageur (1200 traits/mm) et imagées sur un détecteur UVX composé de deux galettes de microcanaux et d'un écran photostimulable au phosphore (fig. 2), qui permettent d'observer simultanément les profils spectral et spatial des harmoniques.

À l'entrée du spectromètre, une fente est disposée pour sélectionner une tranche du faisceau. Cette fente est ensuite imagée par le réseau sur le détecteur dans la dimension où le spectre est dispersé. L'autre dimension n'est pas affectée par le réseau et permet de mesurer directement le profil spatial du faisceau UVX pour chaque fréquence. Ce dispositif permet donc d'obtenir la distribution spectrale et spatiale des harmoniques observées

en champ lointain. Un exemple de distribution spatio-spectrale est représenté sur les figures 3a et 3b, qui montrent les images obtenues sur le détecteur pour deux positions du jet de gaz par rapport au foyer du faisceau générateur. Un changement des propriétés spatio-spectrales avec la position du milieu générateur est constaté, en accord avec la physique présentée précédemment. La largeur mesurée à mi-hauteur des harmoniques montre une claire évolution en fonction de l'ordre harmonique et de la position du jet de gaz en champ lointain (fig. 3c) [5].

Sur ce graphique, il est montré que toutes les harmoniques présentent une très petite largeur en champ lointain pour des jets de gaz positionnés entre -30 et -40 mm. Ce résultat est en accord avec les simulations (fig. 4a), dont le modèle a été en partie résumé ci-dessus. À partir des résultats issus de ces simulations présentés dans la figure 4b, on peut observer dans la région -30 à -40 mm que la courbure des harmoniques est telle qu'une focalisation réelle a lieu directement après le milieu générateur. Ce modèle nous permet de faire une analyse plus complète avec des faisceaux gaussiens. En particulier, la taille minimale des faisceaux UVX et la position du plan focal peuvent être déterminées. Ce



**4. Simulations numériques.** a) Résultats théoriques modélisant les conditions expérimentales de la figure 3c pour les trajectoires courtes. Pour les simulations, seules les trajectoires courtes (voir l'encadré, p. 13) sont considérées. b) Simulations de la position du point focal des harmoniques, décrites par des faisceaux gaussiens, en fonction de la position du jet de gaz. Les conditions de génération sont identiques à celles de la figure 4a. La ligne en tirets sépare la zone où les harmoniques sont focalisées après la génération (focalisation réelle) de la zone où elles semblent provenir d'un point focal situé en amont de la génération (focalisation virtuelle).



- 1• P. Salières et F. Quéré, « Les impulsions ultra-courtes », *Reflète de la physique* **61** (2019) 22-23.
- 2• T. Gaumnitz et al., *Optics Express* **25** (2017) 27506-27518.
- 3• F. Catoire et al., *Photoniques* **70** (2014) 28-33.
- 4• P.B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1994-1997.
- 5• M. Lewenstein et al., *Phys. Rev. A* **49** (1994) 2117-2132.
- 6• F. Catoire et al., *Phys. Rev. A* **94** (2016) 063401.
- 7• L. Quintard et al., *Science Advances* **5** (2019) eaau7175.
- 8• É. Constant et al., *J. Phys. B* **45** (2012) 074018.
- 9• K. Veyrinas et al., *Opt. Exp.* **29** (2021) 29813-29827.

(a) Extreme Light Infrastructure (ELI) est une grande installation en cours de construction, qui hébergera en Europe centrale les lasers les plus intenses au monde. <https://eli-laser.eu>.

(b) Pour rappel, le champ total s'écrit  $E = \exp(-i\varphi)$ . La courbure du front d'onde est donc opposée à celle de la phase.

graphique permet également de distinguer deux régions, la première correspondant au cas où le foyer des harmoniques est situé après le milieu de génération positionné en  $z$  : c'est la zone appelée « à foyer réel ». Dans ce premier cas, les faisceaux harmoniques sont convergents après le milieu générateur. Une seconde zone, appelée « à foyer virtuel », correspond au cas où le faisceau gaussien a un plan focal situé en amont de la zone de génération. Dans ce second cas, les faisceaux harmoniques sont divergents après le milieu générateur (voir [5] pour une illustration expérimentale). Les résultats expérimentaux mettent en évidence la focalisation des harmoniques par une méthode indirecte, en observant la taille de celles-ci en champ lointain. Depuis, nous avons confirmé ces mesures indirectes par des mesures directes, et avons ainsi déterminé la taille des faisceaux harmoniques lorsque ceux-ci se focalisent [9].

## Conclusion et perspectives

Dans cet article, nous avons montré comment contrôler les propriétés spatiales d'un faisceau UVX, tout en s'affranchissant de l'utilisation d'optiques qui se ferait au détriment de l'éclairement. Nous avons mis en œuvre une méthode optique reposant sur les principes physiques fondamentaux

de la génération d'harmoniques, qui utilise la cohérence du processus pour conférer un front de phase particulier aux faisceaux harmoniques et pour mettre en forme spatialement le faisceau UVX. De nombreuses perspectives et questions sont ouvertes. Par exemple, les paramètres  $\alpha_q$  et  $q_{\text{eff}}$  et, par conséquent, les caractéristiques spatiales, dépendent de l'harmonique considérée : est-il possible de contrôler  $\alpha_q$  et/ou  $q_{\text{eff}}$  pour contrebalancer ou, au contraire, exacerber cet effet ? De même, il a été observé que l'utilisation d'un faisceau à profil d'intensité radial plat et non plus gaussien permet de réduire notablement la divergence des harmoniques et d'obtenir des divergences très similaires sur une large gamme spectrale [6] : est-il possible de modifier le profil spatial du faisceau générateur pour contrôler le front d'onde et le profil spatial des faisceaux harmoniques ? Ces perspectives vont bien au-delà de l'approximation gaussienne présentée dans cet article. Notre étude ouvre, d'ores et déjà, de nouvelles possibilités de contrôle cohérent des profils spatiaux UVX, qui promettent une amélioration des sources attosecondes et des avancées dans le domaine de l'attophysique. ■

F.C. remercie Antoine Comby (CELIA) pour la réalisation et l'acceptation de publication de la photographie de la plume plasma (p. 11).