

Propagation des impulsions femtosecondes dans l'atmosphère

Jean-Pierre Wolf, J. Kasparian, G. Méjean, J. Yu, S. Frey, E. Salmon

Teramobile, LASIM, UMR CNRS 5579, Université Claude Bernard Lyon 1, 43 bd du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex.

M. Rodriguez, H. Wille, L. Wöste

Teramobile, Institut für Experimentalphysik, Freie Universität Berlin, Arnimallee 14, 14195 Berlin Allemagne

R. Bourayou, R. Sauerbrey

Teramobile, Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich Schiller Universität Jena, Max Wien Platz 1, 07743 Jena Allemagne

Y. B. André, A. Mysyrowicz

Teramobile, Laboratoire d'Optique Appliquée, UMR CNRS 7639, ENSTA—Ecole Polytechnique, Centre de l'Yvette, Chemin de la Hunière, F-91761 Palaiseau Cedex, France

Les mécanismes de base de la propagation non-linéaire d'impulsions ultrabrèves et intenses dans l'atmosphère et d'autres milieux transparents sont présentés. Un accent particulier est dédié aux processus de filamentation et de propagation solitonique des impulsions. Des exemples d'application incluent la télédétection de polluants, l'identification d'aérosols biologiques, le guidage et le déclenchement de la foudre, et la transmission de données au travers de nuages.

I. Propagation non-linéaire d'impulsions laser ultrabrèves

La propagation d'impulsions laser femtosecondes intenses dans des milieux transparents est fortement non-linéaire. L'auto-action modifie l'impulsion tant spatialement (auto-focalisation [Strickland 1994], auto-guidage [Braun 1995], auto-réflexion [Roso-Franco 1995]), spectralement (mélange à 4 ondes [Alfano 1970a], automodulation de phase [Alfano 1970b, Alfano 1970c, Brodeur 1999]) que temporellement (auto-raïdissement [Shen 1984, Yang 1984, Gaeta 2000], dédoublement de l'impulsion [Ranka 1996]). Le milieu de propagation est également fortement affecté, puisqu'il est le siège d'une ionisation multiphotonique [Proulx 2000, Tzortzakis 1999, Tzortzakis 2000, Schlillinger 1999, Schwarz 2001] conduisant à la formation d'un plasma.

Ces phénomènes ont été étudiés depuis le début des années 1970, du point de vue théorique comme du point de vue expérimental. Cependant, ce n'est qu'en 1985 que le développement de l'amplification à dérive de fréquences (CPA) [Strickland 1985, Maine 1988] a permis de produire des impulsions laser ultrabrèves et d'atteindre de très hautes intensités (jusqu'à 10^{21} W/cm²), et donc d'observer des processus fortement non-linéaires même dans des matériaux usuels, tels que des gaz à pression ambiante, malgré leur faible non-linéarité. Dans ce qui suit, nous nous concentrerons sur la propagation non-linéaire dans l'air et les processus liés à la génération d'un continuum cohérent de lumière blanche, et à la filamentation.

I.1 Autofocalisation par effet Kerr

À une forte intensité I , l'indice de réfraction n de l'air est modifié par l'effet Kerr [Kelley 1965, Ashkaryan 1974] :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1)$$

où n_2 est l'indice de réfraction non-linéaire dans l'air ($n_2 = 3.10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ [Zhao 1995]). Comme le profil d'intensité n'est pas uniforme, l'indice de réfraction augmente davantage au centre du faisceau que sur ses ailes (Figure 1a). Ceci induit un gradient radial d'indice de réfraction, équivalent à une lentille (dite « lentille de Kerr »), dont la distance focale dépend de l'intensité. Le faisceau est focalisé par cette lentille, ce qui génère une augmentation de l'intensité, et en retour un raccourcissement de la distance focale, etc., jusqu'à ce que le faisceau s'effondre sur lui-même. L'effet Kerr devrait donc empêcher la propagation d'impulsions laser de haute puissance dans l'air.

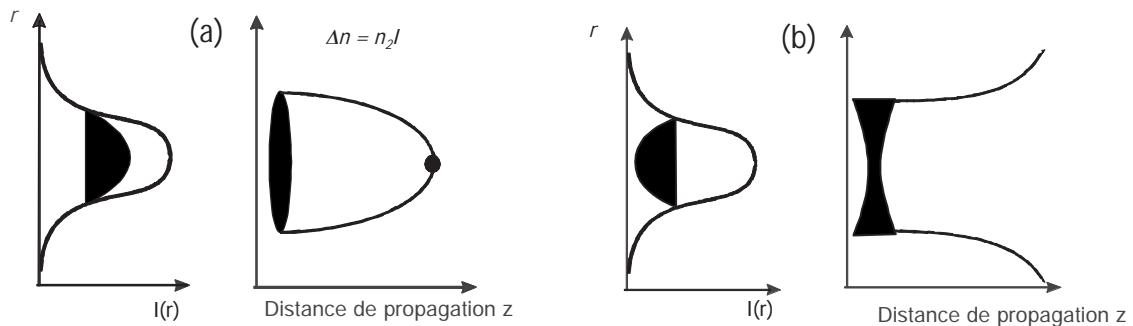


Figure 1. (a) Principe de l'auto-focalisation par effet Kerr. (b) Défocalisation par le plasma

