

# LES PLASMAS GÉNÉRÉS PAR DES IMPULSIONS LASER ULTRA-BRÈVES ET INTENSES

PAR FRANÇOIS VIDAL, JEAN-CLAUDE KIEFFER, FRANÇOIS LÉGARÉ, JEAN-PIERRE MATTE, ET TSUNEYUKI OZAKI

Depuis leur invention en 1960 (Figure 1), les lasers ont été utilisés pour transformer la matière. Très tôt la technique de la commutation-Q a permis de produire des impulsions de haute puissance ( $\sim$ GW) et d'une durée de l'ordre de la nanoseconde ( $10^{-9}$  s). Dès 1963, il a été possible de vaporiser une surface solide par laser pour en effectuer une analyse par spectroscopie d'émission<sup>[1]</sup>. Le premier témoignage de la formation d'un plasma par laser dans un gaz date de 1964<sup>[2]</sup>. Vers la fin des années 1980, une véritable révolution s'est opérée dans le monde des lasers, avec l'invention de la technique CPA (« chirped pulse amplification »)<sup>[3]</sup>, qui a permis la production d'impulsions laser dont la durée est dans le domaine des femtosecondes ( $10^{-15}$  s) et dont la puissance est de plusieurs ordres de grandeurs plus élevée (maintenant  $\sim 10^{15}$  W – Figure 2) que ce qui était accessible auparavant, ce qui a ouvert la porte à une multitude de nouvelles applications des lasers. Les hautes intensités (puissance par unité de surface, en  $W/cm^2$ ) accessibles ont permis de nouvelles interactions avec les atomes, comme l'ionisation tunnel, et les brèves durées d'impulsion ont permis de provoquer des changements dans la matière sur des temps où les atomes ont à peine le temps de bouger. Ceci entraîne une interaction quasi isochoire avec la matière solide, permettant ainsi d'atteindre des régions du diagramme de phase en densité et température inaccessibles auparavant. En particulier la « matière

chaude et dense» ( $\sim 1-100$  eV,  $\sim 0.01-10$   $g/cm^3$ ), qu'on peut produire au moyen d'impulsions laser brèves et intenses<sup>[4]</sup>, est un régime intermédiaire entre le solide et le plasma qui existerait à l'intérieur des planètes massives et dont les propriétés sont encore mal comprises. En portant la température au niveau du keV dans la matière à la densité solide ( $\sim 1$   $g/cm^3$ ), on obtient les sources de rayons X incohérentes les plus brillantes qu'il soit possible de produire en laboratoire<sup>[5]</sup>. Par ailleurs, la déposition ultrarapide de l'énergie dans la matière solide permet le micro-usinage précis de divers matériaux, entraînant des retombées notamment en chirurgie oculaire<sup>[6]</sup>. De plus, comme nous le verrons, la brièveté des durées rend possible la propagation d'impulsions laser très intenses sur des distances considérables dans les gaz ainsi que l'accélération de particules chargées à de hautes énergies.

Dans ce qui suit, nous discuterons de quelques aspects des impulsions laser ultra-brèves et intenses en rapport avec les plasmas, en mettant l'accent particulièrement sur les thématiques qui intéressent les chercheurs du Laboratoire de Sources Femtosecondes (LSF), connu également sous le nom de « Advanced Laser Light Source » (ALLS), de l'INRS-EMT. Mais pour bien comprendre les spécificités de ce type d'impulsions laser et des plasmas qu'ils produisent, il faut d'abord revoir quelques notions concernant l'interaction des lasers intenses avec la matière.

## L'INTERACTION DES LASERS INTENSES AVEC LA MATIÈRE

Pour induire des changements de phase dans la matière, tels que la vaporisation et l'ionisation, il faut qu'une densité suffisante d'énergie laser soit absorbée rapidement dans un petit volume. Les mécanismes d'absorption de l'énergie de lasers intenses par la matière sont très diversifiés et complexes. Pour simplifier, on peut affirmer qu'ils sont de deux types : (1) la photoionisation directe des atomes et molécules, et (2) l'interaction avec les électrons libres. La photoionisation peut consister simplement en l'absorption d'un photon ultraviolet extrême (XUV) dont l'énergie excède le potentiel d'ionisation. Lorsque l'énergie du photon n'est pas suffisante, la photoionisation peut quand même se produire soit par le mécanisme de l'absorption multiphotonique, où plusieurs



### RÉSUMÉ

Depuis environ 25 ans il est possible de générer des impulsions laser dans la gamme des femtosecondes ( $10^{-15}$  s), atteignant des puissances supérieures au térawatt ( $10^{12}$  W). Cette percée a permis d'accéder à de nouveaux états de la matière ionisée et a ouvert de nouveaux champs d'applications qui ne cessent de se développer et de se multiplier avec l'amélioration des sources laser. Dans cet article nous décrivons quelques unes de ces applications qui intéressent particulièrement les chercheurs du laboratoire ALLS de l'INRS-EMT.

