

**Filamentation femtoseconde dans les milieux
transparents passifs et amplificateurs, et étude de la
filamentation comme source de radiation secondaire.**

Par

Ciro D'Amico

TABLE DES MATIERES.

1. Introduction et état de l'art.	1
1.1. Physique à la base de la filamentation d'impulsions courtes.	1
1.2. Applications de la filamentation.	3
1.3. Etat de l'art.	4
Références.	9
2. Bases Théoriques de la filamentation femtoseconde dans les milieux transparents.	17
2.1. Introduction à l'Equation de Schrödinger Non Linéaire.	17
2.1.1. L'Effet Kerr Optique.	19
2.2. Le modèle de base pour l'auto-focalisation du faisceau laser.	21
2.2.1. L'auto-focalisation et la puissance de collapse.	22
2.3. L'auto-modulation de phase.	23
2.4. L'ionisation du milieu et la formation d'un plasma.	25
2.4.1. L'ionisation multi-photonique.	25
2.4.2. L'ionisation par effet tunnel.	26
2.4.3. La formulation générale de Keldysh.	27
2.5. Le terme de courant dans la ESNL.	28
2.6. Le modèle complet et la filamentation.	29
2.6.1. La filamentation.	30
2.7. Le code numérique de simulation en bref.	34
Références.	37
3. Le P-scan : une méthode expérimentale simple pour la caractérisation des différents régimes de propagation d'une impulsion laser focalisée dans les gaz.	39
3.1. Introduction.	39
3.2. La caractérisation de la propagation non linéaire dans les gaz.	41
3.2.1. Le schéma expérimental.	42
3.3. L'analyse des données obtenues par le P-scan et leur interprétation.	42
3.4. Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations numériques.	45
3.4.1. Mesures et simulations dans l'air et dans les gaz rares.	45
3.4.2. Analyse en fonction de la durée de l'impulsion.	49
3.5. Conclusions du chapitre III.	51
Références.	52
4. Filamentation femtoseconde dans le Ti :Sa.	55
4.1. Introduction.	55
4.2. Le cristal de Saphir (Al_2O_3) dopé avec des ions de Titane (Ti^{3+}).	55
4.3. Filamentation dans le Ti :Sa en tant que milieu transparent passif.	57
4.3.1. Comparaison avec la simulation numérique dans le cas non pompé.	58

4.3.2. La technique Schlieren pour la reconstruction de la propagation d'un filament dans le Ti :Sa .	60
4.4. Filamentation dans le Ti :Sa en tant que milieu transparent amplificateur.	63
4.4.1. Modification du code de simulation en présence d'une inversion de population.	64
4.4.2. Filamentation en dessous de la puissance critique : expérience et simulation.	65
4.4.3. Filamentation au-dessus de la puissance critique : augmentation de la fluence et endommagement du cristal.	68
4.5. Conclusions du chapitre IV.	70
Références.	71
5. Filamentation femtoseconde dans la Sulphorhodamine 640 diluée dans le Méthanol.	73
5.1. Introduction.	73
5.2. Schéma expérimental.	74
5.2.1. La cellule de Béthune.	75
5.3. Filamentation dans la solution de colorant en absence et en présence de pompage : premiers résultats expérimentaux.	76
5.3.1. Le 'clamping' de l'intensité dans le filament en présence et en absence de pompage.	77
5.3.2. Mesure du gain d'énergie dans le cœur du filament.	78
5.4. Mesure de l'expansion du diamètre du filament.	79
5.5. Discussion des résultats et comportement temporel de l'impulsion.	83
5.6. Conclusions du chapitre V.	86
Références.	88
6. Emission radiale de radiation THz par un filament soumis à un champ électrique statique longitudinal.	91
6.1. Introduction.	91
6.2. Résultats précédents (état de l'art).	92
6.3. Schéma expérimental.	93
6.4. Le détecteur hétérodyne à 0.1 THz.	93
6.5. Caractéristiques de l'émission THz radiale d'un filament non chargé.	95
6.5.1. Etude de la polarisation de l'émission THz d'un filament.	96
6.5.2. Etude de la cohérence de l'émission THz d'un filament.	98
6.6. Emission THz radiale d'un filament soumis à un champ électrique longitudinal intense.	100
6.6.1. Etude des propriétés de cohérence et de polarisation en présence du champ électrique.	102
6.7. Interprétation phénoménologique des résultats.	103
6.8. Conclusions du chapitre VI.	106
Références.	107
7. Emission d'un filament de radiation THz vers l'avant.	111
7.1. Introduction.	111
7.2. Description du schéma expérimental.	112
7.3. Premiers résultats expérimentaux : l'émission vers l'avant et sa polarisation.	113

7.4. Le modèle Transition-Cherenkov.	114
7.4.1. <i>Le diagramme angulaire d'émission.</i>	119
7.4.2. <i>Approximation de basses fréquences.</i>	120
7.4.3. <i>Discussion.</i>	120
7.5. Focale de la lentille de focalisation et longueur des filaments.	121
7.6. Angle d'émission vers l'avant en fonction de la longueur du filament.	122
7.6.1. <i>Radiation THz vers l'avant générée à 20m avec un faisceau térawatt.</i>	123
7.7. Conclusions du chapitre VII.	124
Références.	126

8. Etude de la radiation THz émise vers l'avant, par filamentation dans différents gaz rares. **129**

8.1. Introduction.	129
8.2. Description du schéma expérimental.	130
8.3. Emission THz vers l'avant par filamentation dans le Xénon.	130
8.3.1. <i>THz vers l'avant et génération de la deuxième harmonique de l'impulsion laser.</i>	131
8.3.2. <i>Puissance THz émise en fonction de la durée de l'impulsion laser.</i>	132
8.4. Estimation du taux de conversion en énergie THz dans différents gaz rares.	134
8.5. Estimation de l'énergie cinétique des électrons créés par ionisation multi-photonique pendant la filamentation.	135
8.5.1. <i>Energie THz irradiée en fonction de la section transversale de transfert du moment cinétique et de l'énergie cinétique des électrons.</i>	135
8.5.2. <i>Processus d'ionisation au-dessus du seuil et le potentiel pondéromoteur.</i>	136
8.5.3. <i>Estimation de l'énergie cinétique des électrons.</i>	138
8.6. Conclusions du chapitre VIII.	140
Références.	142

9. Antenne virtuelle de plasma créée par un faisceau laser térawatt focalisé dans l'air. **143**

9.1. Introduction.	143
9.2. Schéma expérimental et le laser Teramobile.	144
9.2.1. <i>La source laser.</i>	145
9.3. Propriétés d'un faisceau laser térawatt focalisé dans l'air.	145
9.4. Mesure du signal de courant et du signal d'antenne.	146
9.4.1. <i>Proposition d'un mécanisme d'émission et principe de la mesure.</i>	147
9.5. Analyse de Fourier du signal de courant et d'antenne : à la recherche de résonances.	150
9.5.1. <i>La résonance à 300MHz.</i>	151
9.5.2. <i>Explication des résultats par un modèle d'émission d'antenne de type dipolaire.</i>	152
9.5.3. <i>Analyse temporelle et durée de vie du plasma.</i>	154
9.6. Signal d'antenne en fonction de la durée de l'impulsion chirpée.	155
9.7. Conclusions du chapitre IX.	156
Références.	158

Conclusions générales et perspectives. **159**

Annexe 1. Les sources laser utilisées pendant les expériences.	163
Annexe 2. Compléments sur le modèle ‘Transition-Cherenkov’.	165
<i>a) Calcul du champ électromagnétique émis par une distribution de courant qui s’étend sur une distance finie.</i>	165
<i>b) La dépendance de l’énergie rayonnée du module carré du champ magnétique.</i>	167
<i>c) Distribution longitudinale de courant induite par la force pondéromotrice de l’impulsion autoguidée.</i>	168
Annexe 3. Le mécanisme Transition-Cherenkov et l’émission THz radiale.	171

1. Introduction et état de l'art.

La découverte du phénomène de la filamentation a été complètement accidentelle. Pendant une expérience avec des faisceaux laser collimatés, Braun et al. [1] de l'Université du Michigan (USA) notent qu'un miroir positionné à une distance de 10m de la source était endommagé par l'impulsion laser, alors que le faisceau était sensé se propager en divergeant à cause de la diffraction. L'endommagement persistait même si le miroir était déplacé de plusieurs mètres le long de l'axe de propagation du faisceau. Par contre, le même type de miroir n'était pas endommagé s'il était placé près de la source laser. Les chercheurs dans un premier temps expliquent que les dommages observés étaient dus à l'effet d'auto-focalisation du faisceau, connu depuis le 1975 [2], mais cela n'expliquait pas pourquoi l'impulsion restait focalisée sur plusieurs mètres, en causant l'endommagement du miroir sur des longues distances. Un nouveau régime de propagation non linéaire avait été découvert, qui fut appelé 'filamentation' ou 'propagation autoguidée'.

L'année suivante le groupe d'André Mysyrowicz du Laboratoire d'Optique Appliquée (Palaiseau, France) démontre une propagation autoguidée sur une distance de 50m [3] (voir figure 1.1), et encore en 1999 La Fontaine et al. [4] annoncent avoir observé la filamentation sur plusieurs centaines de mètres. Plus récemment, pendant une campagne Teramobile [5] au printemps 2003 à l'Ecole Polytechnique (France), de la filamentation sur une distance horizontale de 2Km a été obtenue [6,7]. Toutefois des expériences en propagation verticale suggèrent que la filamentation peut exister sur des distances encore plus grandes [8, 9].

1.1. Physique à la base de la filamentation d'impulsions courtes.

Les principaux mécanismes physiques à la base de la filamentation d'impulsions femtosecondes sont aujourd'hui bien compris. On sait que le régime de propagation autoguidée est donné principalement par un équilibre, spatialement et temporellement local, entre trois effets. D'une part l'effet Kerr optique induit l'auto-focalisation du faisceau laser [2], à un moment donné l'intensité de l'impulsion auto-focalisée devient suffisamment grande pour ioniser le milieu ; d'autre part, le plasma généré par ionisation a un effet défocalisant. Un effet défocalisant est présent pendant toute la propagation de l'impulsion aussi à cause de la diffraction, qui donc renforce l'effet défocalisant du plasma, et on sait bien que la diffraction

est d'autant plus forte que la taille du faisceau est petite. Le régime autoguidé est donc principalement le résultat d'une compétition dynamique entre ces trois effets.



Figure 1.1. Photo qui montre l'expérience de propagation autoguidée au Laboratoire d'Optique Appliquée en 1996, où pour la première fois de la filamentation sur 50m a été démontrée.

L'auto-focalisation est un effet à seuil, il y a une certaine valeur de la puissance de l'impulsion au-delà de laquelle un faisceau gaussien est auto-focalisé. Cette valeur est appelée 'puissance critique' et indiquée par P_{cr} [2]. Pour ioniser le milieu le long de sa propagation autoguidée, l'impulsion perd de l'énergie (voir Chapitre II) et donc de la puissance. Lorsque la puissance de l'impulsion descend en dessous de la puissance critique l'effet d'auto-focalisation s'arrête et il ne peut plus contrebalancer le pouvoir défocalisant du plasma et de la diffraction, donc la filamentation s'arrête. La distance que l'impulsion aura parcouru en régime autoguidé sera toutefois supérieure à la longueur de Rayleigh. La longueur de Rayleigh est définie comme la distance nécessaire pour que la taille de l'impulsion augmente d'un facteur $\sqrt{2}$. Cette longueur est directement proportionnelle au carré du rayon (demi largeur à $1/e^2$ du profil de fluence) du faisceau et inversement proportionnelle à la longueur d'onde centrale de l'impulsion. Un filament formé avec un laser de 800nm de longueur d'onde dans l'air possède un rayon de 50-100 μ m environ, ce qui fait une longueur de Rayleigh de quelques centimètres. Cette valeur doit être comparée avec les plusieurs mètres de propagation autoguidée qu'on observe expérimentalement dans l'air, comme on l'a dit auparavant.

La dynamique qu'on vient de décrire pour la propagation autoguidée est un peu simpliste, elle est toutefois utile pour se faire une idée phénoménologique d'un processus non linéaire qui, autrement, serait trop compliqué à décrire. En fait d'autres mécanismes physiques, comme la dispersion de la vitesse de groupe ou encore des effets de couplage spatiotemporel [10], jouent aussi un rôle important dans le processus de filamentation. En général la propagation autoguidée est assez bien décrite par une équation différentielle paraxiale complexe appelée 'équation de Schrödinger non linéaire' (voir Chapitre II). Depuis des années notre groupe collabore avec le Dr. Arnaud Couairon, un physicien théoricien de l'Ecole Polytechnique, qui a développé un code pour la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire. Ce code numérique est brièvement décrit à la fin du Chapitre II.

1.2. Applications de la filamentation.

La filamentation est un phénomène très riche, qui peut se prêter à beaucoup d'applications. Le fort élargissement du spectre de l'impulsion, dû à l'auto-modulation de phase [11] et à l'interaction avec le plasma généré pendant la propagation autoguidée, est responsable de la conversion de la lumière du laser en un continuum de lumière blanche, avec un taux de conversion relativement important, jusqu'à 7% dans l'air. Ce continuum de lumière, qui couvre pratiquement tout le spectre du visible, peut être exploité pour des diagnostics à distance de l'atmosphère, en générant des filaments dans l'air [12-14]. Le spectre très large de la lumière rétro-diffusée permet par analyse l'identification de différents agents chimiques de l'atmosphère en un seul tir laser. Cette technique LIDAR [15] basée sur la filamentation femtoseconde est avantageuse par rapport à la technique conventionnelle parce que une mesure résolue en 3D peut être acquise en un seul tir laser [16], alors que la technique conventionnelle nécessite un balayage des longueurs d'ondes. Grâce à cette technique une détection des polluants (comme les aérosols) dans l'atmosphère devrait être possible [17]. Pour d'autres renseignements sur cette technique voir les références [18, 19].

Depuis quelques années on développe des recherches permettant d'obtenir des impulsions femtosecondes de quelques cycles optiques (1 cycle optique = 2.67 fs à 800 nm), qui sont utilisées pour la génération d'impulsions attosecondes [20, 21]. Des impulsions de quelques cycles optiques ont été obtenues pour la première fois par propagation d'impulsions femtosecondes dans des fibres creuses. [22, 23]. Récemment, avec le même principe des fibres creuses, mais avec un alignement beaucoup plus simple à faire, des impulsions de quelques cycles optiques ont été obtenues aussi par filamentation dans les gaz [24]. A la fin

du filament l'impulsion a un spectre chirpé positivement (dispersion de la vitesse de groupe) très large (grâce à l'auto-modulation de phase et l'interaction avec le plasma), qui peut être recomprimé à l'aide de miroirs chirpés en obtenant des impulsions de quelques cycles optiques. Il s'agit d'une autre application importante de la filamentation femtoseconde.

La possibilité d'atteindre des intensités relativement élevées sur des longues distances rend aussi possible l'application de la filamentation à l'analyse spectroscopique loin de la plume de plasma générée dans l'impact du filament sur des cibles solides. Cette technique est appelée LIBS [25-27].

Par filamentation dans les milieux solides il est aussi possible d'induire un endommagement contrôlé du milieu, ce qui permet 'l'écriture' dans le volume de lignes à indice de réfraction modifié, utilisables en tant que réseaux de diffraction [28, 29], ou encore en tant que guides d'ondes [29, 30].

Le long de sa traînée l'impulsion autoguidée laisse un milieu faiblement ionisé, c'est-à-dire un plasma avec une densité de quelques 10^{16} cm^{-3} . Si la puissance du laser est beaucoup plus grande que la puissance critique P_{cr} , plusieurs filaments sont générés ; on appelle ce processus multi-filamentation [31]. Si tout le faisceau est focalisée à l'aide d'un télescope de longue focale ces filaments peuvent se réunir, en formant un seul canal ionisé avec un diamètre beaucoup plus grand que celui d'un seul filament. Cette configuration peut servir pour le déclenchement et le guidage de décharges électriques à haut flux de courant [32], ou encore à la génération d'antennes de type dipolaire virtuelles de plasma dans l'air [33, 34] (voir aussi Chapitre IX). Des travaux ont été faits qui démontrent la possibilité de déclencher et guider, avec des filaments, des décharges électriques sur des longues distances [35, 36].

Un autre domaine important d'applications de la filamentation femtoseconde est la génération de radiation électromagnétique dans la bande TéraHertz (THz : $10^{11} - 10^{13} \text{ Hz}$). Il a été d'abord prédit [37] et ensuite expérimentalement démontré [38, 39], que la colonne de plasma généré par filamentation émet une radiation THz. Depuis, beaucoup de progrès ont été faits [40-42] qui montrent le haut potentiel de la filamentation comme source de radiation THz.

1.3. Etat de l'art.

On a vu dans le paragraphe précédent que le processus de filamentation est assez bien compris pour être appliqué dans différents domaines. Toutefois on sait aussi que la filamentation est

un phénomène assez complexe et, au niveau fondamental, beaucoup des choses restent à comprendre.

On sait que la filamentation s'amorce à une puissance initiale de l'impulsion $P_{in} = \alpha_f P_{cr}$, où P_{cr} est la puissance critique de collapse théoriquement prédit par Marburger [2] et α_f est un coefficient dont la valeur dépend du milieu et des conditions initiales de l'impulsion (l'indice f dans le coefficient indique qu'on parle du cas où on n'a qu'un seul filament). On peut dire la même chose pour la puissance initiale nécessaire pour que la multi-filamentation s'amorce, on aura $P'_{in} = \alpha_{mf} P_{cr}$, où α_{mf} dépend aussi du milieu dans lequel l'impulsion se propage et des conditions initiales de l'impulsion (l'indice mf indique la multi-filamentation). A l'heure actuelle on ne connaît pas une loi universelle qui permet de retrouver les coefficients α_f et α_{mf} à partir des paramètres du milieu, comme la pression, le potentiel d'ionisation, la section de collision, etc., ou des paramètres initiaux du faisceau focalisé (ouverture numérique, phase spatiale, etc.). La compréhension de la variation de α_f , α_{mf} et du rapport α_{mf}/α_f en fonction des paramètres expérimentaux en jeu est très important. Le nombre de filaments en fonction de la puissance initiale de l'impulsion dépend fortement de ce paramètre. Encore, pour pouvoir faire de la compression d'impulsions par filamentation, il faut que le coefficient α_{mf} soit le plus grand possible. Ce paramètre est lié à la quantité maximum d'énergie qu'on peut mettre dans une impulsion comprimée par filamentation, tout en évitant l'apparition de plusieurs filaments. Dans le CHAPITRE III on présente une méthode expérimentale, qu'on a appelée P-scan [43], qui sert à reconnaître les différents régimes de propagation non linéaire de l'impulsion, et qui s'est révélée être très adaptée pour ce type d'études.

Les prévisions théoriques et l'expérience montrent que lorsque $P_{in} \gg \alpha_f P_{cr}$ dans le faisceau on aura toujours plusieurs filaments. Les estimations donnent un nombre de filaments $N \approx P_{in}/P_{cr}$ [31], et chaque filament est sensé transporter la même puissance $P \approx P_{cr}$. En 2003 Moll, Gaeta et Fibich montrent que le collapse (auto-focalisation) d'un faisceau de forme quelconque, avec une puissance légèrement supérieure à la puissance critique, est accompagné d'une projection sur un mode spatial universel qu'il ont identifié avec le mode de Townes [44]. Le mode de Townes est un soliton spatial, une solution auto-similaire de l'équation de Schrödinger non linéaire de base, c'est-à-dire en absence d'ionisation, de dispersion et d'effets de couplage spatio-temporel ; il est le résultat d'un équilibre parfait entre la diffraction et l'effet Kerr. L'excès d'énergie amplifierait non seulement le mode

initial dominant mais aussi les autres modes initialement présents dans le faisceau. Moll et al. font donc la conjecture que les différents filaments d'un faisceau multi-filamenté sont la projection des différents modes initiaux sur des modes de Townes, qui transportent tous la même puissance. Le concept de collapse universel est supporté par l'observation d'un phénomène de 'mode self-cleaning' [45] de l'impulsion filamentée. L'émission conique d'un faisceau filamenté montre, en effet, toujours un mode circulaire très régulier indépendamment de la forme initiale du faisceau. Ce phénomène a été observé aussi dans des conditions extrêmes, où le faisceau initial prend une forme extrêmement elliptique [46]

Tout laisse donc penser qu'on ne puisse pas créer un filament qui transporte beaucoup plus qu'une puissance critique, parce que inévitablement on amorcera un régime de multi-filamentation. Dans les CHAPITRES IV et V on a voulu mieux investiguer ce point, qui se base sur les quantités fondamentales d'un filament comme son énergie, sa durée et son diamètre. En particulier on s'est posé les questions suivantes :

- Est-ce qu'il est possible d'augmenter l'énergie d'un filament, tout en évitant la multi-filamentation?
- En augmentant l'énergie d'un filament, son intensité reste-elle figée à la même valeur ?
- Supposons que l'on puisse augmenter l'énergie d'un filament et que son intensité reste figée, que peut-on dire alors sur le diamètre, ou encore sur la durée de l'impulsion filamentée ?

Dans cette thèse un filament est observé et étudié pour la première fois dans des milieux amplificateurs, comme le Ti :Sa [47] et la Sulphorhodamine 640 diluée dans le Méthanol [48]. En créant un filament dans ces milieux actifs en présence d'une inversion de population, et en observant les changements par rapport au cas de la filamentation dans les milieux passifs, on sera en mesure de répondre à ces questions de nature fondamentale.

Depuis quelques années l'interaction laser – plasma représente une source alternative pour la génération de radiation THz. Les sources basées sur la conversion optique de la fréquence du laser aux basses fréquences, dans des cristaux biréfringents, sont en effet difficiles à aligner ; la génération de THz par filamentation présente principalement deux avantages par rapport aux techniques conventionnelles : la simplicité d'utilisation (extrême facilité d'alignement, un filament est auto-aligné par définition), la possibilité de générer la radiation à distance (a priori on peut avoir le contrôle sur le point où la filamentation s'amorce, en contrôlant le chirp de l'impulsion et/ou la focale de la lentille de focalisation).

En 2001 Cheng et al. [37] prédisent pour la première fois qu'un filament créé dans l'air devrait être capable d'émettre une impulsion électromagnétique dont la fréquence centrale serait située autour de 100GHz. Ils attribuent l'émission à un mécanisme où la pression de radiation sépare les électrons et les ions le long de l'axe de propagation. A cause de la force de rappel le plasma commence à osciller à la fréquence plasma, qui est proportionnelle à la racine carrée de la densité électronique. Une structure dipolaire axiale oscillante est donc générée, qui est responsable de l'émission électromagnétique. L'année suivante, Tzortzakis et al. [38] observent expérimentalement pour la première fois une émission radiale, à l'aide d'un détecteur hétérodyne à 110GHz. L'année d'après Méchain et al. [39] observent l'émission électromagnétique radiale à l'aide d'un bolomètre, en confirmant ultérieurement la prédiction de Cheng et al.. Toutefois en 2002 ce modèle avait déjà fait l'objet d'une controverse [49-51]. En 2004 Sprangle et al. [52] présentent un modèle théorique qui montre que la force pondéromotrice exercée par l'impulsion pourrait être la cause de la séparation de charge dans le plasma. Dans le modèle de Sprangle l'émission n'est pas due à une oscillation du plasma, mais à un mécanisme similaire à l'effet Cherenkov, amorcé par des composantes du front d'ionisation qui ont une vitesse supra-luminale. Un travail théorique de Hoeyer et al. en 2005 [53] contribue à rendre le scénario encore plus compliqué. Ils attribuent en fait l'émission électromagnétique radiale d'un filament à la diffusion des électrons par les ions dans le plasma. Selon ce point de vue alors, la radiation THz serait une sorte d'émission de Brehmsstrahlung incohérente. Il faut remarquer qu'une façon de distinguer entre le modèle de Sprangle et al. et le modèle de Hoeyer et al. serait de mesurer les propriétés de cohérence de la radiation électromagnétique émise.

Les CHAPITRES VI, VII et VIII sont dédiés à l'étude de la filamentation comme source de radiation THz, dans l'air et dans d'autres gaz, et aux propriétés de cette radiation.

Dans le CHAPITRE VI on examine le problème de l'émission THz radiale. A l'aide d'un détecteur hétérodyne à 100GHz on a testé la capacité des ondes THz émises le long du filament de donner des interférences. De cette façon on a été capables de mesurer la cohérence spatiale longitudinale de la source et on a pu donc distinguer entre les modèles [52] et [53]. Dans le même chapitre une mesure des propriétés de polarisation de la radiation est aussi présentée. Les mêmes mesures de cohérence et de polarisation ont été conduites aussi en présence d'un champ électrique constant parallèle à l'axe du filament.

Dans le CHAPITRE VII est présenté un nouveau type d'émission THz d'un filament. La radiation est émise vers l'avant, elle se trouve dans un cône étroit qui a pour axe l'axe du filament, et elle est plus de deux ordres de grandeur plus intense que l'émission radiale. Des

mesures de la polarisation et des diagrammes de rayonnement de l'émission sont présentés. Un modèle théorique a été mis en place par le Prof. V. T. Tikhonchuk. Il se base sur un calcul de type Cherenkov pour le courant induit par la force pondéromotrice de l'impulsion sur le plasma, en relation avec le modèle de Sprangle, et un calcul de type rayonnement de transition [54]. A la différence de Sprangle notre émission n'est pas due à des composantes supra-luminales du front d'ionisation, car il se déplace exactement à la vitesse de la lumière, mais surtout au fait que la source a une longueur finie. On a appelé ce modèle 'Transition-Cherenkov'. Comme on le verra le spectre de cette nouvelle émission est piqué autour de 1THz.

Dans le CHAPITRE VIII sont présentées des nouvelles observations expérimentales de l'émission THz par filamentation dans différents gaz rares. Les nouvelles propriétés observées expérimentalement sont toutes parfaitement explicables par le modèle Transition-Cherenkov. En particulier on verra que le taux de conversion de l'énergie de l'impulsion autoguidée en énergie THz dépend des quantités très importantes comme l'énergie contenue dans l'impulsion, l'énergie cinétique des électrons créés par ionisation multi-photonique, la section transversale de transfert du moment cinétique du gaz considéré.

Pour conclure, dans le CHAPITRE IX est montrée et discutée pour la première fois la possibilité de transformer une colonne de plasma, formée dans l'air par filamentation, en une antenne de type dipolaire virtuelle capable d'émettre une radiation électromagnétique dans la bande sub-GHz. La colonne de plasma doit être forcée à fonctionner comme une antenne, en la faisant interagir avec un champ électrique extérieur, car jusqu'à présent il n'y a pas à notre connaissance un mécanisme intrinsèque dans le plasma, responsable d'une émission dans cette bande, et aucune radiation n'a été jamais détectée. Les résultats expérimentaux obtenus, bien que préliminaires, montrent la potentialité de cette technique.

Références.

- [1] , A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, 'Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air,' *Opt. Lett.* **20** (1), 73–75 (1995).
- [2] J.H. Marburger, 'Self-focusing: Theory,' *Prog. Quant. Electr.* **4**, 35–110 (1975).
- [3] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B.S. Prade, M.A. Franco, F. Salin, A. Mysyrowicz, 'Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air,' *Opt. Lett.* **21** (1), 62–64 (1996).
- [4] B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C.Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T.W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. Pépin, 'Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air,' *Phys. Plasmas* **6**, 1615 (1999).
- [5] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.P. Wolf, L. Wöste, 'Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system,' *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **20**, 183–190 (2002).
- [6] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, 'Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization,' *Appl. Phys. B* **79**, 379–382 (2004).
- [7] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, 'Length of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser,' *Opt. Commun.* **247**, 171–180 (2005).
- [8] L. Wöste, C. Wedekind, H. Wille, P. Rairoux, B. Stein, S. Nikolov, C. Werner, S. Niedermeier, F. Ronneberger, H. Schillinger, R. Sauerbrey, 'Femtosecond atmospheric lamp,' *Laser und Optoelektronik* **29** (5), 51–53 (1997).

-
- [9] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A.P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste, J.-P. Wolf, ‘Kilometric-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses,’ *Phys. Rev. E* **69**, 036607 (2004).
- [10] J.E. Rothenberg, ‘Space–time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses,’ *Opt. Lett.* **17** (19), 1340–1342 (1992).
- [11] R.R. Alfano, S.L. Shapiro, ‘Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses,’ *Phys. Rev. Lett.* **24**, 584–587 (1970).
- [12] P. Rairoux, H. Schillinger, S. Neirdeimer, M. Rodriguez, F. Ronneberger, R. Sauerbrey, B. Stein, D. Waite, C. Wedekind, H. Wille, L. Wöste, C. Ziener, ‘Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses,’ *Appl. Phys. B* **71**, 573 (2000).
- [13] G.G. Matvienko, V.V. Veretennikov, G.M. Krekov, M.M. Krekova, ‘Remote sensing of atmospheric aerosols with a white-light femtosecond lidar. Atmos,’ *Oceanic Opt.* **16**, 1013–1019 (2003).
- [14] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, ‘White light filaments for atmospheric analysis,’ *Science* **301**, 61 (2003).
- [15] LIDAR
- [16] E. Frejafon, J. Kasparian, P. Rambaldi, B. Vezin, V. Boutou, J. Yu, M. Ulbricht, D. Weidauer, B. Ottobriini, de E. Saeger, B. Krämer, T. Leisner, P. Rairoux, L. Wöste, J.-P. Wolf, ‘Laser applications for atmospheric pollution monitoring,’ *Eur. Phys. J. D* **4**, 231 (1998).
- [17] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, J.-P. Wolf, ‘Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system,’ *Appl. Phys. B* **78** (5), 535–537 (2004).