L'effet Kerr devient significatif dès lors que l'auto-focalisation domine la diffraction, ce qui se produit lorsque la puissance dépasse une puissance dite puissance critique P_{crit} :

$$P_{crit} = I \cdot \pi \cdot w^2 = \frac{\pi}{k^2 \cdot n_2} = \frac{\lambda^2}{4\pi \cdot n_2} \quad (2)$$

où w est le diamètre du faisceau. Notons que, bien que l'effet Kerr soit fonction de l'intensité, il s'agit d'une *puissance* et non pas d'une *intensité* critique. Pour sa part, l'intensité détermine la distance à laquelle le faisceau s'autofocalisera. Pour un laser titane:saphire ($\lambda = 800 \text{ nm}$) dans l'air, $P_{crit} \sim 2 \text{ GW}$.

I.2. Ionisation multiphotonique et génération de plasma

Si l'intensité laser atteint 10^{13} à 10^{14} W/cm^2 , des processus non-linéaires d'ordre supérieur interviennent, en particulier l'ionisation multiphotonique (MPI). À 800 nm , 8 à 10 photons sont nécessaires pour ioniser les molécules d'azote et d'oxygène et produire un plasma [Talebpour 1999]. L'ionisation par effet tunnel peut également intervenir grâce aux très grands champs électriques portés par l'impulsion laser. Cependant, selon la théorie de Keldysh [Keldysh 1965], l'ionisation multiphotonique domine pour des intensités inférieures ou égales à 10^{14} W/cm^2 . Au

contraire des impulsions plus longues, les impulsions ultrabrèves combinent une forte efficacité d'ionisation due à leur très haute intensité, avec une énergie totale limitée, de sorte que les densités d'électrons générées (10^{16} - 10^{17} cm^{-3}) sont largement au-dessous de la saturation. Les pertes par Bremsstrahlung inverse sont donc négligeables, ce qui permet une propagation à longue distance. Cependant, la densité d'électrons ρ a une contribution négative à l'indice de réfraction. À cause du profil radial d'intensité dans le laser, apparaît un gradient négatif d'indice de réfraction, qui se comporte comme une lentille divergence et défocalise le faisceau, comme symbolisé sur la Figure 1b.

I.3. Filamentation d'impulsions laser de forte puissance

Pris séparément, l'effondrement du faisceau à cause de l'autofocalisation par effet Kerr, comme la défocalisation induite par le plasma, devraient interdire toute propagation à longue distance d'impulsions laser de forte puissance dans l'air. Or, ces deux processus peuvent se compenser et donner lieu à une propagation auto-guidée, quasi-solitonique [Berge 2001]. Le faisceau laser s'auto-focalise d'abord par effet Kerr. Puis, lorsque l'intensité est suffisamment élevée, un plasma est généré par MPI, ce qui défocalise le faisceau. L'intensité décroît alors et la génération de plasma s'arrête, permettant à l'auto-focalisation de reprendre le dessus. Cet équilibre dynamique entre effet Kerr et MPI conduit à la formation de structures stables ou *filaments* (Figure 2). Ces filaments ont été observés dès 1995 par A. Braun *et al.* [Braun 1995], qui a découvert que des miroirs pouvaient être endommagés par des impulsions laser ultrabrèves de forte puissance, même à grande distance de la source laser. L'intensité dans les filaments est pratiquement constante (typiquement 10^{14} W/cm^2) [Becker 2001], de même que l'énergie qu'ils transportent (quelques mJ), leur diamètre, et leur densité d'électrons (typ. 10^{16} cm^{-3}) [Kasparian 2000a].