François Vidal  
<vidal@emt.inrs.ca>, Jean-Claude Kieffer, François Légaré, Jean-Pierre Matte et Tsuneyuki Ozaki, INRS-EMT, Varennes, Québec, Canada.



Fig. 1 Le premier laser fonctionnel, inventé par T. H. Maiman en 1960. (Image du domaine public.)

photons sont absorbés simultanément, et qui caractérise généralement les intensités laser modérées ( $< 10^{13} \text{ W/cm}^2$  pour une longueur d'onde de  $\sim 1 \mu\text{m}$ ), soit par l'ionisation tunnel, qui se produit pour les intensités élevées où le champ laser déforme le champ coulombien du noyau pour que l'électron puisse quitter son état lié par effet tunnel. Lorsque la température effective de la matière est modérément élevée, le principal mécanisme d'absorption par les électrons libres est l'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse), qui implique une collision de l'électron avec un atome ou un ion. En moyenne, l'électron gagne son énergie d'oscillation dans le champ laser à chaque collision. La température des électrons augmentant, ces derniers transfèrent graduellement leur énergie aux atomes de la matrice, entraînant une élévation de température de tout le matériau. L'énergie des électrons peut

augmenter au point d'ioniser les atomes par impact, entraînant ainsi un phénomène d'avalanche électronique qui produit un plasma très dense.

Lorsque la température effective du plasma devient suffisamment élevée, l'absorption collisionnelle devient négligeable car la section efficace de collision entre les particules chargées diminue avec la vitesse relative, et les mécanismes d'absorption deviennent non-collisionnels. Le mécanisme d'absorption non-collisionnelle le plus connu est la force pondéromotrice (une forme de pression de rayonnement) exercée par le laser sur la cible. Cette force est indépendante du signe de la charge et proportionnelle au gradient du profil spatial d'intensité de l'impulsion laser. Elle peut « pousser » les particules chargées et leur communiquer des énergies considérables. Les autres mécanismes d'absorption non-collisionnelle dépendent de la durée d'impulsion. Les phénomènes d'absorption et d'interaction avec la matière en général impliquant des impulsions relativement longues (nanosecondes) ont été principalement étudiés dans le contexte de la fusion nucléaire par laser (voir la section suivante)<sup>[7]</sup>. Pour ces impulsions, l'interaction est non-isochoire et un gradient de densité électronique relativement long a le temps de s'établir au cours de l'interaction, ce qui fait apparaître des phénomènes d'instabilité dans le plasma ainsi que des mécanismes d'absorption particuliers, comme l'absorption résonante où une onde plasma est excitée à la densité critique du plasma, laquelle capture des électrons et les accélère à de hautes vitesses. Ces effets nécessitent typiquement une longueur de gradient d'au moins une longueur d'onde pour être efficaces. Cette longueur de gradient n'est plus disponible lorsque la durée de l'impulsion laser devient très courte car l'interaction avec la cible solide s'effectue alors d'une manière quasi isochoire. D'autres mécanismes d'absorption surviennent dans ce cas. L'un des mieux connus est le « vacuum heating », ou effet Brunel<sup>[8]</sup>, qui se produit lorsque la polarisation du champ électrique du laser a une composante selon la normale à la cible. Dans ce cas, le champ électrique extrait les électrons de la surface de la cible dans un demi-cycle, puis les propulse à l'intérieur au demi-cycle suivant, et ces derniers emportent ainsi une partie de l'énergie du laser et la déposent dans la cible.