-
- [18] G. Méjean, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, R. Sauerbrey, M. Rodriguez, L. Wöste, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eislöffel, A. Scholz, A.P. Hatzes, 'Towards a supercontinuum-based infrared lidar,' *Appl. Phys. B* **77** (2–3), 357–359 (2003).
- [19] R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, M. Rodriguez, E. Salmon, J. Yu, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eislöffel, A. Scholz, A.P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste, J.-P. Wolf, 'White-light filaments for multiparameter analysis of cloud microphysics,' *J. Opt. Soc. Am. B* **22** (2), 369–377 (2005).
- [20] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann and F. Krausz, 'Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy,' *Nature* **419**, 803 (2002).
- [21] N. Naumova, I. Sokolov, J. Nees, A. Maksimchuk, V. Yanovsky, and G. Mourou, 'Attosecond Electron Bunches,' *Phys. Rev. Lett.* **93**, 195003 (2004).
- [22] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, 'Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique' *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2793 (1996).
- [23] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto, 'Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum,' *Opt. Lett.* **28** (20) 1987 (2003).
- [24] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, 'Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation,' *Applied Physics B*, **79**, 673 (2004).
- [25] K. Stelmaszczyk, P. Rohwetter, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, J. Kasparian, R. Ackermann, J.-P. Wolf, L. Wöste, 'Long-distance remote laser-induced breakdown spectroscopy using filamentation in air,' *Appl. Phys. Lett.* **85** (18), 3977–3979 (2004).
- [26] P. Rohwetter, J. Yu, G. Méjean, K. Stelmaszczyk, E. Salmon, J. Kasparian, J.-P. Wolf, L. Wöste, 'Remote LIBS with ultrashort pulses: characteristics in picosecond and femtosecond regimes,' *J. Anal. At. Spectrom.* **19**, 437–444 (2004).

- [27] P. Rohwetter, K. Stelmaszczyk, L. Wöste, R. Ackermann, G. Méjean, E. Salmon, J. Kasparian, J. Yu, J.-P. Wolf, 'Filament-induced remote surface ablation for long range laser-induced breakdown spectroscopy operation,' *Spectrochimica Acta Part B* **60**, 1025–1033 (2005).
- [28] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P.G. Kazansky, K. Hirao, 'Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses,' *Opt. Lett.* **24** (10), 646 (1999).
- [29] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, 'Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused-silica with femtosecond laser pulses,' *Opt. Commun.* **171**, 279 (1999).
- [30] K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, J. Nishii, 'In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses,' *Opt. Lett.* **26** (1), 19–21 (2001).
- [31] F. Vidal, T.W. Johnston, 'Electromagnetic beam breakup: multiple filaments, single beam equilibria, and radiation,' *Phys. Rev. Lett.* **77** (7), 1282–1285 (1996).
- [32] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, 'High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation,' *Appl. Phys. Lett.* **90** (17), 171501 (2007).
- [33] G. Méchain, A. Mysyrowicz, M. Depiesse, M. Pellet, 'A virtual antenna produced in air by intense femtoseconde laser pulses,' *Proceedings SPIE*, 5989 (2005).
- [34] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, M. Pellet, A. Mysyrowicz, 'Antenne virtuelle de plasma produite par une impulsion laser femtoseconde dans l'air,' 8e Colloque sur les Arcs Électriques, 12-13 mars 2007, Rouen, France.
- [35] D. Comtois, C.Y. Chien, A. Desparois, F. Génin, G. Jarry, T.W. Johnston, J.-C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, R. Mawassi, H. Pépin, F.A.M. Rizk, F. Vidal, P. Couture, H.P.

Mercure, C. Potvin, A. Bondiou-Clergerie, I. Gallimberti, 'Triggering and guiding leader discharges using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse,' J. Appl. Phys. **76** (7), 819–821 (2000).

[36] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, 'Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments,' Opt. Lett. **27** (9), 772–774 (2002).

[37] C.-C. Cheng, E.M. Wright, J.V. Moloney, 'Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings,' Phys. Rev. Lett. **87**, 213001 (2001).

[38] S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y.-B. André, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz, 'Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air,' Opt. Lett. **27** (21), 1944–1946 (2002).

[39] G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, B. Leriche, 'Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air,' Appl. Phys. B **77**, 707–709 (2003).

[40] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, 'Coherent and Incoherent Radial THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air,' *à paraître dans Optics Express*

[41] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, 'Conical forward THz emission from femtosecond laser filamentation in air,' Phys. Rev. Lett. **98**, 235002 (2007)

[42] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz and V.T. Tikhonchuk, 'Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses,' Phys. Rev. Lett. **99**, 135002 (2007)

[43] S. Akturk, C. D'Amico, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz, 'A simple method for determination of nonlinear propagation regimes in gases,' *à paraître dans Optics Express*

- [44] K.D. Moll, A.L. Gaeta, G. Fibich, ‘Self-similar optical wave collapse: observation of the Townes profile,’ *Phys. Rev. Lett.* **90**, 203902 (2003).
- [45] B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, A. Couaïron, H. Buersing, B. Eberle, M. Krenz, D. Seiffer, O. Vasseur, ‘Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air,’ *Opt. Lett.* **31** (17), 2601 (2006).
- [46] S. Akturk, C. D’Amico, M. Franco, A. Couaïron and A. Mysyrowicz, ‘Filamentation in Xenon: Experimental evidence of bright channel formation and high efficiency forward terahertz generation,’ (Soumis à *Phys. Rev. A*).
- [47] J. Philip, C. D’Amico, M. Franco, G. Chériaux, A. Couaïron, B. Prade and A. Mysyrowicz, ‘Amplification of femtosecond laser filament in Ti:Sapphire,’ *Phys. Rev. Letters* **95**, 163901 (2005).
- [48] C. Damico, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, ‘Femtosecond filament amplification in liquids,’ *Applied Physics B*, **85**, 49 (2006).
- [49] G. Shvets, I. Kaganovich, E. Startsev, ‘Comment on generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings,’ *Phys. Rev. Lett.* **89** (13), 139301 (2002).
- [50] V.T. Tikhonchuk, ‘Comment on generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings’ *Phys. Rev. Lett.* **89** (20), 209301 (2002).
- [51] C.-C. Cheng, E.M. Wright, J.V. Moloney, ‘Cheng, Wright, and Moloney reply,’ *Phys. Rev. Lett.* **89**, 139302 (2002).
- [52] P. Sprangle, J.R. Peñano, B. Hafizi, C.A. Kapetanakis, ‘Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces,’ *Phys. Rev. E* **69** (6), 066415 (2004).

[53] W. Hoyer, A. Knorr, J.V. Moloney, E.M. Wright, M. Kira, S. Koch, 'Photoluminescence and terahertz emission from femtosecond laserinduced plasma channels,' Phys. Rev. Lett. **94**, 115004 (2005).

[54] J. Zheng, C. X. Yu, Z. J. Zheng, and K. A. Tanaka, 'Cherenkov radiation generated by a beam of electrons revisited,' Phys. Plasmas **12**, 093105 (2005).

2. Bases Théoriques de la filamentation femtoseconde dans les milieux transparents.

2.1. Introduction à l'Equation de Schrödinger Non Linéaire.

Lorsque une impulsion laser de champ électrique $\vec{E}(t)$ se propage dans un milieu diélectrique quelconque, ce dernier répond avec un champ de polarisation $\vec{P}(t)$, qu'on peut écrire comme la somme d'un terme linéaire (polarisation linéaire) et d'un terme non linéaire $\vec{P}^{nl}(t)$:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{nl}(\vec{r}, t). \quad (1.1)$$

Le deuxième terme à droite est appelé polarisation non linéaire et en général sera donné par une somme infinie de termes, $\vec{P}^{nl}(\vec{r}, t) = \sum \vec{P}^{(m)}(\vec{r}, t)$, dont le m-ième est appelé polarisation non linéaire d'ordre m. En général l'importance des termes $\vec{P}^{(m)}(t)$ dépend de l'intensité de l'impulsion ; si cette intensité est telle que ces termes ne peuvent plus être négligés par rapport au terme linéaire, alors on dira que la réponse du milieu est non linéaire. Si on substitue l'expression (1.1) dans les équations de Maxwell, en tenant compte que $\epsilon_0 n^2(\omega) \vec{E}(\omega) = \epsilon_0 \vec{E}(\omega) + \vec{P}^{(1)}(\omega)$, on peut arriver à écrire une équation de propagation tout à fait générale pour le champ électrique $\vec{E}(t)$:

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t n^2(\vec{r}, t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{P}^{nl}(\vec{r}, t) + \vec{J}(\vec{r}, t) \right). \quad (1.2)$$

Dans cette équation $n(\vec{r}, t)$ représente l'indice de réfraction du milieu et $\vec{J}(\vec{r}, t)$ un terme qui décrit tous les courants de conduction. L'expression (1.2) est écrite pour un milieu dont la réponse est locale dans l'espace.

Supposons maintenant que nous soyons en présence d'une impulsion laser quasi monochromatique et linéairement polarisée dans le plan transversal à la direction de propagation ($\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$). Une impulsion est dite quasi monochromatique si $\delta\omega/\omega_0 \ll 1$, où $\delta\omega$ indique la largeur spectrale de l'impulsion et ω_0 sa fréquence centrale. Dans ce cas-ci le champ électrique de l'impulsion laser peut s'écrire $E = (\xi/2)e^{i(k_0 \cdot z - \omega_0 t)} + c.c$, où la quantité complexe ξ est l'enveloppe du champ électrique et $k_0 = n_0 \omega_0 / c$; on pourra alors écrire aussi $P^{nl} = (p^{nl}/2)e^{i(k_0 \cdot z - \omega_0 t)} + c.c$ et $J = (j/2)e^{i(k_0 \cdot z - \omega_0 t)} + c.c$, et l'équation (1.2)

pourra s'écrire, dans le domaine des fréquences, sous la forme d'une équation pour l'enveloppe du champ laser:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} - k_0^2 + \nabla_{\perp}^2 \right) \xi(\omega) + k^2(\omega) \xi(\omega) = -\mu_0 \omega_0^2 p^{nl}(\omega) - i\mu_0 \omega_0 j(\omega), \quad (1.3)$$

où $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ est le laplacien transversal, $k^2(\omega) = \omega^2 n^2(\omega)/c^2$ où l'indice de réfraction $n(\omega)$ dépend de la fréquence si on considère un milieu dispersif. On remarque qu'une équation similaire à (1.3) peut être écrite pour l'enveloppe complexe conjuguée. Grâce à la quasi-monochromaticité de l'impulsion on peut opérer une expansion de $k^2(\omega)$ en $\delta\omega = \omega - \omega_0$ autour de la fréquence centrale ω_0 en écrivant :

$$k^2(\omega) = k_0^2 + 2\frac{k_0}{V_g} \delta\omega + \left(\frac{1}{V_g^2} + k_0 k_0'' \right) (\delta\omega)^2 + \sum_{j>2} \frac{1}{j!} \left(\frac{\partial^j k^2}{\partial \omega^j} \right)_{\omega_0} (\delta\omega)^j, \quad (1.4)$$

où $k_0^2 = k^2(\omega_0)$, $k_0'' = (\partial^2 k/\partial \omega^2)_{\omega_0}$ et on a utilisé la définition de la vitesse de groupe de l'impulsion à la fréquence centrale, $V_g = (\partial k/\partial \omega)_{\omega_0}$. Grâce à la quasi-monochromaticité de l'impulsion on peut aussi démontrer les approximations suivantes pour l'enveloppe du champ électrique: $|\partial^2 \xi/\partial z^2| \ll k_0 |\partial \xi/\partial z|$ et $|\partial^2 \xi/\partial t^2| \ll \omega_0 |\partial \xi/\partial t|$, la première étant appelée 'approximation paraxiale' et la deuxième 'approximation d'enveloppe lentement variable'. Remplaçons k^2 dans l'équation (1.3) par son développement donné en (1.4), passons ensuite dans le domaine temporel en utilisant la substitution $\delta\omega \rightarrow i\partial/\partial t$, puis plaçons-nous dans le repère de l'impulsion en utilisant les transformations de coordonnées $\tau = t - z/V_g$, $z = z$, et enfin utilisons l'approximation paraxiale, après quelques calculs, on peut mettre l'équation (1.3) sous la forme:

$$2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} T_1 \xi + \nabla_{\perp}^2 \xi - k_0 k_0'' \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \xi + D \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \xi = -\mu_0 \omega_0^2 T_2^2 p^{nl} - i\mu_0 \omega_0 T_2 j, \quad (1.5)$$

L'équation (1.5) est dite 'Equation de Schrödinger Non Linéaire' et dans la suite, pour simplifier, on l'indiquera par l'acronyme ESNL (naturellement une équation similaire peut être écrite pour l'enveloppe complexe conjuguée ξ^*). Cette équation prend en compte :

- i) La diffraction spatiale du faisceau dans le plan (x,y), avec le deuxième terme du premier membre : $\nabla_{\perp}^2 \xi = \partial^2 \xi/\partial x^2 + \partial^2 \xi/\partial y^2$.
- ii) La dispersion de l'indice ($n = n(\omega)$), à travers le troisième et le quatrième terme à gauche: $-k_0 k_0'' \partial^2 \xi/\partial \tau^2 + D(i\partial/\partial \tau) \xi$. Le premier terme décrit la dispersion

temporelle des fréquences au second ordre, alors que l'opérateur

$$D(i\partial/\partial\tau) = \sum_{m \geq 3} (1/m!) (\partial^m k^2 / \partial \omega^m)_{\omega_0} (i\partial/\partial\tau)^m$$

décrit la dispersion à tous les ordres supérieurs au deuxième.

- iii) Les effets de la polarisation non linéaire sur la propagation de l'impulsion à travers le premier terme à droite : $-\mu_0 \omega_0^2 T_2^2 p^{nl}$. On verra dans la suite que si on s'arrête au troisième ordre ce terme décrit l'effet Kerr optique.
- iv) La création d'une éventuelle source de charges et courants de conduction à travers le terme de courant : $-i\mu_0 \omega_0 T_2 j$. Ce terme devient très important et même fondamental pour décrire le phénomène de la filamentation, quand on prendra en compte le plasma créé par l'impulsion. On développera et explicitera ce point dans la suite.
- v) La déformation temporelle de l'impulsion laser qui peut conduire à l'apparition de zones à fort gradient temporel donnant lieu par exemple à 'l'auto-raïdissement des fronts' [1] et au 'couplage spatio-temporel' [2]. Cette déviation de l'approximation d'enveloppe lentement variable [3-5] est prise en compte par les opérateurs de temps : $T_1 = 1 + i(k_0 V_g)^{-1} \partial/\partial\tau$ et $T_2 = 1 + i\omega_0^{-1} \partial/\partial\tau$,

2.1.1. L'Effet Kerr Optique.

Il s'agit d'un phénomène non linéaire induit par la polarisation du troisième ordre. En général il se compose de deux parties. La première partie est due à une distorsion des couches les plus extérieures du nuage électronique d'un atome, ion ou molécule du milieu, sous l'effet du champ électrique de l'impulsion laser. Ce mécanisme se déroule sur une échelle de temps de l'ordre de $10^{-16} - 10^{-15} s$ et donc peut être considéré comme une réponse instantanée. La deuxième partie est due à la rotation ou à la réorientation des molécules soumises au champ laser avec lequel elles interagissent, elle est aussi appelée réponse Raman [6-8], les temps caractéristiques sont compris entre $10^{-14} s$ et $10^{-13} s$ selon la viscosité de rotation des molécules du milieu considéré. Soulignons que ce dernier phénomène n'existe pas dans les solides et dans les gaz monoatomiques, comme par exemple les gaz rares, alors que cet effet devient très important dans les gaz moléculaires et dans les liquides.

Supposons que le milieu soit homogène et isotrope. On démontre que dans ce cas la susceptibilité d'ordre 2 est identiquement nulle : $\chi^{(2)} = 0$ [9, 10]. Sans perdre en généralité on peut considérer en outre que l'on est en présence d'une impulsion linéairement polarisée le long, par exemple, de l'axe des x : $\vec{E}(t) = \vec{x}E(t)$. Dans ces conditions la polarisation d'ordre deux est nulle, et on démontre que la polarisation d'ordre trois est donnée par [9, 10] :

$$p^{(3)} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |\xi|^2 E, \quad (1.6)$$

où $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité non linéaire d'ordre trois, et où on n'a retenu qu'une seule composante du tenseur de susceptibilité à cause de l'homogénéité et de la centro-symétrie du milieu [9, 10]. On démontre que l'apparition de la polarisation d'ordre trois implique une variation de l'indice de réfraction du milieu qu'on peut écrire $\Delta n_K = n_2 I$, où $I = \beta |E|^2$ est l'intensité de l'impulsion de champ électrique E , avec $\beta \approx (27)^{-2}$ si on exprime l'intensité en W/m^2 et le module du champ électrique en V/m ; $n_2 = 3\chi^{(3)}/8n_0\beta$ est un coefficient appelé 'indice non linéaire' et dépend du milieu considéré. En passant dans le domaine temporel la variation d'indice peut s'écrire :

$$\Delta n_K(t) = n_2^I I(t) + \int_{-\infty}^t n_2^R(t-t') I(t') dt', \quad (1.7)$$

où n_2^I est l'indice non linéaire pour la réponse instantanée du milieu. Le coefficient n_2^R est l'indice non linéaire induit par la réponse retardée due à la réorientation moléculaire. En général on peut donc considérer que la variation d'indice due à l'effet Kerr optique est la somme de ces deux effets et on peut dire que la contribution de la réponse retardée est une fraction α de la contribution totale et que la réponse instantanée contribue par une fraction $1-\alpha$. On définit alors un indice non linéaire effectif n_2 , tel que : $n_2^I = (1-\alpha)n_2$ et $n_2^R(t) = \alpha n_2 R(t)$. La réponse Kerr totale alors sera donnée par :

$$\Delta n_K(t) = n_2 \left((1-\alpha) I(t) + \alpha \int_{-\infty}^t R(t-t') I(t') dt' \right), \quad (1.8)$$

avec :

$$R(t) = \frac{\Omega^2 + \omega_R^2}{\omega_R} e^{-\Omega t} \sin(\omega_R t). \quad (1.9)$$

L'expression (1.9) décrit la réponse moléculaire (réponse Raman). Dans l'air cette réponse se fait avec un temps caractéristique $\Omega^{-1} = 70 \text{ fs}$ et une fréquence angulaire caractéristique $\omega_R = 16 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$.

Maintenant, on peut expliciter le premier terme du membre de droite dans l'équation (1.5) à l'aide de la polarisation d'ordre trois, qui est liée à la variation Kerr de l'indice par la relation :

$$p^{(3)}(t) = 2n_0 \varepsilon_0 \Delta n_K(t) \xi(t), \quad (1.10)$$

où $\Delta n_K(t)$ est donné par l'équation (1.8).

2.2. Le modèle de base pour l'auto-focalisation du faisceau laser.

Le modèle de base qu'on va examiner décrit l'auto-focalisation de l'impulsion. Les hypothèses sur lesquelles on se base pour simplifier le modèle plus général décrit par l'équation (1.5) sont :

- i) Le milieu est non dispersif : $k = k(\omega_0) = k_0$, $k_0'' = 0$, $D = 0$ et $V_g = V_\phi$ où $V_\phi = n/c$ est la vitesse de phase à ω_0 .
- ii) L'enveloppe est lentement variable dans le temps et donc $T_1 = T_2 \approx 1$.
- iii) Le milieu est à réponse instantanée : $\alpha = 0 \Rightarrow n_2^I = n_2, n_2^R = 0$.
- iv) On se propage en absence de charges et courants de conduction : $J = 0$.

Sous ces hypothèses, en utilisant (1.10) on peut écrire l'équation (1.5) sous la forme simplifiée :

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \nabla_\perp^2 \xi + i \frac{k_0}{n_0} n_2 I \xi. \quad (2.1)$$

Cette équation possède des solutions analytiques pour les moments d'ordre 1 et 2. On définit les moments d'ordre m en écrivant :

$$\begin{cases} \langle x^m \rangle = \frac{1}{P_{in}} \iint x^m I(x, y) dx dy \\ \langle y^m \rangle = \frac{1}{P_{in}} \iint y^m I(x, y) dx dy \end{cases}. \quad (2.2)$$

Si $m = 1$ alors le vecteur $\vec{r}^{CM} \equiv (\langle x \rangle, \langle y \rangle)$ représente le centre de masse du faisceau dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Si $m=2$, les racines carrées des quantités $\Delta x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ et $\Delta y^2 = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2$ représentent les diamètres du faisceau le long des axes x et y respectivement.

La solution pour le moment d'ordre 2 est donnée par :

$$R^2(z) = R_0^2 + \alpha z + \gamma z^2, \quad (2.3)$$

où $\alpha = (\partial R^2 / \partial z)_0$ et $\gamma = H / P_{in}$, avec P_{in} qui représente la puissance initiale de l'impulsion et H le Hamiltonien du système [11]. Si le centre de masse du faisceau laser ne change pas de direction pendant la propagation, alors la quantité $R^2 \equiv \langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$, décrite par l'équation (2.3), représente le rayon moyen du faisceau. Pour un faisceau parallèle ($\alpha = 0$), en coordonnées cylindriques et en supposant une symétrie axiale autour de l'axe de propagation on peut écrire le Hamiltonien de façon suivante :

$$H = \frac{2\pi\beta n_0}{k_0^2} \int_0^\infty \left(\frac{\partial A_0}{\partial r} \right)^2 r dr - 2\pi\beta \int_0^\infty n_2 A_0^4 r dr. \quad (2.4)$$

Le premier terme représente la diffraction alors que le deuxième terme représente la non linéarité du troisième ordre (effet Kerr optique).

2.2.1. L'autofocalisation et la puissance de collapse.

Pour expliquer l'autofocalisation et la puissance de collapse, on peut considérer le cas $\alpha = 0$ dans l'équation (2.3), c'est-à-dire le cas d'un faisceau parallèle. Pour un faisceau parallèle l'équation (2.3) devient donc $R^2(z) = R_0^2 + \gamma z^2$. Cette équation représente une parabole, et le coefficient γ est proportionnel à l'Hamiltonien. Comme on peut le voir si $H > 0$ le rayon du faisceau augmente pour toutes valeurs de z ; dans ce cas on dit que la diffraction optique l'emporte sur l'effet Kerr optique et donc le faisceau divergera. Si $H < 0$, au contraire, l'effet Kerr optique l'emporte sur la diffraction ; il y aura alors un point z_c tel que $R^2(z_c) = 0$, on dit que le faisceau s'effondre sur lui-même. On définit la 'puissance critique de collapse' P_{cr} pour un faisceau parallèle, comme la puissance pour laquelle le faisceau collapse à l'infini [11]. Cette valeur de la puissance est trouvée en imposant l'annulation du Hamiltonien : $H = 0$. A partir de l'équation (2.4) on peut démontrer que :

$$H = \gamma_0 P_{in} \left(1 - \frac{P_{in}}{P_{cr}} \right), \quad (2.5)$$

où $P_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2$. Pour un profil spatial gaussien du faisceau, $\xi(r, z=0) = \xi_0 e^{-r^2/w_0^2}$, on aura $\gamma_0 = 2n_0/k_0^2 w_0^2$, avec $w_0^2 = 2R_0^2$. En regardant l'équation (2.5) on déduit que le faisceau collapsera à l'infini quand :

$$P_{in} = P_c = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2}. \quad (2.6)$$

Comme on peut le remarquer la puissance critique est inversement proportionnelle à l'indice non linéaire, et donc sa valeur dépend du milieu Kerr considéré. En particulier la puissance critique sera plus basse dans le milieu à haut indice non linéaire.

Le point de collapse z_c est aussi appelé foyer non linéaire et noté z_{nl} , et dans le cas d'un faisceau collimaté sa position en fonction de la puissance initiale est donnée numériquement par la formule de Marburger [11] valable à 10% près :

$$z_{nl}(P_{in}) = \frac{0.367 z_R}{\sqrt{\left(\sqrt{\frac{P_{in}}{P_{cr}}} - 0.852 \right)^2 - 0.021904}}, \quad (2.7)$$

où $z_R = k_0 w_0^2 / 2$ est la distance de Rayleigh.

2.3. L'auto-modulation de phase.

La solution de l'intégration en z de l'équation (2.1) est donnée formellement par :

$$\xi(x, y, z, t) = \xi_0 e^{\frac{i}{2k_0} \int_0^z \frac{\nabla_{\perp}^2 \xi}{\xi} dz'} e^{i \frac{k_0}{n_0} B(x, y, z, t)}, \quad (3.1)$$

où $\xi_0 = \xi(x, y, z=0, t)$, et la quantité

$$B(x, y, z, t) = \int_0^z n_2 I(x, y, z', t) dz' \quad (3.2)$$

est appelée 'intégrale B' et exprime la phase non linéaire acquise par l'impulsion pendant la propagation dans un milieu d'indice non linéaire n_2 . Puisque $E = (\xi/2)e^{i(k_0 \cdot z - \omega_0 t)}$ on peut calculer la phase totale ϕ du champ électrique, et puisque la fréquence de l'impulsion laser est en général donnée par $\omega = -\partial\phi/\partial t$, à partir de la solution (3.1) on peut calculer :

$$\Delta\omega(z, t) = -\frac{k_0}{n_0} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{1}{2k_0} \int_0^z \frac{\xi \nabla_{\perp}^2 \xi - \dot{\xi} \nabla_{\perp}^2 \xi}{\xi^2} dz', \quad (3.3)$$

où $\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0$ est la variation de fréquence induite par la phase acquise pendant la propagation, et $\dot{\xi}$ exprime la dérivée de l'enveloppe par rapport au temps. En général on peut dire que, pour des impulsions de profil quelconque, même la diffraction toute seule pourrait induire une variation dans le spectre des fréquences de l'impulsion (couplage spatio-temporel), comme on peut le déduire en examinant l'intégrale dans l'équation (3.3). Toutefois il y a toute une classe de fonctions dont le profil spatial et le profil temporel sont découplés, pour lesquelles l'intégrale dans (3.3) est identiquement nulle. On écrit ce type de fonctions comme suit : $\xi(x, y, z, t) = \xi_s(x, y, z) \xi_T(t)$, ou $I(x, y, z, t) = I_s(x, y, z) I_T(t)$ en intensité. En substituant dans (3.3) on obtient :

$$\Delta\omega(z, t) = -\frac{k_0}{n_0} n_2 \frac{\partial I_T}{\partial t} \int_0^z I_s dz'. \quad (3.4)$$

L'équation (3.4) décrit une modulation de la fréquence du spectre de l'impulsion, cette modulation est proportionnelle à la dérivée du profil temporel en intensité de l'impulsion. Ce phénomène est appelé 'auto-modulation de phase', et est représenté figure 2.1 pour une impulsion dont le profil temporel est gaussien : $I_T(t) \propto e^{-t^2/\tau^2}$. Le spectre de l'impulsion devient plus riche en fréquences vers le rouge (coté Stokes dans le front avant de l'impulsion) et vers le bleu (coté anti-Stokes dans le front arrière de l'impulsion) et donc le spectre s'élargit. Au vu de (3.4) on remarque que à cause du coefficient multiplicatif $\int I_s dz'$, l'auto-modulation de phase dépendra aussi de z , en particulier, à cause de l'auto-focalisation, ce phénomène sera plus fort près du point de collapse.

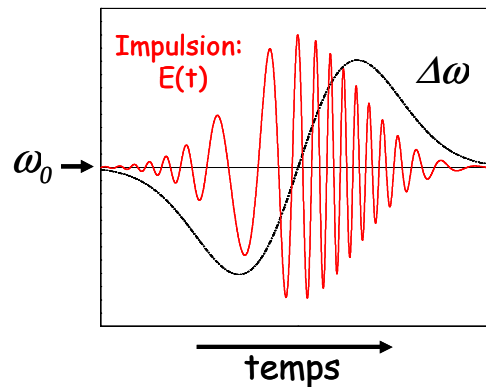


Figure 2.1. En rouge (ligne continue) est représenté le champ électrique réel E de l'impulsion laser et en noir (en traitillé) la variation de la fréquence instantanée en un point z fixe donnée par (3.4).

2.4. L'ionisation du milieu et la formation d'un plasma.

Dans le sous paragraphe 2.2.1 on a étudié comment l'effet Kerr optique entraîne l'auto-focalisation du faisceau laser. Même un faisceau qui initialement est collimaté sera amené par des effets non linéaires du troisième ordre à collapser en un point de son axe de propagation si sa puissance est suffisante. Cela implique qu'en ce point l'intensité de l'impulsion devient infinie, en faisant apparaître une singularité dans la solution déduite du modèle de base. En réalité un collapse du faisceau n'est pas possible parce que pour une intensité suffisamment élevée des mécanismes de saturation auront lieu, qui empêcheront l'apparition de la singularité. L'un des plus connus de ces mécanismes saturants est l'ionisation du milieu, qui implique la formation d'un plasma. La formation du plasma va changer complètement le scénario dans lequel la propagation se déroule. En particulier en agissant dans le sens opposé par rapport à l'effet Kerr, ce plasma tend à défocaliser le faisceau laser.

Avant le collapse du faisceau laser le milieu est donc ionisé avec l'apparition d'une densité de charge électronique ρ dont l'évolution dans le temps est décrite par l'équation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(I)(\rho_a - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho I - b\rho^2, \quad (4.1)$$

où $W(I)$ est un taux d'ionisation et dépend, en général de façon compliquée, de l'intensité de l'impulsion. Le deuxième terme à droite décrit l'ionisation par avalanche électronique [12], où σ est la section transversale d'absorption par Bremsstrahlung inverse [13] et U_i est l'énergie potentielle d'ionisation, et dépend du milieu considéré. Le troisième terme à droite tient compte de la recombinaison des électrons sur les ions.