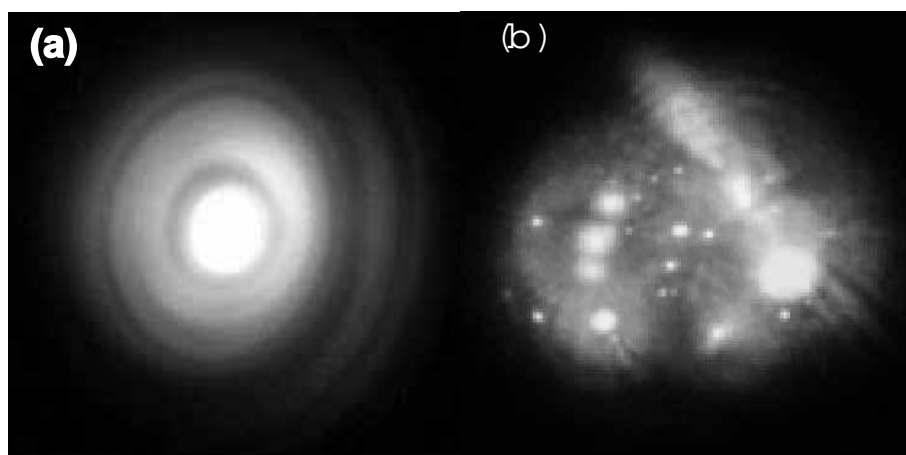


Figure 2. Image sur un écran d'un filament unique (5 mJ, a), et filamentation multiple d'un faisceau laser ultrabref de forte énergie (400 mJ, b)

La propagation des impulsions laser est décrite par les équations de Maxwell :

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \cdot \sigma \cdot \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3)$$

où σ est la conductivité et représente les pertes, et P est la polarisation du milieu. Contrairement au cas de la propagation linéaire, P comporte un terme non-linéaire correspondant à l'effet Kerr et à la génération de plasma :

$$P = P_L + P_{NL} = \epsilon_0 \cdot (\chi_L + \chi_{NL}) \cdot E \quad (4)$$

où χ_L et χ_{NL} sont respectivement les susceptibilités linéaire et non-linéaire. Si l'on considère une impulsion de symétrie radiale, se propageant selon l'axe z dans un référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe v_g , on obtient l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE) suivante [Berge 2001] :

$$\nabla_{\perp}^2 \epsilon + 2j \left(k \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + 2k^2 n_2 \cdot |\epsilon|^2 \cdot \epsilon - k^2 \frac{\rho}{\rho_c} \cdot \epsilon = 0 \quad (5)$$

où $\epsilon = \epsilon(r, z, t)$ est l'enveloppe de l'impulsion du champ électrique et ρ_c est la densité critique d'électrons ($1.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ à 800 nm [Berge 2001]). ϵ est supposé varier lentement par rapport à la fréquence de la porteuse et avoir une décroissance radiale lente. Au premier ordre, la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) est négligée, de même que les pertes dues à l'ionisation multiphotonique et à l'absorption du plasma ($\sigma=0$). Dans l'équation (5), le Laplacien correspond à la diffraction dans le plan transverse, tandis que les deux derniers termes représentent les contributions non-linéaires à la propagation : l'auto-focalisation par effet Kerr et la défocalisation sur la plasma, qui ont des signes opposés. La densité électronique $\rho(r, z, t)$ est calculée à partir d'une équation cinétique (6), dans un schéma autocohérent avec l'équation (5) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \gamma |\epsilon|^{2\alpha} (\rho_n - \rho) = 0 \quad (6)$$

Dans cette équation, ρ_c est la concentration de molécules dans l'air, γ l'efficacité de l'ionisation multiphotonique, et α le nombre de photons nécessaires pour ioniser une molécule d'air, soit typiquement 8 à 10 [Talebpour 1999]. En intégrant numériquement la NLSE, on obtient l'évolution de l'intensité de l'impulsion $I = |\epsilon|^2$ en fonction de la distance de propagation, comme le montre la Figure 3. L'auto-focalisation initiale de l'impulsion par l'effet Kerr, de même que le plasma généré par MPI sont bien reproduits par ce type de simulation. On notera que la structure filamentaire du faisceau, bien que d'un diamètre de seulement 100 μm , se maintient sur plus de 60 m, la simulation étant ici limitée par les capacités de calcul.

