Table des matières

Remerciements **2**

Introduction **3**

1 Propagation d'impulsions brèves de haute puissance. **5**
1.1 La filamentation. 5
1.2 L'automodulation de phase. 7
1.3 L'émission conique. 10

2 Mesures en laboratoire. **11**
2.1 Dispositif expérimental. 12
2.1.1 Le système laser. 12
2.1.2 Le système de détection. 13
2.2 Résultats. 14
2.3 Discussion. 15

3 Mesures de propagation libre dans l'atmosphère. **18**
3.1 La propagation de l'impulsion avant la filamentation. 18
3.2 Présentation du système Téramobile. 18
3.3 Longueurs des filaments et distances de filamentation. 20
3.3.1 Dispositif expérimental. 20
3.3.2 Résultats. 20
3.3.3 Discussion. 21
3.4 Mesures Lidar multispectrales. 23

Conclusion **27**

Bibliographie **28**

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le professeur Jean Pierre Wolf de m'avoir accueilli au sein de son équipe au Laboratoire de Spectroscopie Ionique et Moléculaire (LASIM) de Lyon.

Je voudrais aussi remercier Jin Yu, D. Mondelain, E. Salmon et J. Kasparian qui m'ont appris le fonctionnement d'une chaîne femtoseconde, et pour la physique qui entoure nos expériences qu'ils m'ont fait découvrir.

Merci à toute l'équipe du Teramobile de Jena, Berlin et Palaiseau, pour leur aide durant les expériences.

Merci aussi aux techniciens, M. Kerleroux, M. Barbère, M. Néri, qui m'ont permis et aidé à réaliser nos expériences.

Je tiens enfin à adresser mes remerciements à M.A. Lebeault, V. Boutou et C. Favre, qui m'ont permis de réaliser ce stage dans de très bonnes conditions.

Introduction

La pollution atmosphérique est un problème important dans la société actuelle, et qui reste difficile à quantifier. Des méthodes optiques telle que la technique Lidar (Light Detection and Ranging) ou Doas (Differential optical absorption Spectroscopy) permettent cette détection. En particulier le Lidar [1], [2] consiste à envoyer une impulsion laser dans l'atmosphère, et à détecter le signal rétro-diffusé par diffusion Rayleigh (sur les gaz) et Mie (sur les aérosols), en fonction du temps, d'une manière analogue à un Radar (Radiation Detection and Ranging) optique. On accède ainsi à une mesure de la concentration d'un polluant en fonction de la distance. Toutefois, cette technique reste limitée pour de nombreuses raisons :

- tout d'abord, le Lidar n'utilise qu'une longueur d'onde, voire deux pour le DIAL(Differential Absorption Lidar) [2], ce qui ne permet la détection que d'un seul polluant à la fois;
- de plus, de nombreux polluants ont une bande d'absorption dans l'infrarouge (IR) moyen ou lointain, or, la rétrodiffusion Rayleigh ($\propto \lambda^{-4}$) est très peu efficace dans ce domaine spectral ce qui limite grandement la portée des Lidars infra-rouge classiques ;
- les lasers pulsés accordables, avec des énergies importantes, sont difficiles à produire pour des longueurs d'onde dans l'IR moyen et lointain ;
- les bandes d'absorption des polluants peuvent également se recouvrir, rendant ainsi difficile leur distinction ;
- le signal décroît avec le carré de la distance à cause de l'angle solide de détection.

Notre approche tout à fait novatrice, est d'utiliser les effets non linéaires engendrés par la propagation dans l'air d'une impulsion ultra-courte et ultra-intense pour la détection de polluants. Cette propagation dans l'air devient hautement non linéaire, lorsque sa puissance crête dépasse une dizaine de gigawatts. Ainsi, sur le trajet d'un faisceau d'impulsions femtosecondes intenses, l'auto-focalisation due à l'effet Kerr et l'effet du plasma créé par l'impulsion conduisent à la création de filaments de lumière d'un diamètre d'environ 100 μm qui se propagent sur plusieurs dizaines de mètres dans l'air. Ces filaments fournissent de longues distances d'interaction aux processus non linéaires de conversion de fréquence, notamment à l'automodulation de phase. La génération de continuum est ainsi particulièrement efficace dans ces filaments.

L'objectif du projet TERAMOBILE consiste en l'utilisation d'impulsions ultra-intenses créant des filaments de lumière blanche pour la caractérisation de l'atmosphère, et notamment pour la détection des polluants. Celui-ci se présente sous la forme unique d'un laser térawatt et d'une détection lidar, dans un système mobile, et donc déplaçable sur le terrain. Les caractéristiques du continuum généré doivent permettre d'apporter des solutions aux limites des Lidar actuels :

1. le très large spectre émis par les filaments peut être mis à profit pour une analyse de plusieurs gaz simultanément (analyse multi-polluants);

2. l'efficacité dans l'IR moyen pourrait être accrue par la génération de radiation "sur place" et la rétro-émission intensifiée par les effets non linéaires;
3. la rétro-émission d'un spectre large devrait permettre un accès nouveau à la mesure de la distribution de taille des aérosols.

Ce projet combine l'ensemble de ces avantages à la résolution spatiale obtenue via la résolution temporelle du signal rétro-diffusé du Lidar classique.
Lors de mon stage, j'ai participé à une expérience en laboratoire, complétant le projet Teramobile. Cette expérience a mis en évidence un phénomène très important : la confirmation que le supercontinuum est réémis préférentiellement vers l'arrière par les filaments. J'ai également pris part à la mise en route du projet proprement dit (le système laser n'a été livré par le constructeur qu'au début du moi de mars), ainsi qu'aux premières expériences effectuées à Palaiseau puis à Berlin.

Je présenterai donc, dans une première partie, un rappel des principaux effets générés par des impulsions femtosecondes ultra-intenses : la filamentation, la génération de lumière blanche et l'émission conique. La seconde partie concernera l'étude de l'émission d'un filament, que nous avons effectuée en laboratoire, au LASIM. Enfin, la dernière partie sera consacrée à la description du système Teramobile et aux premiers résultats.

Chapitre 1

Propagation d'impulsions brèves de haute puissance.

Ce chapitre rappellera brièvement les effets générés par des impulsions ultra-courtes et ultra-intenses lors de leur propagation dans l'air. La photograhie 1 a été réalisée lors de la propagation d'une impulsion femtoseconde de haute puissance crête dans l'atmosphère. Deux phénomènes sont clairement identifiables : la filamentation et la génération de lumière blanche.

FIG. 1.1 – *Guidage dynamique du faisceau par filamentation.*

1.1 La filamentation.

Différents modèles ont été proposés pour expliquer le phénomène de filamentation. Le modèle du foyer mouvant[3] ou celui d'auto guide d'onde[4] en sont deux exemples. Ici, le phénomène sera présenté à travers le modèle de réapprovisionnement [5]. Avant de voir plus en détail ce modèle, il faut avoir une idée schématique du processus.

L'impulsion se propageant dans l'air induit une variation de l'indice de réfraction de l'air selon la formule :

$$n = n_0 + n_2 I, \tag{1.1}$$

avec :

- n_0 l'indice classique de l'air,
- n_2 l'indice non linéaire,
- I l'intensité du laser.

L'indice n varie donc en fonction de l'intensité I, ce qui donne lieu au phénomène d'**autofocalisation**. Comme le profil spatial de l'impulsion est gaussien, l'autofocalisation agit sur le profil spatial de l'impulsion (figure 1.2 a)) et peut être assimilable à une lentille Kerr (lentille à gradient d'indice de focale positive).

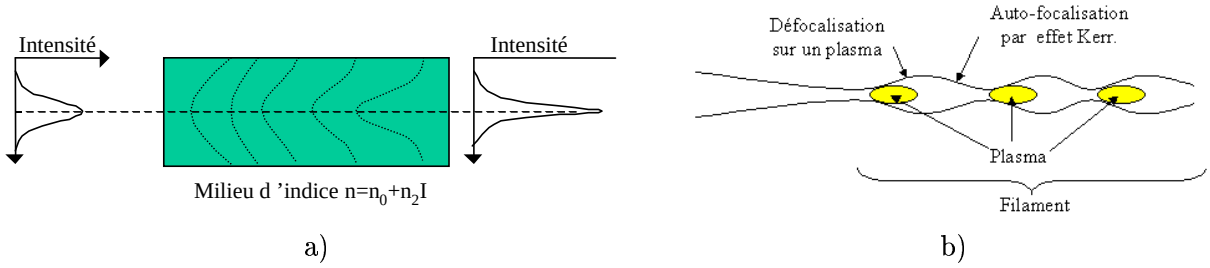

FIG. 1.2 – *a) Distorsion du front d'onde d'un faisceau gaussien soumis à un effet d'autofocalisation dans un milieu non linéaire, b) guidage dynamique du faisceau par filamentation.*

La figure 1.2 b) présente l'évolution de l'impulsion en fonction de la distance. Suite à l'autofocalisation, l'intensité augmente. Quand celle-ci est suffisamment importante, il y a ionisation de l'air. L'impulsion subit alors l'effet de diffraction sur ce plasma de faible densité ($N_e = 10^{17} e^-/cm^3$). La section du faisceau augmente donc, jusqu'à ce que l'intensité ne soit plus suffisante pour ioniser l'air. Dès lors, l'effet Kerr reprend le dessus, et le cycle précédent recommence, menant à un autoguidage dans un filament d'environ 100μm de diamètre.