2.4.1. L'ionisation multi-photonique.

Quand une impulsion laser quasi-monochromatique de fréquence centrale ω_0 et de faible intensité traverse un milieu dont l'énergie potentielle d'ionisation est égale à U_i , si l'énergie $\hbar\omega_0$ de chaque photon est telle que $\hbar\omega_0 < U_i$, un photon n'aura pas l'énergie suffisante pour libérer un électron dans le continuum (bande de conduction pour les solides), l'impulsion se propagera donc non perturbée et le milieu restera transparent à la fréquence ω_0 . Aux hautes intensités la situation change complètement. Pour des impulsions

suffisamment intenses la probabilité pour que, sur plusieurs cycles d'oscillations du champ laser, un nombre $N \geq U_i/\hbar\omega_0$ de photons soient simultanément absorbés pour permettre la promotion d'un électron dans le continuum, croit avec l'intensité de l'impulsion. Cette probabilité augmente donc pendant la propagation auto-focalisée du faisceau laser, jusqu'à atteindre des valeurs d'autant moins négligeables qu'on se rapproche du foyer non linéaire. Dans le cas d'ionisation multi-photonique le taux d'ionisation dans l'équation (4.1) est donné par :

$$\begin{cases} W(I) = \sigma_K I^K \\ \text{avec } K = \text{mod}\left(\frac{U_i}{\hbar\omega_0} + 1\right), \end{cases} \quad (4.2)$$

où σ_K est la section transversale d'absorption multi-photonique et K est le nombre minimum de photons nécessaires pour la promotion d'un électron dans le continuum, tout en franchissant la barrière de potentiel U_i . A titre d'exemple, dans l'azote $K=11$ à $\lambda = 800\text{nm}$. Le mécanisme d'ionisation multi-photonique est schématisé figure 2.2a.

2.4.2. L'ionisation par effet tunnel.

Un électron lié, dans un milieu diélectrique, vit dans un trou d'énergie potentielle U_i généré par l'atome, qui l'empêche de s'échapper. Dans des conditions normales la probabilité que cet électron puisse abandonner l'atome en franchissant la barrière de potentiel par effet tunnel est vraiment très basse. En présence d'un champ laser E l'électron sera aussi sujet à une énergie potentielle additionnelle donnée par $U_l = -eEx = -e\sqrt{I/\beta}x$, où x est une variable spatiale, et donc l'énergie potentielle totale ressentie par l'électron en présence d'une impulsion laser sera donnée par :

$$U_T = U_i - e\sqrt{I/\beta}x. \quad (4.3)$$

La barrière d'énergie potentielle de l'atome sera donc spatialement déformée, le champ laser a pour effet d'abaisser la barrière d'un côté en augmentant la probabilité que l'atome puisse s'échapper par effet tunnel. La déformation spatiale de la barrière dépend de l'intensité de l'impulsion : plus cette intensité sera élevée plus la barrière sera déformée et donc plus la probabilité d'effet tunnel augmentera. La situation est représentée figure 2.2b.

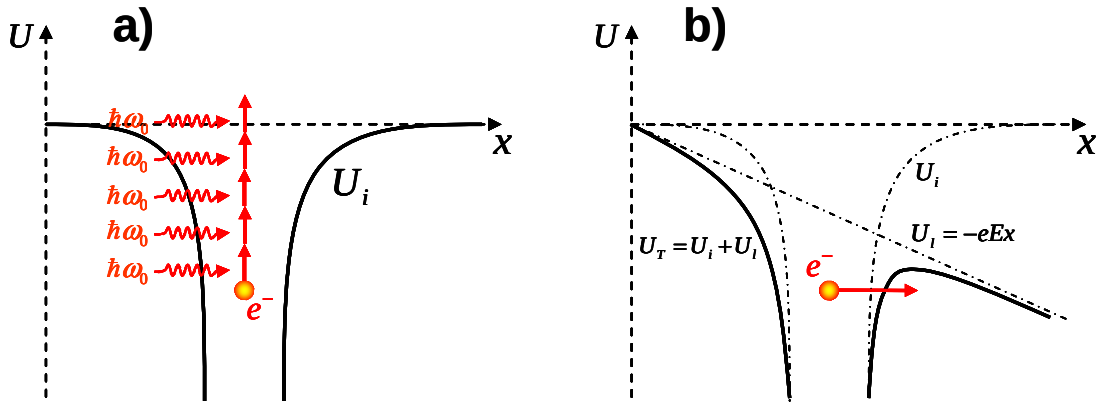


Figure 2.2. a) Schématisation du processus d'ionisation par absorption multi-photonique. b) Schématisation du processus d'ionisation par effet tunnel. Pour une discussion détaillée de ces deux processus voir dans le texte.

2.4.3. La formulation générale de Keldysh.

Les régimes d'ionisation multi-photonique et d'ionisation par effet tunnel sont valables dans des intervalles d'intensités différentes. Le régime multi-photonique est valable quand le champ laser n'est pas encore assez fort pour déformer sensiblement la barrière d'énergie potentielle générée par l'atome, mais la probabilité d'absorption simultanée de plusieurs photons, sur plusieurs cycles d'oscillation du champ laser, pour la libération d'un électron, n'est pas négligeable. Cela arrive déjà à des intensités de l'ordre de $10^{12} - 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Pour le régime tunnel le champ laser doit être comparable au champ atomique et donc l'intensité sera plus élevée.

Une formulation générale pour le taux d'ionisation par champ optique linéairement polarisé, qui englobe les deux régimes, a été donnée par Keldysh [14] en 1965 et reprise et développée par Perelomov et al. [15] en 1966. Toute la formulation est basée sur un paramètre d'expansion appelé 'paramètre de Keldysh', défini par :

$$\gamma = \sqrt{\frac{U_i}{2\eta_l}}, \quad (4.4)$$

où η_l est l'énergie moyenne d'oscillation de l'électron libre dans le champ laser. Pour un champ oscillant $E(t) = \sqrt{I_0/\beta} \cos(\omega_0 t)$ cette énergie est donnée par $\eta_l = e^2 I_0 / 4\beta m \omega_0^2$. Le régime multi-photonique (4.2) est retrouvé à la limite pour $\gamma \gg 1$, alors que pour $\gamma \ll 1$ on retrouve le régime tunnel. La transition entre les deux régimes est attendue pour des intensités

telles que $\gamma \approx 1$. Pour un atome hydrogénoïde l'énergie potentielle peut être estimée en écrivant $U_i \approx Ze^2/4\pi\epsilon_0 a_0$, où a_0 est le rayon de Bohr et Z le nombre de charges dans le noyau, donc en posant $U_i \approx 2\eta_i$ on trouve que la transition entre régime multi-photonique et tunnel se fait autour de l'intensité crête :

$$I_0 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\beta Z m}{\pi \epsilon_0 a_0} \right) \omega_0^2. \quad (4.5)$$

Pour $Z = 1$ (hydrogène) on estime donc que l'intensité est de l'ordre de $I_0 \approx 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Un autre exemple est donné par l'atome d'azote, son énergie d'ionisation est donnée dans la littérature par $U_i = 15.6 \text{ eV} = 2.5 \times 10^{-18} \text{ J}$, ce qui donne une intensité de transition entre les effets multi-photonique et tunnel de $I_0 \approx 1.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Cette estimation est assez bonne si on la compare au calcul complet qui se base sur le modèle de Keldysh [14].

2.5. Le terme de courant dans la ESNL.

Soit $E(t) = \xi(t)e^{-i\omega_0 t}$ le champ électrique de l'impulsion laser, en utilisant le modèle de Drude [12] pour l'électron en présence de collisions, on peut facilement calculer la vitesse de l'électron sous la forme $u(t) = v(t)e^{-i\omega_0 t}$ en supposant que la variation temporelle de l'enveloppe $\xi(t)$ et donc de $v(t)$ est lente par rapport à la période d'oscillation du champ de l'impulsion, cette période étant donnée par $T_0 = 2\pi/\omega_0$. En supposant encore que la variation dans le temps de la densité de charge électronique $\rho(t)$ soit lente par rapport à la période du champ, en utilisant l'équation $J(t) = -e\rho(t)u(t)$ on pourra calculer la densité de courant :

$$J(t) = -i \frac{e^2}{m} \frac{\omega_0 - i\omega_c}{\omega_0^2} \rho(t) \xi(t) e^{-i\omega_0 t}. \quad (5.1)$$

En dérivant (5.1) par rapport au temps on peut donc calculer le terme de courant dans la ESNL (1.5). On aura :

$$i\mu_0 \omega_0 T_2 j(t) = 2ik_0 \sigma (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho(t) \xi(t), \quad (5.2)$$

où $\sigma = \omega_p^2 \omega_c / \rho n_0 c \omega_0^2 = \omega_c / n_0 c \rho_{cr}$ est la section d'absorption par Brehmsstrahlung inverse et $\rho_{cr} = \epsilon_0 m \omega_0^2 / e^2$ la densité critique du plasma, $\omega_c = \tau_c^{-1}$ est la fréquence de collision. L'évolution de la densité de charge électronique $\rho(t)$ est décrite par l'équation (4.1).

2.6. Le modèle complet et la filamentation.

La création de charges et d'un courant de conduction par ionisation implique un transfert d'énergie du champ électrique de l'impulsion laser au milieu. Ce transfert d'énergie est le travail fait par l'impulsion pour permettre aux électrons de franchir la barrière d'énergie potentielle U_i . Du point de vue de l'impulsion cela signifie donc une dissipation d'énergie. Le taux d'ionisation $W(I)$ par le champ optique représente la probabilité d'ionisation par unité de temps. Alors l'énergie U_i qui est dissipée par unité de temps pour amener les électrons contenus dans l'unité de volume (ρ) à franchir la barrière U_i sera donnée par :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} = (\rho_a - \rho)W(I)U_i, \quad (6.1)$$

où on a utilisé l'équation (4.1) sans tenir compte de l'ionisation par avalanche électronique. Cette supposition est raisonnable en présence d'impulsions courtes. L'équation (6.1) est écrite pour une seule espèce atomique ionisée, la généralisation à plusieurs espèces est immédiate.

Il faut donc tenir compte de cette dissipation d'énergie et ajouter un terme additionnel dans la ESNL qui justifie la création de charges électriques par ionisation du milieu. Pour ce faire on utilise ici des considérations d'analyse dimensionnelle. La dissipation de l'énergie U de l'impulsion au cours de sa propagation sur l'axe z peut être décrite par une équation de type $dU/dz = -L^{-1}U$ où L^{-1} est un coefficient de dissipation ayant les dimensions de l'inverse d'une longueur. On peut construire ce coefficient de dissipation comme le rapport entre l'énergie dissipée par unité de volume et de temps et l'énergie initiale à disposition par unité de surface et de temps. En utilisant l'équation (6.1) on peut donc calculer ce coefficient comme étant donné par $L^{-1} \equiv (\rho_a - \rho)W(I)U_i/I$. On peut définir une longueur caractéristique de dissipation par ionisation comme la distance sur laquelle l'intensité diminue d'un facteur $1/\Gamma$ avec $\Gamma > 1$. On calcule cette longueur caractéristique comme :

$$L = \frac{I \ln \Gamma}{(\rho_a - \rho)W(I)U_i}, \quad (6.2)$$

définition qui dépendra naturellement du choix qu'on fait de Γ . Grâce à la définition (6.2) on peut maintenant définir un opérateur L_i^{-1} , qui aura les dimensions de l'inverse d'une longueur et opérera sur ξ de façon à respecter les dimensions dans la ESNL:

$$L_I^{-1}\xi \equiv \frac{W(I)U_i}{\ln\Gamma}(\rho_a - \rho)\xi. \quad (6.3)$$

En effet on remarque que le terme $2ik_0 L_I^{-1}\xi$ aura les mêmes dimensions que le premier terme de la ESNL, $2ik_0(\partial/\partial z)/T_I\xi$, et donc les mêmes dimensions que les autres termes. En ajoutant dans l'équation (1.5) le terme (6.3) pour l'absorption due à l'ionisation du milieu, le terme de courant (5.2), et en utilisant (1.10) on peut finalement écrire l'Equation de Schrödinger Non Linéaire dans sa forme complète :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}T_I\xi = & \frac{i}{2k_0}\nabla_{\perp}^2\xi - i\frac{k_0''}{2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\xi - \frac{i}{2k_0}D\left(i\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\xi \\ & + i\frac{k_0}{n_0}T_2^2n_2\left((1-\alpha)I(t) + \alpha\int_{-\infty}^t R(t-t')I(t')dt'\right)\xi. \\ & - \frac{k_0}{n_0^2}\left(\frac{1+i\omega_0\tau_c}{\omega_0\tau_c}\right)\frac{\rho}{\rho_{cr}}\xi - \frac{W(I)U_i}{\ln\Gamma}(\rho_a - \rho)\xi \end{aligned} \quad (6.4)$$

Pour fermer cette équation on utilise l'équation (4.1) qui décrit l'évolution temporelle de la densité de charge électronique. La réponse retardée dans l'effet Kerr-Raman est donnée par la formule (1.9).

2.6.1. La filamentation.

Maintenant le scénario dans lequel la propagation non linéaire d'une impulsion femtoseconde se déroule est complet. L'équation (6.4) montre que la variation de l'enveloppe du champ de l'impulsion laser selon z (1^{er} membre) est influencée par la diffraction (1^{er} terme de droite), la dispersion temporelle des fréquences à tous les ordres (2^{ème} et 3^{ème} termes de droite), l'effet Kerr optique instantané et retardé (4^{ème} terme de droite), l'effet du plasma sur la propagation, notamment l'absorption par Bremsstrahlung inverse (partie réelle du 5^{ème} terme de droite) et la diffraction de l'impulsion due au plasma (partie imaginaire du 5^{ème} terme de droite), des pertes d'énergie dues à l'ionisation par champ optique (6^{ème} terme de droite). Même si le modèle prend en compte les éventuelles variations rapides de l'enveloppe à travers les opérateurs temporels T_I et T_2 , l'équation (6.4) reste une équation paraxiale, c'est-à-dire unidirectionnelle. Il est en effet facile de démontrer que en négligeant les termes en $\partial^2\xi/\partial z^2$ on ne prend pas en compte les ondes se propageant vers les z négatifs, donc on ne décrit pas avec cette équation les éventuelles parties de l'onde qui sont réfléchies ou rétrodiffusées au cours de la propagation.

La filamentation, ou auto-canalisation, d'un faisceau laser est un phénomène assez spectaculaire dans lequel le faisceau, une fois auto-focalisé, continue à se propager sous la forme d'un canal de lumière de haute intensité bien au delà de la distance de Rayleigh. A cause de la haute intensité à l'intérieur de ce canal de lumière un plasma est formé, et soit la densité de charge, soit l'intensité du faisceau ne peuvent dépasser une valeur maximale pendant cette propagation autoguidée : on dit que ces quantités sont figées. Le produit de la filamentation, c'est-à-dire ce canal de lumière autoguidée avec un plasma à l'intérieur, est appelé 'filament'. Il faut toutefois préciser que le fait de voir le filament comme un canal de lumière n'est pas vraiment correct. L'impulsion de 100 femtosecondes d'un faisceau laser de 5 mm de diamètre, par exemple, peut être en fait vu comme un disque de lumière de 30 μm d'épaisseur et 5 mm de diamètre qui se propage dans le milieu à la vitesse de la lumière (ou presque). Comme on va le voir par la suite un filament possède un diamètre de 100 μm environ, donc l'impulsion autoguidée doit être vue comme une petite bulle (ellipsoïde) de lumière qui se déplace à la vitesse de la lumière et qui en moyenne ne change pas de diamètre et d'intensité pendant sa propagation. Le long de sa traînée, l'impulsion autoguidée laisse un canal de plasma qui se recombine en quelques nanosecondes (voir schéma figure 2.3).

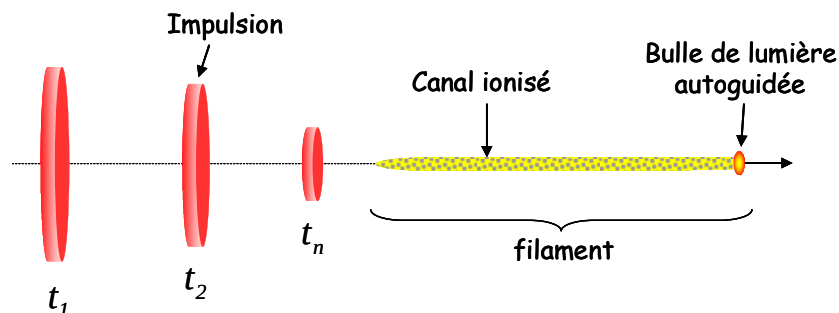


Figure 2.3. Schématisation 'dynamique' du processus de filamentation. Les cylindres rouges schématisent la forme de l'impulsion dans un point donné le long de l'axe de propagation à un instant donné. La bulle de lumière représente l'impulsion autoguidée suite au processus de filamentation, dans un point et à un instant donné.

Selon le modèle d'autoguidage [16] le mécanisme de base pour la filamentation serait une sorte de compétition dynamique entre principalement trois effets : l'effet Kerr, la diffraction par le plasma, la diffraction optique. Pour expliquer ce mécanisme on prend en compte un modèle simplifié qui tient compte seulement de ces trois effets : approximation de l'enveloppe lentement variable, réponse instantanée du milieu ionisé, absorption multiphotonique. On aura donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \xi + i \frac{k_0}{n_0} n_2 I \xi - i \frac{k_0}{n_0^2} \frac{\rho}{\rho_{cr}} \xi \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma_K I^K (\rho_a - \rho) \end{cases} \quad (6.5)$$

On considère la première des équations (6.5). En faisant une transformation de Fourier dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation on trouve l'équation :

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} = i \frac{k_0}{n_0} \left(n_2 I - \frac{n_0}{2} \frac{k_{\perp}^2}{k_0^2} - \frac{\rho}{n_0 \rho_{cr}} \right) \xi. \quad (6.6)$$

On peut estimer le rapport entre $k_{\perp}$ et k_0 dans (6.6) en utilisant des considérations géométriques. En effet si on considère que l'angle solide de diffraction est donné par la formule $\Omega_d = 1.22 \lambda_0 / n_0 w_f$ on peut écrire que $2\pi k_{\perp} / k_0 = 1.22 \lambda_0 / n_0 w_f$, où la quantité w_f est la largeur du faisceau en auto-focalisation et donc dépendra de l'intensité. La densité électronique dépend aussi de l'intensité du faisceau. On peut donc dire que la quantité entre parenthèses dans l'équation (6.6) est un coefficient qui est une fonction de l'intensité, $f(w(I), \rho(I), I)$. A cause de l'auto-focalisation il y aura un point sur l'axe de propagation où on pourra trouver trois valeurs $(w(I), \rho(I), I)$ telles que à un instant donné $f = 0$. Ce point sur l'axe sera un point où la dérivée de l'enveloppe par rapport à z change de signe, c'est-à-dire un point de minimum pour l'enveloppe, qu'on peut faire coïncider avec le point de collapse après auto-focalisation. Poser $f = 0$ est équivalent à écrire [17]:

$$n_2 I = \frac{\rho(I)}{n_0 \rho_{cr}} + \frac{(1.22 \lambda_0)^2}{8\pi^2 n_0 w_f^2(I)}. \quad (6.7)$$

Cette relation représente un équilibre local dans l'espace et le temps. En ce point le col du faisceau sera lié à l'intensité et pour une impulsion gaussienne on peut écrire $w_f(I) = \sqrt{2P_{cr}/\pi I}$. A partir de la deuxième des équations (6.5) on peut estimer la densité électronique générée par ionisation multi-photonique par $\rho(I) \approx \sigma_K I^K \rho_a \Delta\tau$ où $\Delta\tau$ représente la durée de l'impulsion laser. En substituant dans l'équation (6.7) on pourra estimer l'intensité en ce premier point d'équilibre, et donc la densité électronique et la largeur du faisceau. On trouve :

$$\begin{cases} I \approx \left(\frac{0.8n_0n_2\rho_{cr}}{\sigma_K\Delta\tau\rho_a} \right)^{1/(K-1)} \\ \rho(I) \approx \left[\frac{(0.8n_0n_2\rho_{cr})^K}{\sigma_K\Delta\tau\rho_a} \right]^{1/(K-1)} \\ w_f(I) \approx \left(\frac{2P_{cr}}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma_K\Delta\tau\rho_a}{0.8n_0n_2\rho_{cr}} \right)^{1/2(K-1)} \end{cases} . \quad (6.8)$$

Pour donner un exemple, dans le cas du Xénon on a $K = 8$, $\sigma_{11}^{Xe} = 2.4 \times 10^{-96} W^{-8} cm^{16} s^{-1}$, et $n_2 \approx 1.1 \times 10^{-18} cm^2 W^{-1}$, ce qui donne les estimations suivantes : $I \approx 1.6 \times 10^{13} W/cm^2$, $\rho \approx 1.3 \times 10^{16} cm^{-3}$ et $w_f \approx 60 \mu m$.

Dans le premier point d'équilibre les estimations (6.8) sont vérifiées par définition. Après le faisceau est diffracté substantiellement par le plasma (la dérivée de l'enveloppe change de signe). Or l'énergie que l'impulsion perd par unité de longueur dans le processus d'ionisation multi-photonique peut être estimée en utilisant (6.1). Pour un pic d'intensité de $3.8 \times 10^{13} W/cm^2$ dans l'Azote l'énergie perdue par centimètre est de l'ordre de $4 \mu J$. Dans l'Argon et dans le Xénon l'énergie dissipée par centimètre est de l'ordre de $4 \mu J$ et $3 \mu J$ respectivement. Si l'énergie qui reste après le premier point de collapse est telle que la puissance est encore supérieure à la puissance critique d'auto-focalisation le faisceau se re-focalisera par effet Kerr jusqu'à atteindre à nouveau une intensité telle qu'un nouveau équilibre dynamique comme le précédent puisse s'amorcer en un deuxième point plus loin sur l'axe. Le faisceau expérimentera donc différents cycles d'auto-focalisation et de dé-focalisation jusqu'à ce que les pertes d'énergie soient devenues si importantes qu'elles abaissent la puissance en dessous de la puissance critique d'auto-focalisation, alors le filament sera diffracté définitivement et ne convergera plus. Un schéma de ce processus est montré sur la figure 2.4.

On voit bien que à cause des pertes d'énergie la puissance qui est requise pour la filamentation est plus grande que la puissance critique d'auto-focalisation. Si la puissance initiale est plus grande que la puissance critique d'auto-focalisation, seulement une partie de l'énergie de l'impulsion sera auto-focalisée et ensuite autoguidée, le reste se propagera linéairement dans le milieu en formant un bain d'énergie (réservoir) autour de l'impulsion autoguidée (filament). Ce réservoir sert à alimenter le filament pendant la propagation en équilibrant les pertes d'énergie par ionisation (schéma en figure 2.4).

Bien que le modèle de l'autoguidage puisse expliquer les mécanismes fondamentaux de la filamentation comme par exemple sa formation et les cycles de re-focalisation, il faut toutefois bien remarquer que tous les termes de l'Equation de Schrödinger Non Linéaire jouent un rôle important dans ce phénomène. Le filament est un objet très non linéaire, qu'il faut étudier cas par cas, et notamment avec l'aide de simulations numériques. Pour une revue générale sur la filamentation voir référence [18]

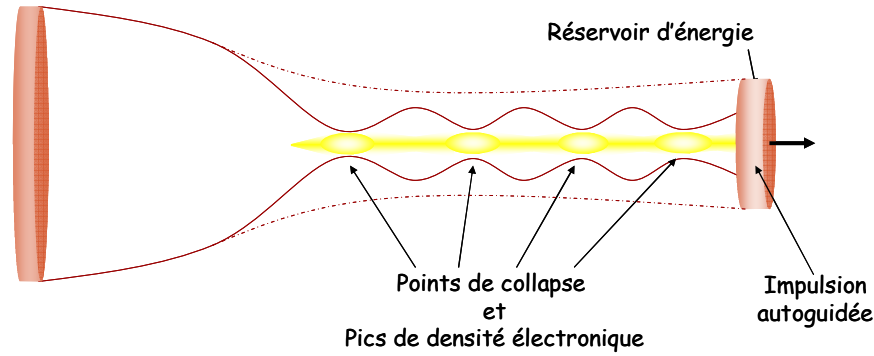


Figure 2.4. Schématisation des différents cycles de refocalisation et productions des pics de densité électronique dans le coeur du filament, après l'auto-focalisation du faisceau.

2.7. Le code numérique de simulation en bref.

A la différence de l'équation (2.1), La ESNL complète, écrite en (6.4), ne possède pas de solutions analytiques pour les moments d'ordre 1 et 2. Il faut donc recourir à des techniques numériques pour pouvoir résoudre l'équation.

Le code de simulation complet développé par Arnaud Couairon [5] permet de résoudre l'équation (6.4) dans un schéma 2D+1 $((r, z) + t)$ en symétrie axiale autour de l'axe de propagation, ou 3D+1 $((r, \theta, z) + t)$ dans un cas plus général où la symétrie de rotation est brisée. Il est basé sur une décomposition spectrale dans le temps et un schéma de Crank-Nicholson pour la partie spatiale, appliqué à chaque composante spectrale. Après une transformation de Fourier dans le temps la ESNL est écrite sous la forme :

$$\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial z} = L_{\omega} \tilde{\xi} + N_{\omega}(|\tilde{\xi}|^2) \tilde{\xi}, \quad (7.1)$$

où

$$L_{\omega} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{k_0'' \omega^2}{2} - \frac{i}{2k_0} \tilde{D}(\omega) \quad (7.2)$$

est l'opérateur linéaire qui tient compte de la diffraction et de la dispersion temporelle du milieu, et

$$N_\omega = N_\omega^{Kerr} + N_\omega^{Plasma} + N_\omega^{Ionisation} \quad (7.3)$$

est la transformée de Fourier de l'opérateur qui décrit tous les effets non linéaires dans l'équation (6.4) et notamment l'effet Kerr, le plasma et l'ionisation par champ optique. Selon le schéma de Crank-Nicholson on peut écrire l'équation (7.1) sous la forme :

$$\frac{\tilde{\xi}_{m+1} - \tilde{\xi}_m}{\Delta z} = \frac{1}{2} (L_\omega \tilde{\xi}_{m+1} + L_\omega \tilde{\xi}_m) + \frac{3}{2} N_\omega(|\xi_m|^2) \tilde{\xi}_m - \frac{1}{2} N_\omega(|\xi_{m-1}|^2) \tilde{\xi}_{m-1} . \quad (7.4)$$

La substitution $N_\omega(|\xi_m|^2) \tilde{\xi}_m \rightarrow (3/2) N_\omega(|\xi_m|^2) \tilde{\xi}_m - (1/2) N_\omega(|\xi_{m-1}|^2) \tilde{\xi}_{m-1}$ suit un schéma de Dufort-Frankel pour le traitement des non linéarités ; on introduit une dissymétrie pour conserver la précision du second ordre en Δz . Au moyen de l'équation (7.4) on peut donc calculer le champ ξ_{m+1} en connaissant les champs ξ_m et ξ_{m-1} . Pour la discrétisation du champ en r , θ , z et ω , dans le cas plus général 3D+1 [19] la TF temporelle devient une TF bidimensionnelle en temps et en θ . On écrit alors :

$$\begin{cases} \nabla_\perp^2 \tilde{\xi}_m = \frac{1}{\Delta r^2} (\tilde{\xi}_m^{j+1} - 2\tilde{\xi}_m^j + \tilde{\xi}_m^{j-1}) + \frac{1}{r_j \Delta r} (\tilde{\xi}_m^{j+1} - \tilde{\xi}_m^{j-1}) \\ L_{\omega l} = L_\omega - i \frac{l^2}{2k_0 r_j^2} \end{cases} , \quad (7.5)$$

où L_ω est donné par l'équation (7.2), m est l'indice dans la direction z , j l'indice dans la direction r et l est l'indice dans la direction θ .

Pour chaque position (x, y, z) on résoudra l'équation pour l'évolution de la densité électronique de façon semi-analytique en intégrant (4.1) pas à pas dans le temps.

Pendant la propagation les dimensions spatiales de l'impulsion en x et y changent à cause de l'auto-focalisation. Lors d'un calcul la propagation est découpée en plusieurs blocs le long de z . Au début de chaque bloc l'enveloppe ξ est rééchantillonnée en réadaptant les dimensions de la boîte de calcul aux dimensions de l'impulsion. De cette façon les temps de calcul et la mémoire de stockage des données sont réduits. La résolution temporelle est typiquement de l'ordre de 1 fs.

La figure 2.5 montre l'exemple d'une simulation (Couairon, 2006 [20]) faite pour un faisceau de 6mJ d'énergie focalisé avec une lentille de 6m de focale, à la pression atmosphérique. On peut clairement observer les caractéristiques typiques d'un filament : propagation canalisée sur plusieurs mètres, avec des cycles de refocalisation (profil de fluence, partie supérieure de la figure), pic d'intensité de l'impulsion et densité du plasma figés en fonction de la distance de

propagation (partie inférieure de la figure, la courbe continue est l'intensité sur l'axe, la courbe en traits discontinus est la densité électronique).

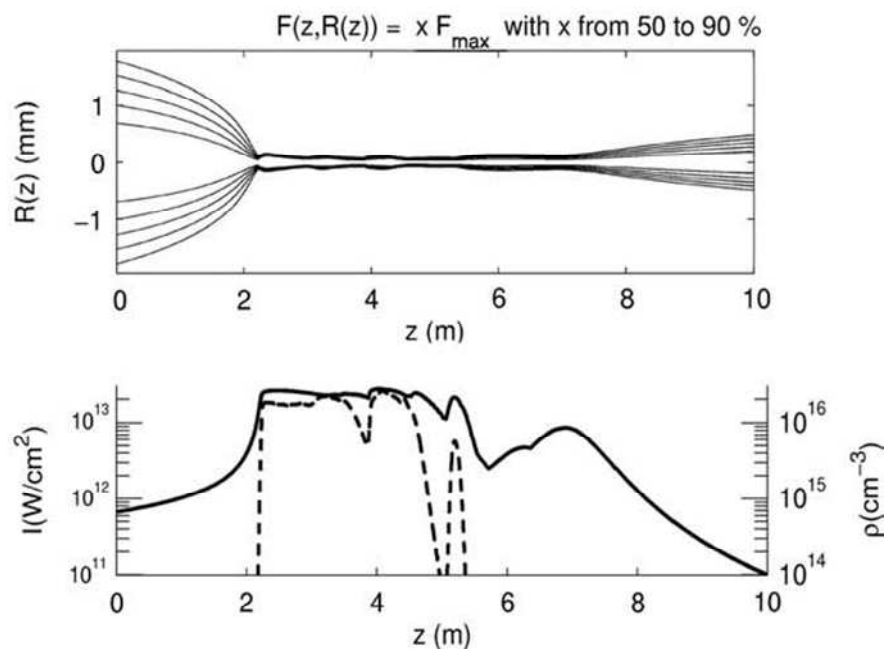


Figure 2.5. Simulation de l'équation de Schrödinger non linéaire, qui montre la propagation typique d'un filament dans l'air à la pression atmosphérique. Pour les détails voir le texte et la référence [20].