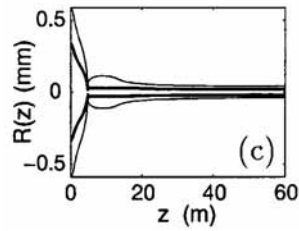


Figure 3. Simulation numérique de la filamentation

À plus forte puissance ($P \gg P_{crit}$), le faisceau se divise en plusieurs filaments localisés. L'intensité dans chaque filament est limitée à environ 10^{14} W/cm² soit quelques mJ. Ainsi, augmenter la puissance du faisceau augmente le nombre de filaments sans influencer notablement sur leur intensité ou leur énergie individuelle. La Figure 2 montre le profil de faisceaux lasers subissant la filamentation, à basse (Figure 2a, 5 mJ) et à haute énergie (Figure 2b, 400 mJ), ce qui conduit respectivement à un filament unique et à la multi-filamentation. La stabilité de ces structures quasi-solitoniques est remarquable, puisque des filaments ont été observés sur quelques centaines de mètres [La Fontaine 1999]. De plus, nous avons récemment montré qu'en imprimant au faisceau une mise en forme convenable (glissement de fréquence ou *chirp* permettant de compenser l'effet de la dispersion de la vitesse de groupe dans l'air), il est possible de contrôler la distance à laquelle les filaments sont formés, et de générer des filaments à une distance de 2 km de la source [Rodriguez 2004]. De nombreux groupes se sont intéressés à simuler la propagation non-linéaire d'impulsions laser de forte puissance dans l'air, tant dans un régime de mono-filamentation à basse énergie [voir par exemple Wagner 1968, Wagner 1971, Goorjian 1992, Ranka 1998, Mlejnek 1998, Chiron 1999, Aközbek 2000, Hovhannisyanyan 2001, Sprangle 2002)] qu'à haute énergie dans un régime de multi-filamentation [Mlejnek 1999, Ren 2000, Fibich 2001, Bergé 2004, Méchain 2004]. Le lecteur pourra s'y reporter pour plus de détails.

1.4. Génération de lumière blanche et auto-modulation de phase.

Le spectre de la lumière émise par les filaments est crucial pour des applications telles que la télédétection de polluants par Lidar (Light Detection And Ranging). La propagation non-linéaire d'impulsions laser de forte puissance ne conduit pas seulement à la filamentation. Elle génère également un continuum extrêmement large couvrant une gamme de longueurs d'onde de l'ultraviolet à l'infrarouge. Ce supercontinuum est généré par l'automodulation de phase lors de la propagation des impulsions de forte intensité. Comme nous l'avons vu plus haut, l'effet Kerr conduit à l'auto-focalisation du faisceau à cause du gradient radial d'intensité. Or, l'intensité varie également avec le temps, de sorte que l'indice de réfraction instantané de l'air est modifié :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t) \quad (7)$$

Cet effet génère un déphasage dépendant du temps $\phi = -n_2 I(t) \omega_0 z/c$, où ω_0 est la fréquence de la porteuse. Ce déphasage génère dans le spectre de nouvelles fréquences $\omega = \omega_0 + d\phi/dt$. L'enveloppe temporelle lentement variable par rapport à la porteuse conduit ainsi à un fort élargissement spectral de l'impulsion autour de ω_0 . La Figure 4 montre le spectre émis par des filaments créés par un laser produisant en laboratoire des impulsions de 2 TW [Kasparian 2000b]. Le supercontinuum s'étend de 400 nm à 4 μm , couvrant les bandes d'absorption des principaux polluants gazeux de l'atmosphère (méthane, composés organiques volatils, CO_2 , NO_2 , H_2O , etc...). De récentes mesures ont même montré que le supercontinuum s'étend dans l'ultraviolet jusqu'à 230 nm, à cause d'une génération efficace de troisième harmonique (THG) et du mélange de fréquences [Aközbek 2002, Yang 2003]. Ces résultats ouvrent la voie vers des mesures Lidar multispectrales de composés tels que les aromatiques, les oxydes d'azote, SO_2 , ou l'ozone.

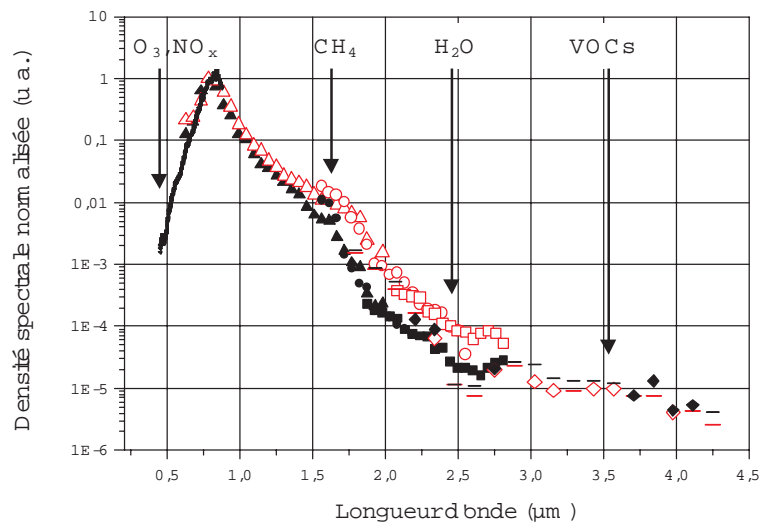


Figure 4. Spectre du continuum de lumière blanche généré par un laser ultrabref (100 fs) et de forte puissance (2 TW)