Aussi bien, pour l'effet Kerr que pour l'ionisation de l'air, l'intensité doit être élevée. En ce qui concerne l'effet Kerr dans l'air, n_2 est de l'ordre de $2.7 \times 10^{-23}\ cm^2/W$, ce qui nécessite une intensité élevée pour que le produit $n_2 \times I$ produit des effets non négligeables. Toutefois, pour que ce phénomène de focalisation et de défocalisation soit itératif, il y a forcément un équilibre entre les deux effets. On a donc la relation suivante en fonction de l'intensité :

$$\Delta n_{Kerr}(neutre) \approx \Delta nplasma \Leftrightarrow n_2 I \approx N_e(I)/2N_{crit}$$

où $N_{crit} = 1.7 \times 10^{21}\ cm^{-3}$ est la densité critique du plasma à 800 nm [6]. L'intensité d'équilibre a une valeur de $4 \times 10^{13} W/cm^2$. Cette valeur nous donne un ordre de grandeur pour I, et nous pouvons ainsi remarquer que l'effet de n_2 sur la propagation se fait ressentir sans que le produit $n_2 \times I$ soit du même ordre de grandeur que n_0.

Comme le montre la figure 1.2 a), la filamentation est le résultat d'un équilibre entre la focalisation due à l'effet Kerr et la défocalisaion due à la diffraction sur le plasma issu de l'ionisation multiphotonique. Cet équilibre est en fait un **guidage dynamique de l'onde**. Le modèle de réapprovisionnement et les simulations numériques publiées par Moloney[7], [8] sont une bonne approche du phénomène de filamentation. En voici une description succincte.

La simulation effectuée utilise une impulsion initialement gaussienne en $z = 0$, qui subit l'autofocalisation par effet Kerr, ce qui peut être vu par une contraction temporelle de l'impulsion, jusqu'à ce qu'elle soit stoppée par la dispersion de la vitesse de groupe. À partir de $z = 0.4$ en unité de longueur de Rayleigh (*i.e.* $z = 1$ correspond à 24,5 cm pour $\omega_0 = 250\ \mu m$), la partie arrière est diffractée sur le canal de plasma, généré antérieurement par la partie avant de l'impulsion ayant atteint l'intensité critique d'ionisation de l'air. Cette diffraction de l'arrière de l'impulsion forme un anneau susceptible d'expliquer l'émission conique (voir la section 1.3). Dès lors, l'intensité de la partie avant décroît. La génération de plasma s'arrête, et la partie arrière s'autofocalise pour former le second pic de la troisième photographie de la figure 1.3.

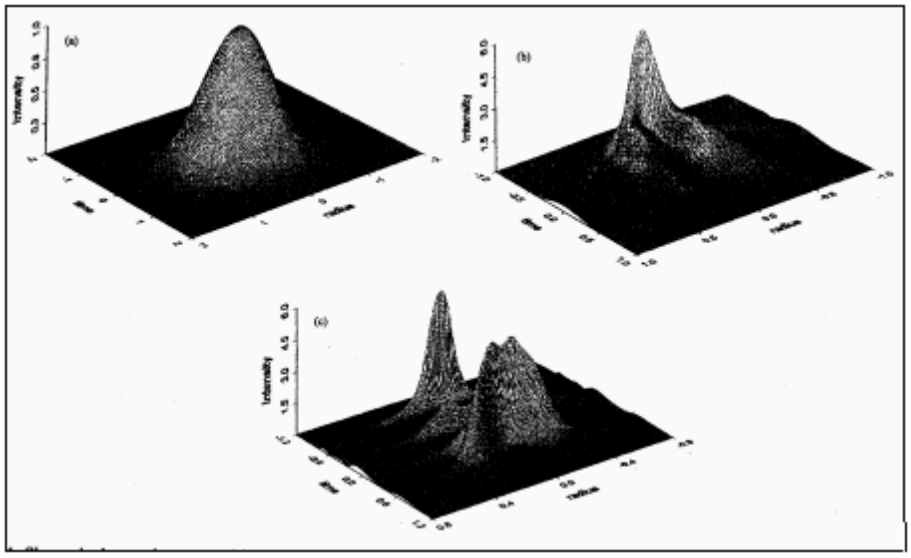

FIG. 1.3 – *Vue de la distribution d'intensité spatio-temporelle d'un faisceau initialement gaussien, se propageant dans l'air[5] à (a) $z = 0$, (b) $z = 0{,}4$, (c) $z = 0{,}8$ ($z = k\omega_0^2/2 = 24.5$ cm est en longueur de Rayleigh pour $\omega_0 = 250\ \mu m$). L'intensité est normalisée à l'intensité du pic d'entrée.*

Ces processus de décroissance de l'impulsion et de réapprovisionnement peuvent se répéter, donnant l'image d'un filament. Les simulations donnent une longueur du filament de l'ordre de la longueur de Rayleigh définie précédemment. Toutefois, l est important de réaliser des expériences pour confirmer ou infirmer ces simulations. En effet, les filaments existent sur de beaucoup plus grandes distances de l'ordre de 90 m, que nous avons mesurées durant des expériences préliminaires à Berlin. Le Téramobile permet en effet des campagnes de mesures, en extérieur, pour caractériser la filamentation à longue distance.

1.2 L'automodulation de phase.

L'automodulation de phase, dans un milieu de longueur L, est l'analogue de l'effet Kerr dans le domaine temporel. À chaque instant, la phase s'écrit :

$$\phi(t) = \omega_0 t - k(t)L = \omega_0 t - \frac{n_0\omega_0}{c}L - \frac{\omega_0 n_2 I(t)}{c}L.$$

Ainsi, la phase de l'onde dépend de l'intensité instantanée de l'impulsion. Les variations de l'amplitude de l'impulsion ont donc un effet sur la phase au travers du terme non linéaire $n_2 I$ ce qui conduit à une automodulation de la phase.
La pulsation instantanée s'écrit :

$$\omega(t) = -\partial/\partial t\, \phi(t)$$

La variation de pulsation à la sortie du milieu sera donc donnée par :

$$\delta\omega(t) = \frac{\omega_0 n_2}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t} L.$$

Il apparaît donc une déviation de la pulsation par rapport à celle de l'onde porteuse. Cette déviation est proportionnelle à n_2, à $\partial I(t)/\partial t$, ainsi qu'à la longueur L du milieu. Comme l'intensité possède un front montant et un front descendant, les variations apportées par sa dérivée partielle par rapport au temps donnent des signes opposés. Des nouvelles fréquences sont ainsi créées dans les différentes parties de l'impulsion. On appelle respectivement la partie Stokes le déplacement vers le rouge et anti-Stokes le déplacement vers le bleu. Dans notre cas nous avons un indice n_2 positif, le front montant représente ainsi la partie Stockes et le front descendant représente lui, la partie l'anti-Stockes de l'impulsion.

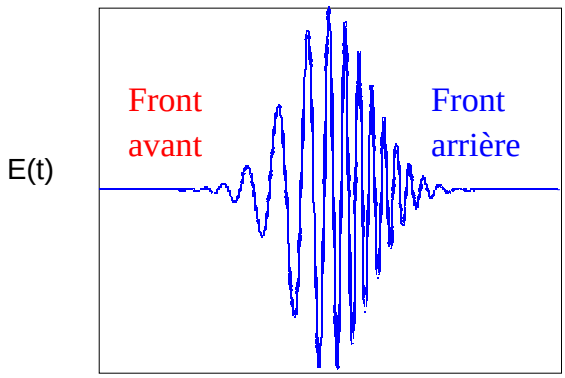

FIG. 1.4 – *Automodulation de phase dans une impulsion.*

L'automodulation de phase est bien sûr, visible à travers différents phénomènes observés, comme l'émission conique ou la génération de continuum. Notons toutefois, qu'il existe un seuil en intensité, pour lequel elle peut débuter. Celui-ci est du même ordre de grandeur que pour le phénomène de filamentation. La figure **??** présente le continuum généré par automodulation de phase, dans l'air, par des impulsions térawatts. Le spectre a été mesuré de 300 nm à 4,5 μm[9]. Sur la figure **??** sont également signalées par une flèche les bandes d'absorption de l'eau, du méthane et des COVs (Composés Organiques Volatiles). Le continuum généré présente une

large bande spectrale, cependant, le signal diminue de plusieurs ordres de grandeur.