Références.

- [1] F. DeMartini, C.H. Townes, T.K. Gustafson, P.L. Kelley, ‘Self-steepening of light pulses,’ *Phys. Rev.* **164**, 312–323 (1967).
- [2] J.E. Rothenberg, ‘Space–time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses,’ *Opt. Lett.* **17** (19), 1340–1342 (1992).
- [3] T. Brabec, F. Krausz, ‘Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime,’ *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282–3285 (1997).
- [4] A.L. Gaeta, ‘Catastrophic collapse of ultrashort pulses,’ *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3582 (2000).
- [5] A. Couairon, S. Tzortzakis, L. Bergé, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, ‘Infrared light filaments: simulations and experiments,’ *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (13), 1117–1131 (2002).
- [6] R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlison, H.A. Haus, ‘Raman response function of silica-core fibers,’ *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (6), 1159–1166 (1989).
- [7] R.H. Stolen, W.J. Tomlison, ‘Effect of the Raman part of the nonlinear refractive index on propagation of ultrashort optical pulses in fibers,’ *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (4), 565–573 (1992).
- [8] J.-F. Ripoche, G. Grillon, B. Prade, M. Franco, E. Nibbering, R. Lange, A. Mysyrowicz, ‘Determination of the time dependence of n_2 in air,’ *Opt. Commun.* **135**, 310–314 (1997).
- [9] R. W. Boyd, ‘Nonlinear Optics,’ 2nd edition, Academic Press, Elsevier Science, San Diego, 2003.
- [10] Y. R. Shen, ‘The principles of nonlinear optics,’ John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [11] J.H. Marburger, ‘Self-focusing: Theory,’ *Prog. Quant. Electr.* **4**, 35–110 (1975).

-
- [12] E. Yablonovitch, N. Bloembergen, ‘Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in transparent media,’ *Phys. Rev. Lett.* **29** (14), 907–910 (1972).
- [13] Y.P. Raizer, ‘Heating of a gas by a powerful light pulse,’ *Sov. Phys. JETP-USSR* **21** (5), 1009 (1965).
- [14] L.V. Keldysh, ‘Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,’ *Sov. Phys. JETP* **20** (5), 1307–1314 (1965).
- [15] A.M. Perelomov, V.S. Popov, M.V. Terent’ev, ‘Ionization of atoms in an alternating electric field,’ *Sov. Phys. JETP* **23** (5), 924–934 (1966).
- [16] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, ‘Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air,’ *Opt. Lett.* **20** (1), 73–75 (1995).
- [17] J. Kasparian, R. Sauerbrey, S.L. Chin, ‘The critical laser intensity of self-guided light filaments in air,’ *Appl. Phys. B* **71**, 877 (2000).
- [18] A. Couairon, A. Mysyrowicz, ‘Femtosecond filamentation in transparent media,’ *Physics Reports* **441** 47-189 (2007).
- [19] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D’Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, ‘Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionisation,’ *Applied Physics B*, **79**, 379-382 (2004)
- [20] A. Couairon, M. Franco, G. Méchain, T. Olivier, B. Prade, A. Mysyrowicz, ‘Femtosecond filamentation in air at low pressures: Part I: Theory and numerical simulations,’ *Opt. Commun.* **259**, 265–273 (2006).

3. Le P-scan : une méthode expérimentale simple pour la caractérisation des différents régimes de propagation d'une impulsion laser focalisée dans les gaz.

3.1. Introduction.

Une impulsion femtoseconde focalisée peut générer des effets non linéaires d'ordre élevé même dans des milieux faiblement non linéaires comme les gaz. Par exemple, le phénomène de l'auto-focalisation, qui a été décrit dans le chapitre II, peut se vérifier très souvent pour des impulsions femtosecondes qui se propagent dans les gaz, même à des énergies relativement basses, de l'ordre de quelques centaines de microjoules. Comme on le sait déjà, l'auto-focalisation est un mécanisme qui joue un rôle fondamental dans la filamentation. La filamentation est un régime très non linéaire de propagation d'une impulsion laser, qui a un grand potentiel d'applications dans différents domaines de l'optique non linéaire et de la physique en général, comme on l'a déjà remarqué dans le chapitre I, et comme on le verra aussi dans la suite. Les champs d'applications vont de la compression des impulsions [1-3], à la génération de radiation THz [4-6], au LIDAR [7] et au déclenchement et guidage de décharges électriques [8].

L'une des premières et plus complètes études sur le phénomène de l'auto-focalisation a été conduite par Marburger en 1975 [9]. Il a montré que, lorsque la puissance de l'impulsion dépasse une certaine valeur de seuil, appelée puissance critique, l'auto-focalisation vainc la diffraction et l'impulsion collapse sur elle-même. En réalité ce collapse catastrophique ne se vérifie jamais à cause de l'amorce de l'ionisation, qui crée un plasma faiblement ionisé qui arrête le collapse du faisceau laser.

La terminologie de puissance critique est beaucoup utilisée dans le contexte de la filamentation. Il faut toutefois remarquer que la puissance critique de Marburger, qu'on notera dans la suite P_{cr} , est déterminée par l'équilibre entre l'auto-focalisation et la diffraction, alors que la filamentation commence lorsque le plasma est assez dense pour arrêter le collapse du faisceau. A cause de l'ionisation du milieu il peut donc arriver que la filamentation, en réalité, s'amorce à une puissance légèrement plus petite que la puissance critique théorique de collapse, cette dernière devient alors seulement une valeur de référence. En réalité la vraie puissance à laquelle la filamentation s'amorce dépendra du milieu dans lequel l'impulsion se

propage, non seulement à travers l'indice non linéaire, n_2 , mais aussi à travers du potentiel d'ionisation. Le profil spatial du faisceau, la dispersion de la vitesse de groupe, et les effets de couplage espace-temps joueront aussi un rôle non négligeable [10, 11].

Il est connu aussi que si la puissance du laser est beaucoup plus grande que la puissance critique, le faisceau entre dans un régime de multi-filamentation. La structure spatiale du faisceau initial et les conditions de focalisation, affectent fortement la formation et l'organisation des filaments [12, 13]. La puissance précise à laquelle la multi-filamentation s'amorce dépendra aussi de la phase spatiale du faisceau. A l'heure actuelle on ne connaît pas une relation précise entre la puissance critique de filamentation et la puissance critique de multi-filamentation (elle changera cas par cas). Pour mieux cerner ce problème, il devient très important de connaître l'écart qu'il y a entre les puissances de filamentation et de multi-filamentation. Dans le cas de la compression des impulsions par filamentation, par exemple, la multi-filamentation limite le maximum d'énergie qui peut être mise dans l'impulsion comprimée. En fait en présence de multi-filamentation, le mode spatial et temporel de l'impulsion à la sortie de la cellule de compression, devient très compliqué et instable. Ce régime doit donc être évité pour avoir une compression stable.

Dans ce chapitre on décrit une méthode expérimentale pour l'évaluation des différents régimes de propagation de l'impulsion dans le gaz. Cette méthode est basée sur un balayage de la puissance initiale de l'impulsion laser et sur la mesure de sa transmission relative à travers une ouverture placée bien au-delà du foyer géométrique de la lentille avec laquelle l'impulsion est focalisée (pour une description détaillée voir ci-après). Grâce à un balayage de la puissance initiale on peut couvrir différents régimes de propagation, qui vont du régime de propagation linéaire jusqu'à la filamentation et à la multi-filamentation. Comme on le verra dans la suite, dans les courbes de transmission obtenues, chaque point où la dérivée par rapport à l'énergie change de signe nous donne une mesure directe des puissances d'amorce de la filamentation et de la multi-filamentation. Puisque la méthode se base sur un balayage de la puissance initiale du laser, on l'appellera 'P-scan'. Pour le développement de la méthode, les mesures et l'analyse des données, j'ai pu compter sur la précieuse collaboration du Dr. Selçuk Aktürk, chercheur post-doctorant dans le groupe d'interaction laser-matière (ILM) au LOA.

3.2. La caractérisation de la propagation non linéaire dans les gaz.

Avant d'aller dans les détails de la méthode, on décrit quelques travaux précédents. La mesure de l'effet d'auto-focalisation et du n_2 , a été beaucoup plus facile dans les solides et dans les liquides, où l'indice non linéaire est beaucoup plus élevé et donc l'auto-focalisation plus importante. L'une des méthodes les plus utilisées pour la mesure de l'indice non linéaire dans les milieux denses est le Z-scan [16]. La méthode Z-scan se base sur un balayage le long de l'axe de propagation du laser, d'un mince échantillon du matériau à caractériser, autour de la région focale du faisceau. A cause de l'auto-focalisation, le déplacement de l'échantillon fait augmenter ou décroître la divergence du faisceau. Alors en mesurant la transmission à travers une petite ouverture placée en champ lointain, on peut mesurer l'indice non linéaire.

En 1989 Shimoji et al. [14] observent directement l'effet de l'auto-focalisation en mesurant le diamètre d'un faisceau très intense, après propagation à travers un gaz très non linéaire. Avec cette méthode ils ont été capables d'extraire la valeur du n_2 . Pour observer des changements significatifs dans le diamètre du faisceau et faire des mesures précises ils ont été obligés d'utiliser un gaz à pression très élevée (~40atm) et une distance de propagation très longue (25m).

Plus récemment, en 2005, Liu et Chin [15] ont présenté une méthode pour l'observation directe du recul du foyer non linéaire [9] pendant l'auto-focalisation de l'impulsion. Ils ont utilisé une CCD intensifiée et ils ont observé la luminescence du plasma formé par l'impulsion focalisée dans le gaz. Lorsque la puissance initiale du laser est faible, la position où la luminescence s'amorce reste constante. Lorsque la puissance initiale du laser atteint la puissance critique de collapse (Marburger) le foyer non linéaire, et donc le point d'amorce de la luminescence, recule vers la position de la lentille de focalisation. En utilisant la formule de transformation des lentilles [9], ils ont été capables d'estimer la puissance critique.

La méthode Z-scan n'est pas applicable dans les gaz, parce que elle est basée sur le balayage d'un mince échantillon. Au lieu d'un balayage spatial de l'échantillon le long de l'axe z, on propose ici le balayage de la puissance initiale de l'impulsion et, comme dans le cas du Z-scan, une mesure de transmission à travers une petite ouverture placée en champ lointain.

3.2.1 Le schéma expérimental.

Le schéma expérimental est montré dans la figure 3.1. Le laser utilisé dans notre expérience est le Thalès Alpha 100 (pour la description des caractéristiques voir Annexe 1). Le diamètre initial du faisceau est 7.5mm, à mi-hauteur. Après l'avoir fait passer à travers une lame demi-onde et un polariseur, le faisceau est focalisé avec une lentille de 2m de focale, dans une cellule, remplie du gaz étudié, et longue de 1.5m. A la sortie de la cellule on utilise un diaphragme avec une ouverture de 0.5mm, placé à 10cm de la fenêtre de sortie de la cellule et centré sur l'axe du faisceau. Une photodiode placée après le diaphragme sert pour la mesure de l'énergie transmise, qui chaque fois est divisée par l'énergie initiale du faisceau. Pour chaque mesure on fait une moyenne sur 500 tirs laser, pour éliminer des effets parasites dus à l'instabilité du pointé du laser.

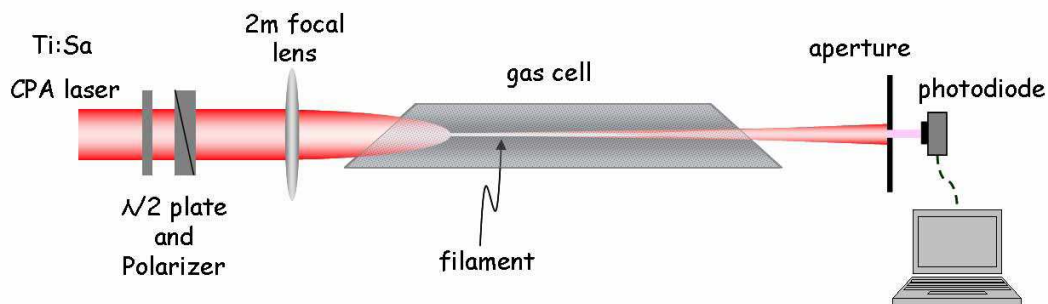


Figure 3.1. Schéma expérimental.

3.3. L'analyse des données obtenues par le P-scan et leur interprétation.

Comme on peut le voir à partir de la figure 3.1, le schéma expérimental est relativement simple. En revanche en faisant un balayage sur un intervalle d'énergie suffisamment grand, on est capable d'extraire beaucoup d'informations sur la propagation dans le gaz. Si on commence avec des énergies suffisamment basses pour éviter la propagation non linéaire, on s'attend à observer une transmission constante. Lorsqu'on augmente graduellement l'énergie, le recul du foyer entre en jeu en premier. Le foyer non linéaire recule vers la lentille de focalisation en causant un faible élargissement spatial de la tache laser sur le diaphragme, ce qui se traduit par une diminution de la transmission relative. Il faut remarquer que ce recul du foyer non linéaire n'est pas dû seulement à l'effet décrit par Marburger : l'apparition d'un plasma très faiblement ionisé, et les pertes d'énergie par ionisation multi-photonique, pourraient jouer aussi un rôle important dans ce régime, comme on le discutera dans la suite.

En augmentant encore l'énergie initiale le faisceau commence à former un filament. Grâce au processus de filamentation le faisceau se propage sur des distances relativement longues avec une taille pratiquement constante, jusqu'au point où la filamentation s'arrête. Dans ce cas la taille du faisceau au niveau du diaphragme en sortie devient relativement plus petite, ce qui augmente l'énergie transmise à travers le diaphragme. En continuant à augmenter l'énergie initiale, la multi-filamentation commence. L'apparition de plusieurs filaments réduit la portion d'énergie dans le centre du faisceau et se traduit par une diminution de la transmission.

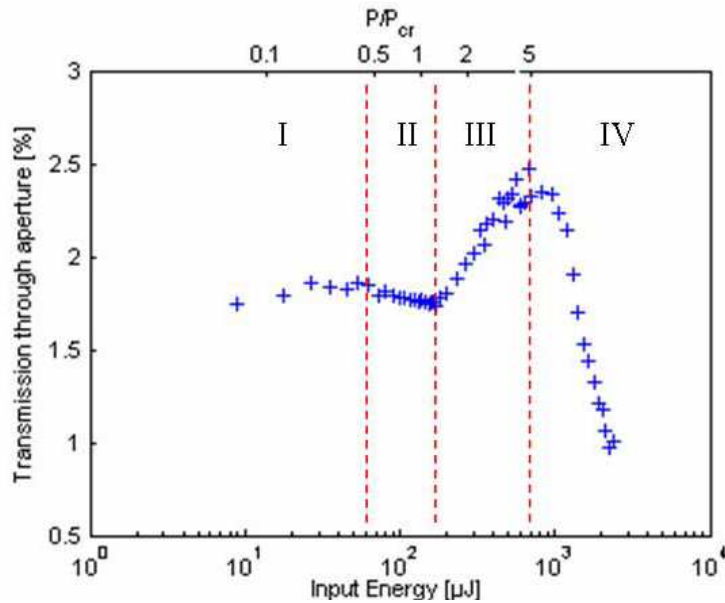


Figure 3.2. Courbe typiquement obtenue de l'analyse des données P-scan. On peut distinguer 4 zones, qui correspondent à 4 régimes différents de propagation : propagation linéaire (zone I), propagation non linéaire pre-filamentée (zone II), filamentation (zone III) et multi-filamentation (zone IV).

La figure 3.2 montre une courbe typique obtenue avec des données expérimentales enregistrées avec la méthode P-scan dans l'air à la pression atmosphérique. Sur l'axe supérieur des x de ce graphique on indique la puissance initiale du laser normalisée avec la puissance critique de collapse de Marburger, P_{cr} . L'énergie initiale correspondante est indiquée sur l'axe inférieur des x, alors que l'axe des y représente le pourcentage d'énergie transmise à travers l'ouverture du diaphragme.

Dans la courbe obtenue on peut distinguer quatre régimes de propagation. En allant d'une puissance basse vers une puissance plus élevée, la région I indique une propagation en régime linéaire. Dans cette région il n'y a pas d'effets non linéaires significatifs, donc la transmission à travers l'ouverture reste constante. Les fluctuations observées sont dues au fait qu'à basse énergie le rapport signal/bruit est plus petit. Cette région est utile parce que elle nous donne

une base pour la calibration de la transmission absolue. Dans la région II on observe une légère diminution de la transmission. Cette diminution pourrait être due à un faible élargissement de la tache laser au niveau du diaphragme, mais aussi à une faible diminution d'énergie due à l'ionisation multi-photonique, ou encore, elle pourrait être due à la somme de ces deux effets. Le premier cas indiquerait que le faisceau est diffracté avant le foyer géométrique de la lentille de focalisation. On peut appeler ce phénomène un recul du foyer mais pas dans le sens de Marburger ; en fait un faible plasma, peut apparaître à cause de l'ionisation du milieu avant la puissance critique de collapse, ce qui peut initier le processus de diffraction avant le foyer géométrique en même temps qu'une absorption multi-photonique et donner, à la sortie de la cellule, une tache plus large et légèrement moins énergétique. En effet comme on peut le constater l'effet de recul du foyer commence à une demi puissance critique de Marburger (P_{cr}) et ne pourrait pas être dû à une simple auto-focalisation du faisceau. Toutefois la puissance n'est pas encore suffisante pour amorcer la filamentation du faisceau laser. La zone III indique là où la filamentation s'amorce. Comme on peut le voir il y a une augmentation significative de la transmission absolue due à l'auto-canalisation du faisceau, qui diminue la taille de la tache laser au niveau du diaphragme. Dans cette région la transmission augmente proportionnellement à l'énergie du laser ; l'explication est une augmentation de la longueur du filament vers la fenêtre de sortie de la cellule, en fonction de l'énergie, ce qui augmente la transmission. Comme on le verra dans la suite, cette explication est confirmée par des simulations numériques. Comme conséquence on peut définir le point de minimum au début de la région III comme le point où la filamentation s'amorce. Les valeurs de la puissance et de l'énergie initiales en ce point sont indiquées dans le tableau 3.1. Enfin, la région IV de la courbe montre une diminution importante de la transmission absolue. Il est bien connu qu'il n'est pas possible de concentrer beaucoup plus qu'une puissance critique dans un seul filament (on verra qu'il y a des exceptions, en fait il est possible d'augmenter l'énergie d'un seul mode de propagation en agissant localement sur le filament (voir chapitres IV et V); c'est pour cette raison que, à très haute puissance, le faisceau se divise en plusieurs filaments où chaque filament transporte environ une puissance critique. Lorsque la multi-filamentation s'amorce, l'énergie au centre du faisceau diminue par rapport au cas d'un seul filament. Pour cette raison on observe sur la courbe une diminution de la transmission. Cette diminution nous dit aussi que lors de la multi-filamentation il n'y a pas de filaments proches du centre du faisceau. Comme on le verra dans la suite l'allure des courbes obtenues dans différents gaz est la même, donc le fait de ne pas avoir de filament au centre du

faisceau lors de la multi-filamentation est un comportement universel. L'application de la méthode P-scan à l'étude approfondie de ce régime multi-filamenté serait très intéressante, mais elle sort des propos de cette thèse.

Les deux points de la courbe P-scan où le signe de la dérivée change, nous aident à évaluer l'énergie initiale (ou la puissance initiale) nécessaire à la formation d'un filament (point de minimum) et l'énergie initiale maximum qu'on peut utiliser dans la création d'un seul filament (point de maximum), tout en évitant la multi-filamentation.

3.4. Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations numériques.

Dans le paragraphe 3.3 on a montré une courbe P-scan typique obtenue dans l'air à la pression atmosphérique ; l'allure de cette courbe nous renseigne sur le comportement de l'impulsion qui se propage dans la cellule pour différentes énergies, et qualitativement s'accorde très bien avec ce qu'on attend. Pour pouvoir extraire des grandeurs quantitatives, on a fait des simulations en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire (voir chapitre II) en utilisant le code mis en place par Arnaud Couairon et décrit à la fin du chapitre II.

3.4.1 Mesures et simulation dans l'air et dans les gaz rares.

On a simulé le pic d'intensité de l'impulsion et la densité du plasma créé par ionisation en fonction de la distance de propagation de l'impulsion. Les simulations sont faites à partir des paramètres utilisés dans l'expérience. Dans la figure 3.3 on montre les pics d'intensité simulés en fonction de la distance de propagation pour deux énergies initiales différentes (la durée de l'impulsion réelle et simulée était de 46fs).

Pour une énergie de 10 μ J la propagation est plutôt linéaire, avec une très faible ionisation observée dans le foyer de la lentille, cette ionisation est ponctuelle avec une densité de pic de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} . L'intensité de pic dans ce cas est de l'ordre de $3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (voir figure 3.3 en haut). La propagation du faisceau dans ce cas est celle typique d'un faisceau gaussien. Par contre, pour une énergie initiale de 250 μ J, on observe une propagation filamentaire typique. Cela est évident en regardant la région où le pic d'intensité est figé à une valeur de $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ sur une longueur de 10cm environ.

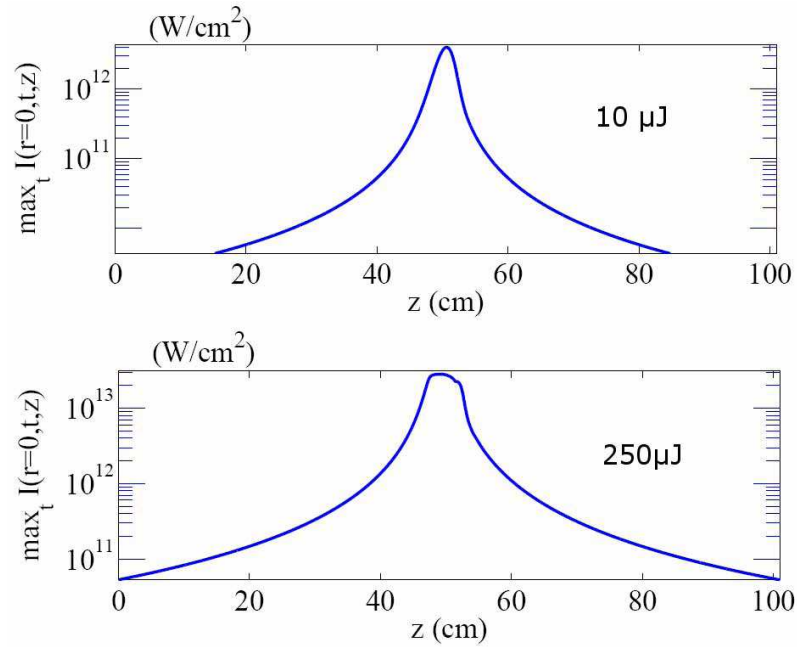


Figure 3.3. Profils d'intensité en fonction de la distance de propagation pour deux énergies différentes, $10 \mu\text{J}$ (en haut) et $250 \mu\text{J}$ (en bas).

Dans le figure 3.4 on a tracé la densité électronique sur l'axe (figure 3.4a) et le rayon du faisceau (demi-largeur à mi-hauteur du profil de fluence, figure 3.4b) pour trois énergies différentes, mais toutes situées dans la zone III (régime filamenté) de la courbe de la figure 3.2. Comme on peut le voir le plasma formé par filamentation s'allonge en fonction de l'énergie mais la densité reste figée. Il s'allonge vers l'arrière (recul du foyer) mais aussi vers l'avant (figure 3.4a). En regardant la figure 3.4b on peut remarquer que le filament devient aussi légèrement plus large. La combinaison de ces deux effets contribue à diminuer la tache du faisceau sur le diaphragme et donc la transmission augmente, en donnant le profil caractéristique que la courbe P-scan possède dans la zone III.

Avec les résultats des simulations on a aussi calculé la transmission en champ lointain à travers l'ouverture, afin de reproduire les résultats expérimentaux. La figure 3.5 montre les données expérimentales pour l'air (les mêmes que dans la figure 3.2) tracées avec les résultats de la simulation (courbe rouge continue). La durée de l'impulsion est toujours de 46fs. Comme on peut le voir il y a un très bon accord entre l'expérience et la simulation, ce qui prouve la validité de la méthode P-scan. Les simulations toutefois ne peuvent pas prendre en compte le cas multi-filamenté, donc les deux courbes ne s'accordent plus lorsque la multi-filamentation commence. Dans ce cas donc les simulations peuvent être considérées valides jusqu'à 0.5 mJ . On peut remarquer aussi un petit décalage des deux courbes, que l'on attribue à

l'effet Kerr retardé dans l'air. La contribution rotationnelle à l'indice non linéaire cause une légère variation de la valeur effective du n_2 avec la durée de l'impulsion [17, 18]. Dans les simulations l'effet Kerr retardé, aussi bien que l'effet Kerr instantané, sont pris en compte ; toutefois l'intensité relative de ces deux contributions peut varier légèrement avec la durée de l'impulsion, en changeant la valeur effective du n_2 .

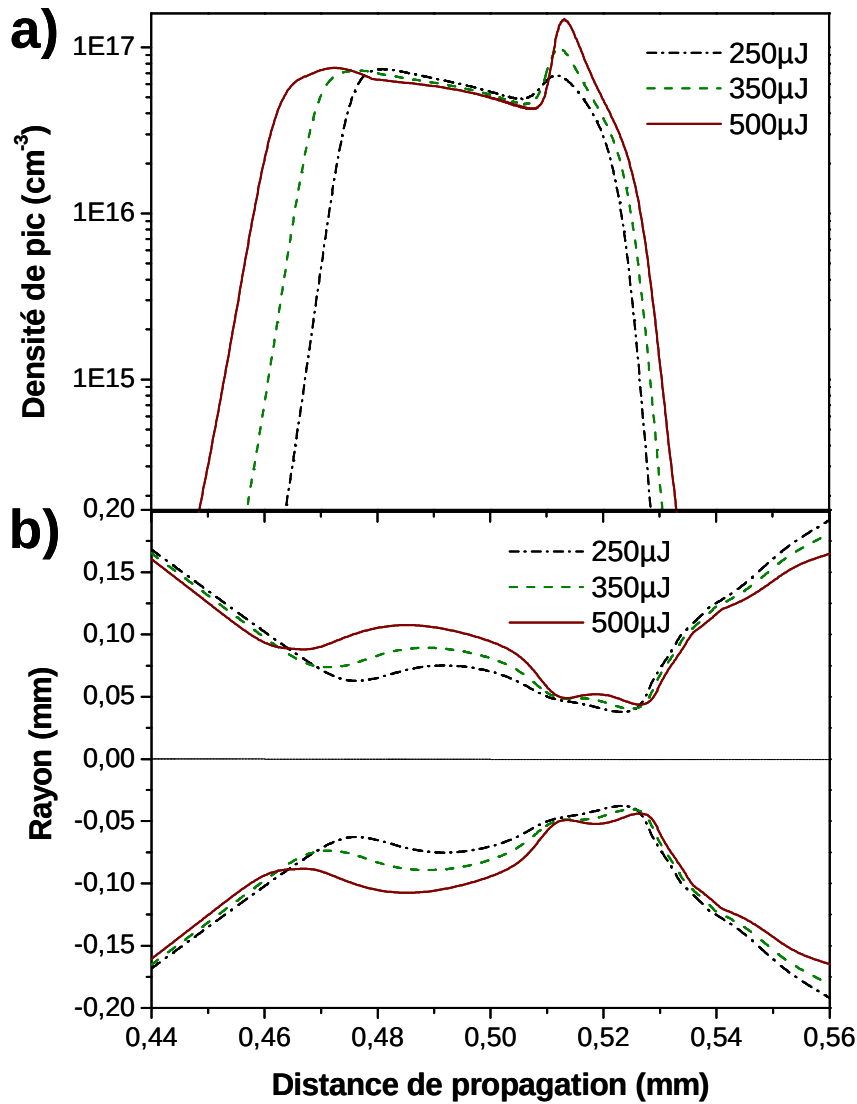


Figure 3.4. a) Profils de densité le long de l'axe du filament pour trois énergies différentes. b) Rayon (demi-largeur à mi-hauteur du profil de fluence) en fonction de la distance de propagation, pour les trois mêmes énergies. Les axes des x des deux figures sont dans la même échelle. Pour la discussion voir le texte.

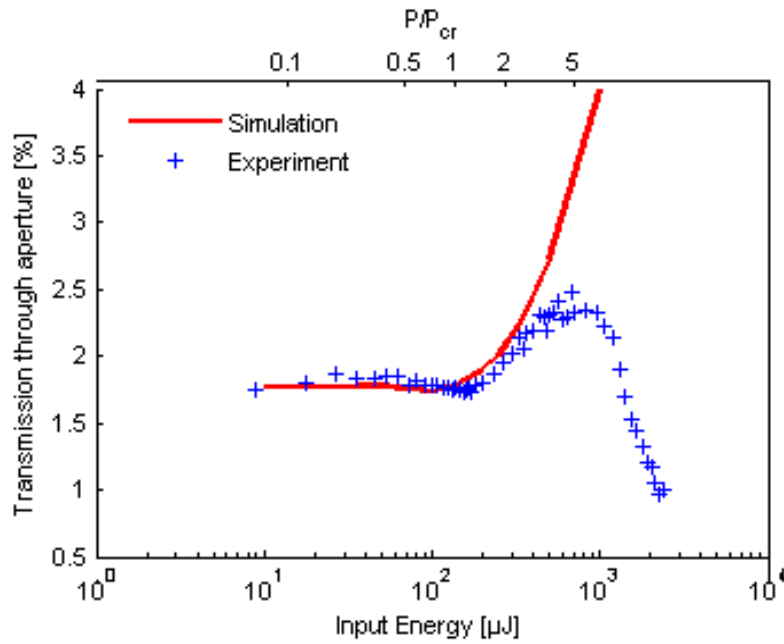


Figure 3.5. Comparaison entre l'expérience et les simulations, pour la courbe P-scan obtenue dans l'air à la pression atmosphérique.