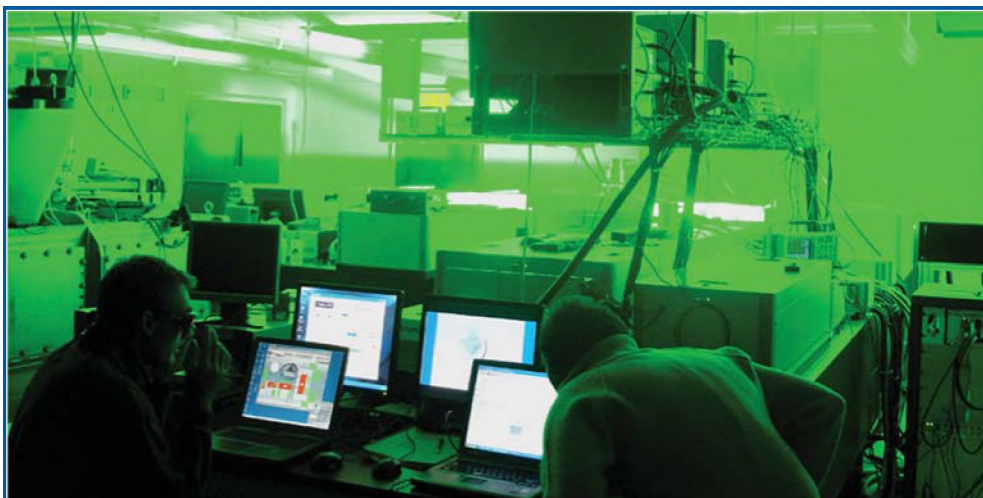


Fig. 2 La chaîne laser 200 TW du laboratoire ALLS peut produire des impulsions de 5 Joules à  $0.8 \mu\text{m}$  en 25 femtosecondes à taux de répétition de 10 Hz. Ce système présente une caractéristique hors du commun, soit un contraste très élevé de  $(10^{-10} : 1)$  à la fréquence fondamentale et ceci à pleine puissance.

## LES UTILISATIONS

### L'ablation laser

L'ablation laser constitue l'une des applications les plus importantes des lasers, toutes catégories confondues. Lorsque la densité d'énergie laser déposée dans la matière dépasse celle associée à la cohésion des atomes ou des molécules, la matière est vaporisée: on parle alors d'ablation laser. L'ablation laser est soit utilisée directement, comme pour l'usinage de pièces de diverses dimensions, ou indirectement, comme dans la technique de déposition pulsée par laser (PLD ou «pulsed laser deposition») [9], servant à la fabrication de couches minces, et dans la technique d'analyse chimique LIBS (laser-induced breakdown spectroscopy) où une petite quantité de matière est vaporisée et analysée par spectroscopie d'émission optique [10]. (Cette technique d'analyse chimique polyvalente a culminé récemment avec le système ChemCam équipant le robot d'exploration martienne Curiosity.) L'ablation laser est aussi à la base des recherches sur la fusion nucléaire par laser [11]. Dans les grandes infrastructures des projets NIF («National Ignition Facility») aux USA et Mégajoule en France, la convergence d'une centaine de faisceaux lasers (totalisant presque  $10^{15}$  W) entraîne l'ablation de la surface d'une petite cible sphérique. L'implosion de cette cible, qui résulte de «l'effet fusée», permet d'atteindre les conditions de densité et de température nécessaires pour déclencher la réaction de fusion nucléaire dans la mixture de deutérium et de tritium au centre de la cible.

La plupart des applications de l'ablation laser sont réalisées au moyen d'impulsions relativement longues (nanosecondes). Cependant, les impulsions ultra-brèves ont des avantages substantiels pour la plupart d'entre elles. En effet, il est clairement démontré que les impulsions ultra-brèves produisent une ablation beaucoup plus efficace, localisée et reproductible que les impulsions nanosecondes, ce qui en fait l'outil de prédilection pour le micro- voire le nano-usinage de matériaux par laser [12]. Le fait de pouvoir déposer une grande densité d'énergie à la surface du matériau en un temps très bref entraîne une vaporisation rapide et localisée de la cible, ce qui permet d'éviter que la diffusion de la chaleur dans le matériau altère ses propriétés en dehors de la région d'impact du faisceau. Cet effet est renforcé par une plus grande efficacité de l'ablation dans le cas des impulsions ultra-brèves, *i.e.* une plus faible quantité d'énergie par unité de surface est requise pour l'ablation, comme il a été démontré pour les matériaux diélectriques (verre) et biologiques (cornée) [13]. Dans le cas des cornées, ces propriétés des impulsions ultra-brèves rendent possible une découpe plus fine et précise, ce qui donne de meilleurs résultats qu'avec les techniques chirurgicales traditionnelles [6].