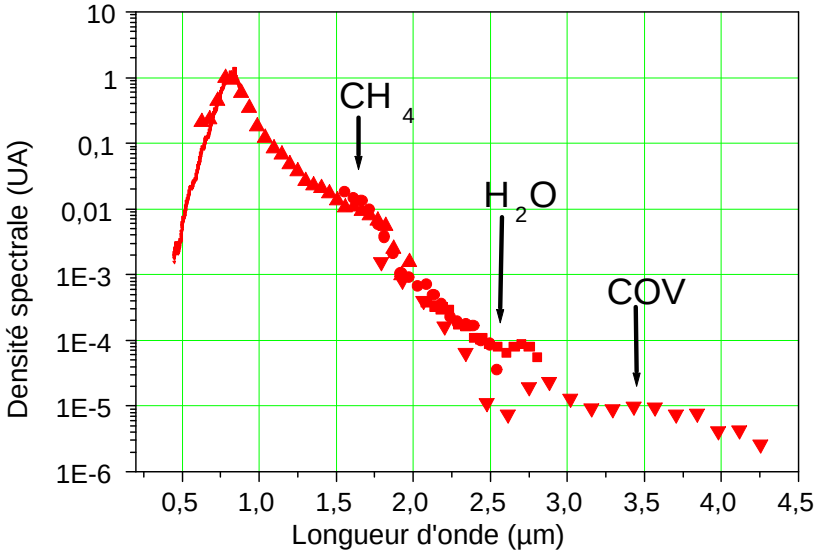

FIG. 1.5 – *Spectre du continuum de lumière blanche du filament.*

Au delà de l'intérêt fondamental, la mesure de l'IR est motivée par l'application de ce continuum aux mesures Lidar. Une large bande spectrale de lumière blanche permet des mesures multispectrales simultanées, ce qui est totalement novateur par rapport à la technique Lidar classique. La région des COVs (*i.e.* 3-3,5 μm) est par ailleurs, très intéressante pour deux raisons. La première réside dans le fait que les lasers pulsés accordables et avec des énergies importantes sont difficiles à produire dans une telle bande spectrale. La deuxième donne tout son sens aux mesures multispectrales. En effet le nombre de polluants gazeux (spécialement les COVs) dans cette bande spectrale est si important qu'il y a un fort recouvrement de leurs bandes d'absorption. Il est alors impossible de les caractériser avec un lidar classique qui n'utilise qu'une seule longueur d'onde.

1.3 L'émission conique.

L'émission conique, visible sur un écran lorsque l'on a un filament, est présentée sur la photographie. 1.6.

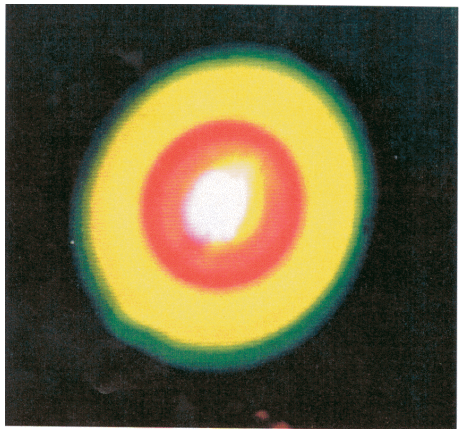

FIG. 1.6 – *Émission conique.*

Autour d'un filament, on voit apparaître une émission à symétrie cylindrique constituée d'anneaux colorés. L'émission conique est un effet qui n'est pas expliqué de façon définitive. Ses caractéristiques résident dans un rangement des couleurs autour du filament, c'est à dire que l'angle θ est une fonction $\theta(\lambda)$ de λ; qui décroît quand λ croît. Nous retrouvons donc sur la photographie 1.6, les couleurs de l'émission conique qui vont du rouge au centre, au vert à l'extérieur. À ce stade de la compréhension de la filamentation, l'émission conique peut être vue comme une partie de la lumière diffractée sur le plasma (voir figure 1.7). Ce canal de plasma se comporte comme un anti-guide d'onde[6] pour les longueurs d'onde inférieures à 800 nm, dont les fuites produisent l'émission conique, et comme un guide d'onde pour les longueurs d'onde supérieures.

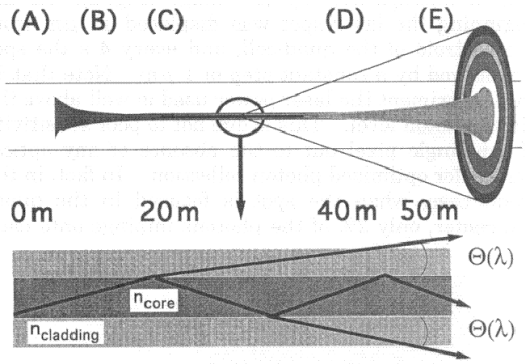

FIG. 1.7 – *Image de l'émission conique dans un anti-guide d'onde[6].*

Chapitre 2

Mesures en laboratoire.

Lors d'expériences préliminaires[10], un signal lidar de la lumière blanche a été détecté jusqu'à 12-13 km d'altitude . C'est dans l'optique de comprendre ce résultat inattendu, compte tenu de la relativement faible efficacité de production de la lumière blanche, que les expériences en laboratoire qui suivent ont été réalisée. Une explication possible à ce signal détecté à des distances si grandes, est une réémission intensifiée dans la direction du détecteur; c'est pourquoi nous avons décidé de mesurer la distribution angulaire de l'émission de lumière blanche par un filament.

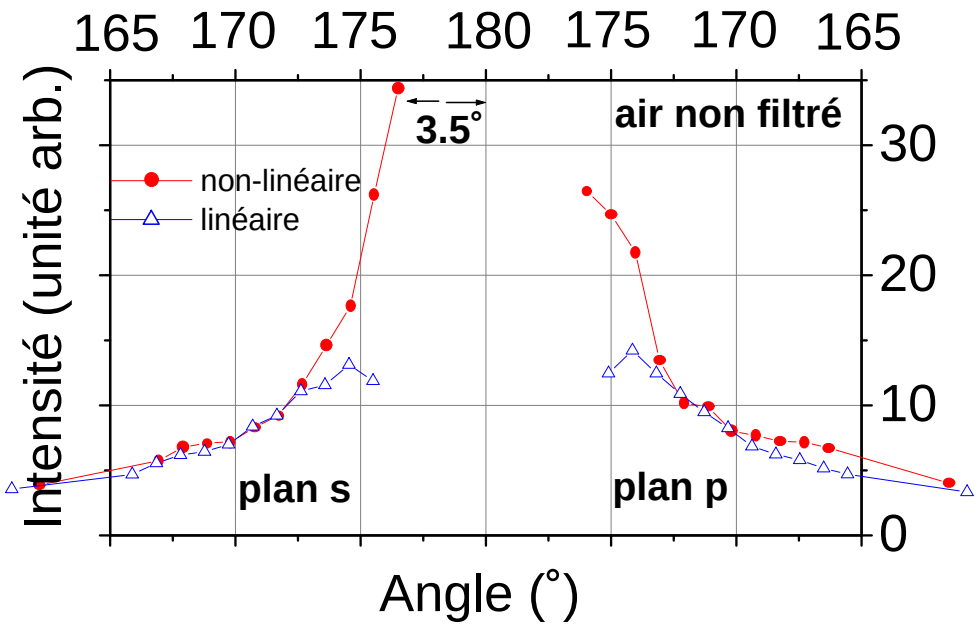

FIG. 2.1 – *Distribution angulaire de l'émission de lumière blanche par un filament, autour de la direction de rétro-émission [11].*

Ainsi, il a été mis en évidence au laboratoire, qu'à forte puissance la propagation non linéaire induit d'autres phénomènes qui conduisent à une émission préférentielle vers l'arrière [11], visible sur la figure 2.1. Ces résultats montrent un facteur 2 à l'arrière entre la diffusion linéaire (pour la normalisation voir la section 2.1.2) et de l'émission non linéaire de lumière blanche. Nous en déduisons qu'il n'y a pas seulement une émission de lumière blanche vers l'avant, qui est par la suite rétro-diffusée de façon élastique, mais aussi, une émission directe vers l'arrière. Pour des raisons techniques, ces mesures étaient limitées à un angle de 3,5 ° autour de la direction de rétro-émission. Or, ces angles manquants sont les plus importants dans le cadre d'une application lidar non linéaire. Nous avons donc complété ces résultats en nous rapprochant le plus possible de 180 °.

2.1 Dispositif expérimental.

2.1.1 Le système laser.

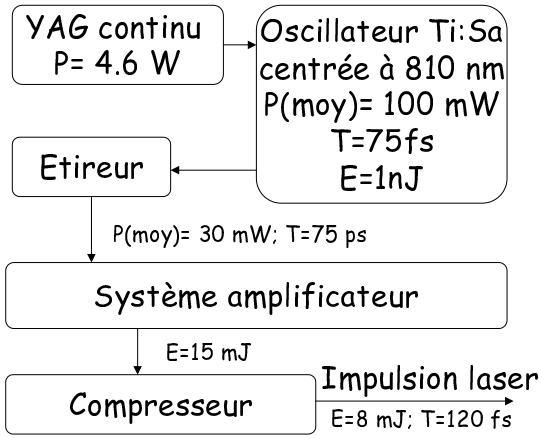

FIG. 2.2 – *Diagramme de la chaîne laser femtoseconde du LASIM.*

La figure 2.2 nous montre succinctement le principe de fonctionnement du laser femtoseconde. Le laser du Teramobile fonctionne sur le même principe. L'oscillateur pompé par le YAG, génère une impulsion femtoseconde. Mais, à la sortie de celui-ci, la puissance du faisceau est encore faible. D'où la nécessité d'amplifier l'impulsion. Sur le schéma 2.2, nous pouvons remarquer qu'un étireur est placé entre l'amplificateur et l'oscillateur. En effet, il est nécessaire, si l'on ne veut pas atteindre le seuil de dommage des cristaux de l'amplificateur, d'étirer temporellement l'impulsion. Cela signifie que l'on effectue un glissement des fréquences dans le temps pour que chacune de ces fréquences soit amplifiée séparément. À la sortie de l'amplificateur, un compresseur rend à l'impulsion sa résolution temporelle. Les expériences ont été réalisées avec la chaîne femtoseconde décrite sur la figure 2.2. Elle délivre des impulsions de 120 fs et d'une énergie de 7-8 mJ (soit une puissance crête de 6 GW), à une fréquence de 20 Hz, autour d'une longueur d'onde de 810 nm. Toute la chaîne laser est isolée dans une pièce fermée pour assurer sa stabilité thermique et s'affranchir de la lumière diffusée. Le faisceau est focalisé par un miroir sphérique de focale 10 m. À partir du foyer, où le diamètre du faisceau est de 0.1 mm, la filamentation commence. Le faisceau laser pouvant être polarisé