I.5. Distribution angulaire de l'émission du supercontinuum

Pour une application telle que le Lidar, la distribution angulaire du continuum de lumière blanche est essentielle. Dès les premières expériences Lidar avec un laser femtoseconde [Wöste 1997, Rairoux 2000], une importante composante rétrodiffusée avait été observée. Des mesures angulaires ont confirmé cette observation. L'émission de la lumière blanche à des angles proches de la rétrodiffusion est nettement plus piquée que dans le cas de la diffusion élastique de Rayleigh-Mie [Yu 2001]. À 179° , l'intensité relative de la rétrodiffusion est déjà un ordre de grandeur plus élevée dans le cas non-linéaire. Un effet encore plus grand est attendu à 180° , bien que le dispositif expérimental n'ait pas permis de le mesurer. Cette émission piquée vers l'arrière peut être interprétée comme provenant d'un gradient longitudinal d'indice de réfraction, dû à un plasma généré par l'impulsion laser elle-même, et sur lequel le laser est réfléchi. Cette auto-réflexion, combinée avec l'autoguidage qui réduit fortement la divergence du faisceau, est un grand avantage

pour le Lidar : contrairement à ce qui se passe avec des sources de lumière blanche de faible luminance telles que les lampes à décharges, une part importante de la lumière blanche générée à une distance donnée peut être collectée par le détecteur Lidar. On dispose ainsi d'une source unique pour des expériences Lidar multispectrales : une source cohérente de lumière blanche (« laser blanc » [Chin 1999]), confinée dans un faisceau auto-guidé, et dont une part importante est rétrodiffusée directement vers l'émetteur. Ces propriétés exceptionnelles du continuum de lumière blanche, ainsi que la formation de filaments ionisés sur de longues distances, sont à l'origine d'applications novatrices des lasers femtoseconde à l'étude de l'atmosphère [Kasparian 2003]. Ces constatations ont été à la base du lancement du projet franco-allemand de grande envergure *Téramobile*. [www.teramobile.org]

II. Quelques applications atmosphériques des impulsions laser ultrabrèves

II.1. Supercontinuum et mesure Lidar multi-composants

Le supercontinuum de lumière blanche apparaît donc comme une source de choix pour des applications Lidar. Nous avons ainsi réalisé récemment des mesures Lidar multispectrales dans le visible et le proche infrarouge. La Figure 5 en donne un exemple. Elle illustre la possibilité d'enregistrer les bandes d'absorption de plusieurs molécules (ici H₂O et O₂) simultanément, grâce au continuum de lumière blanche extrêmement large qui est généré. Ces données nous donnent accès simultanément à la concentration de vapeur d'eau et de température (au travers des intensités et des profils des raies de O₂) en fonction de l'altitude, permettant ainsi la première mesure directe à distance de l'humidité relative dans l'atmosphère [Bourayou 2004].

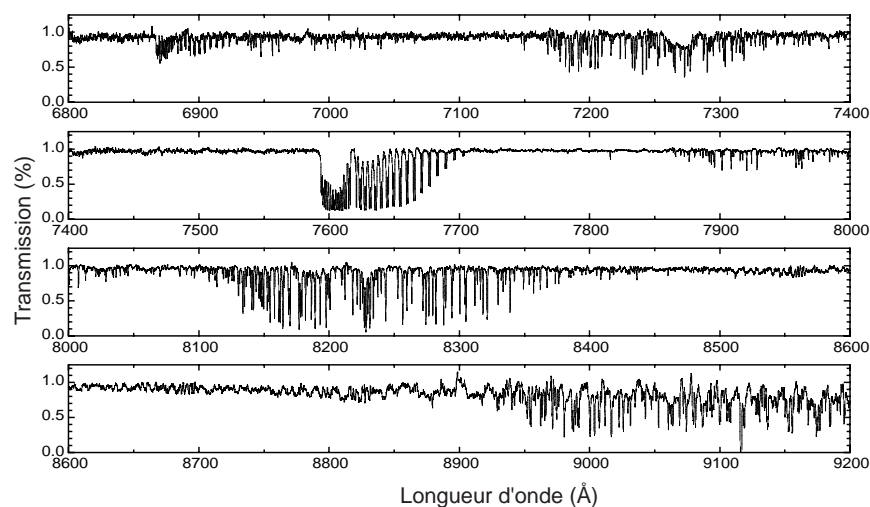


Figure 5. Analyse à haute résolution du continuum de lumière blanche rétroémis d'une altitude de 4 km. On observe très clairement toutes les bandes de H₂O et O₂ entre 680 nm et 920 nm

Par ailleurs, l'utilisation d'une nouvelle chaîne de détection infrarouge nous a permis d'observer que le spectre de lumière blanche rétroémis d'une altitude de 4 km contient une contribution relative de l'infrarouge environ 10 fois plus intense que celle observée jusqu'alors en laboratoire [Méjean 2003]. La raison de cette augmentation dans l'infrarouge est imputée à la distance de propagation beaucoup plus longue, de l'ordre du kilomètre. Ce spectre IR extrêmement large et continu (jusqu'à 4 μm) ouvre la porte à une télédétection multi-composants couvrant les bandes d'absorption d'un très grand nombre de molécules, et surtout de mélanges de polluants inconnus. Cette technique serait ainsi particulièrement intéressante dans le cas d'un accident industriel, où il s'agit d'identifier rapidement et à distance les polluants émis afin de prendre les éventuelles mesures de protection appropriées pour les populations.