Une conséquence de la vaporisation rapide de la matière au moyen d'impulsions ultra-brèves est l'éjection d'un plus faible nombre de grands agrégats d'atomes en raison du

passage direct de la phase solide à la phase plasma (*i.e.* sans la phase liquide), ce qui permet de fabriquer des couches minces par PLD de meilleure qualité [14]. (Notons que des nanoparticules se forment néanmoins dans le trajet de la matière ablatée vers le substrat où elle est déposée, ainsi qu'en raison d'instabilités thermodynamiques à la surface de la cible [15].) Également, la possibilité de produire une ablation très localisée présente des avantages pour le micro-LIBS, *i.e.* pour le LIBS où la quantité de l'échantillon à analyser est très petite, comme pour les circuits imprimés de micro-électronique et les circuits micro-fluidiques employés pour les analyses biochimiques [16], car le dommage causé est infime.

### Les filaments de plasma

L'une des propriétés les plus étonnantes des impulsions laser ultra-brèves et intenses est la possibilité de se propager sur de grandes distances ( $> 100$  m) [17,18] dans l'air ambiant sans subir les effets de d'élargissement naturel (diffraction), comme une impulsion de faible intensité. Par contraste, la distance de propagation des impulsions laser nanosecondes intenses est limitée par l'effet d'avalanche électronique qui produit éventuellement une densité d'électrons plus élevée que la densité critique (densité à laquelle le plasma devient opaque à la lumière du laser). Ce phénomène d'avalanche n'a pas le temps de se développer pour des impulsions laser suffisamment brèves, même si l'intensité laser dans le filament ( $\sim 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>) est suffisante pour photoioniser efficacement les molécules d'air et fournir les électrons germes. La propagation d'impulsions laser ultra-brèves et intenses dans l'air se fait dans un état de quasi équilibre entre les effets de défocalisation de l'impulsion (diffraction et réfraction par la distribution inhomogène des électrons créés par l'impulsion elle-même) et l'effet d'auto-focalisation dû à l'indice de réfraction nonlinéaire (proportionnel au champ électrique au carré) inhomogène, qui joue le même rôle qu'une lentille convergente. La propagation de la lumière dans ce mode quasi stationnaire, produit un filament de plasma sur son passage dont le diamètre est d'environ 100  $\mu$ m, la densité d'électrons de l'ordre de  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup> et la température électronique de l'ordre de 1 eV. Ces filaments de plasma ont suscités de nombreux projets d'applications, comme le déclenchement et le guidage de décharges électriques sur de grandes distances [19], la détection de polluants en haute atmosphère (par l'émission de fluorescence du filament de plasma) [20], et le guidage de faisceaux micro-ondes par la disposition des filaments suivant une géométrie cylindrique [21]. En général, la puissance ( $\sim$  énergie/durée) de l'impulsion doit dépasser un certain seuil (quelques GW pour une longueur d'onde de  $\sim 1$   $\mu$ m) pour que ce mode de propagation puisse se produire. Lorsqu'une impulsion laser contient plusieurs fois cette puissance seuil, l'impulsion laser est instable et se fragmente pour générer plusieurs filaments qui contiennent chacun quelques fois cette puissance seuil [22].

### L'accélération des électrons

Il a été démontré que les impulsions ultra-brèves et intenses peuvent accélérer des électrons à des énergies de l'ordre du GeV (pour les électrons,  $1 \text{ GeV} \equiv 99.999987\%$  de la vitesse de la lumière) sur une distance de  $3.3 \text{ cm}$ <sup>[23]</sup>. Par comparaison, l'accélérateur SLAC de Stanford (utilisant la technique conventionnelle des ondes RF) nécessite  $64 \text{ m}$  pour les amener à une énergie comparable. Ces électrons sont accélérés par une onde plasma qui est excitée dans le sillage d'une impulsion laser ultra-brève et très intense qui se propage dans un gaz. Cette onde plasma est excitée grâce à la force pondéromotrice qui induit une oscillation des électrons: le front de l'impulsion laser accélère les électrons devant lui, puis lorsque le maximum de l'impulsion rattrape ces électrons, ils sont accélérés dans la direction opposée. Des électrons libres injectés à grande vitesse dans le sillage de l'impulsion laser peuvent être piégés dans cette onde plasma et être accélérés à la vitesse de l'onde, qui est pratiquement la vitesse de la lumière.