On a effectué plusieurs autres expériences P-scan, par exemple dans les gaz rares (figure 3.6) et en fonction de la durée de l'impulsion (voir figure 3.7). Dans la figure 3.6 sont montrées les courbes obtenues avec les données P-scan enregistrées dans l'Argon (figure 3.6a) et le Xénon (figure 3.6b), à la pression atmosphérique.

Dans tous les cas le comportement de la courbe de transmission est qualitativement le même, mais quantitativement différent. Comme on l'a déjà remarqué auparavant les points du graphique P-scan où la dérivée s'annule (ou change de signe) peuvent être utilisés pour évaluer les énergies ou les puissances initiales nécessaires pour avoir un seul filament et plusieurs filaments. Pour accroître la précision dans l'évaluation des points d'inversion du signe de la dérivée on a fait un fit polynomial de la courbe et calculé la dérivée du polynôme. L'erreur résiduelle sur les valeurs mesurées était typiquement inférieure à 5%. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.1.

Puisque l'Argon est un gaz très utilisé pour la compression des impulsions [1, 19], à partir de l'analyse P-scan on peut voir que l'énergie maximum qu'on peut utiliser dans une expérience de compression, tout en évitant la multi-filamentation, est de l'ordre de 1mJ, à la pression atmosphérique. Ce seuil sera plus bas pour des pressions plus élevées et pour des impulsions plus courtes. Une pression plus basse est nécessaire pour extraire une impulsion avec une énergie plus grande que 1mJ. Comme dernière remarque on voit que le rapport entre les

puissances de filamentation et de multi-filamentation sont significativement différents dans différents gaz. Par exemple, ce rapport est 5 dans l'argon et seulement 2 dans le Xénon. De ce point de vue l'Argon serait mieux indiqué que le Xénon pour des expériences de compression d'impulsions.

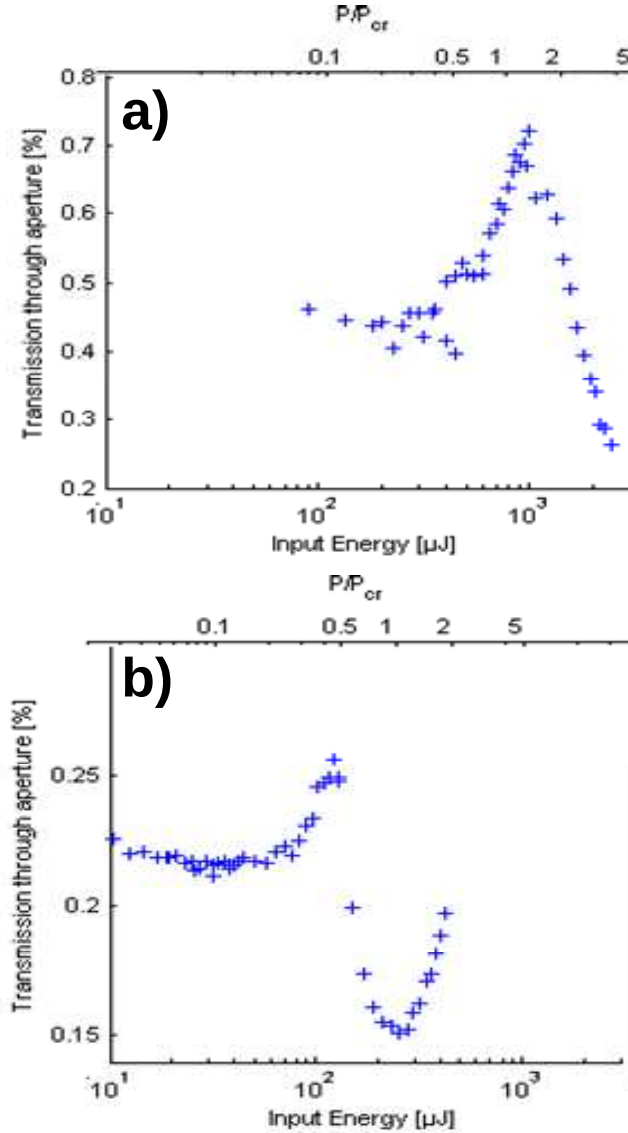


Figure 3.6. Résultat de l'analyse des données P-scan pour l'Argon (3.5a) et le Xénon (3.5b), les deux à la pression atmosphérique. La discussion de ce résultat se trouve dans le texte.

3.4.2 Analyse en fonction de la durée de l'impulsion.

Dans la figure 3.7 est montrée une comparaison entre les courbes P-scan obtenues dans l'air pour deux durées différentes de l'impulsion initiale, 46fs (figure 3.7a) et 125fs (figure 3.7b). La durée initiale n'est pas ajustée ici en chirpant l'impulsion initiale mais en contrôlant la largeur de son spectre. La largeur du spectre de l'impulsion initiale pouvait être limitée à

l'aide de filtres spatiaux de différentes largeurs, positionnés entre les réseaux du compresseur de la chaîne CPA. Une forme particulière de filtre était choisie, celle qui maintenait la forme gaussienne des spectres. En comparant les deux résultats dans l'air on peut immédiatement voir l'importance de l'effet Kerr retardé. La valeur effective du n_2 est plus grande pour des impulsions plus longues [17, 20], comme résultat donc, pour des impulsions plus longues la filamentation s'amorce à une puissance plus faible, comme effectivement observé. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.1.

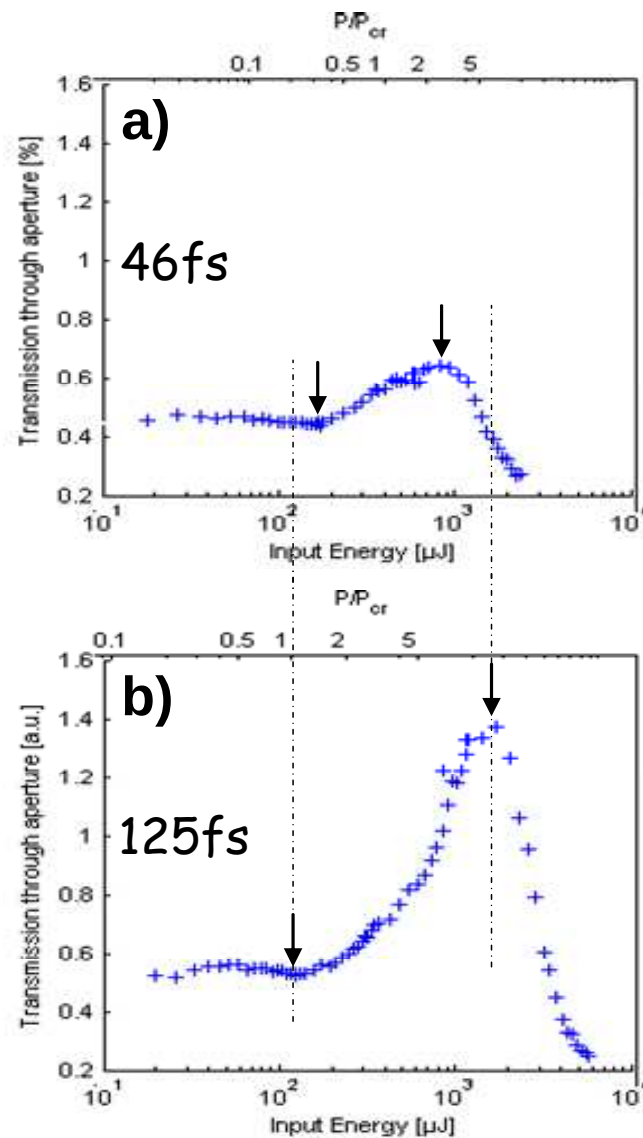


Figure 3.7. Résultat de l'analyse des données P-scan obtenues dans l'air pour deux impulsions de différentes durées, 46fs (3.6a) et 125fs (3.6b) ; dans les deux cas la pression est 1atm. Pour la discussion voir le texte.

<i>Gaz</i>	<i>Δt (FWHM)</i>	<i>Puissance/Energie de filamentation</i>	<i>Puissance/Energie de multi-filamentation</i>
<i>Air (1atm)</i>	46fs	3.4GW/154 μ J	16GW/735 μ J
<i>Air (1atm)</i>	125fs	0.89GW/115 μ J	12GW/1.5mJ
<i>Ar (1atm)</i>	50fs	3.5GW/212 μ J	17GW/1mJ
<i>Xé (1atm)</i>	47fs	0.9GW/51 μ J	1.9GW/107 μ J

Tableau 3.1. Résumé des résultats P-scan dans l'air et dans les gaz rares analysés.

3.5. Conclusions du chapitre III.

En faisant un balayage de l'énergie sur un intervalle suffisamment grand, on peut couvrir tous les différents régimes de propagation d'une impulsion courte dans un gaz. On a pu identifier quatre régimes différents. En regardant les courbes obtenues on peut constater un certain comportement universel, donné par la forme des courbes. En utilisant le point de la courbe P-scan où la dérivée change de signe on a réussi à déterminer, avec assez de précision, des valeurs de seuil comme les puissances réelles de filamentation et multi-filamentation, qui sont en général des quantités très importantes pour les applications de la filamentation. Enfin, on a montré l'application de cette méthode pour l'étude de l'influence de l'effet Kerr retardé pour différentes durées de l'impulsion dans l'air; la même étude pourrait être faite en fonction d'autres paramètres importants, comme la pression et la polarisation de l'impulsion laser, ou encore, le régime multi-filamenté pourrait être étudié systématiquement en analysant les données P-scan, en contrôlant la phase spatiale de l'impulsion à l'aide de miroirs déformables.

Références.

- [1] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller, ‘Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation,’ *Appl. Phys. B* **79**, 673-677 (2004).
- [2] A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller, ‘Pulse self-compression to the singlecycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient,’ *Opt. Lett.* **30**(19), 2657-2659 (2006).
- [3] H. S. Chakraborty, M. B. Gaarde, and A. Couairon, ‘Single attosecond pulses from high harmonics driven by self-compressed filaments,’ *Opt. Lett.* **31**(24), 3662-3664 (2006).
- [4] C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, ‘Conical forward THz emission from femtosecond laser filamentation in air,’ *Phys. Rev. Lett.* **98**(23), 235002 (2007).
- [5] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz and V.T. Tikhonchuk, ‘Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses,’ *Phys. Rev. Lett.* **99**, 135002 (2007)
- [6] C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, ‘Coherent and Incoherent Radial THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air,’ *à paraître dans Optics Express*
- [7] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, G. Yu, E. Salmon, E. Wille, R. Bourayou, S. Freey, Y. B. Andre, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Woste, ‘White light filaments for atmospheric analysis,’ *Science* **301**(61) (2003).
- [8] A. Houard, C. D’Amico, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, ‘High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation,’ *Appl. Phys. Lett.* **90**, 171501 (2007)

- [9] J. H. Marburger, 'Self-focusing: Theory,' *Prog. Quantum. Electron.* **4**, 35-110 (1975).
- [10] G. Fibich and A. L. Gaeta, 'Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides,' *Opt. Lett.* **25**(5), 335-337 (2000).
- [11] P. Chernev and V. Petrov, 'Self-focusing of light pulses in the presence of normal group velocity dispersion,' *Opt. Lett.* **17**(3), 172-174 (1992).
- [12] G. Mechain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, 'Organizing Multiple Femtosecond Filaments in Air,' *Phys. Rev. Lett.* **93**(3), 035003 (2004).
- [13] G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, and A. Zigler, 'Control of multiple filamentation in air,' *Opt. Lett.* **29**(15), 1772-1774 (2004).
- [14] Y. Shimoji, A. T. Fay, R. S. F. Chang, and N. Djeu, 'Direct measurement of the nonlinear refractive index of air,' *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(11), 1994-1998 (1989).
- [15] W. Liu and S. L. Chin, 'Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air,' *Opt. Express* **13**(15), 5750-5755 (2005).
- [16] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, T. Hagan, and E. W. Van Stryland, 'Sensitive measurements of optical nonlinearities using a single beam,' *IEEE J. Quantum. Electron.* **26**(4), 760-769 (1990).
- [17] A. Couairon, 'Light bullets from femtosecond filamentation,' *Eur. Phys. J. D.* **27**, 159-167 (2003).
- [18] J.-F. Ripoche, G. Grillon, B. Prade, M. Franco, E. Nibbering, R. Lange, and A. Mysyrowicz, 'Determination of the time dependence of n_2 in air,' *Opt. Commun.* **135**, 310-314 (1997).
- [19] A. Zair, A. Guandalini, F. Schapper, M. Holler, J. Biegert, L. Gallmann, U. Keller, A. Couairon, M. Franco, and A. Mysyrowicz, 'Spatio-temporal characterization of few-cycle

pulses obtained by filamentation,' Opt. Express **15**(9), 5394-5404 (2007).
<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?id=132610>

[20] M. Nurhuda and E. van Groesen, 'Effects of delayed Kerr nonlinearity and ionization on the filamentary ultrashort laser pulses in air,' Phys. Rev. E **71**(6)(2005).

4. Filamentation femtoseconde dans le Ti :Sa.

4.1. Introduction.

La filamentation femtoseconde a été observée expérimentalement dans différents types de milieux comme les gaz, les liquides et les solides [1, 2, 3]. La grande différence entre leurs indices non linéaires fait que la puissance critique d'auto-focalisation est dans les solides ou les liquides trois ordres de grandeur plus petite que dans les gaz. Ceci implique plus ou moins une différence de trois ordres de grandeur dans l'énergie nécessaire pour la filamentation et dans la longueur des filaments générés dans les milieux plus denses, pour une même durée d'impulsion. Une autre grande différence est l'absence d'effet Kerr-Raman dans les solides par rapport aux liquides et aux gaz polyatomiques. Des différences dans le processus d'ionisation dans les différents types de milieux peuvent aussi jouer un rôle important. Toutefois la physique à la base du phénomène de filamentation reste la même dans les différents milieux, et a été décrite dans le chapitre précédent.

Les valeurs typiques de la puissance critique d'auto-focalisation sont de l'ordre de quelques GW dans les gaz et quelques MW dans les solides. La compétition dynamique entre l'effet Kerr optique et le plasma fixe toutefois l'intensité de pic à quelques 10^{13} W/cm^2 dans les gaz comme dans les solides ou les liquides.

Dans ce chapitre on se propose d'étudier la filamentation d'une impulsion femtoseconde dans un cristal de Saphir dopé avec des ions de Titane ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ti}^{3+}$). Ce cristal devient un milieu amplificateur large bande si sa population est inversée avec un laser de pompe dont la longueur d'onde est située autour de 500 nm. On étudiera la filamentation dans ce cristal dans les deux cas, pompé et non pompé, et on analysera les différences.

4.2. Le cristal de Saphir (Al_2O_3) dopé avec des ions de Titane (Ti^{3+}).

Depuis l'apparition du premier laser à état solide (laser à Rubis) en 1960 [4], on a cherché des nouveaux matériaux utilisables pour construire des lasers. Sont apparus des lasers à gaz (He-Ne, Argon, etc), à état liquide (Colorants) et à état solide (YAG, Alexandrite, etc). Le premier laser qui utilisait un cristal de Ti :Sa comme milieu amplificateur a été développé en 1982 par P. F. Moulton [5]. Sa large bande spectrale d'émission, sa section transversale

de gain très importante et son seuil d'endommagement élevé, lui ont tout de suite conféré un intérêt immédiat.

Le cristal est composé d'une matrice de Saphir dans laquelle des ions d'Aluminium Al^{3+} , sont substitués (dopage) par des ions de Titane Ti^{3+} . Sa structure cristallographique, montrée en figure 4.1, est identique à celle du cristal de Rubis, sauf que dans le cas du Rubis le dopage se fait avec des ions de Chrome Cr^{3+} . Sa structure lui donne des propriétés de solidité un peu inférieures à celles du diamant.

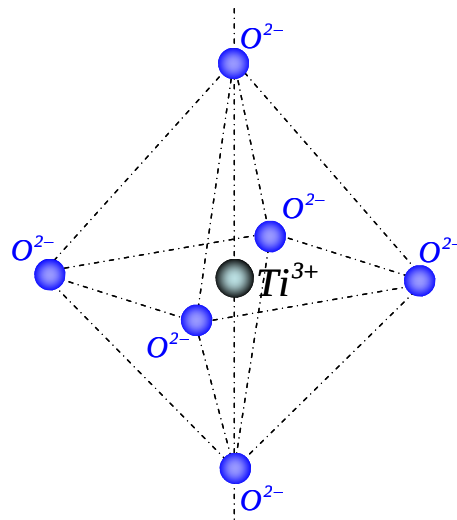


Figure 4.1. Structure cristallographique du Ti :Sa.

La capacité d'un milieu d'amplifier une radiation lumineuse par effet laser est décrite en terme de section transversale de gain [6]. Pour un cristal celle-ci dépend en général du degré de dopage et de la longueur d'onde selon une distribution de Poisson. Le Ti :Sa est un cristal biréfringent uniaxe et donc le gain dépend aussi de la polarisation du laser. En 1982 Moulton et al. ont mis en évidence que le Ti :Sa présente une bande spectrale d'absorption qui s'étend de 440 nm jusqu'à 600 nm, et une bande d'émission qui va de 650 nm jusqu'à 1100 nm. Comme le Ti :Sa a son spectre d'absorption centré autour de 500 nm, les lasers les plus utilisés pour induire une inversion de population dans le cristal sont le laser à Argon (raies principales d'émission à 488 nm et 515 nm), le laser Nd :YAG doublé en fréquence (longueur d'onde centrale de 532 nm) ou encore le YLF (527nm). Dans notre expérience on a utilisé un laser YLF : Ytterbium Lithium Fluoride.

4.3. Filamentation dans le Ti :Sa en tant que milieu transparent passif.

Le cristal de Ti :Sa utilisé dans les expériences était un échantillon de 1.2 cm de longueur coupé à l'angle de Brewster (voir figure 4.2). L'indice de réfraction du cristal est $n_0 = 1.7$, et son indice non linéaire est $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [7], on peut donc estimer la puissance critique d'auto-focalisation pour un faisceau parallèle de 800 nm de longueur d'onde, qui se propage dans le Ti :Sa : $P_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2 \approx 2.6 \text{ MW}$. La bande spectrale d'absorption s'étend typiquement jusqu'à 600 nm, ce qui veut dire que le cristal de Ti :Sa se comporte comme un milieu transparent à 800 nm. En principe donc la filamentation à 800 nm est possible.



Figure 4.2. Le cristal de Ti :Sa utilisé dans les expériences. Le cristal est long de 1.2cm et il est taillé à l'angle de Brewster.

Dans la figure 4.3 on montre l'image d'un filament qui traverse l'échantillon de Ti :Sa, obtenue en photographiant l'échantillon sur le côté. Ce filament a été obtenu en focalisant avec une lentille de 20 cm de focale une impulsion de 4 μJ d'énergie et 50 fs de durée sur la face d'entrée de l'échantillon. Il faut faire deux remarques :

- i) Il a été possible d'obtenir l'image photographique parce que pendant la propagation le filament excite le milieu qui émet une radiation caractéristique de luminescence dans le rouge ; la trace qu'on observe dans la figure 4.3 est la luminescence induite par le filament. La figure 4.3 montre la reconstruction des photographies prises transversalement à l'axe de propagation du filament, et assemblées pour obtenir une image complète de la luminescence sur 6 mm de propagation.
- ii) La face d'entrée de l'échantillon est positionnée au milieu de la zone de Rayleigh de la lentille. Le faisceau arrive donc sur la face d'entrée avec un

rayon de courbure infini comme s'il s'agissait d'un faisceau parallèle, et la lentille sert donc seulement pour réduire sa taille pour mieux entrer dans le cristal. La puissance critique d'auto-focalisation qu'il faut considérer est donc celle d'un faisceau collimaté : $P_{cr}^{\infty} \approx 2.6 MW$.

La puissance critique d'auto-focalisation pour un faisceau parallèle est définie dans le chapitre II comme la puissance pour laquelle le point de collapse du faisceau se trouve à l'infini. Notre échantillon possède une longueur finie, ce qui impose une nouvelle définition de la puissance critique. En fait on définit la puissance critique d'auto-focalisation dans le cristal de longueur L comme la puissance P_{cr}^L telle que le foyer non linéaire du faisceau coïncide avec la face de sortie du cristal. Si on appelle P_f la puissance pour laquelle le foyer non linéaire se trouve dans le volume du cristal, pour que un filament puisse être formé, on aura alors $P_{cr}^{\infty} < P_{cr}^L < P_f$, où P_{cr}^{∞} est la puissance pour le faisceau parallèle définie dans le chapitre II. Dans le cas de la figure 4.2 la puissance pour former le filament était $P_f = 4 \mu J / 50 fs = 80 MW \approx 31 P_{cr}^{\infty}$.

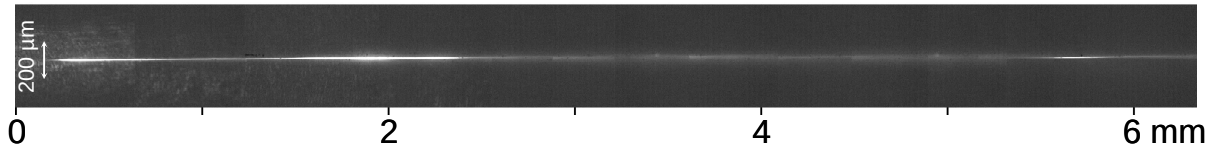


Figure 4.3. Trace de luminescence laissée par le filament qui se propage dans le cristal de Ti:Sa. On peut remarquer 2 cycles de refocalisation à 2mm et à 6mm.

4.3.1. Comparaison avec la simulation numérique dans le cas non pompé.

La simulation numérique a été faite par A. Couairon à partir de la ESNL donnée par la formule (6.4) du chapitre 2, couplée avec la formule (1.9) qui décrit l'évolution de la densité électronique du plasma généré par l'impulsion auto-focalisée. L'effet Kerr retardé est pratiquement absent dans les solides et donc la réponse retardée du milieu n'a pas été prise en compte ($\alpha = 0$ dans la formule (1.8)). L'indice non linéaire utilisé est $n_2 = 3 \times 10^{-16} cm^2/W$ et le taux d'ionisation multi-photonique est calculé à partir de la formulation de Keldysh [8] avec un gap entre la bande de valence et la bande de conduction de 7.3 eV. La masse de l'électron qui a été utilisée dans le taux d'ionisation est $m^* = 0.35m$, c'est-à-dire la masse

équivalente de l'électron dans la bande de valence. Les conditions initiales utilisées pour l'impulsion sont 50 fs pour la durée et 3.7 μJ pour l'énergie.

Le résultat de la simulation est montré figure 4.4. La figure 4.4a montre l'évolution du diamètre du faisceau (largeur à mi-hauteur du profil de fluence : $F(r, z) = \int I(r, z, t) dt$) pendant sa propagation dans l'échantillon de Ti :Sa non pompé. Comme on peut le voir un filament de environ 10 μm de diamètre est formé ; il se propage sur une distance de presque 1 cm. La figure 4.4b montre le pic d'intensité du faisceau sur l'axe en fonction de la position sur l'axe z. Dans cette image on peut observer trois pics d'intensité prononcés à 2, 6 et 8 mm, correspondant respectivement au foyer non linéaire (le premier pic) et deux cycles de refocalisation. En utilisant la figure 4.3 on a pu estimer expérimentalement le diamètre du filament entre 10 et 20 μm , en supposant que les dimensions de l'image de luminescence laissée par le filament reflètent les dimensions du filament lui-même. Une comparaison entre les figures 4.3, 4.4a et 4.4b montre que le résultat expérimental est en bon accord avec le résultat numérique, le diamètre estimé expérimentalement concorde avec celui obtenu par la simulation, en outre les pics d'intensité obtenus à 2 mm et 6 mm dans la simulation (figure 4.4b) sont clairement observables aussi dans la figure 4.3, obtenue expérimentalement.

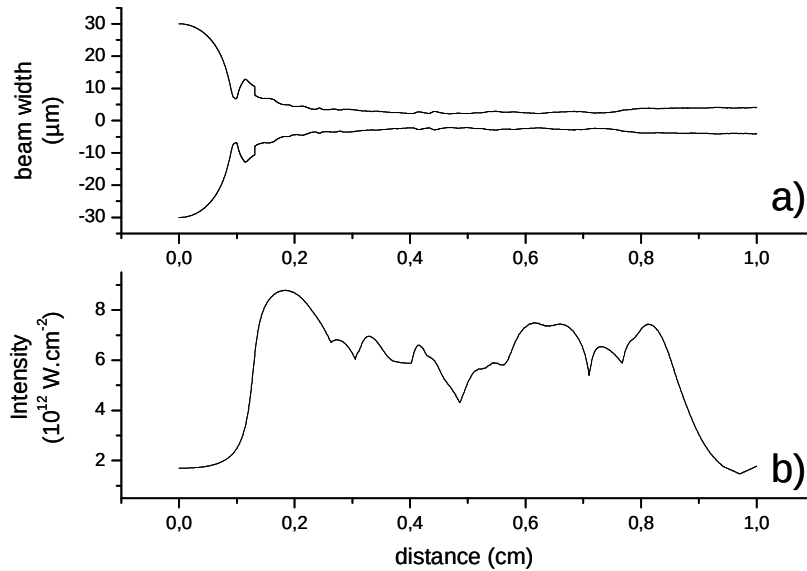


Figure 4.4. a) Rayon du filament (demi-largeur à mi-hauteur du profil de fluence) en fonction de la distance de propagation dans le cristal. b) Profil d'intensité sur l'axe en fonction de la distance de propagation. L'échelle sur l'axe des x est la même dans les deux cas.

Selon le calcul numérique l'intensité du filament reste figée à $8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ pendant sa propagation (voir figure 4.4a). En outre les pertes d'énergie par ionisation multi-photonique

sont estimées à 25 %. La fluence calculée au long de la propagation du filament est montrée en figure 4.5. Comme on peut le voir elle ne dépasse pas la valeur de 0.5 J/cm^2 , et donc reste inférieure à la fluence de seuil pour l'endommagement des matériaux optiques [9].

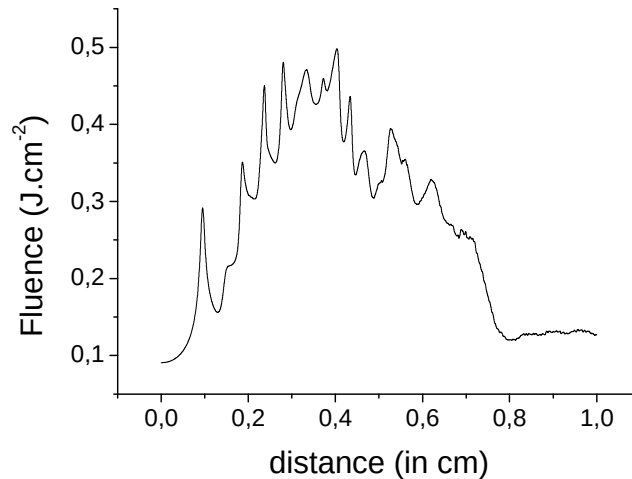


Figure 4.5. Fluence en fonction de la distance de propagation dans le cristal de Ti :Sa.

4.3.2. La technique Schlieren pour la reconstruction de la propagation d'un filament dans le Ti :Sa .

Pendant toute l'expérience deux techniques ont été utilisées pour reconstruire la propagation du filament dans le cristal de Ti :Sa. La première technique a été décrite dans le paragraphe précédent. Elle se base sur une reconstruction de la trace de luminescence laissée par le filament dans le cristal, qui reflète la distribution d'intensité dans le filament lui-même ; cette reconstruction est obtenue par imagerie photographique directe. Cette technique ne pourra plus être utilisée dans le cas d'un filament pompé à cause de la lumière parasite donnée par la luminescence induite dans le cristal par la pompe. La deuxième technique se base sur de l'imagerie optique: une section du filament constituant un plan objet est imagée par une lentille sur un plan image dans lequel on place une CCD linéaire. En positionnant le plan objet en différents points le long de l'axe z on peut obtenir l'image de la section transversale du filament le long de l'axe de propagation. Le grandissement reste constant pendant la mesure parce que la distance entre la lentille et le plan image est fixée. Il y a toutefois un problème associé avec cette deuxième technique. L'imagerie optique en fait est basée sur les lois de l'optique linéaire, cela veut dire que si la propagation des rayons optiques du plan objet jusqu'au plan image en passant par la lentille est non linéaire, la relation entre l'objet et son image n'est plus bien définie. La propagation d'un filament de lumière est non linéaire et

donc sa reconstruction par imagerie optique est en principe impossible. On a toutefois observé que à chaque fois, l'image formée a été la somme de deux images superposées, l'une moins intense formée par la lumière directe du filament et l'autre plus intense et plus concentrée formée par de la lumière diffusée par le filament (voir figure 4.6b). Cette dernière image plus contrastée superposée à un fond d'énergie a été identifiée comme étant donnée par l'émission conique [10] émise par le filament et se propageant du plan objet (section du filament) jusqu'à la CCD. Or, l'émission conique ne possède pas assez d'énergie pour que sa propagation soit non linéaire dans le cristal et donc peut être utilisée pour faire de l'imagerie optique. La figure 4.6a montre une photo couleur de l'émission conique sortant d'un filament dans le Ti :Sa.