soit verticalement soit horizontalement, l'étude de la distribution angulaire de la lumière se fait soit dans le plan parallèle à la polarisation (plan p), soit dans le plan perpendiculaire à celle-ci (plan s). Afin de comparer la distribution angulaire de la lumière blanche émise par le filament, à la diffusion élastique dans la même gamme de longueurs d'onde, nous effectuons la même mesure avec un faisceau de faible puissance. Ce faisceau de référence est obtenu en insérant devant le faisceau laser un doubleur en KDP, ainsi qu'un miroir dichroïque qui sépare le bleu doublé du fondamental à 810 nm. De cette façon, nous arrivons à diminuer l'énergie du faisceau, de sorte qu'il ne filamente plus.

2.1.2 Le système de détection.

Dans cette étude, nous désirons mesurer la rétro-émission à des angles très proches de 180°. Étant donné les contraintes expérimentales, un goniomètre ne permet pas d'aller aux petits angles à cause de l'encombrement géométrique. Nous avons opté pour des mesures à distance, avec des détecteurs fixes.

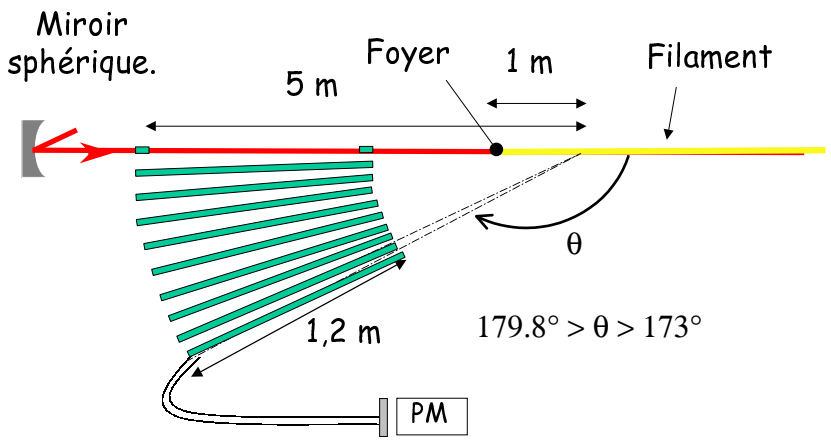

FIG. 2.3 – *Dispositif expérimental pour l'étude de la dépendance angulaire de la lumière diffusée autour du filament.*

Ces détecteurs, représentés sur la figure 2.3, sont formés de 9 tubes solidaires, visant un point donné du faisceau situé à cinq mètres. Ces tubes sont munis de diaphragme pour limiter l'ouverture du champ de vue (0,86 °) et détecter, de ce fait, l'émission de lumière d'un intervalle précis se trouvant sur le filament. Ce système de mesure permet de se rapprocher de 0,2 ° de la direction de rétro-émission. L'ensemble de ce système est placé dans le plan du faisceau laser.

Nous avons effectué ces mesures, à l'aide d'un filtre dans la bande vert-bleu, c'est à dire de 300 à 600 nm. Ceci correspond à une gamme de longueurs d'onde qui nous permet de faire les mesures dans le cas linéaire (laser doublé, sans filament) et dans le cas non-linéaire (avec filament). La lumière est collectée à la sortie des tubes par une fibre optique de grande ouverture angulaire, et mesurée sur un photomultiplicateur rapide. Pour compenser le fait que les différents détecteurs ne voient pas la même longueur de faisceau ($L \sim 1/\sin(\theta)$), à une distance L (repérée par un temps t), la mesure est résolue en temps (de vol de l'impulsion) et seule l'intensité locale du signal est mesurée.

2.2 Résultats.

La figure 2.4 montre les résultats obtenus lors de nos expériences. Ceux-ci sont normalisés de manière à prolonger les résultats antérieurs (voir la figure 2.1) à de plus grands angles [11]. Jusqu'à 178 °, le rapport entre l'intensité du signal non linéaire et du signal linéaire est constant. Au delà de 178 °, nous observons une rupture de pente au niveau de la rétro-émission de lumière blanche, alors que ce n'est pas le cas pour la diffusion linéaire. Ce dernier nous sert de référence grâce à son accord avec les diffusions de Mie et Rayleigh attendues. Grâce à ces mesures, nous confirmons le fait que l'effet non linéaire continue à augmenter par rapport au signal linéaire, lorsque nous nous rapprochons des 180 °. Il pourrait être intéressant dans le futur de reproduire ces mesures avec une meilleure résolution angulaire (c'est une possibilité d'avoir un pic encore plus prononcé).

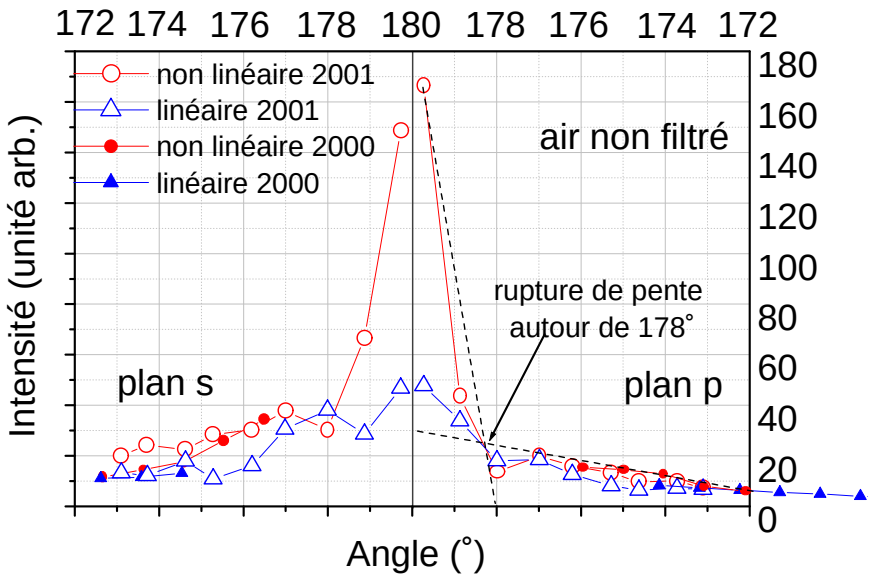

FIG. 2.4 – *Mesure de la lumière émise par un filament autour de la direction de rétro-émission. Une rupture de pente est mise en évidence au niveau de 2 °.*

2.3 Discussion.

À travers la rupture de pente, nos résultats montrent clairement que la lumière blanche n'est pas seulement rétro-diffusée par diffusion Rayleigh-Mie après avoir été émise vers l'avant, mais aussi qu'elle est, au moins partiellement, émise directement vers l'arrière. Alors la question que l'on se pose naturellement est : quel phénomène génère une telle rétro-émission ?
Nous avons vu que la filamentation était due à un équilibre entre l'effet Kerr et la diffraction sur un plasma. Il est clair que la densité de plasma dans les filaments autoguidés (10^{16} e^-/cm^3), est bien trop faible par rapport à la densité de plasma (10^{21} e^-/cm^3) qui occasionne une réflexion totale [12]. Par contre si on considère le modèle du réapprovisionnement, nous avons une alternance de zones avec et sans plasma. Ces zones ionisées n'ont pas le même indice que l'air non ionisé, d'où un saut d'indice :

$$\delta n \approx (-1).[N_e = 10^{16} cm^{-3}]/(2.[N_{crit} = 1.7 \times 10^{21} cm^{-3}]) \approx 10^{-5}.$$

Or, une onde électromagnétique se propageant et rencontrant un tel saut d'indice, est en partie réfléchie, avec un coefficient de réflexion donné par les lois de Snell-Decartes :

$$r = \frac{\mid n_i - n_t \mid}{n_i + n_t}.$$

En prenant pour l'air : $n \sim 1$ le coefficient de réflexion est :

$$r \approx \frac{\mid \delta n \mid}{2} \sim 10^{-5}.$$

Ainsi, une réflexion sur ce gradient d'indice de 10^{-5}, se produit à chaque fois que l'onde passe du plasma à l'air neutre. On a donc un coefficient de réflexion global R de l'ordre de

$$R = N \times r = N \times \frac{\delta n}{2}, \tag{2.1}$$

où N est le nombre de sauts d'indice.
On peut donc tenter de donner une explication à la rupture de pente obtenue lors de nos mesures de la rétro-émission de la lumière blanche par un filament (figure 2.1) :

1. si l'on se représente le filament comme un canal cylindrique où il y a une alternance de zones ionisées et non ionisées, et que la géométrie de chacune de ces frontières entre ces deux régions est plane, des fronts de réflexions existent ainsi tout au long de ce canal. Et pour un angle θ d'observation, un nombre déterminé de ces fronts de réflexion est vu par le détecteur. Pour donner un ordre de grandeur, nous considérons un filament de diamètre $e \sim 100$ μm, dans lequel chacune des surfaces, où se produit un saut d'indice,

sont espacées de $\Delta z \sim 100$ μm, ce modèle est représenté par figure 2.5.