La force pondéromotrice du front de l'impulsion laser pousse aussi des électrons dans la direction transverse par rapport à l'axe de propagation. Ceci laisse un canal chargé positivement dans le sillage de l'impulsion laser. Les électrons, retenus par la force électrostatique, oscillent autour de ce canal chargé positivement en émettant un rayonnement de type synchrotron (appelé « bêatron » dans ce contexte particulier) très collimé mais incohérent temporellement puisque les électrons n'oscillent pas tous en phase. L'intérêt de ce type de source est la très haute énergie des rayons X générés ( $\sim 10 \text{ keV}$ ) ainsi que la faible dimension transverse de la source ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ), qui est idéale pour l'imagerie par contraste de phase (Figure 3)<sup>[24]</sup>.

Notons pour terminer que la force pondéromotrice, tout comme l'effet Brunel<sup>[8]</sup>, peut accélérer des électrons dans des feuilles minces de matière solide sans qu'il y ait formation d'une onde plasma. Ces électrons accélérés vont entraîner des ions hors de la cible par l'intermédiaire de la force électrostatique créée par leur déplacement. Il est ainsi possible d'accélérer des protons à des énergies de l'ordre de la dizaine de MeV<sup>[25]</sup>. Les protons peuvent être contenus initialement dans l'hydrogène composant la cible ou dans l'hydrogène adsorbé à la surface de la cible, provenant de l'air ambiant. L'accélération d'ions légers par laser est envisagée dans le contexte de la proton-thérapie principalement pour traiter les tumeurs cutanées.

### Les harmoniques d'ordres élevés et la science attoseconde

Lors de l'ionisation tunnel d'un atome dans un gaz, l'électron traverse la barrière de potentiel avec peu d'énergie et oscille ensuite dans le champ laser. Cette oscillation peut le faire revenir entrer en collision avec l'atome dont il est issu lorsque la polarisation du laser est linéaire. En se recombinant, l'électron émet l'énergie reçue par l'impulsion laser sous forme de rayonnement<sup>[26]</sup> dont le spectre est constitué d'harmoniques (*i.e.* de multiples entiers) de la fréquence du laser incident<sup>[27]</sup>. La génération d'harmoniques d'ordres élevés (GHOE) suscite beaucoup d'intérêt parce qu'elle permet d'envisager la création d'une source laser cohérente dans le domaine des XUV tenant sur une table dans un laboratoire laser conventionnel, à la différence des synchrotrons et des lasers à électrons libres dont les infrastructures sont imposantes et coûteuses. L'un des principaux objectifs de la GHOE est d'arriver à une source compacte permettant de faire de l'imagerie en temps réel de processus chimiques et biologiques dans la « fenêtre de l'eau », *i.e.* pour des longueurs d'onde entre  $2.3$  et  $4.4 \text{ nm}$ , où le contraste entre l'eau et la matière organique est maximum. La GHOE au moyen de gaz rares a aujourd'hui atteint des énergies de photons de l'ordre du keV ( $1 \text{ keV} \equiv 1.2 \text{ nm}$ )<sup>[28]</sup> mais les intensités restent trop faibles pour les applications envisagées. La principale limitation vient de la densité élevée d'électrons libres produite lorsqu'on augmente l'énergie laser, ce qui nuit au processus en accentuant le désaccord de phase entre les harmoniques et l'impulsion laser.

Différentes avenues sont envisagées pour résoudre ce problème. Une solution prometteuse est l'emploi de longueurs d'ondes plus grandes que celles qui sont