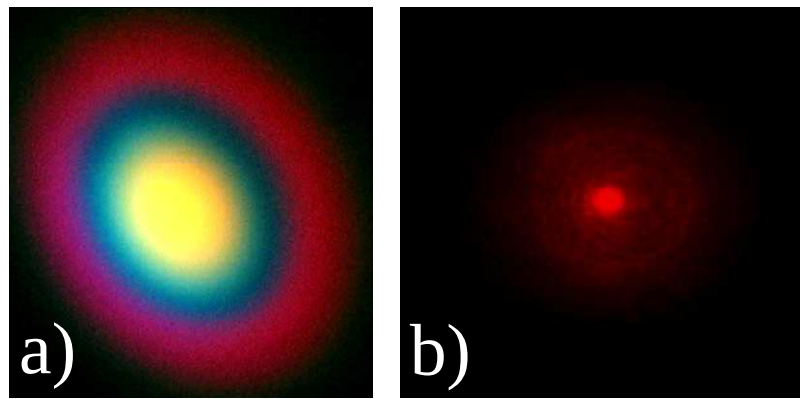


Figure 4.6. a) Photo (vraies couleurs) de l'émission conique d'un filament qui se propage dans le Ti :Sa en absence d'inversion de population. b) Image de la section du filament à l'intérieur du volume du cristal, obtenue avec un système d'imagerie et une CCD.

Pour démontrer cette affirmation on a utilisé une technique Schlieren, qui consiste à bloquer la lumière directe du filament en posant une pointe absorbante là où le filament est focalisé par la lentille, en utilisant le fait que le filament et l'émission conique ne se focalisent pas au même point. Cette technique est schématisée figure 4.7. La figure 4.8 montre une comparaison entre les images typiques qu'on obtient en bloquant (figure 4.8b) ou pas (figure 4.8a) la lumière directe du filament. Comme on peut le remarquer, le fond de lumière disparaissait quand le filament était bloqué, alors que l'image plus contrastée au centre n'était pas affectée. Le problème posé précédemment est donc résolu : l'image de la section du filament en un point donné de l'axe z n'est pas donnée par la lumière directe du filament qui se propage de façon non linéaire jusqu'à la CCD, mais par l'émission conique qui se propage linéairement du plan objet jusqu'au plan de la CCD, en formant une image qui reproduit le profil d'intensité de la section du filament en ce point.

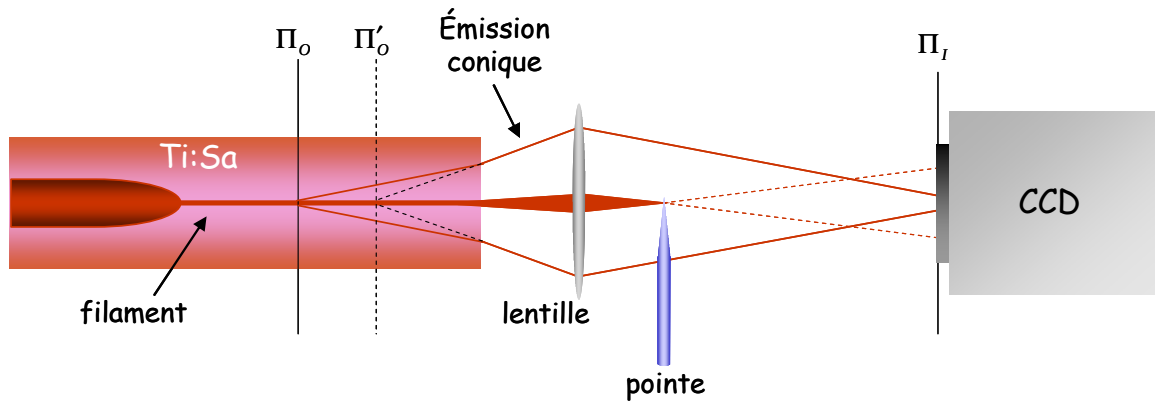


Figure 4.7. Description schématique de la technique Schlieren. Pour les détails voir le texte.

Il faut toutefois remarquer que l'émission conique n'est pas générée pendant l'auto-focalisation du faisceau et donc, il n'est pas possible de reconstruire la propagation non linéaire avant la formation du filament. Cette technique donne quand même deux informations très importantes concernant le filament : on peut estimer sa taille en un point donné et sa longueur à l'intérieur du cristal et donc remonter à la position du foyer non linéaire.

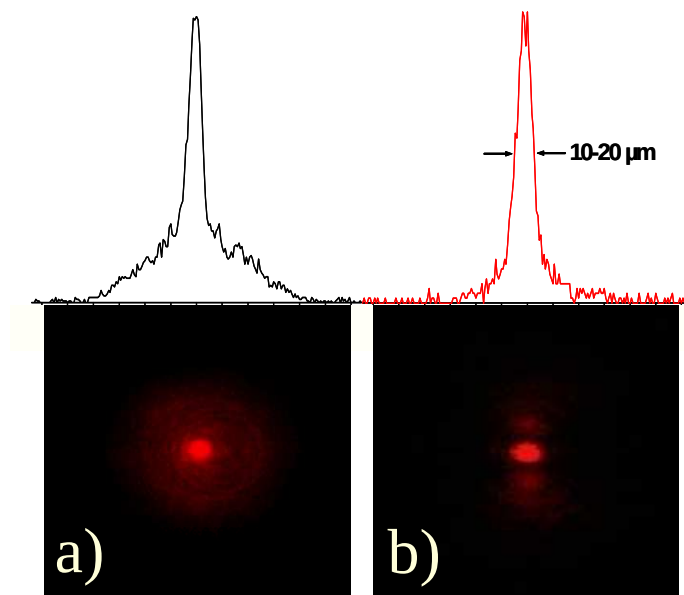


Figure 4.8. a) Même image que dans la figure 4.6b. b) Image de la section du filament ; même cas que la figure 4.8a, mais obtenue en appliquant la technique Schlieren.

La figure 4.9 montre une reconstruction expérimentale de la propagation d'un filament dans le Ti:Sa obtenue avec la technique Schlieren précédemment décrite. On peut observer la formation du filament sur une longueur de 5.5 cm entre 6.5 mm et la sortie du cristal (12 mm).

La zone rouge dans le graphique de la figure 4.9 représente la partie de la propagation qu'il n'est pas possible de reconstruire parce que elle n'émet pas d'émission conique. On estime la position du foyer non linéaire autour de 7 mm.

Dans la reconstruction on a tenu compte du fait que le milieu où l'image est formée (l'air) n'a pas le même indice de réfraction du milieu qui contient le plan objet (le cristal) ; les rayons semblent donc provenir d'un plan objet Π'_O qui est virtuel, le plan objet réel Π_O étant positionné plus en arrière puisque l'indice de réfraction dans le cristal est plus grand que dans l'air (voir figure 4.7). Si on indique respectivement par D_O et D'_O les distances des plans objet réel et apparent de la face de sortie du cristal, on peut écrire $D_O = n_r D'_O$, où n_r est l'indice de réfraction du cristal qui dans le cas du Ti :Sa vaut 1.7 à 800 nm.

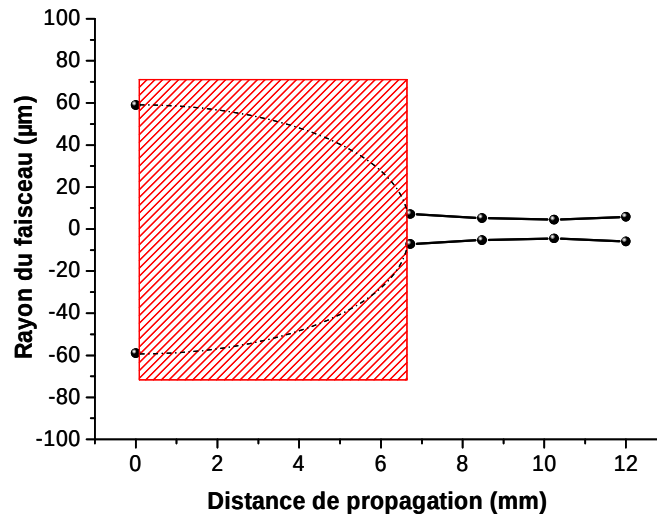


Figure 4.9. Reconstruction expérimentale de la propagation d'un filament dans le Ti :Sa obtenue avec la technique Schlieren, décrite dans le texte.

4.4. Filamentation dans le Ti :Sa en tant que milieu transparent amplificateur.

Le Ti :Sa peut être transformé en un milieu actif amplificateur en opérant une inversion de population sur les niveaux excités des ions de Titane. L'inversion de population se fait au moyen d'un laser de pompe dont la longueur d'onde centrale coïncide avec le centre de la bande d'absorption du cristal. Le laser qu'on a utilisé pour induire l'inversion de population est un YLF, qui a une longueur d'onde centrale de 527 nm.

L'expérience de filamentation en présence d'inversion de population dans le cristal a été faite en deux étapes. Dans un premier temps la puissance de l'impulsion femtoseconde en

absence de pompe était légèrement inférieure à la puissance P_{cr}^L et donc n'était pas suffisante pour former un filament dans le cristal. Dans un deuxième temps un filament était déjà formé dans le cristal en absence de pompe. Dans les deux cas on a étudié expérimentalement et théoriquement la filamentation, tant en présence qu'en absence d'inversion de population. Pendant l'inversion de population le milieu reste transparent à 800 nm et donc la filamentation peut se faire.

4.4.1. Modification du code de simulation en présence d'une inversion de population.

Pour simuler la propagation d'un filament en présence d'une inversion de population dans le cristal on a dû modifier la ESNL en ajoutant un terme qui tient compte de la présence d'une source d'énergie extérieure pendant la filamentation. Le processus d'amplification est traité comme un système à 4 niveaux, comme montré dans la figure 4.10 ; la section transversale d'absorption du Ti:Sa a été prise dans la littérature [11] et vaut $\sigma_a = 6.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, pour une densité typique des ions Ti^{3+} de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le terme ajouté dans la ESNL s'écrit : $(\sigma_a/2)N_3(t)\xi(t)$, où N_3 est la population du niveau excité L_3 indiqué dans la figure 4.10, dont l'évolution dans le temps est décrite par l'équation

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = -\frac{\sigma_a}{\Delta} I N_3, \quad (4.1)$$

où Δ est le gap d'énergie entre le niveau excité L_3 et le niveau inférieur L_4 (voir figure 4.10) et I l'intensité de l'impulsion femtoseconde. L'équation (4.1) décrit la dépopulation du niveau L_3 sur L_4 induite par l'impulsion femtoseconde, qui gagnera de l'énergie grâce à un processus d'émission stimulée. Elle ne prend pas en compte la dynamique de la population du niveau L_3 causée par la dépopulation du niveau L_2 parce que ce processus est lent par rapport à la durée de l'impulsion laser. La population du niveau L_3 est donc considérée comme gelée pendant le passage de l'impulsion. L'équation (4.1) est donc tout à fait légitime. Le modèle complet en présence d'inversion de population peut donc s'écrire :

$$\begin{cases} ESNL + \frac{\sigma_a}{2} N_3(t) \xi(t) \\ \frac{\partial N_3}{\partial t} = -\frac{\sigma_a}{\Delta} IN_3 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma_K I^K (\rho_a - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho I - b\rho^2 \end{cases}, \quad (4.2)$$

où la ESNL est celle écrite en (6.4) dans le chapitre II, et la dernière équation tient compte de l'évolution temporelle de la densité du plasma créé par ionisation multi-photonique.

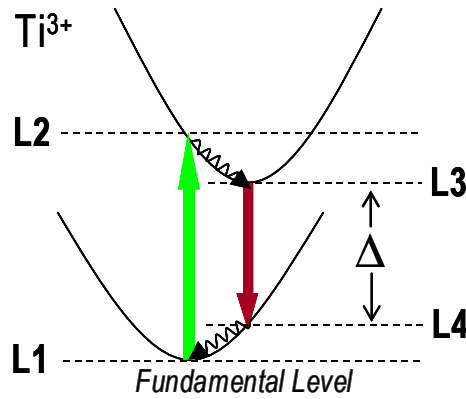


Figure 4.10. Schéma d'un système à quatre niveau qui décrit le processus d'absorption et émission stimulée. Une copie exacte d'un photon incident est obtenue dans le passage du système du niveau L3 au niveau L4.

4.4.2. Filamentation en dessous de la puissance critique : expérience et simulation.

Le schéma expérimental est montré dans la figure 4.11. Le faisceau infrarouge était focalisé au moyen d'une lentille de 80mm de focale sur la surface du cristal de Ti :Sa, l'impulsion ayant une durée de 80fs (Salle Bleue 2005, pour la description des caractéristiques de la source voir Annexe 1). La section transversale du faisceau et son énergie pouvaient être contrôlées avec l'aide d'un diaphragme mis avant la lentille de focalisation et avec des densités neutres. Selon la taille et l'énergie initiale du faisceau un filament pouvait se former ou non dans le cristal. La radiation lumineuse sortant du cristal était collectée avec une lentille et envoyée sur une CCD linéaire.

Le faisceau de pompe était focalisé avec une lentille de 250mm de focale au milieu du cristal et parallèlement au faisceau infrarouge ; pour ce faire on a utilisé un miroir diélectrique mis à 45° qui était transparent à 800nm et réfléchissait totalement le faisceau à 527 nm (voir figure 4.11). L'énergie de l'impulsion de pompe était fixée à 1.6 mJ et sa durée était 200ns, elle était envoyée sur le cristal suffisamment en avance par rapport à

l'impulsion femtoseconde pour éviter la superposition temporelle et une interaction directe entre les deux impulsions. L'impulsion de pompe créait une inversion de population dans le cristal et son énergie était absorbée pour 70%, le restant (30% de l'énergie qui sortait du cristal) était bloqué à l'aide d'un filtre OG570 (le filtre laisse passer les 800nm).

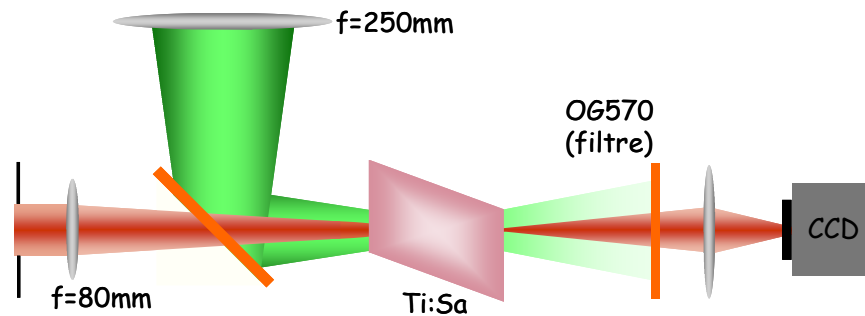


Figure 4.11. Schéma expérimental de l'expérience d'amplification de l'énergie d'un filament. Pour la description voir le texte.

Dans la première expérience le diamètre du faisceau après le diaphragme était de 1mm et l'énergie initiale de l'impulsion après le diaphragme était $3.6 \mu\text{J}$, ce qui pour une durée de 80fs donne une puissance de 45MW. Avec cette puissance aucun filament ne pouvait être formé dans le cristal. Comme cette puissance est supérieure à la puissance critique d'un faisceau parallèle, l'impulsion commençait un processus d'auto-focalisation dans le cristal, sa section transversale est donc plus petite sur la face de sortie que sur la face d'entrée, comme montré par les points expérimentaux en rouge dans la figure 4.12a. Aucune émission secondaire de lumière n'était observée dans ce cas-ci et donc la propagation dans le cristal ne pouvait pas être entièrement reconstruite. Pour la même énergie initiale, en présence de pompe, et donc d'inversion de population dans le milieu, un filament était formé dans le cristal et une émission conique pouvait être observée. A l'aide de la technique Schlieren on a reconstruit la propagation de ce filament dans le cristal, le résultat expérimental est montré dans la figure 4.12b et indiqué avec des points rouges. Un filament est formé, sur une longueur de 5.5mm, le foyer non linéaire étant positionné à 6.5mm environ de la face d'entrée du cristal. Dans la figure 4.12 les résultats numériques sont montrés en trait continu. Comme on peut le voir, dans les deux cas, cristal non pompé et pompé, les simulations numériques reproduisent les résultats expérimentaux avec un accord satisfaisant. La filamentation peut donc être obtenue en présence d'inversion de population dans le cristal, même si la puissance initiale de l'impulsion infrarouge n'est pas suffisante pour former un filament. Ce résultat peut facilement s'expliquer en considérant que en

présence d'inversion de population le faisceau gagne de l'énergie par émission stimulée même au début du processus d'auto-focalisation et donc cela permet à l'impulsion d'avoir la puissance nécessaire pour filamenter dans le cristal. La théorie prédit que une fois amorcée, la filamentation en présence d'inversion de population devrait continuer indéfiniment parce que les pertes d'énergie par ionisation sont équilibrées par le gain d'énergie par émission stimulée le long de la propagation. Dans un cristal infiniment long cela donnerait un filament de longueur infinie.

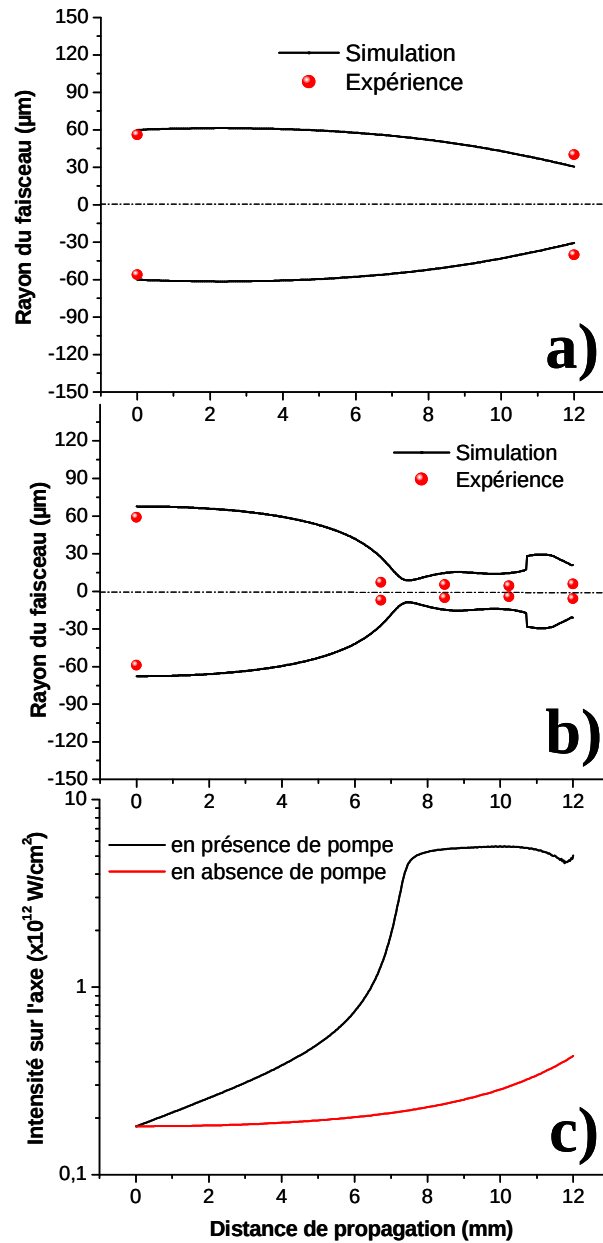


Figure 4.12. Comparaison entre l'expérience et les simulations pour une puissance initiale de l'impulsion inférieure à la puissance de filamentation. a) Cas non pompé. b) Cas pompé. c) Profils d'intensité sur l'axe dans les cas non pompé (courbe rouge) et pompé (courbe noire).

4.4.3. Filamentation au-dessus de la puissance critique : augmentation de la fluence et endommagement du cristal.

Dans la deuxième partie de l'expérience l'énergie initiale de l'impulsion a été augmentée jusqu'à $12 \mu\text{J}$ en maintenant fixé le diamètre du faisceau. Pour une durée de 80fs cela donne une puissance de 150MW. Cette puissance était bien au-dessus de la puissance critique d'auto-focalisation dans le cristal et donc un filament pouvait être créé même en absence d'inversion de population. Dans la figure 4.13a on montre la propagation du filament reconstruite expérimentalement à l'aide de la technique Schlieren. La figure 4.13b montre la reconstruction de la propagation d'un filament produit par la même impulsion et dans les mêmes conditions géométriques de focalisation mais en présence d'inversion de population, les conditions de pompage étant les mêmes que dans l'expérience précédente (1.6 mJ, 200ns, même géométrie). Les lignes traitillées dans la figure extrapolent les points de mesure.

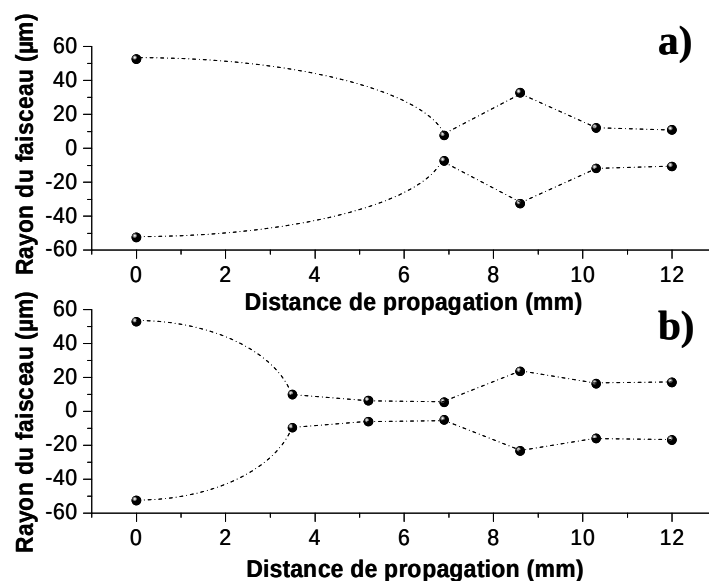


Figure 4.13. Reconstruction expérimentale de la propagation du filament dans le cristal, pour une puissance supérieure à la puissance de filamentation. a) Filament non amplifié. b) Filament amplifié.

On voit aussi qu'en présence de la pompe le filament devient plus long. Les considérations précédentes expliquent également cet allongement : l'impulsion gagne de l'énergie par émission stimulée au début de son processus d'auto-focalisation, l'augmentation de l'énergie et donc de la puissance initiale de l'impulsion provoque un recul du foyer non linéaire comme prédit par la formule de Marburger (voir Chapitre II).

Dans ce cas on a mesuré le gain d'énergie dans le faisceau. Ici le gain est défini comme le rapport entre l'énergie mesurée à la sortie en présence d'inversion de population et en absence de pompage. En filtrant le cœur du filament à la sortie du cristal, on a mesuré un gain de 3. Ce gain très bas peut être expliqué par la haute intensité du filament. En fait le gain pour un seul passage dans le Ti :Sa est beaucoup plus élevé à basse intensité. Pour les hautes intensités on observe une saturation du gain, et donc l'énergie acquise par unité de longueur est beaucoup plus basse pour le filament.

On a remarqué en outre que le filament en présence de pompage provoquait très souvent des dommages sur la face de sortie du cristal, alors que pratiquement aucun dégât n'a jamais été observé en absence d'inversion de population. Ceci confirme qu'en présence de la pompe il y a effectivement une augmentation de la fluence du filament, qui est amenée au-dessus de la fluence critique d'endommagement (0.5 J/cm^2) en provoquant des dégâts sur la surface de sortie. Le dégât provoqué par le filament avait toujours un cœur de diamètre compris entre 10 et $20 \mu\text{m}$, comme montré dans la figure 4.14d ; ce diamètre coïncide bien avec ce qu'on attend pour un filament dans le Ti :Sa, et on l'a mesuré précédemment avec différentes techniques.

En augmentant la puissance initiale, l'impulsion infrarouge était amenée très tôt dans un régime de multi-filamentation et plusieurs filaments pouvaient être observés sur la face de sortie du cristal. Aucun dommage n'a jamais été observé pendant ce régime multi-filamenté. L'explication est simple : le modèle d'autoguidage décrit dans le chapitre II prévoit que si la puissance initiale de l'impulsion excède de beaucoup de fois la puissance nécessaire pour la filamentation, le faisceau auto-focalisé se divise en plusieurs filaments, chaque filament transportant la même puissance qui coïncide avec la puissance de filamentation (voir figure 4.14c). Dans ce modèle la fluence de chaque filament reste donc la même que pour un seul filament et est inférieure à la fluence d'endommagement : aucun dommage ne sera observé. En présence d'inversion de population on a toujours observé un seul dégât sur la face de sortie du cristal, ce qui veut clairement dire qu'on était toujours en présence d'un seul filament mais plus énergétique. En fait dans le cadre de la multi-filamentation la puissance initiale de l'impulsion est si élevée que non seulement le mode principal mais aussi les modes les plus élevés présents initialement dans le faisceau peuvent être auto-focalisés par effet Kerr optique en donnant naissance à plusieurs filaments. Supposons maintenant que la puissance de l'impulsion soit juste suffisante pour former un seul filament. Le collapse en un seul filament est la projection du faisceau sur son mode principal [12, 13]. Si l'augmentation de l'énergie se fait localement et directement par émission stimulée sur le

seul mode transporté par le filament on peut donc penser que ce mode pourra être amplifié, tout en évitant l'amplification des autres modes plus élevés présents au début de l'auto-focalisation, en évitant ainsi la multi-filamentation.

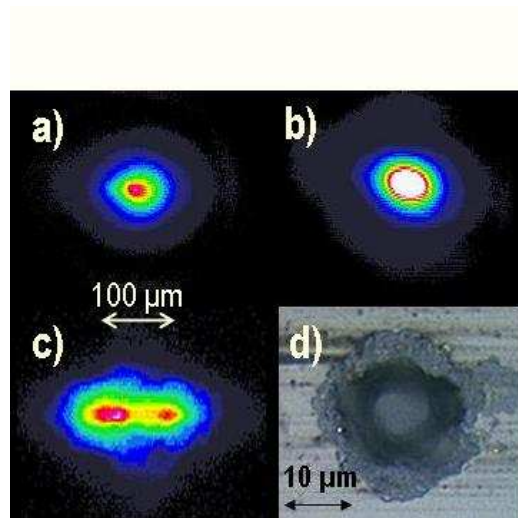


Figure 4.14. Images CCD du faisceau à l'intérieur du cristal de Ti :Sa. a) Cas d'un filament non amplifié. b) cas d'un filament amplifié (saturation de la CCD). C) Cas de multi-filamentation. d) Dommages causés par le filament amplifié sur la face de sortie du cristal.

4.5. Conclusions du chapitre IV.

La filamentation dans des milieux amplificateurs et l'amplification des filaments peut trouver différentes applications, non seulement pratiques mais aussi de nature fondamentale, dans différents domaines de l'optique non linéaire. Par exemple, en provoquant un collapse du faisceau dans des conditions telles qu'on puisse observer un mode de Townes sur des courtes distances, on pourrait tester pour une large classe de milieux transparents et amplificateurs la loi du collapse universel discutée par Moll, Gaeta et Fibich dans la réf. [12]. La filamentation dans les milieux amplificateurs pourrait aussi devenir une partie intégrante de la technique utilisée pour la production d'impulsions ultracourtes, intenses et bien contrôlées. En fait la filamentation dans les gaz est accompagnée d'une importante auto-compression temporelle de l'impulsion [14]. Le même phénomène peut donc être attendu dans les solides et les liquides. En augmentant la fluence d'une impulsion auto-comprimée tout en conservant un seul mode de propagation dans le filament, on pourrait espérer obtenir une impulsion optique stable monocycle et multi-térawatt. L'utilisation d'une telle impulsion est une des clés pour la génération d'impulsions attosecondes dans la bande XUV [15].

Références.

- [1] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B.S. Prade, M.A. Franco, F. Salin, A. Mysyrowicz, ‘Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air,’ *Opt. Lett.* **21** (1), 62–64 (1996).
- [2] W. Liu, O. Kosareva, I.S. Golubtsov, A. Iwasaki, A. Becker, V.P. Kandidov, S.L. Chin, ‘Random deflection of the white light beam during self-focusing and filamentation of a femtosecond laser pulse in water,’ *Appl. Phys. B* **75**, 595–599 (2002).
- [3] S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, L. Bergé, ‘Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica,’ *Phys. Rev. Lett.* **87**, 213902 (2001).
- [4] T.H. Maiman, ‘Stimulated Optical Radiation in Ruby,’ *Nature* **187** 4736, 493-494 (1960).
- [5] P. F. Multon, ‘Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃,’ *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125 (1986).
- [6] J.M. Eggleston, L.G. DeShazer, K.W. Kangas, ‘Characteristics and kinetics of laser-pumped Ti:sapphire oscillators,’ *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1009-1015 (1988).
- [7] A.L. Gaeta, ‘Catastrophic collapse of ultrashort pulses,’ *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3582 (2000).
- [8] L.V. Keldysh, ‘Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,’ *Sov. Phys. JETP* **20** (5), 1307–1314 (1965).
- [9] A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, and G. Mourou, ‘Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration,’ *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3883 (1999).

-
- [10] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B.S. Prade, M.A. Franco, F. Salin, A. Mysyrowicz, 'Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air,' *Opt. Lett.* **21** (1), 62–64 (1996).
- [11] L. M. Franz and J. S. Nodvik, 'Theory of pulse propagation in a laser amplifier,' *J. Appl. Phys.* **34**, 2346-2349 (1963).
- [12] K.D. Moll, A.L. Gaeta, G. Fibich, 'Self-similar optical wave collapse: observation of the Townes profile,' *Phys. Rev. Lett.* **90**, 203902 (2003).
- [13] B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, A. Couairon, H. Buersing, B. Eberle, M. Krenz, D. Seiffer, O. Vasseur, 'Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air,' *Opt. Lett.* **31** (17), 2601 (2006).
- [14] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, 'Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation,' *Applied Physics B* **79**, 673 (2004).
- [15] T. Brabec, and F. Krausz, 'Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics,' *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).