II.2. Transmission des filaments à travers les nuages

Un problème majeur pour nombre d'applications laser dans l'atmosphère est la transmission au travers de brouillards et nuages. Citons par exemple les transmissions de données terre-satellite, pour lesquelles l'augmentation des flux de données nécessaires conduit à envisager d'utiliser la transmission par laser [Harwit 2002]. Cependant la présence de nuages et brouillards qui empêchent momentanément les transmissions vers le sol reste un problème critique. Il est donc nécessaire de caractériser l'interaction de filaments auto-guidés avec des aérosols, afin de caractériser comment la présence de particules perturbe l'équilibre dynamique entre effet Kerr et génération de plasma.

C'est pourquoi nous avons effectué une série d'expériences sur l'interaction d'un filament autoguidé avec une gouttelette d'eau unique. Nos expériences [Courvoisier 2003] montrent que la filamentation survit même pour des gouttes de 95 μm de diamètre, bien que ce filament (150 μm de diamètre) soit très fortement bloqué par l'obstacle. Ce comportement remarquable est interprété par un modèle d'interaction dynamique entre la structure quasi-solitonique filamentaire et le bain de photons l'entourant, qui provient de la partie du laser non-guidée. La perte en énergie dans le filament lors de l'interaction avec la goutte est donc, en particulier, partiellement regagnée lors de la propagation ultérieure. Pour mieux approcher la situation réelle, nous avons répété l'expérience en faisant interagir le filament avec un nuage généré dans une chambre ouverte. Le filament traverse le nuage pour une épaisseur optique de 3.2, soit une transmission de 5% seulement, correspondant à plus de 10^5 gouttelettes par cm^3 . Cette opacité est représentative d'un cumulus ou d'un stratocumulus denses. La limitation du processus est due à la perte d'énergie subie par le bain « réservoir » de photons par diffusion élastique.

II.3. Télédétection d'aérosols biologiques (bactéries, spores, virus)

La télédétection d'aérosols biologiques dans l'air est devenu une préoccupation incontournable, tant au niveau de la santé publique (SARS, légionelle) que pour la sécurité civile (bioterrorisme). Il

n'existe aujourd'hui aucune technique permettant de détecter à distance la présence d'agents biologiques et de les identifier, afin que les mesures nécessaires de protection civile puissent être mises en place dans un intervalle de temps suffisant.

Au cours d'une campagne du Teramobile [Wille 2002], nous avons pour la première fois démontré la détection et l'identification à distance de simulants biologiques par Lidar basé sur la fluorescence excitée à plusieurs photons [Méjean 2004]. En effet, il a été démontré au laboratoire que la majeure partie de la fluorescence ainsi produite était ré-émise vers la source, ce qui constitue un avantage décisif pour la télédétection par Lidar [Boutou 2002]. Ainsi, nous avons démontré qu'à partir d'une distance de 1 à 2 km (selon la concentration atmosphérique d'ozone), un Lidar basé sur la fluorescence excitée à 2 photons est plus efficace qu'un Lidar basé sur la fluorescence excitée à un photon dans l'ultraviolet pour détecter des aérosols de tryptophane, avec une limite de détection de quelques particules par cm^3 [Méjean 2004].

Un générateur d'aérosols permettait de simuler des nuages ou des épandages d'agents biologiques, sous forme de gouttelettes d'eau de 1-3 μm de diamètre, dans lesquelles est introduite de la riboflavine, qui représente un traceur biologique. Ce générateur d'agents biologiques a été placé à 50 m du Teramobile. Les résultats obtenus sont présentés Figure 6. La signature caractéristique de la fluorescence de la riboflavine entre 540 et 590 nm, excitée à 2 photons à 800 nm, est clairement observée, identifiant la présence des aérosols biologiques. De plus, la détection Lidar résolue en temps permet de localiser la source et de mesurer la concentration de particules en fonction de la distance. La Figure 6 montre aussi la comparaison du spectre précédent avec le spectre obtenu pour des gouttelettes d'eau pures. Seule la diffusion de la lumière blanche générée par automodulation de phase dans l'air est alors observée. Ces résultats constituent ainsi la première démonstration de détection à distance d'aérosols biologiques par une fluorescence non-linéaire excitée par un laser femtoseconde.