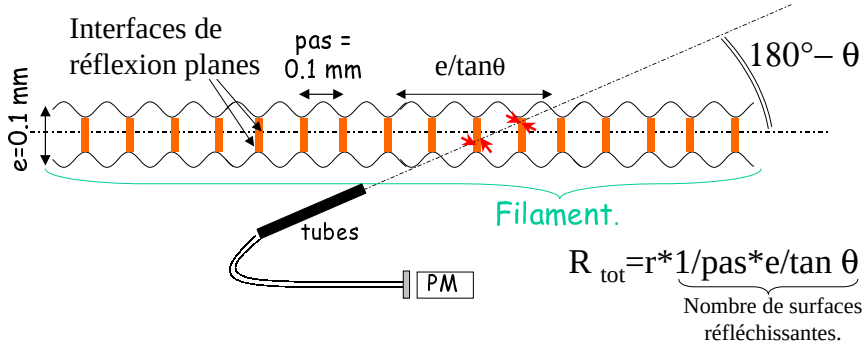

FIG. 2.5 – *Représentation schématique de la détection de la lumière rétro-émise par un filament, suivant un angle θ.*

Si la lumière est détectée suivant un angle θ, le signal est donné par la formule 2.1, où $N = e/(\tan\theta\Delta z)$. Le coefficient de réflexion total est alors :

$$R_1 = \frac{e.r}{\tan\theta\Delta z}. \tag{2.2}$$

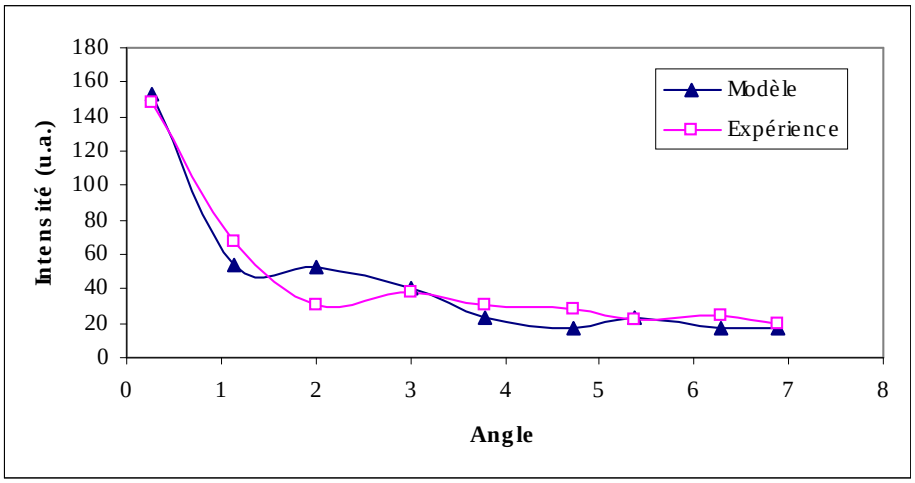

FIG. 2.6 – *Comparaison entre la courbe expérimentale de rétro-émission et un modèle simple qui ne prend en compte que des surfaces de réflexion planes.*

La courbe 2.6 a été obtenue en utilisant l'équation 2.2 pour calculer le signal non linéaire, auquel nous avons ajouté le signal linéaire trouvé expérimentalement, qui est représenté sur la figure 2.1. Le bon recouvrement des deux courbes, confirme que le modèle de l'auto réflexion reproduit les données expérimentales. Néanmoins, le plasma ne s'étend pas sur 100 μm comme il a été dit précédemment, mais sur une distance environ dix fois plus petite. Ainsi le nombre de surfaces de réflexion est plus important.

2. si par contre, la forme géométrique de la surface qui entoure la zone ionisée est plus compliquée, l'émission sera liée à la courbure du front. Dans ce cas, il y a des cônes de diffusion de la lumière. La forme de la surface est donc un moyen d'affiner le modèle précèdent. Nous considérons donc que la surface sur laquelle a lieu la réflexion est courbe, et R_c est son rayon de courbure comme le montre la figure 2.7.

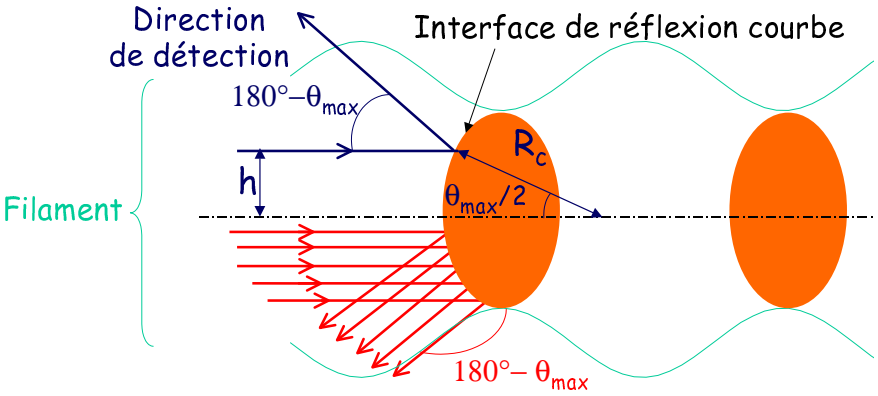

FIG. 2.7 – *Représentation d'un front d'onde courbe.*

Cette figure 2.7 représente qu'une seule des deux surfaces de réflexion. Nous allons voir comment trouver le rayon de courbure de cette surface simple. Soit un rayon lumineux arrivant dans un filament de diamètre $e \sim 100$ μm, à une hauteur h du centre. Il est réfléchi d'un angle $2.\theta$, où $\theta = \arctan(h/R_c)$, avec $h \sim 50$ μm. Expérimentalement nous avons montré 2.4, que la rétro-émission commence autour de 178 ° ($\theta = 2$ °), le rayon de courbure de cette surface est alors :

$$R_2 = \frac{h}{\tan(\theta/2)} \sim 3\,mm$$

Pour tenter de valider une de ces hypothèses, de nouvelles mesures sont nécessaires, notamment en améliorant la résolution angulaire via la résolution spatiale. Des mesures à grandes distances en rétrodiffusion avec le Teramobile sont prévues dans ce sens.

Chapitre 3

Mesures de propagation libre dans l'atmosphère.

3.1 La propagation de l'impulsion avant la filamentation.

Avant que le faisceau dépasse une puissance crête capable de produire des filaments, la propagation de l'impulsion dans l'air ne fait pas intervenir $n_2 I$. L'impulsion subit donc, pendant sa propagation dans l'air, une dispersion [13]. Cette dispersion se traduit par une évolution de l'enveloppe de l'impulsion au fur et à mesure de la propagation. Il est intéressant de connaître cette dispersion afin que l'impulsion atteigne la puissance critique déclenchant la filamentation à l'endroit où nous le souhaitons. Pour atteindre un tel but, nous utilisons des impulsions que l'on chirpe (*i.e.* ayant subies un glissement de fréquence). Pour ceci, un compresseur formé de deux réseaux, qui sont l'image miroir l'un de l'autre, imposent plusieurs réflexions à l'impulsion. Ce système va engendrer un déphasage entre toutes les fréquences présentes dans l'impulsion.

3.2 Présentation du système Téramobile.

Le projet TERAMOBILE est une collaboration franco-allemande de grande envergure, financée par le CNRS et la DFG. Elle fait intervenir quatre laboratoires, spécialisés, pour deux d'entre eux (LOA-ENSTA-Ecole Polytechnique et Inst. für Quantenelektronik à l'Univ. de Jena) dans la génération et la propagation d'impulsions ultrabrèves Terawatt, et pour les deux autres (Inst. für Experimentalphysik de l'Univ. de Berlin et LASIM de l'Univ. Lyon 1)

dans la caractérisation de l'atmosphère par Lidar.