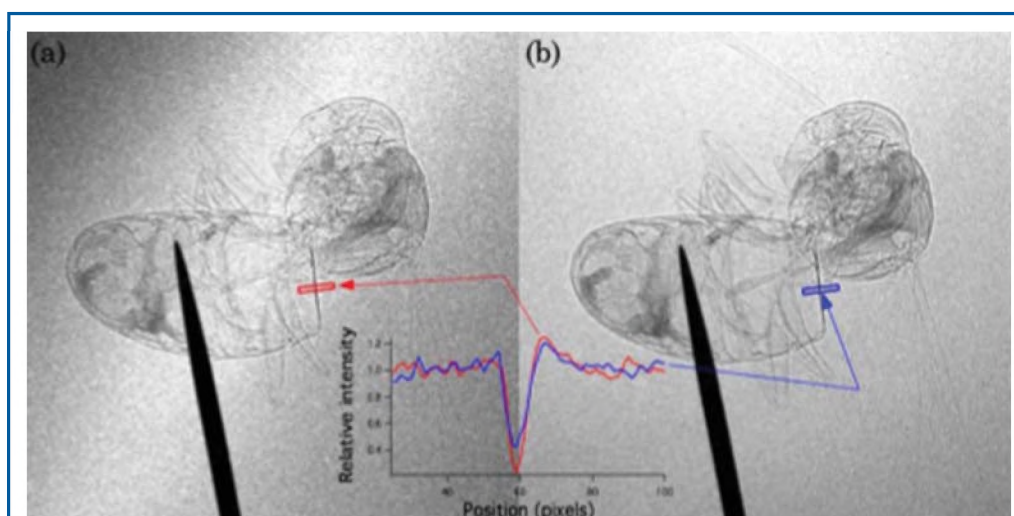


Fig. 3 Image d'une abeille par contraste de phase de rayons X produits par le rayonnement bêatron. (a) Un tir laser. (b) 13 tirs laser. Tiré de la référence [24].

généérées directement par le laser Ti : Saphir (0.8  $\mu\text{m}$ ). Ces longueurs d'onde peuvent être générées au moyen d'un OPA («optical parametric amplifier») à partir d'une impulsion standard à 0.8  $\mu\text{m}$  [29]. Le problème ici est cependant d'obtenir les énergies laser suffisantes aux longueurs d'onde et durées d'impulsion désirées. D'autres milieux que les gaz rares ont aussi été étudiés. En fait, en vaporisant une cible solide au moyen d'une première impulsion laser (plasma d'ablation), il devient possible d'étudier pratiquement l'ensemble du tableau périodique pour la GHOE [30]. Cette méthode a permis de mettre en évidence des effets nouveaux, pas encore totalement expliqués, qui n'ont pas été observés dans les gaz rares, comme par exemple l'amplification extraordinaire, observée notamment dans l'étain et l'indium, d'un harmonique spécifique lorsque

le plasma possède une raie d'absorption proche de cet harmonique [31].

Une troisième façon de générer des harmoniques d'ordres élevés est d'utiliser une cible solide au lieu d'un gaz ou un plasma d'ablation. Dans ce cas, le mécanisme de GHOE est complètement différent et en principe il fonctionne d'autant mieux que l'intensité laser est élevée. La GHOE dans ce cas est causée par l'oscillation nonlinéaire de la surface de la cible solide sous l'effet du laser incident. Lorsque les électrons sont tirés hors de la cible solide par le champ électrique, ils compriment le faisceau incident sur un temps très bref et produisent des trains d'impulsions attosecondes ( $10^{-18}$  s) qui sont associés à un spectre d'harmoniques d'ordres élevés (par transformation de Fourier) [32]. Cette méthode a permis la GHOE jusqu'à plusieurs keV [33]. Il a été démontré que des cibles nanostructurées peuvent augmenter le rendement de conversion en harmoniques, ce qui ouvre encore plus de possibilités [34].

Comme mentionné, les phénomènes très rapides d'émission d'électrons par effet tunnel ou d'oscillation de la surface solide qui se produisent lorsque l'amplitude de l'impulsion laser est proche de son maximum, conduisent à la génération de trains d'impulsions ayant des durées dans le domaine des attosecondes, soit beaucoup moins qu'une période du champ laser (2.7 femtosecondes à une longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$ ). La maîtrise de ces impulsions ouvre la voie à l'étude de

phénomènes extrêmement rapides se déroulant à l'échelle de l'attoseconde, soit principalement les déplacements des électrons dans les atomes et les molécules, et les effets collectifs dans les plasmas. (La période de l'orbite de l'électron dans l'état fondamental de l'atome d'hydrogène est d'environ 150 attosecondes.) L'attoscience est encore un domaine en émergence même si plusieurs travaux expérimentaux ont déjà employé les impulsions attosecondes pour observer et même contrôler des phénomènes se déroulant sur cette échelle de temps [35].