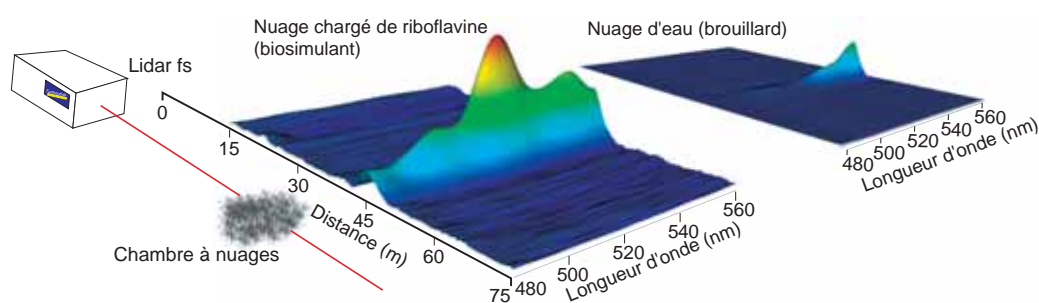


Figure 6. Détection d'aérosols biologiques dans l'air obtenue par fluorescence à deux photons avec le Teramobile. Comparaison entre particules contenant de la riboflavine (gauche) et des gouttelettes d'eau pure (droite).

II.4. Déclenchement et guidage de décharges Mégavolt

Outre la génération de lumière blanche, nous avons vu que les filaments générés par des impulsions ultra-brèves et de forte intensité produisent une ionisation partielle de l'air, de l'ordre de

10^{-4} à 10^{-2} . Ce plasma froid donne aux filaments une conductivité électrique non négligeable, de l'ordre de $1 \text{ M}\Omega/\text{m}$, et fait du filament un bon candidat pour le déclenchement et le guidage de décharges électriques. De plus, les filaments se propageant sur plusieurs centaines de mètres, une application au contrôle de la foudre peut à terme être envisagée. Contrôler la foudre par laser permettrait de protéger des installations sensibles telles que les aéroports, ainsi que de tester facilement et en grandeur réelle des dispositifs de protection comme les parafoudres.



Figure 7. Décharge non guidée sans laser (à gauche); décharge guidée par les filaments (à droite)

Profitant de la mobilité du système Teramobile [Wille 2002], nous avons récemment réalisé une série d'expériences préliminaires en ce sens en collaboration avec l'équipe de W. Kalkner, de l'Université de Technologie de Berlin. Pour la première fois, nous avons démontré la possibilité de déclencher et guider des décharges de 1 MV sur plusieurs mètres (jusqu'à 3,8 m) grâce à la conduction des filaments (Figure 7) [Rodriguez 2002, Ackermann 2004]. Ces filaments produisent un pontage ohmique entre les électrodes, conduisant à une réduction de l'ordre de 30 % de la tension de claquage.

Conclusion

Ces dernières années, la compréhension de la propagation non-linéaire des impulsions laser ultrabrefs et de forte puissance a progressé à grands pas. Ces progrès autorisent désormais à s'intéresser à des applications à l'atmosphère, telles que la télédétection de polluants ou le contrôle de foudre [Kasparian 2003]. Des résultats prometteurs ont été obtenus récemment, en particulier par l'équipe franco-allemande du projet *Teramobile*.

Le développement de ces applications sera probablement facilité à l'avenir par les progrès attendus dans les années à venir dans la technologie des lasers ultrabrefs : systèmes plus fiables et plus compacts, lasers pompés par diodes, ou encore mise en forme spatiale et temporelle des impulsions laser. En fournissant des lasers ultrabrefs plus souples, plus fiables et plus faciles à mettre en œuvre, ces nouvelles techniques faciliteront la mise en œuvre des applications actuellement en cours de développement.

Remerciements

Nous souhaitons remercier pour leur collaboration les équipes du CEA/DPTA (L. Bergé, S. Skupin), de de l'observatoire de Tautenburg (H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eislöffel, A. Scholz, A. P. Hatzes) et de la Technische Universität de Berlin (L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner), ainsi que F. Lederer à l'Université F. Schiller de Jena. Nous saluons également l'aide des équipes techniques à Berlin, Jena et Lyon, et en particulier de M. Barbaire, M. Kerleroux, M. Néri, M. Kriegielski, F. Ronneberger et W. Ziegler.