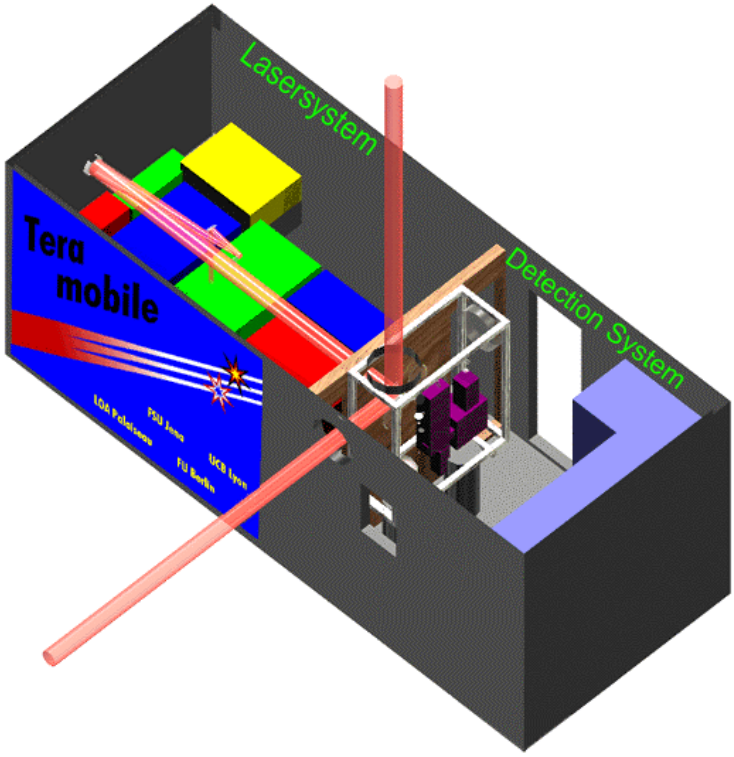

FIG. 3.1 – *Schéma représentatif du laser et du système de détection intégré dans le conteneur du Teramobile. Le faisceau peut sortir horizontalement ou verticalement.*

Après une phase de construction de 18 mois, le système Téramobile (3.1) est aujourd'hui opérationnel, et des premiers test ont été réalisés pour optimiser son fonctionnement. Il est à ce jour, le premier et le seul système de ce type sur la scène internationale, bien que des idées allant dans le même sens voient le jour aux Etat Unis et au Japon. Notre laser est installé dans un conteneur standard ayant toutes les propriétés requises pour accueillir un tel équipement (isolation thermique, climatisation, circulation d'eau pour le refroidissement des cristaux...). Ce laser térawatt-femtoseconde commercial, produit des impulsions de 330 mJ et 60 fs, soit 5,5 TW, centrées à 800 nm et à un taux de répétition de 10 Hz. Ce système nous permet d'émettre les impulsions femtosecondes dans l'atmosphère, verticalement aussi bien qu'horizontalement. Il contient aussi une unité de détection, séparée de la salle laser, pour observer la lumière rétro-diffusée. Le système autonome acquiert ainsi dans sa globalité une grande mobilité, permettant de choisir des sites adaptés à chaque type d'expérience.

L'objectif du projet Teramobile réside essentiellement dans l'utilisation d'impulsions ultra-intenses et de filaments de lumière blanche pour la caractérisation de l'atmosphère et notamment la détection de polluants. Il pourrait aussi être utilisé dans des expériences sur le déclenchement de la foudre à l'aide du canal ionisé qu'est le filament.

3.3 Longueurs des filaments et distances de filamentation.

Dans le but de comprendre et d'optimiser le lidar non linéaire, le contrôle des filaments est essentiel, car ils sont la source de la lumière blanche.

3.3.1 Dispositif expérimental.

Lors de cette expérience de terrain avec la chaîne laser du projet Teramobile, le faisceau laser sortant horizontalement, nous avons étudié la filamentation sur une distance de 90 m d'un faisceau parallèle de 5 cm de diamètre et de puissance crête 4 TW. À ces puissances crêtes, de l'ordre de 100 fois la puissance critique d'auto-focalisation (P_{crit}), nous observons un régime de multi-filamentation, dont la section du faisceau est représentée sur la photo 3.2.

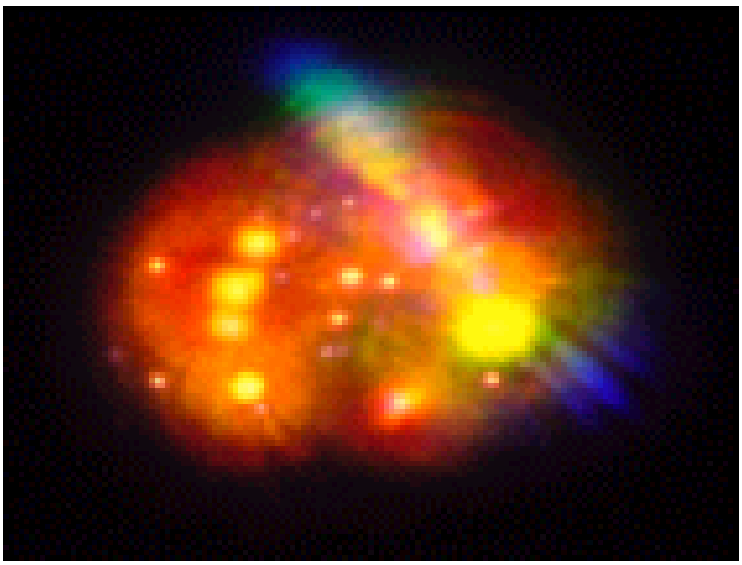

FIG. 3.2 – *Photographies, prise sur un écran, de la section du faisceau laser dans un régime de multi-filamentation à 21 m de la sortie du compresseur.*

Le nombre de filaments dans le faisceau (nombre de points intenses sur la photo 3.2) est de l'ordre de quelques fois le rapport P/P_{crit}, P étant la puissance incidente du laser. Dans ces conditions, nous avons observé sur un écran mobile la formation de filaments ainsi que la longueur sur laquelle ils sont guidés. Nous avons en particulier étudié systématiquement l'influence de la pré-compensation de la dispersion de la vitesse de groupe sur le déclenchement d'effets non linéaires. Pour cela, nous avons introduit, en déréglant légèrement le compresseur du laser, un glissement temporel ou "chirp" entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion, de manière à ce que la dispersion de l'air recombine l'impulsion à une distance voulue.

3.3.2 Résultats.

La figure 3.3 montre l'aspect typique de la section du faisceau sur un écran. Les filaments y apparaissent clairement sous forme de points brillants entourés d'un halo coloré correspondant

à l'émission conique (voir la section 1.3) de chacun. Des interférences constructives entre les différentes émissions coniques apparaissent clairement sur la photo 3.2.

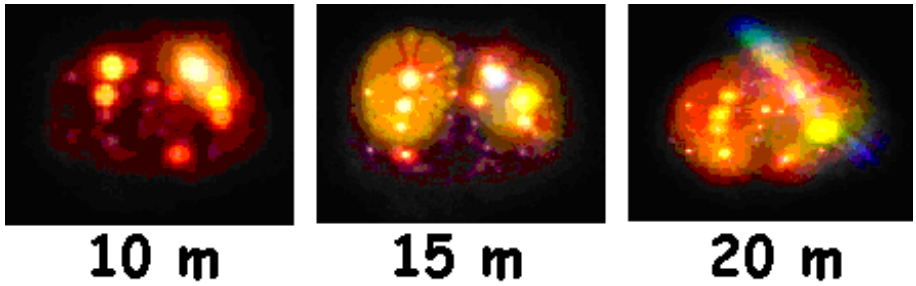

FIG. 3.3 – *Photographies, sur un écran, de la section du faisceau laser dans un régime de multi-filamentation.*

Les résultats sur la distance de filamentation et la longueur du régime de multi-filamentation en fonction de la pré-compensation de la dispersion de la vitesse de groupe sont résumés dans le tableau 3.4.

Distance entre les réseaux en millimètre.	11	16	21	26
$\tau_0(fs)$	150	300	700	900
Distance où l'impulsion sera compressée au maximum.	135	309	756	953
Distance du début de la filamentation en mètre.	8	12	35	80
Longueur du régime Multifilaments en mètre.	25	40	> 55	> 90

FIG. 3.4 – *Distance du début de la filamentation et longueur des filaments en fonction du "chirp".*

Comme attendu, nous remarquons que la distance du début de la filamentation dépend de la pré-compensation de la dispersion de la vitesse de groupe. De plus, même si le nombre de données est plus limité, la longueur du régime de multi-filamentation augmente avec l'écart entre les réseaux. Cette longueur passe ainsi de 25 m, pour une distance de 11 mm entre les réseaux, à plus de 55 m pour une distance de 21 mm entre les réseaux. Une étude sur de plus grandes distances de propagation (de l'ordre de quelques kilomètres) est prévue et nous permettra de confirmer ou d'infirmer ces tendances. Enfin, le nombre de filaments observés, au maximum du régime de multi-filamentation, se situe entre 15 et 20 et ne semble pas dépendre de la distance entre les réseaux.

3.3.3 Discussion.

Le tableau 3.4 montre que la puissance critique est atteinte bien avant qu'il y ait compression maximale de l'impulsion, ce qui conduit finalement à l'apparition anticipée d'un filament. Ce phénomènes est du à l'effet Kerr qui focalise le faisceau dès sa sortie du compresseur et augmente ainsi sa puissance. Toutefois, cet effet peut également être utilisé pour retarder la filamentation. En effet, si l'on crée un faisceau légèrement divergent en sortie du compresseur, l'effet Kerr agira sur lui sur une plus longue distance avant qu'il ne filamente.

Ce même tableau montre que l'anti-chirp agit sur la distance du début de la filamentation, qui passe de 8 m à 80 m. Cette constatation nous conforte dans la possibilité de déplacer le

filament le long de la trajectoire du laser.