5. Filamentation femtoseconde dans la Sulphorhodamine 640 diluée dans le Méthanol.

5.1. Introduction.

Dans le chapitre précédent on a mis en évidence les différences qu'il y a entre la filamentation en présence et en absence d'inversion de population dans un milieu solide amplificateur. En particulier on a vu que le faisceau qui se propage dans un milieu amplificateur gagne de l'énergie au début de la propagation dans le milieu lorsqu'il se trouve dans un régime d'auto-focalisation ; ce gain initial d'énergie augmente la puissance initiale de l'impulsion et provoque un recul du foyer non linéaire. Cela permet la formation d'un filament même si l'énergie initiale (au dehors du milieu) de l'impulsion n'est pas suffisante pour filamenter dans le milieu. Si le filament est déjà formé dans le milieu amplificateur le gain initial permet d'allonger la longueur du filament par recul du foyer. Théoriquement le filament en présence de gain devrait se propager sur une distance infinie (dans un milieu infiniment long). On a aussi mesuré le gain d'énergie dans le cœur du filament en trouvant, dans le meilleur des cas, un facteur 3. Ce faible gain est dû au fait que, à cause de l'intensité très élevée dans le cœur du filament, le gain est saturé. L'énergie de pompage était tenue fixe à 1.6 mJ et l'augmentation de la probabilité d'endommagement de la surface du cristal de Ti :Sa en présence d'inversion de population même pour des gains si faibles ne nous permettait pas d'augmenter plus l'énergie de la pompe. Les dommages deviennent alors dans un cristal amplificateur comme le Ti :Sa un problème majeur pour ce genre d'expériences d'amplification des filaments.

Dans ce chapitre on étudie la filamentation femtoseconde dans un milieu amplificateur liquide très utilisé dans les chaînes laser à colorant. Il s'agit d'un colorant, la Sulphorhodamine 640, dilué dans le méthanol [1]. Dans un milieu liquide les dommages représentent un problème mineur, on sera donc en mesure de pomper le milieu avec une énergie plus élevée et obtenir des gains plus importants. Cela nous permettra de répondre à des questions fondamentales comme :

- i) Quelle est la relation entre le gain d'énergie dans le cœur du filament et l'énergie de pompage, à une si haute intensité ?

-
- ii) Est-ce que l'intensité du filament reste figée lorsque l'on gagne de l'énergie, ou bien avons-nous un déplacement vers le haut de l'équilibre effet Kerr-diffraction-plasma, qui cause une augmentation du pic d'intensité dans le filament ?
 - iii) Est-ce que le diamètre du filament reste constant pendant l'amplification, ou bien change-t-il ? Et que devient la durée de l'impulsion ?

Toutes ces questions sont restées sans réponse dans le chapitre précédent à cause du faible gain obtenu dans le Ti :Sa. Si par exemple l'intensité reste figée et la durée de l'impulsion ne change pas, pour un gain donné G , on devrait observer une augmentation du diamètre w du filament selon la relation : $\Delta w = w_0(\sqrt{G} - 1)$ (en supposant un profil gaussien), où w_0 est le diamètre initial (en absence de gain). Pour le Ti :Sa $w_0 \approx 10 - 20 \mu m$, ce qui veut dire que $\Delta w \approx 7 - 14 \mu m$ si $G = 3$. Cette variation était du même ordre de grandeur que l'erreur sur la mesure et donc on ne pouvait conclure. Les techniques mises en place pour la mesure des caractéristiques du filament n'étaient donc pas assez précises pour mettre en évidence une augmentation de son diamètre. Dans ce chapitre on décrit une technique indirecte mais assez précise pour la mesure du diamètre du filament sur la face de sortie de la cellule à colorant. Une analyse de l'intensité du filament avec et sans pompage nous permettra effectivement de répondre aux questions i), ii) et iii).

5.2. Schéma expérimental.

Le schéma expérimental est montré dans la figure 5.1. L'impulsion est produite dans une chaîne d'amplification à colorant avec un oscillateur femtoseconde de type CPM (colliding-pulse mode-locked) [2, 3]. Pour les caractéristiques voir Annexe 1, le laser de la Salle Rose. Le filament est formé à l'intérieur d'une cellule de Bêthune [4], qui avait une longueur de 7cm et contenait une solution de $1.6 \times 10^{-5} Mo/l$ de Sulphorhodamine 640 dans du méthanol. Le faisceau était focalisé au moyen d'une lentille de 10 cm de focale sur la face d'entrée de la cellule à colorant, l'incidence étant à l'angle de Brewster, pour minimiser les pertes d'énergie par réflexion extérieure sur la face d'entrée et un effet laser dû aux réflexions intérieures. Le diamètre du faisceau pouvait être contrôlé à l'aide d'un diaphragme positionné avant la lentille. Le liquide à l'intérieur de la cellule circulait en écoulement laminaire dans la direction du faisceau, pour éviter que des éventuels dommages (modifications chimiques) de la solution de colorant puissent rester en place et modifier la propagation du faisceau. La

cellule de colorant était pompée perpendiculairement et d'une façon homogène (on verra les détails dans la suite) avec un laser Nd:YAG doublé en fréquence (longueur d'onde centrale 532nm), dont l'impulsion avait une durée de 10ns et une énergie par impulsion variable jusqu'à un maximum de 300mJ.

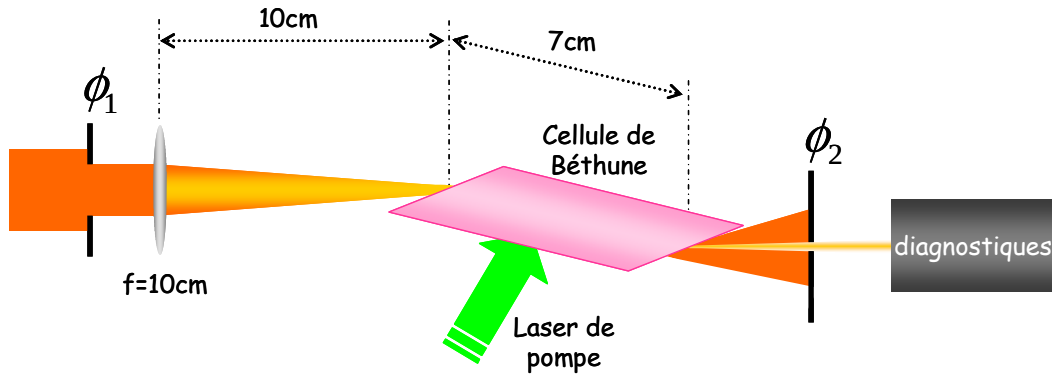


Figure 5.1. Schéma expérimental de l'expérience.

5.2.1 La cellule de Béthune.

En 1981 D. S. Béthune [4] construit une cellule spécialement conçue pour améliorer le rendement dans le pompage optique des chaînes d'amplification à colorant. Cette cellule particulière, montrée figure 5.2a, permet en fait de pomper perpendiculairement et toutefois d'assurer un pompage homogène du colorant, selon le schéma montré dans la figure 5.2b. Comme on peut le voir deux miroirs sont positionnés à 90° l'un par rapport à l'autre. Le tube cylindrique contenant le colorant en solution est positionné hors axe, dans une position bien précise et possède des dimensions bien précises, comme montré sur la figure. La moitié des rayons du laser de pompe incidents sur le miroir supérieur est réfléchi deux fois à 90° et pompe le colorant par derrière, alors que l'autre moitié est réfléchi une fois et pompe le colorant par le dessus. Dans la zone basse de la cellule, là où est positionné le tube, une moitié du faisceau vert pompe directement le colorant, alors que la moitié restante est réfléchi une fois à 90° et pompe le colorant par-dessous. Selon ce schéma le pompage se fait donc avec la même intensité dans les quatre directions. Le liquide peut être mis en circulation dans le tube, dans la direction du faisceau, en circuit fermé à l'aide d'une pompe ; le flux est maintenu laminaire pour éviter les turbulences.

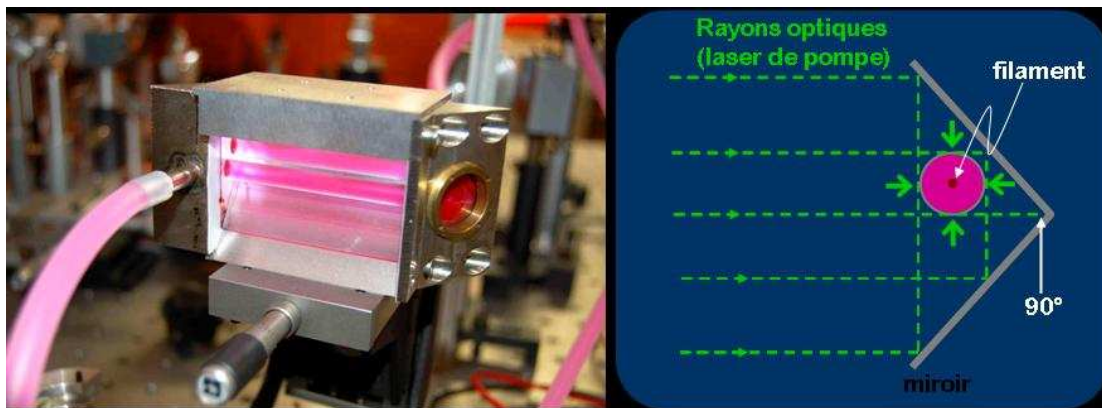


Figure 5.2. A gauche est montrée une photo de la cellule de Bétune. A droite est montré son principe de fonctionnement, qui a été décrit dans le texte.

5.3. Filamentation dans la solution de colorant en absence et en présence de pompage : premiers résultats expérimentaux.

La filamentation dans les milieux transparents liquides et en particulier dans une solution de colorant non pompée a été déjà démontrée précédemment [5]. La figure 5.3 montre sur une portion de 1cm de longueur la luminescence induite par le filament dans la solution de colorant non pompée. Comme pour le Ti:Sa la longueur d'onde centrale du faisceau qui forme le filament (610nm) se trouve dans la bande d'émission du colorant et loin du centre de la bande d'absorption. La filamentation dans ces conditions est donc possible. Comme on peut le voir dans la figure le filament se propage dans la cellule entouré d'un bain d'énergie (réservoir d'énergie, voir chapitre II). En établissant une échelle sur l'image de la figure 5.3 on a pu remonter à la taille du cœur du filament, en trouvant que son diamètre fait environ 30 μ m. Le filament est formé environ 4cm après la face d'entrée de la cellule et se propage sur 3cm jusqu'à la sortie. L'énergie initiale du faisceau était de 20 μ J après le diaphragme initial fermé à 3.5mm (taille initiale du faisceau, voir figure 5.1). L'énergie dans le filament non pompé était de 10 μ J. Cette énergie a été mesurée à la sortie de la cellule de colorant, à l'aide d'une photodiode calibrée en énergie, dont la bande spectrale s'étendait de 200nm jusqu'à 1100nm. Le cœur du filament était filtré en bloquant le réservoir d'énergie avec un filtre spatial de 0.5mm (indiqué avec ϕ_2 dans la figure 5.1). En restant dans les mêmes conditions expérimentales la cellule de colorant a été pompée en présence du filament.

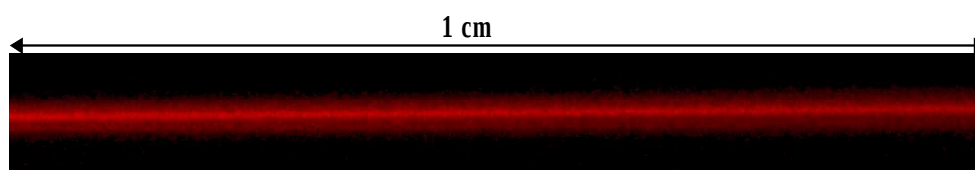


Figure 5.3. Image latérale de la trace de luminescence (sur 1cm) laissée par un filament qui se propage dans le colorant non inversé. On peut observer un canal de lumière intense qui se propage entouré par son réservoir d'énergie.

5.3.1 Le 'clamping' de l'intensité dans le filament en présence et en absence de pompage.

La formation d'un filament dans la cellule et son amplification peuvent être facilement distinguées de la propagation et de l'amplification usuelle d'une impulsion dans le colorant, simplement en regardant les spectres. En effet, on peut d'abord distinguer un filament d'un faisceau non filamenté dans le colorant non pompé, grâce à l'important élargissement spectral qu'il y a dans le filament par rapport au spectre de l'impulsion initiale. La figure 5.4 montre la comparaison entre le spectre de l'impulsion initiale avant la cellule (figure 5.4a), le spectre mesuré dans le réservoir d'énergie à la sortie (figure 5.4b) et le spectre mesuré dans le cœur du filament à la sortie (figure 5.4c). Comme on peut le voir le spectre dans le bain d'énergie est le même que celui de l'impulsion initiale, ce qui indique l'absence de non linéarités dans la propagation du réservoir autour du filament. Par contre, dans le cœur du filament, le spectre devient très large à cause de l'auto-modulation de phase. En induisant l'inversion de population, le spectre d'une impulsion qui se propage linéairement dans la solution de colorant (cela a été obtenu en abaissant la puissance très en dessous de la puissance critique) reste le même que dans le cas non pompé, comme attendu ; le spectre mesuré dans le réservoir d'énergie reste aussi le même dans le cas pompé et non pompé (voir figure 5.5a).

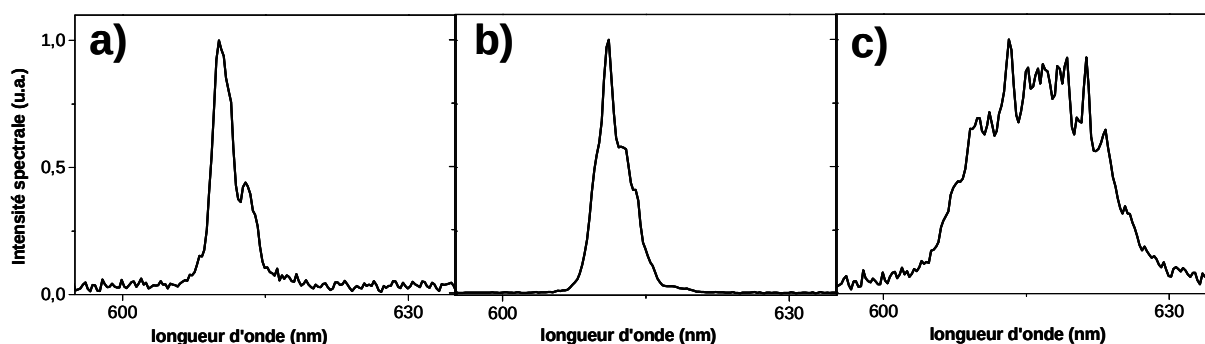


Figure 5.4. Comparaison entre a) le spectre de l'impulsion initiale avant d'entrer dans la cellule de colorant, b) le spectre de l'impulsion mesuré dans le réservoir d'énergie et c) dans le cœur du filament à la sortie de la cellule.

La présence d'une inversion de population dans la solution de colorant ne changeait pas non plus le spectre d'auto-modulation de phase mesuré dans le cœur du filament, pour différentes énergies de pompage. Cela est montré dans la figure 5.5b pour une énergie de pompage de 10mJ.

Le fait que le spectre d'auto-modulation de phase dans le cœur du filament ne change pas en absence et en présence de pompage nous indique que l'intégrale $B = \int n_2 I dz$, qui décrit la phase non linéaire accumulée pendant la propagation et responsable de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase, reste constante en présence comme en absence d'inversion de population. Puisque le spectre d'auto-modulation de phase ne change pas significativement, comme montré dans la figure 5.5b, on peut donc conclure que le fait de pomper le colorant ne change pas la phase non linéaire du filament. Puisque la quantité I dans l'intégrale représente le pic d'intensité dans le filament on peut conclure donc que l'amplification du filament ne change pas son pic d'intensité. Ce résultat est en bon accord avec le modèle d'autoguidage décrit dans le chapitre II et avec des études précédentes [6, 7] qui mettent en évidence une saturation du pic d'intensité dans le processus de filamentation (clamping de l'intensité).

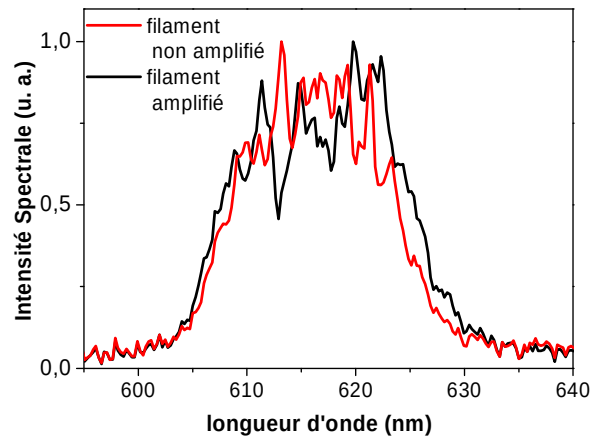


Figure 5.5. Comparaison entre les spectres d'auto-modulation de phase mesurés dans le cœur du filament non amplifié (courbe rouge) et amplifié (courbe noire).

5.3.2 Mesure du gain d'énergie dans le cœur du filament.

Dans ce paragraphe on explicite la mesure du gain d'énergie à l'intérieur du filament. Le gain d'énergie est défini ici, comme dans le cas du Ti :Sa, comme le rapport entre les énergies du filament amplifié et non amplifié, les deux grandeurs sont mesurées à la sortie de la cellule à colorant. Le schéma expérimental est celui indiqué dans la figure 5.1. La méthode et la

photodiode utilisées pour la mesure de l'énergie dans le cas pompé sont les mêmes que celles utilisées dans le cas du filament non pompé (voir début de la section 5.3). L'impulsion de 610nm était envoyée dans la cellule 1ns après l'impulsion de pompe ; ce délai étant choisi en optimisant le gain d'énergie d'une impulsion de faible puissance qui se propage linéairement dans la cellule, pour une énergie fixée de la pompe. Dans le graphique de la figure 5.6 est tracée la variation du gain d'énergie dans le cœur du filament en fonction de l'énergie de la pompe. Comme on peut le voir l'énergie dans le filament croît linéairement en fonction de l'énergie de pompage jusqu'à atteindre une saturation autour de 10-20mJ de l'énergie de l'impulsion de 532nm. Si la variation linéaire du gain entre 0 et 10mJ peut s'expliquer par le modèle de Frantz-Nodvick [8] pour un gain saturé par l'intensité très élevée du filament (voir annexe 1), toutefois la saturation observée pour les énergies supérieures à 10mJ reste inexpliquée. Peut-être s'agit-il d'un comportement exclusif du filament, qui ne peut pas être expliqué par le modèle classique de Frantz-Nodvick. Le gain le plus élevé mesuré est de 9, comme montré dans la figure 5.6. Puisque le filament avait une énergie initiale de 10 μ J (sans pompage) on a donc obtenu comme résultat final de l'amplification un filament 9 fois plus énergétique, soit 90 μ J en énergie.

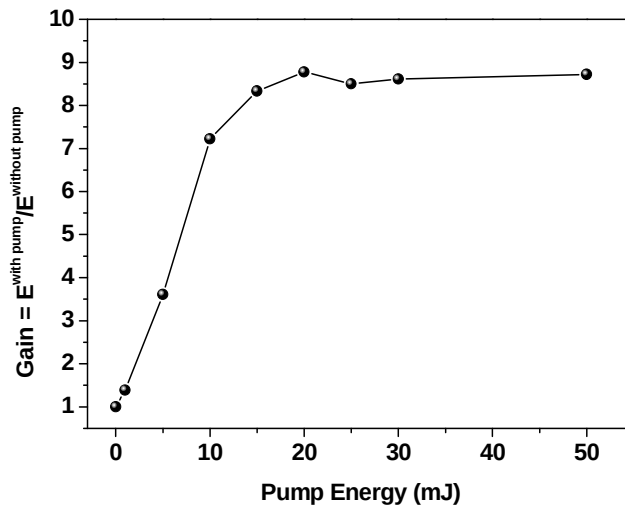


Figure 5.6. Courbe expérimentale qui montre le gain d'énergie du filament en fonction de l'énergie de la pompe.

5.4. Mesure de l'expansion du diamètre du filament.

La mesure directe de la section du filament sur la face de sortie de la cellule à colorant était très difficile à cause de l'angle très grand (angle de Brewster) entre la face de la cellule et le faisceau, mais surtout parce que la lumière diffusée sur la surface perturbait irrémédiablement

la mesure. Le diamètre de la section transversale du filament sur la face de sortie a été alors mesuré indirectement, en enregistrant le profil du filament à deux distances différentes après la face de sortie de la cellule, le long de l'axe de propagation. Les profils 1-D du filament amplifié et non amplifié sont montrés dans les figures 5.7e (5.2cm de propagation après la face de sortie) et 5.7f (6.2cm de propagation après la face de sortie). Ils correspondent aux profils que la section transversale possède dans le plan de la fenêtre de Brewster, plan dans lequel le diamètre du faisceau n'est pas déformé par la réfraction sur la face de sortie. En lignes traitillées sont représentés les profils mesurés du filament non amplifié, alors que les lignes continues montrent les profils mesurés du filament amplifié. Les mêmes mesures ont été répétées pour différentes énergies de pompage et montrent que les profils mesurés sont indépendants de l'énergie de la pompe lorsque cette énergie dépasse les 10mJ, zone où, comme on l'a vu dans le paragraphe 5.3.2, le gain est saturé. Pour extraire le diamètre du filament à $z=0$ (face de sortie de la cellule), on a d'abord considéré le filament non amplifié, pour lequel on a supposé un profil de fluence gaussien :

$$F(r) = F_m e^{-2r^2/w_0^2}, \quad (4.1)$$

où F_m est le pic de fluence dans le filament et w_0 est le diamètre initial du filament (largeur à mi hauteur du profil de fluence). On a fait ensuite l'hypothèse que la propagation du filament dans l'air, une fois sorti de la cellule à colorant, est linéaire. On remarquera que cette hypothèse est très raisonnable vu la grande différence qu'il y a entre les indices non linéaires de l'air et d'un liquide (presque trois ordres de grandeur). On a donc appliqué à la propagation linéaire du filament dans l'air la loi de la diffraction spatiale d'un faisceau gaussien:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/b^2}, \quad (4.2)$$

où $w(z)$ est le diamètre du filament à une distance z donnée et $b = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh. A partir de la mesure des diamètres du filament à deux distances différentes, $w_1 = w(z_1)$ et $w_2 = w(z_2)$, on a pu calculer la longueur de Rayleigh en résolvant l'équation de 2^{ème} degré suivante :

$$(K^2 + 4)(g^2 - 1)b^2 - 2Kd(g^2 + 1)b + d^2(g^2 - 1) = 0. \quad (4.3)$$

Dans cette équation les paramètres $K = \pi \Delta^2 \lambda d$, $\Delta^2 = w_2^2 - w_1^2$ et $g = w_2/w_1$ sont déterminés par la mesure de w_1 et w_2 . Une fois calculée la longueur de Rayleigh on a pu remonter au diamètre du filament à $z = 0$ (face de sortie de la cellule) en utilisant (4.2). Avec cette méthode on a trouvé un diamètre (largeur totale à mi-hauteur) sur la face de sortie de 42µm

(voir la ligne en traitillés dans la figure 5.7a). Ce résultat est en bon accord avec l'estimation donnée précédemment en examinant la trace de luminescence.

Puisque le pic d'intensité dans le filament reste figé et puisque le gain à haute intensité est saturé, il semble très raisonnable d'introduire pour le filament amplifié un profil phénoménologique de la forme suivante :

$$F'(r) = \frac{\kappa}{2} F_m e^{-2r^2/w_0^2} \left(1 + \kappa e^{-2r^2/w_0^2}\right)^{-1}, \quad (4.4)$$

où κ est un paramètre de saturation ajusté pour reproduire les résultats expérimentaux. Ce profil de type supergaussien a été utilisé comme condition initiale dans un code linéaire 2-D de propagation au-delà de la face de sortie de la cellule à colorant. Les profils obtenus après une propagation de 5.2cm et 6.2cm ont été comparés avec les profils mesurés avec une CCD aux mêmes distances, dans le cas du filament amplifié (voir figures 5.7b et 5.7c et le tableau 5.1).

Les résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux lorsque $\kappa > 1000$. On a trouvé que le profil du filament amplifié, en condition de gain saturé, qui reproduit les profils mesurés à l'extérieur de la cellule a un diamètre de 130 μ m (largeur totale à mi-hauteur). Ce profil est montré avec une ligne continue dans la figure 5.7a.

En résumé, à partir du modèle phénoménologique décrit par (4.4) on peut voir comment le filament, quand il est amplifié, peut devenir plus énergétique tout en maintenant son pic d'intensité figé à la même valeur que le filament non amplifié. Ce clamping de l'intensité sature le pic d'intensité dans le cœur du filament et se traduit par une expansion du diamètre du filament. Pour un gain d'un facteur 9 on trouve un facteur 3 d'expansion en accord avec la formule $\Delta w = w_0(\sqrt{G} - 1)$ donnée dans le paragraphe 5.1.

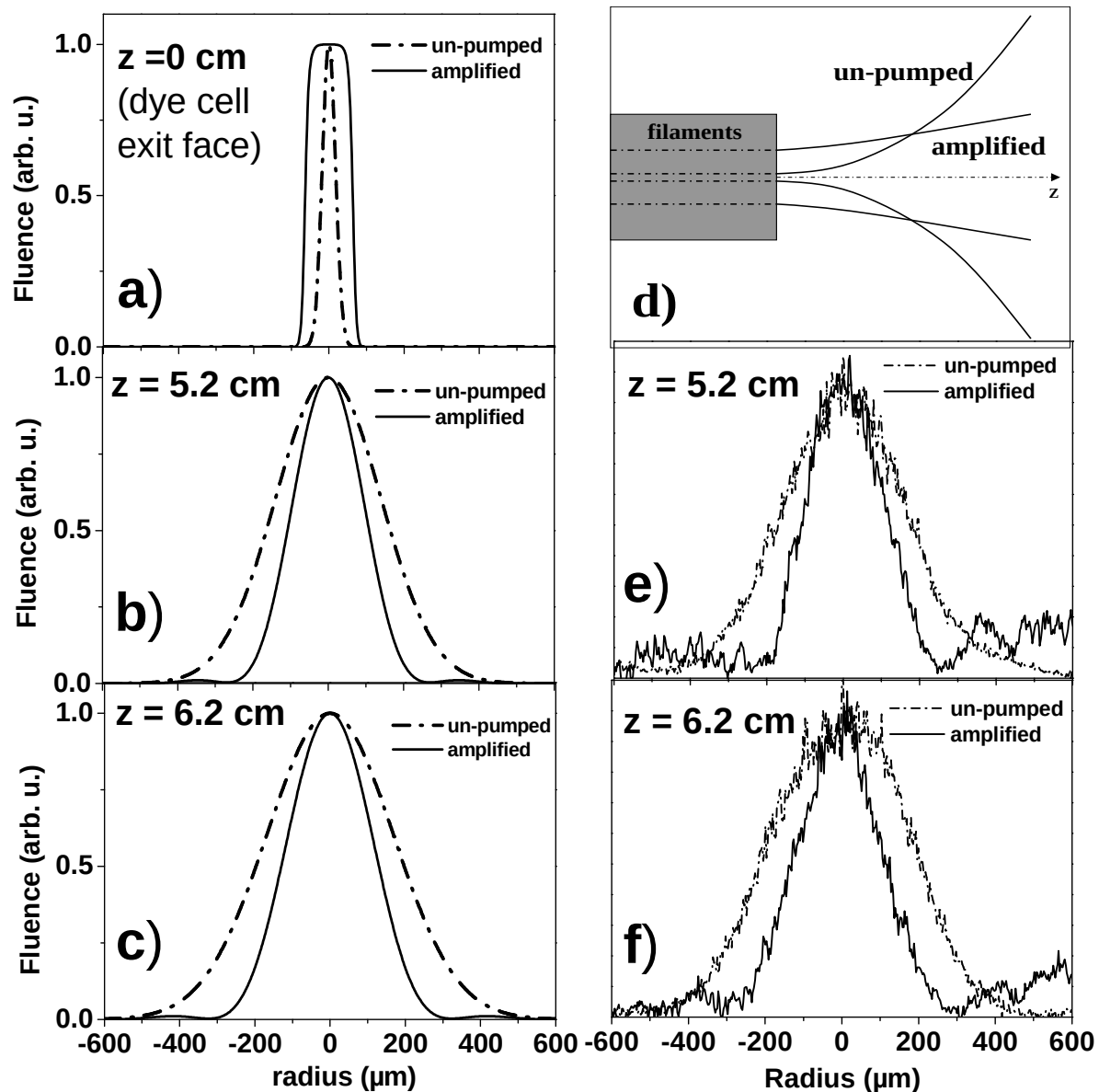


Figure 5.7. Dans les figures e) et f) sont montrés les profils de fluence mesurés aux distances de 5.2cm et 6.2cm de la face de sortie de la cellule. Dans les figures b) et c) sont montrés les profils simulés à partir du modèle phénoménologique décrit dans le texte. La figure a) montre les profils du filament sur la surface de sortie qui reproduisent bien les profils expérimentaux observés, après propagation linéaire du filament à l'extérieur de la cellule sur les distances de 5.2cm et 6.2cm. Dans la figure d) est montré schématiquement pourquoi un filament plus gros sur la face de sortie de la cellule donne une tache de diffraction plus petite en champ lointain.