Bibliographie

- Ackermann, R., *et al.*, *Triggering and guiding of MV discharges by laser-induced filaments under rain conditions*, soumis à Applied Physics Letters (2004)
- Aközbek, N., *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 143901 (2002)
- Aközbek, N., C. M. Bowden, A. Talebour, S. L. Chin, Phys. Rev. E **61**, 4540 (2000).
- Alfano, R. R., S. L. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **24**, 1217 (1970c)
- Alfano, R. R., S. L. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **24**, 584 (1970a)
- Alfano, R. R., S. L. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **24**, 592 (1970b)
- Ashkaryan, G.A., Sov. Phys. J. **16**, 680 (1974)
- Becker, A., *et al.*, Applied Physics B **73**, 287-290 (2001)
- Berge, L., A. Couairon, Physical Review Letters **86**, 1003-1006 (2001)
- Bergé, L., *et al.*, Physical Review Letters **92**, 225002 (2004).
- Bourayou, R., *et al.*, *Extended characterization of cloud microphysics using white-light filaments*, soumis à Journal of the optical society of America (2004)
- Boutou, V., *et al.*, Applied Physics B **75**, 145-152 (2002)
- Braun, A., G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, Opt. Lett. **20**, 73 (1995)
- Brodeur, A., S. L. Chin, J. Opt. Soc. Am. B **16**, 637 (1999)
- Chin, S. L., *et al.*, Japanese journal of Applied physics **38**, L126-L128 (1999)
- Chiron, A., *et al.*, European Physical Journal D **6**, 383 (1999).
- Courvoisier, F., *et al.*, Applied physics letters **83**, 213-215 (2003)
- Fibich, G., B. Ilan, Opt. Lett. **26**, 840 (2001).
- Gaeta, A. L., Phys. Rev. Lett. **84**, 3582 (2000)
- Goorjian, P. M., *et al.*, IEEE journal of quantum electronics **28**, 2416 (1992)
- Harwit, M., *et al.*, Science **296**, 523 (2002)
- Hovhannisyan, D. L., Optics Commun. **196**, 103 (2001).
- Kasparian, J., R. Sauerbrey, S. L. Chin, Applied Physics B **71**, 877-879 (2000a)
- Kasparian, J., *et al.*, Optics Letters **25**, 1397-1399 (2000b)
- Kasparian, J., *et al.*, Science **301**, 61-64 (2003)

Keldysh, L. V., Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965)

Kelley, P.L., Physical Review Letters **15**, 1005 (1965)

La Fontaine, B., *et al.*, Physics of plasmas **6**, 1615-1621 (1999)

Maine, P., *et al.*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 398 (1988)

Méchain, G., *et al.*, Applied Physics B **79**, 379 (2004)

Méjean, G., *et al.*, Applied Physics B **77**, 357-359 (2003)

Méjean, G., *et al.*, Applied Physics B **78**, 535-537 (2004)

Mlejnek, M., E. M. Wright, J. V. Moloney, Opt. Lett. **23**, 382 (1998).

Mlejnek, M., M. Kolesik, J. V. Moloney, E. M. Wright, Phys. Rev. Lett. **83**, 2938 (1999).

Proulx, A., A. Talebpour, S. Petit, S. L. Chin, Optics Communications **174**, 305 (2000) ;;

Rairoux, P., *et al.*, Applied Physics B **71**, 573-580 (2000).

Ranka, J. K., A. L. Gaeta, Opt. Lett. **23**, 534 (1998).

Ranka, J. K., R. W. Schirmer, A. L. Gaeta, Physical Review Letters **77**, 3783 (1996)

Ren, C., R. G. Hemker, R. A. Fonseca, B. J. Duda, W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **85**, 2124 (2000).

Rodriguez, M., *et al.*, Optics Letters **27**, 772-774 (2002)

Rodriguez, M., *et al.*, Physical Review E **69**, 036607 (2004)

Roso-Franco, L., Phys. Rev. Lett. **55**, 2149 (1995)

Schillinger, H., R. Sauerbrey, Appl. Phys. B **68**, 753 (1999)

Schwarz, J., P. Rambo et J. C. Diels, Applied Physics B **72**, 343-347 (2001)

Shen, Y., *The principles of nonlinear optics*, John Wiley & Sons (1984)

Sprangle, P., J. R. Peñano, B. Hafizi, Phys. Rev. E **66**, 046418 (2002)

Strickland, D., G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985)

Strickland, D., P.B. Corkum, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 492 (1994)

Talebpour, A., J. Young, S.L. Chin, Optics Commun. **163**, 29 (1999)

Tzortzakis, S., B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, Optics Commun. **181**, 123 (2000)

Tzortzakis, S., *et al.*, Physical Review E **60**, R3505 (1999)

Wagner, W. G., H. A. Haus, J. H. Marburger, Phys. Rev. A, **3**, 2150 (1971).

Wagner, W. G., H. A. Haus, J. H. Marburger, Physical Review **175**, 256 (1968).

Wille, H., *et al.*, European Physical Journal - Applied Physics **20**, 183 (2002)

Wöste, L., *et al.*, Laser und Optoelektronik **29**, 51 (1997)

Yang, G. Y. Shen, Optics Letters **9**, 510 (1984)

Yang, H., *et al.*, Phys. Rev. E **67**, 015401 (2003).

Yu, J., *et al.*, Optics Letters **26**, 533-535 (2001)

Zhao, X. M., P. Rambo, J.-C. Diels, QELS'95 **16**, 178 (1995)