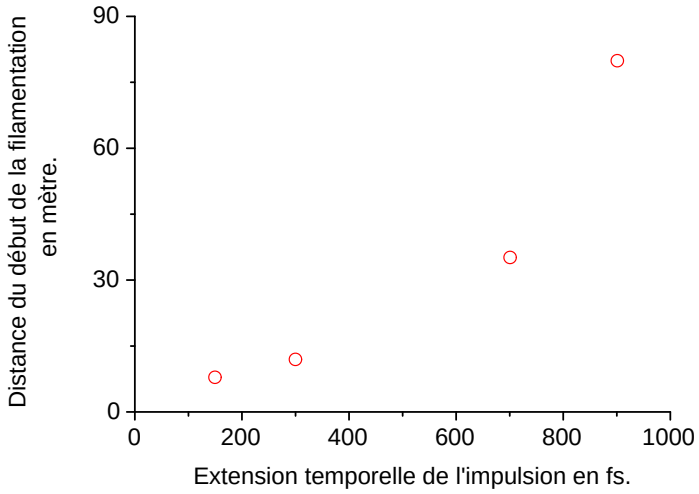

FIG. 3.5 – *Évolution de la distance du début de la filamentation en fonction de l'extension temporelle τ_0 de l'impulsion.*

La figure 3.5 représente l'extension temporelle de l'impulsion τ_0 en fonction de la distance du début de la filamentation. Une extrapolation de cette courbe 3.5, pour la valeur maximale de τ_0 que nous pouvons actuellement obtenir avec le Teramobile ($\tau_0 \sim 2000$ fs), montre que la distance maximale pour le début de la filamentation est de l'ordre de quelques centaines de mètres. En d'autres termes, la distance à laquelle notre source de lumière blanche se forme, ne dépasse pas quelques centaines de mètres, ce qui est un problème évident quand le continuum généré par le filament doit servir de source lumineuse pour une détection par la technique de lidar non linéaire. Il faudra donc augmenter cette distance entre les deux réseaux. Les compresseurs classiques, induisent un déphasage linéaire entre chaque longueur d'onde du spectre. L'indice de réfraction de l'air conduit lui à une dispersion non linéaire de ces mêmes longueurs d'onde. Les deux effets ne peuvent donc pas se compenser. Durant les Journées des Phénomènes Ultra-rapides auxquelles j'ai participé activement, nous avons eu l'écho d'une nouvelle technique permettant de résoudre notre problème. Il est nommé le Dazzler, et utilise des ondes acoustiques permettant de choisir indépendamment les déphasages entre les longueurs d'onde [14]. Un tel système est déjà utilisé pour palier aux imperfections du compresseur et de l'étireur. Nous pourrions peut être, avec un tel système, contrôler la forme de l'impulsion, et de ce fait, contrecarrer la dispersion de l'air.

L'intérêt de continuer cette étude sur de longues distances, réside dans la caractérisation de la propagation de l'impulsion en fonction de paramètres, tels que le chirp ou la divergence de notre faisceau. Nous pourrons ainsi voir, si avec un "chirp" plus important la longueur des filaments est, elle aussi, plus importante. Dans ce cas, un filament créé à 3 km d'altitude se propagera sur plusieurs kilomètres de distance. Si la longueur des filaments n'est pas fonction du "chirp", il faudra être capable de placer notre source de lumière à une distance beaucoup plus importante. D'où le problème crucial du compresseur, qui a été évoqué précédemment.

3.4 Mesures Lidar multispectrales.

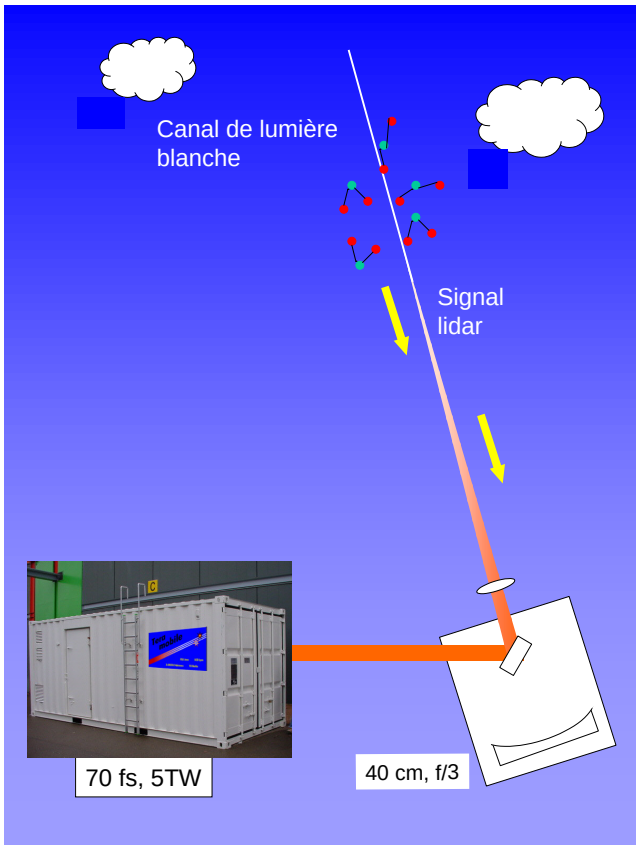

FIG. 3.6 – *Principe du lidar non linéaire.*

Comme nous l'avons vu précédemment, les impulsions lasers avec des puissances crêtes élevées se propageant librement dans l'air, générent des filaments et un continuum de lumière blanche. Ainsi, grâce à la rétro-émission du filament, nous disposons d'une source de lumière blanche qui se déplace le long de la trajectoire du laser. De ce fait, la lumière blanche détectée dans une expérience lidar non linéaire n'est pas seulement due aux effets Mie et Rayleigh, mais également à la rétro-émission non linéaire, ce qui a été montré par les expériences aux petits angles 2.2. De plus, les effets Mie et Rayleigh étant peu efficaces aux grandes longueurs d'onde (IR moyen et lointain), ils limitent la portée des Lidars infrarouges classiques. La génération sur place du continuum de lumière blanche, et l'augmentation de la rétro-diffusion par des effets non linéaires peuvent apporter une solution à ce problème. Il est tout d'abord nécessaire de rappeler le principe du lidar classique. Celui-ci, utilise une longueur d'onde

qui en se propageant dans l'atmosphère subit des diffusions élastiques (diffusion de Mie et Rayleigh). Une partie de la lumière diffusée, revient jusqu'au télescope qui collecte le signal. En mesurant l'intensité rétro-diffusée en fonction du temps, on accède à une mesure résolue spatialement, à l'instar d'un radar optique.

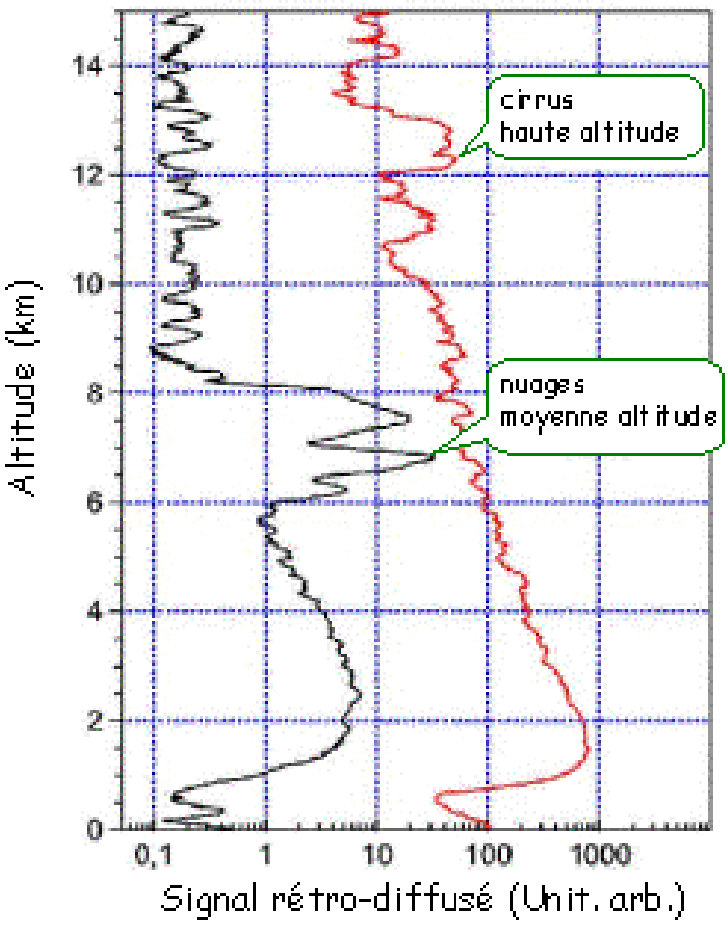

FIG. 3.7 – *Résultats préliminaires de 1997 dans le ciel de Jena montrant un signal lidar non linéaire provenant de 12 km d'altitude [10].*

Le principe du lidar non linéaire est globalement équivalent au principe du le lidar classique du point de vue de la résolution spatiale de la mesure. Dans notre cas, les impulsions térawatts et femtosecondes utilisées, générent une source de lumière blanche qui se propage le long du faisceau. Une partie de cette lumière blanche va se propager vers l'avant, et dans ce cas, les interactions classiques (diffusions de Mie et Rayleigh) seront efficaces pour des régions spectrales allant de l'UV au visible mais pas l'IR (à cause de la décroissance de la section de diffusion en fonction de λ). De ce fait, la diffusion classique n'est pas vraiment intéressante car les polluants que nous visons ont leurs bandes d'absorptions dans l'IR moyen. Mais, une partie de cette lumière blanche générée est rétro-émise non linéairement par le filament, autour de la direction d'observation. Ce continuum de lumière blanche va être absorbé tout au long de son trajet, jusqu'au télescope de détection. Nous avons directement une information sur la

concentration des polluants se trouvant dans l'atmosphère entre la source de lumière blanche et le point d'observation au sol. C'est une concentration qui est intégrée sur une certaine distance choisie arbitrairement grâce à la mesure résolue spatialement. En comparant les différents spectres obtenus, nous trouvons la concentration en fonction de la hauteur et le type de polluant peut être déterminé.