## CONCLUSION : LE FUTUR

Comme nous l'avons démontré dans cet article, les impulsions laser ultra-brèves et intenses et les plasmas qu'elles génèrent sont appliqués dans une multitude de domaines allant de la dissection de tissus biologique à la génération de rayonnement X, en passant par l'accélération de particules à des vitesses ultra-relativistes. Le développement continu des sources laser permettra d'accéder à des durées plus courtes (attoseconde –  $10^{-18}$  s – ou même zeptoseconde –  $10^{-21}$  s), à un spectre de longueurs d'onde plus étendu, et à des intensités plus élevées. Actuellement, le projet européen ELI («Extreme Light Infrastructure»), en collaboration avec divers laboratoires dans le monde (dont l'INRS-EMT), est certainement le projet le plus ambitieux en ce qui concerne l'accession aux très hautes intensités. En concentrant l'énergie de plusieurs faisceaux laser dans un volume de l'ordre du  $\mu\text{m}^3$  et sur une durée de l'ordre de la femtoseconde, ELI vise une puissance de l'ordre de  $10^{17}$  W, ce qui représente deux ou trois ordres de grandeur de plus par rapport à ce qui est accessible actuellement. Cette puissance fantastique pourrait permettre d'étudier la structure du vide (par la création spontanée de paires électron-positron) et de reproduire en laboratoire les conditions qui ont régné durant les premières millisecondes du début de l'univers. ELI servira aussi à la conception d'accélérateurs compacts pour des applications en physique des particules, avec des retombées anticipées en sciences médicales et des matériaux. L'avenir des lasers intenses, des plasmas qu'ils génèrent et de leurs applications, s'annonce donc extrêmement passionnant et le laboratoire ALLS de l'INRS-EMT participe activement à façonner cet avenir.

## RÉFÉRENCES

1. J. Debras-Guédon and N. Liodec, "De l'utilisation du faisceau d'un amplificateur à ondes lumineuses par émission induite de rayonnement (laser à rubis), comme source énergétique pour l'excitation des spectres d'émission des éléments", *C.R. Acad. Sci.* **257**, 3336 (1963).
2. P.D. Maker, R.W. Terhune and C.M. Savage, *Optical third harmonic generation*, Proceedings of the 3rd International Conference on Quantum Electronics, Paris, Columbia University Press, Vol. 2, 1559, 1964.
3. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
4. Y. Ping, A.A. Correa, T. Ogitsu, E. Draeger, E. Schwegler, T. Ao, K. Widmann, D.F. Price, E. Lee, H. Tam, P.T. Springer, D. Hanson, I. Koslow, D. Prendergast, G. Collins, and A. Ng, "Warm dense matter created by isochoric laser heating", *High Energy Density Physics* **6**, 246 (2010).