Une étude préliminaire a été réalisée en 1997 avec le laser du laboratoire de Jena, qui montre la grande portée du lidar non linéaire. En effet, un signal de lumière blanche provenant de 12 km d'altitude est visible sur cette figure 3.7. Ces signaux montrent aussi la réémission plus forte due à des nuages à certaines altitudes.

Dispositif expérimental.

Les premières expériences lidar utilisant le système Téramobile ont eu lieu au mois d'avril. Le faisceau est émis verticalement. Le système de réception, représenté par le schéma 3.8, est lui, composé d'un télescope ($f = 400\ mm, f/3$) dont le foyer est imagé sur la fente d'entrée d'un spectromètre couplé à une CCD. Pour résoudre différentes tranches d'altitude du signal lidar reçu, nous avons utilisé une porte temporelle.

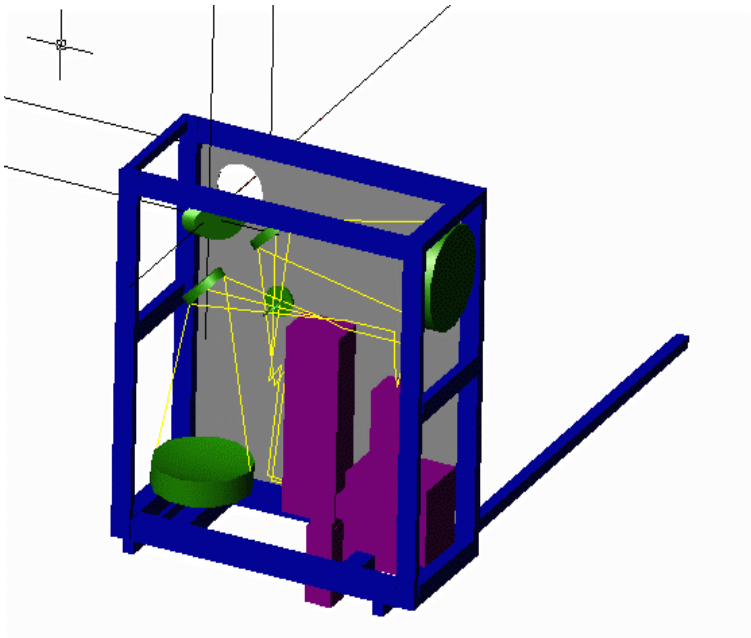

FIG. 3.8 – *Unité de détection du système Téramobile, où le télescope qui collecte le signal, et les miroirs de revois sont en vert, et où le spectromètre, ainsi que la CCD sont en violet.*

Résultats.

En intégrant, ensuite, le signal entre 300 m et 1800 m, nous avons pu enregistrer le spectre de l'oxygène vers 762 nm que nous avons tracé sur la figure 3.9.

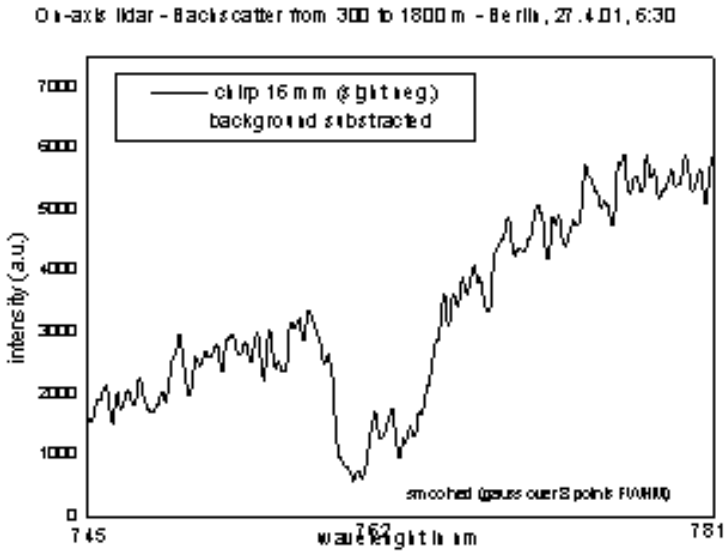

FIG. 3.9 – *Spectre de O_2 vers 762 nm obtenu à partir d'un signal lidar intégré entre 300 m et 1800 m. Le bruit de fond a été soustrait et le signal a été lissé.*

Ces résultats ont permis de montrer la faisabilité d'un lidar multi-spectral avec un système tel que le Téramobile. Il est alors bien évident, que les résultats obtenus ne sont qu'une étape et ont servi à se familiariser avec les systèmes d'émission et de réception du Téramobile.

Discussion.

Par la suite, des expériences lidar de même nature mais vers 1,6 μm, pour détecter les bandes d'absorption du méthane, vont être mises en place. De plus, il est très attractif de réaliser des mesures dans l'infrarouge moyen (spécialement entre 3 et 4 μm), où la majorité des polluants atmosphériques présentent des bandes d'absorption. Cependant, les nombreuses interférences spectrales entres les composants absorbants, le très faible coefficient de rétro-diffusion à ces longueurs d'onde, et la forme du spectre (décroissance exponentielle dans l'infrarouge) rendent ces mesures difficiles. Néanmoins, il faut savoir que l'on peut obtenir une résolution temporelle et spectrale simultanément grâce au lidar non linéaire. C'est un grand pas qui est fait par rapport au lidar classique. Mais, le spectroscope disperse sur la CCD le signal lumineux qui est déjà faible en entrée, ainsi l'amplitude diminue encore. Ceci est une limite expérimentale importante qui jouera sur la résolution spectrale de nos expériences.

Conclusion

Les impulsions ultra-intenses et ultra-courtes se propageant dans l'air générent des effets non linéaires tels que la filamentation et la génération de continuum. En premier lieu, nous avons mené une étude sur la distribution angulaire de l'émission par des filaments qui a confirmé l'existence d'une émission préférentielle vers l'arrière et nous a permis d'affiner le modèle de rétro-émission sur un gradient d'indice. En second lieu, les de campagnes de mesures réalisées avec le Téramobile, nous ont permis d'affiner le fonctionnement du laser et de mieux contrôler la distance de début de la filamentation. Il nous sera ainsi possible de déplacer le filament, source de lumière blanche, le long de la direction du faisceau laser.

Cette source de lumière blanche dont le spectre s'étend de l'UV jusqu'à l'IR moyen, peut être déplacée le long de la direction du faisceau laser et constitue une source lumineuse pour le lidar non linéaire. Le spectre de l'oxygène ainsi détecté, met en évidence la faisabilité de la caractérisation de l'atmosphère par ce lidar résolu spatialement et spectralement.

La caractérisation de la propagation d'une impulsion femtoseconde dans l'atmosphère est toutefois essentielle dans la mesure où elle permettra une parfaite compréhension des phénomènes dans le cadre de l'application lidar. C'est un sujet que j'ai abordé lors de mon stage de DEA et que je poursuivrai lors de ma thèse.

Bibliographie

[1] R. M. Measures. *Laser Remote Sensing. Fundamentals and applications.* Krieger, 1992.

[2] J.P. Wolf. *UV Differential absorption lidar techniques for air pollution monitoring, in Encyclopedia of analytical chemistry.* Wiley and sons, 2000.

[3] A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air. *Opt.Lett.*, 22(5):304–306, march 1997.

[4] M. Mlejnek, E.M. Wright, and J. V. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt.Lett.*, 23(5):382–384, march 1998.

[5] N. Akozbek, M. Scalora, and al. White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air. *Opt. Commun.*, 191(353), 2001.

[6] E.T.J. Nibbering, P.F.Curleuy, G. Grillon, B.S. Prade, M.A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air. *Opt.Lett.*, 21(1):62–64, january 1996.

[7] M. Mlejnek, E. M. Wright, and al. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt.Lett.*, 23(382), 1998.

[8] M. Mlejnek, E. M. Wright, and al. Power dependence of dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt.Lett.*, 4(223), 1999.

[9] J. Kasparian and al. Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere. *Opt. Lett.*, 25(18):1397, 2000.

[10] P. Rairoux and al. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort pulses. *App. Phys. B*, 71:573, 2000.

[11] J.Yu, D. Mondelain, G.Ange, R. Volk, S. Niedermeier, J.P. Wolf, and al. Bacward supercontinuum emssion from a filament generated by ultrashort laser pulses in air. *Opt.Lett.*, 26(8):533–535, april 2000.

[12] J. Kasparian and al. The critical laser intensity of self-guided filaments in air. *Applied Phys. B*, 71(877), 2000.

[13] Anthony E. Siegman. *Lasers.* University Science Books, 1986.

[14] F.Verluise, V.Laude, Z.Cheng, Ch. Spielmann, and P.Tournois. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. *Opt.Lett.*, 25(8):575–577, april 2000.