5. D. Giulietti and L. A. Gizzi, "X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas", *La Rivista del Nuovo Cimento*, **21**, 1 (1998).
6. D.S. Durrie and G.M. Kezirian, "Femtosecond laser versus mechanical keratome flaps in wavefront-guided laser in situ keratomileusis: Prospective contralateral eye study", *Journal of Cataract & Refractive Surgery* **31**, 120 (2005).
7. W. Krueer, *The physics of laser plasma interactions*, Addison-Wesley, 1988.
8. F. Brunel, "Not-so-resonant, resonant absorption", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987).
9. *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*, edited by Douglas B. Chrisey and Graham K. Hubler, John Wiley & Sons, 1994.
10. D.A. Cremers and L.J. Radziemski. *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, John Wiley & Sons, 2006.
11. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiesen, and G. Zimmerman, "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications", *Nature* **239**, 139 (1972).
12. L. Li, M. Hong, M. Schmidt, M. Zhong, A. Malshe, B. Huis in'tVeld, and V. Kovalenko, "Laser nano-manufacturing – State of the art and challenges", *CIRP Annals - Manufacturing Technology* **60**, 735 (2011).
13. L. Hoffart, P. Lassonde, F. Légaré, F. Vidal, N. Sanner, O. Utéza, M. Sentis, J.-C. Kieffer, and I. Brunette, "Surface ablation of corneal stroma with few-cycle laser pulses at 800 nm", *Optics Express* **19**, 230 (2011).
14. J.L.H. Chau, M.-C. Yang, T. Nakamura, S. Sato, C.-C. Yang, and C.-W. Cheng, "Fabrication of ZnO thin films by femtosecond pulsed laser deposition", *Optics & Laser Technology* **42**, 1337 (2010).
15. F. Vidal, T.W. Johnston, S. Laville, O. Barthelemy, M. Chaker, B. Le Drogoff, J. Margot, and M. Sabsabi, "Critical-point phase separation in laser ablation of conductors", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2573 (2001).
16. Y. Godwal, G. Kaigala, V. Hoang, S.-L. Lui, C. Backhouse, Y. Tsui, and R. Fedosejevs, "Elemental analysis using micro Laser-induced Breakdown Spectroscopy ( $\mu$ LIBS) in a microfluidic platform", *Optics Express* **18**, 12435 (2008).
17. A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air", *Optics Letters* **20**, 73 (1995).
18. B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C.Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T.W. Johnston, J.-C. Kieffer, and H. Pépin, "Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air", *Phys. Plasmas* **16**, 1615 (1999).
19. F. Vidal, D. Comtois, H. Pépin, T. Johnston, C.-Y. Chien, A. Desparois, J.-C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, F.A.M. Rizk, H.P. Mercure, and C. Potvin, "The control of lightning using lasers: properties of streamers and leaders in the presence of laser-produced ionization", *C. R. Physique* **3**, 1361 (2002).
20. H.L. Xu and S.L. Chin, "Femtosecond Laser Filamentation for Atmospheric Sensing", *Sensors* **11**, 32 (2011).
21. M. Châteauneuf, S. Payeur, J. Dubois, and J.-C. Kieffer, "Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide", *Appl. Phys. Lett.* **92**, 091104 (2008).
22. F. Vidal and T.W. Johnston, "Electromagnetic Beam Breakup: Multiple Filaments, Single Beam Equilibria, and Radiation", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1282 (1996).
23. W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, C. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder, and S.M. Hooker, "GeV electron beams from centimetre-scale accelerator", *Nature Physics* **418**, 696 (2006).
24. S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, P. Lassonde, G. Lebrun, S. Payeur, F. Martin, S. Sebban, V. Malka, A. Rousse, and J.C. Kieffer, "Single shot phase contrast imaging using laser-produced Betatron x-ray beams", *Optics Letters* **36**, 2426 (2011).
25. S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, S. Buffechoux, S. Gnedyuk, A. Rousse, A. Krol and J.-C. Kieffer, *Initial steps towards imaging tumors during their irradiation by protons with the 200 TW laser at the Advanced Laser Light Source facility (ALLS)*, Proceedings of SPIE, 8079, Article Number: 80791I (2011).
26. P.B. Corkum, "Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization", *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
27. X.F. Li, A. L'Huillier, M. Ferray, L.A. Lompre, and G. Mainfray, "Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity", *Phys. Rev. A* **39**, 5751 (1989).
28. T. Popmintchev *et al.*, "Bright Coherent Ultrahigh Harmonics in the keV X-ray Regime from Mid-Infrared Femtosecond Lasers", *Science* **336**, 1288 (2012).
29. B.E. Schmidt, A.D. Shiner, M. Giguère, P. Lassonde, C.A. Trallero-Herrero, J.-C. Kieffer, P.B. Corkum, D.M. Villeneuve, and F. Légaré, "High harmonic generation with long-wavelength few-cycle laser pulses", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45**, 074008 (2012).
30. R.A. Ganeev, "Harmonic generation in laser-produced plasmas containing atoms, ions and clusters: a review", *J. Mod Opt.* **59**, 409 (2012).
31. L.-B. Elouga-Bom, F. Bouzid, F. Vidal, J.-C. Kieffer, and T. Ozaki, "Correlation of plasma ion densities and phase matching with the intensities of strong single high-order harmonics", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 215401 (2008).
32. X. Lavocat-Dubuis, F. Vidal, J.-P. Matte, J.-C. Kieffer, and T. Ozaki, "Multiple attosecond pulse generation in relativistically laser-driven overdense plasmas", *New Journal of Physics* **13**, 023039 (2011).
33. B. Dromey, *et al.*, "Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces", *Phys. Rev. Lett.* **99**, 085001 (2007).
34. X. Lavocat-Dubuis and J.-P. Matte, "Numerical and theoretical study of the generation of extreme ultraviolet radiation by relativistic interaction with a grating", *Phys. Plasmas* **17**, 093105 (2010).
35. Z. Chang, *Fundamentals of Attosecond Optics*, CRC Press, 2011.