5.5. Discussion des résultats et comportement temporel de l'impulsion.

Le modèle de Frantz-Nodvik ne peut expliquer ni le gain d'énergie dans le filament expérimentalement observé, ni l'augmentation du diamètre. On peut penser que le réservoir d'énergie autour du filament est amplifié par un processus de Frantz-Nodvik et ensuite cède l'énergie au filament par un processus non linéaire. On a donc été obligés d'introduire le modèle phénoménologique donné par la formule (4.4). Ce modèle phénoménologique prévoit un gain important d'énergie et une expansion du diamètre du filament. Si on définit l'énergie dans le cœur du filament comme l'intégrale du profil de fluence sur la section transversale, on peut démontrer que le rapport des énergies du filament amplifié et non amplifié peut s'écrire :

$$G = \frac{E'}{E} = \frac{\iint F'(r) r dr d\theta}{\iint F(r) r dr d\theta} = \ln \kappa, \quad (5.1)$$

où $F(r)$ et $F'(r)$ sont les profils de fluence donnés respectivement par les formules (4.1) et (4.4), et κ est le paramètre phénoménologique introduit dans le modèle. On peut également démontrer que le rapport des diamètres (largeur totale à mi-hauteur) vaut :

$$\frac{D}{D'} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\ln \kappa}}. \quad (5.2)$$

Le gain d'énergie et le diamètre du filament dépendent donc du paramètre κ et en particulier le gain est une fonction logarithmique de κ . Si on regarde le graphique donné dans la figure 5.6 on peut déduire donc que κ doit être fonction de l'énergie E_p de la pompe. Si on fait un fit du graphique de la figure 5.6 on peut déduire la dépendance de l'énergie. Ce fit est montré dans la figure 5.8. On démontre que le meilleur fit est obtenu avec une fonction de type $y = a / (1 + (a - 1)e^{-bx})$. La dépendance du paramètre κ de l'énergie de la pompe doit donc être telle que :

$$\ln(\kappa(E_p)) = \frac{a}{1 + (a - 1)e^{-bE_p}}, \quad (5.3)$$

et le meilleur fit est obtenu lorsqu'on pose $a = 8.7, b = 0.35$ (voir figure 5.8). Le paramètre $a = 8.7$ représente la valeur de saturation du gain et donc le gain maximum qu'on peut obtenir.

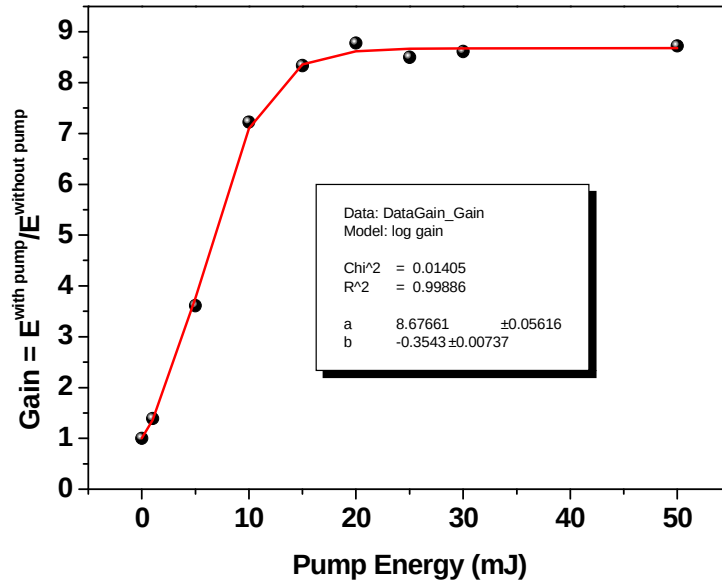


Figure 5.8. Même courbe que dans la figure 5.6. Cette fois on montre aussi le fit (courbe continue rouge) fait avec une courbe théorique décrite dans le texte.

Puisqu'on a mis en évidence expérimentalement que le pic d'intensité dans le filament reste figé même en présence d'inversion de population (voir paragraphe 5.3.1), le rapport des intensités du filament amplifié et non amplifié s'écrit :

$$\frac{I'}{I} = \frac{E'}{E} \left(\frac{D}{D'} \right)^2 \frac{\tau}{\tau'} = 1, \quad (5.4)$$

où τ, τ' sont, respectivement, la durée de l'impulsion non amplifiée et la durée de l'impulsion amplifiée. En substituant les formules (5.1) et (5.2) dans (5.4) on peut donc déduire :

$$\frac{\tau}{\tau'} = \ln 2 \approx 0.7. \quad (5.5)$$

Selon ce modèle le rapport entre les durées de l'impulsion amplifiée et non amplifiée ne dépend pas de κ ou de l'énergie de pompage. Ce comportement a été expérimentalement observé en mesurant l'autocorrelation des impulsions sortantes de la cellule à colorant, en présence et en absence d'inversion de population. Le résultat d'une mesure d'autocorrelation est montré dans la figure 5.9, pour une énergie de la pompe de 10mJ. Comme on peut le voir la présence d'une inversion de population dans la cellule ne change pas le comportement temporel de l'impulsion qui sort d'un processus de filamentation.

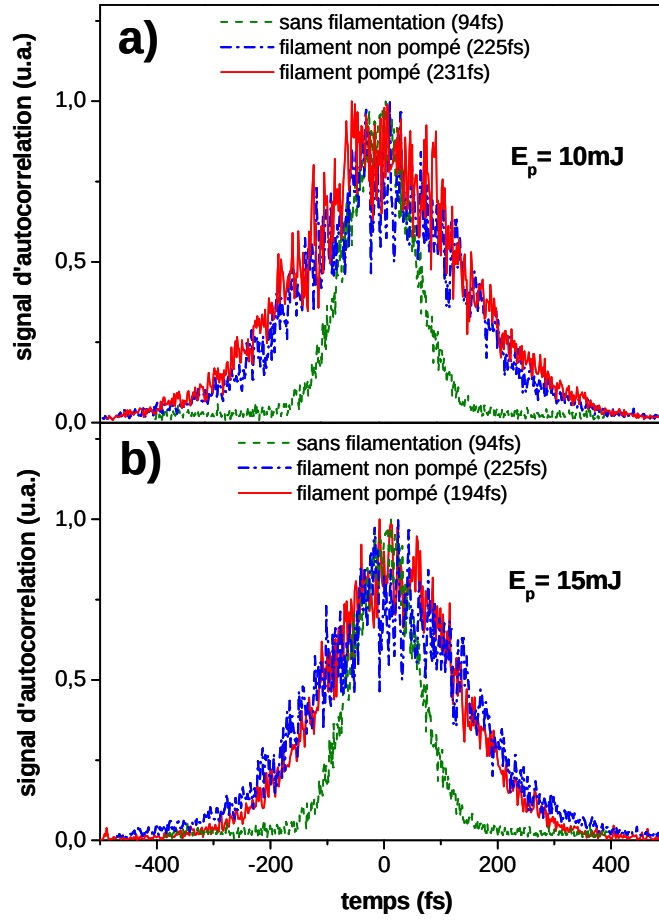


Figure 5.9. Comparaison entre les signaux d'autocorrelation de l'impulsion autoguidée dans les cas amplifié et non amplifié, pour deux valeurs différentes de l'énergie de la pompe, a) 10mJ et b) 15mJ. Les signaux en vert (traitillé) représentent les autocorrelations d'une impulsion non filamentée.

Expérimentalement on trouve donc toujours $\tau \approx \tau'$ indépendamment de l'énergie de pompage. Ce comportement temporel de l'impulsion amplifiée est très important si on pense à des expériences d'auto-compression par filamentation. Le fait que le comportement temporel après filamentation dans la cellule ne dépende pas de l'inversion de population dans le milieu, et en particulier de l'énergie de pompage, nous rassure sur la possibilité de pouvoir chercher à faire de l'auto-compression par filamentation [9-11] et en même temps de l'amplification, dans le même milieu. Il y a toutefois des limites dans la Sulphorhodamine 640 dues à son spectre d'absorption. Le spectre généré par auto-modulation de phase pendant la filamentation est réabsorbé en partie par le colorant. Ceci est montré dans la figure 5.11, où on compare le spectre d'un filament non amplifié dans le méthanol avec (ligne trait - point) et sans Sulphorhodamine 640 (ligne continue). On peut clairement voir comment la partie vers le

bleu du spectre d'auto-modulation de phase est absorbée par le colorant. A partir de la largeur du spectre du filament (amplifié et non amplifié) dans la solution de colorant, environ 20nm, on peut estimer pouvoir obtenir au mieux une impulsion auto-comprimée de 15fs. On voit donc bien qu'on serait limité en voulant faire de l'auto-compression par filamentation dans la Sulphorhodamine 640.

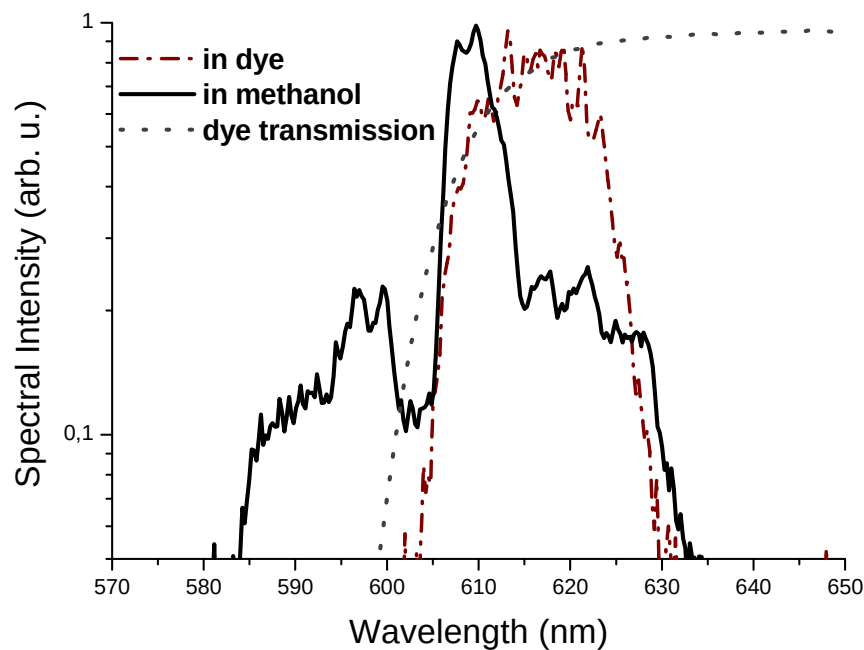


Figure 5.10. Spectre d'auto-modulation de phase d'un filament dans la Sulphorhodamine 640 diluée dans le Méthanol (courbe traits et points), dans le Méthanol seul (courbe noire continue). La courbe en pointillé montre le spectre de transmission de la même solution de colorant.

5.6. Conclusions du chapitre V.

Dans ce chapitre on a démontré qu'il est possible d'amplifier l'énergie dans le cœur d'un filament unique, de 10 μ J jusqu'à 90 μ J, en le faisant se propager dans un milieu amplificateur. On a aussi démontré que le diamètre du filament s'auto-ajuste en tenant compte du clamping du pic d'intensité. Ces résultats montrent que l'énergie et le diamètre d'un filament ne sont pas des quantités fixées, comme il avait été annoncé précédemment [12]. On a aussi obtenu l'évidence expérimentale que l'inversion de population et l'amplification de l'énergie dans le filament n'influencent pas le comportement temporel de l'impulsion à la sortie de la cellule, et donc ne compromettent pas la possibilité d'auto-comprimer l'impulsion après filamentation dans le colorant. Malheureusement le spectre d'absorption du colorant réabsorbe une partie du

spectre d'auto-modulation de phase généré par filamentation et limite la compression. Dans la Sulphorhodamine on ne pourrait pas descendre en dessous de 15fs. Pour l'auto-compression, il serait très intéressant de tester d'autres systèmes comme des liquides amplificateurs avec une grande séparation Stokes entre les centres de la bande d'absorption et de gain, ou encore des gaz à haute pression avec un profil de gain très large, comme les excimères [13-16].

Références.

- [1] C. Damico, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, ‘Femtosecond filament amplification in liquids,’ *Applied Physics B*, **85**, 49 (2006).
- [2] A. Migus, A. Antonetti, J. Etchepare, D. Hulin, A. Orszag, ‘Femtosecond spectroscopy with high-power tunable optical pulses,’ *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 584 (1985).
- [3] M.M. Murnane, R.W. Falcone, ‘High-power femtosecond dye-laser system,’ *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1573 (1988).
- [4] D.S. Bethune, ‘Dye cell design for high-power low-divergence excimer-pumped dye lasers,’ *Appl. Opt.* **11**, 1897 (1981).
- [5] H. Schroeder, S.L. Chin, ‘Visualization of the evolution of multiple filaments in methanol,’ *Opt. Commun.* **234**, 399 (2004).
- [6] J. Kasparian, R. Sauerbrey, S.L. Chin, ‘The critical laser intensity of self-guided light filaments in air,’ *Appl. Phys. B* **71**, 877 (2000).
- [7] L. M. Franz and J. S. Nodvik, ‘Theory of pulse propagation in a laser amplifier,’ *J. Appl. Phys.* **34**, 2346-2349 (1963).
- [8] A. Becker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C.M. Bowden, S.L. Chin, ‘Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas,’ *Appl. Phys. B* **73**, 287 (2001).
- [9] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, ‘Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation,’ *Applied Physics B* **79**, 673 (2004).

-
- [10] A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, 'Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient,' *Opt. Lett.* **30**, 2657 (2005).
- [11] A. Zaïr, A. Guandalini, F. Schapper, M. Holler, J. Biegert, L. Gallmann, U. Keller, A. Couairon, M. Franco and A. Mysyrowicz, 'Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by Filamentation,' *Optics Express* **15**, 5394-5404 (2007).
- [12] K.D. Moll, A.L. Gaeta, G. Fibich, 'Self-similar optical wave collapse: observation of the Townes profile,' *Phys. Rev. Lett.* **90**, 203902 (2003).
- [13] Anisimov S.V., Zemskov E.M., Zuev V.S., Kazanskii V.M., Kashnikov G.N., Mikheev L.D., Nesterov R.O., Sokolov V.V., Stavrovskii D.B., Cheremiskin V.I., 'Spectrally selective time-resolved actinometry of VUV radiation of a moving gas-dynamic discontinuity,' *Laser Phys.* **4** (2), 416, 1994.
- [14] Mikheev L.D., 'Evaluating the prospects of exciting the Xe₂Cl active medium by laser radiation for amplifying femtosecond pulses,' *Quantum Electron.* **35** (11), 984-986, 2005.
- [15] Zuev V.S., Mikheev L.D., 'Photochemical Lasers,' Harwood Academic Publishers, Philadelphia, 1991.
- [16] Mikheev L.D., 'Photochemical lasers on electronic molecular transitions,' *Quantum Electron.*, **32** (12), 1122 (2002).

6. Emission radiale de radiation THz d'un filament soumis à un champ électrique statique longitudinal.

6.1. Introduction.

La région du spectre électromagnétique dont les longueurs d'onde sont comprises entre $30\mu\text{m}$ et 3mm (fréquences : $10^{11} - 10^{13} \text{ Hz}$) est appelée région THz. Pendant longtemps cette région est restée le dernier bastion inexploré entre l'infrarouge lointain et la région des micro-ondes (ondes centimétriques). Cela a été sûrement dû à la difficulté de construire des systèmes de détection capables de mesurer ce type d'ondes. En effet la technologie hétérodyne utilisée dans la bande des micro-ondes n'est plus utilisable dans la bande THz et les photons THz ne sont pas assez énergétiques pour être détectés par effet photoélectrique. Dans les dernières années toutefois la situation a changé, avec la mise en place de techniques non linéaires utilisées à la fois pour la génération et la détection de radiations THz. Ces techniques se basent sur la rectification optique, qui permet la conversion aux basses fréquences de la fréquence optique d'une impulsion laser. Ces techniques utilisent la susceptibilité d'ordre deux dans les cristaux non homogènes uniaxes comme le ZnTe [1], ou la susceptibilité d'ordre trois en mélangeant (mélange à quatre ondes) la fréquence du laser avec sa deuxième harmonique ; cette dernière technique assure la conversion aux basses fréquences même dans des milieux centrosymétriques comme les gaz [2]. L'exploration des techniques de génération de radiation THz par simple focalisation d'une impulsion laser dans des milieux homogènes est aussi très récente [3-7].

Puisque on commence à en maîtriser les techniques de génération et détection, aujourd'hui l'étude des radiations THz est devenue un sujet très important, trouvant des applications dans différents domaines de la science comme les semi-conducteurs, les supraconducteurs à haute température, les tissus biomédicaux, les matériaux chimiques organiques, l'étude de la structure cellulaire. De nombreuses applications ont été proposées par exemple pour le diagnostic biomédical [8], les dépistages de sécurité [9], l'identification chimique [10].

6.2. Résultats précédents (état de l'art).

Un laser femtoseconde intense qui se propage dans l'air génère des filaments. Comme on l'a déjà vu, pendant la filamentation un canal de plasma de faible densité est formé. En 2001 a été prédit par C.-C. Cheng et al. qu'une telle colonne de plasma devrait émettre une radiation THz radialement par rapport à l'axe du filament [5]. Cette prédiction a été vérifiée expérimentalement dans les années suivantes, par Tzortzakis et al. [3] et par Méchain et al. [4], qui ont utilisé pour la mesure un détecteur hétérodyne à 110 GHz et un bolomètre, respectivement. Le modèle physique qui est à la base de cette prédiction a été toutefois critiqué [11-13]. En effet, parallèlement à l'interprétation originale de 2001 en termes d'oscillations longitudinales de plasma induites par la pression de radiation [5], les autres modèles assignent la cause de la génération de radiation THz à un processus de type Cherenkov qui vient du front d'ionisation de l'impulsion laser, guidé par la force pondéromotrice [6], ou encore aux collisions inélastiques des électrons libres dans le plasma produit par le laser [7]. Ce dernier processus, proposé en 2005 par W. Hoyer et al., implique que la radiation THz observée devrait être incohérente et non polarisée, alors que les autres processus prédisent tous une radiation THz cohérente et polarisée. D'importantes informations, qui amènent à distinguer entre le processus de la réf. [7] et les autres processus [5, 6], peuvent alors être obtenues en examinant expérimentalement les propriétés de cohérence et de polarisation de la radiation THz émise radialement.

Dans ce chapitre est proposée une étude expérimentale des propriétés de la radiation THz radiale. En outre, on étudie l'émission THz lorsque un champ électrique constant et de haute intensité est appliqué le long de la colonne de plasma créée par le filament. On verra que la radiation THz émise radialement est cohérente et linéairement polarisée, et l'application d'un champ électrique est accompagnée d'une augmentation de la radiation et d'une perte de cohérence et de polarisation, faisant penser à l'apparition d'un nouveau mécanisme d'émission [14]. Une origine possible de cette nouvelle émission incohérente et non polarisée en présence de champ électrique est proposée à la fin de ce chapitre.

6.3. Schéma expérimental.

Le schéma expérimental est montré dans la figure 6.1. Un faisceau laser infrarouge (800nm) de 150fs de durée était focalisé dans l'air à l'aide d'une lentille de 2m de focale. La puissance du faisceau était telle qu'un seul filament pouvait être formé dans l'air. Deux électrodes en cuivre de 2cm de diamètre distantes de 4cm étaient placées le long de l'axe de propagation du filament. Les deux électrodes avaient un trou au centre de 1mm de diamètre à travers lequel passait le filament. Une des électrodes pouvait être chargée avec un potentiel V qui pouvait varier de 0kV jusqu'à un maximum de 30kV, à l'aide d'un circuit alimenté par une alimentation haute tension ; l'autre électrode était reliée à la masse avec une résistance. Lorsque le filament était formé, il fermait le circuit et un courant pouvait être mesuré à travers la résistance R . Un détecteur hétérodyne était placé perpendiculairement à l'axe du filament pour la mesure de la radiation émise radialement. De l'autre côté du filament un miroir métallique pouvait être placé en face du détecteur hétérodyne ; ce miroir pouvait être déplacé perpendiculairement à l'axe de propagation du laser pour des expériences d'interférence entre la radiation émise par les deux côtés opposés du filament. Un polariseur à grille métallique était placé avant le détecteur pour l'étude des propriétés de polarisation de l'émission THz radiale.

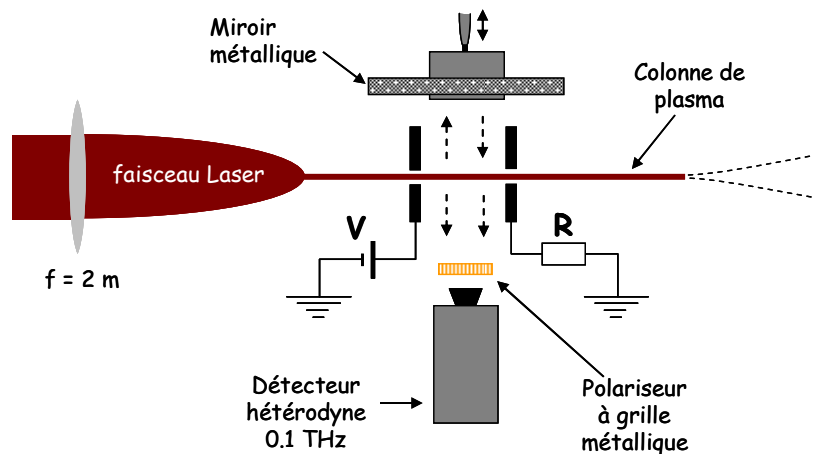


Figure 6.1. Schéma expérimental. La description est dans le texte.

6.4. Le détecteur hétérodyne à 0.1 THz.

Le détecteur utilisé dans les expériences a été conçu au Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique (LERMA), de l'Observatoire de Paris. Le schéma électronique qu'il utilise est représenté dans la figure 6.2. L'onde THz est collectée sur un

cornet au moyen d'une lentille en téflon. Le cornet a un diamètre d'entrée de 3cm et sa sortie est connectée à un guide d'onde WR8, qui le relie au mélangeur. Le mélangeur est connecté, grâce au même type de guide d'onde (WR8) à un oscillateur local de fréquence 91 GHz (Oscillateur Gunn). Dans le mélangeur le signal à mesurer est mélangé avec le signal de l'oscillateur local. Le signal produit par ce mélange est ensuite amplifié, filtré avec un filtre qui passe la bande 0.1 – 3 GHz et enfin détecté à l'aide d'une diode de redressement et un filtre passe-bas.

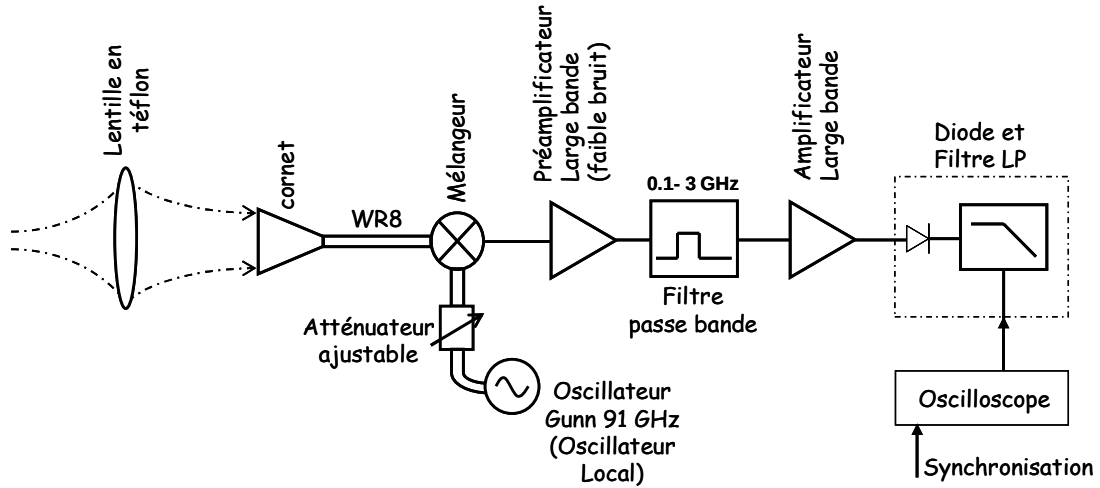


Figure 6.2. Schéma électronique du détecteur hétérodyne 100GHz, utilisé dans l'expérience.

Le mélangeur est l'élément le plus important dans un schéma de détection hétérodyne ; dans notre détecteur il est formé par un T-hybride et deux diodes appariées, configuration qui permet de réduire fortement le bruit donné par l'oscillateur local. Le courant I qui sort du mélangeur est une fonction de la tension U appliquée :

$$I = I_s (e^{\alpha U} - 1) = \sum_{j=1}^{\infty} I_s \frac{\alpha^j U^j}{j!}, \quad (4.1)$$

où I_s est un courant de saturation et α est une constante qui vaut environ $40V^{-1}$. La tension sur le mélangeur est la somme du signal THz et de la tension fournie par l'oscillateur local qui oscille à la fréquence ω_0 :

$$U = S(t)\cos(\omega t) + R\cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (4.2)$$

où $S(t)$ est l'enveloppe du signal THz et φ la phase temporelle de l'oscillateur local. Pour des signaux S faibles on peut arrêter le développement (4.1) au deuxième ordre et en utilisant (4.2) on peut arriver à écrire le courant sous la forme :

$$\begin{aligned}
I(t) = & \frac{\alpha^2 I_s}{4} (S^2(t) + R^2) \\
& + \alpha I_s S(t) \cos \omega t + \alpha I_s R \cos(\omega_0 t + \varphi) \\
& + \frac{\alpha^2 S^2(t) I_s}{4} \cos \omega t + \frac{\alpha^2 R^2 I_s}{4} \cos(\omega_0 t + \varphi) \\
& + \frac{\alpha^2 I_s}{2} R S(t) \{ \cos[(\omega + \omega_0)t + \varphi] + \cos[(\omega - \omega_0)t - \varphi] \}
\end{aligned} \quad (4.3)$$

On pose $\omega - \omega_0 \equiv \Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$. Le filtre passe bande élimine les hautes fréquences et le continu, en laissant passer seulement les basses fréquences comprises entre 0.1 GHz et 3 GHz. Donc la seule composante du signal qui reste après filtrage est celle qui contient la différence $\omega - \omega_0 = 2\pi\Delta\nu$. La détection finale se fait par une diode qui redresse le signal en le multipliant au carré. Si on tient aussi compte du temps d'intégration T, le signal qui sera détecté à la fin aura la forme :

$$V(t) = \frac{\alpha^4 I_s^2 R^2 T}{4} \langle S^2(t) \cos^2(2\pi\Delta\nu t - \varphi) \rangle, \quad (4.4)$$

où $\langle f(t) \rangle = T^{-1} \int_0^T f(t) dt$ indique la moyenne temporelle de la fonction $f(t)$. Le temps de réponse du détecteur est de quelques nanosecondes.

Le détecteur utilisé détecte donc les fréquences dans la bande 88 – 90.9 GHz et 91.1 – 94 GHz, ce qui fait une largeur de bande de 6 GHz, avec un trou autour de la fréquence 91 GHz, essentiel pour ne pas passer le continu.

6.5. Caractéristiques de l'émission THz radiale d'un filament non chargé.

Dans la suite on appellera 'filament chargé' le filament en présence de champ électrique et 'filament non chargé' le filament dans le cas où la tension appliquée aux électrodes est nulle ($V=0$).

Pour la mesure des propriétés de cohérence et de polarisation de la radiation THz radiale émise par un filament non chargé on a utilisé deux différents types de sources laser. La première source est un laser de laboratoire (Salle Verte, Annexe 1). Dans ce cas on formait un seul filament dans l'air en focalisant le laser avec une lentille de 2m de focale comme montré dans le schéma expérimental de la figure 6.1. La deuxième source laser est le laser Teramobile [15] (description en Annexe 1).

Le faisceau du Teramobile peut être focalisé dans l'air à l'aide d'un télescope dont la longueur focale peut être variée entre 10m et l'infini. Dans notre expérience la focale du

télescope était fixée à 18m. Dans ce cas un faisceau de 6-7mm de diamètre avec à l'intérieur approximativement 40 filaments, est produit dans la zone de Rayleigh du laser focalisé (voir figure 6.4b).

On peut en outre noter que le guide d'onde placé à l'intérieur du détecteur hétérodyne agit lui-même comme un polariseur. En effet il est bien connu que les guides d'ondes rectangulaires (comme le WR8) agissent en tant que polariseurs.

Le polariseur utilisé pour les mesures de polarisation est montré dans la figure 6.3 à droite. Il s'agit d'une grille de fils en cuivre espacés d'une distance beaucoup plus petite que la longueur d'onde détectée ($\nu = 91\text{GHz} \rightarrow \lambda = 3.3\text{mm}$ dans l'air). Si le champ électrique de l'onde THz a la même direction que les fils métalliques il sera absorbé en induisant un courant dans la grille. Dans ce cas l'onde ne passera pas. Si, au contraire, les directions du champ électrique et des fils sont orthogonales, l'onde est transmise sans induire un courant.

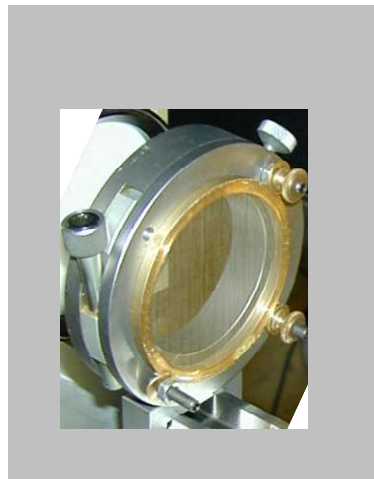


Figure 6.3. Photo du polariseur à grille métallique utilisé dans l'expérience, et décrit dans le texte.

6.5.1 Etude de la polarisation de l'émission THz d'un filament.

Dans une première expérience un seul filament était formé dans l'air en utilisant la source laser de la Salle Verte. Une lentille en téflon collectait la radiation émise par le filament et la focalisait sur le cornet du détecteur. Le détecteur était positionné perpendiculairement à la direction du filament et pouvait être tourné sur lui-même autour de l'axe de détection, comme montré dans la figure 6.4a. Le résultat de la mesure pour un seul filament est montré dans la figure 6.4c ; on trouve que la radiation THz possède une seule composante dans la direction de propagation du filament (courbe rouge en traitillé dans la figure 6.4b).

Lorsque le détecteur était tourné pour que l'axe de polarisation du guide d'onde soit perpendiculaire à l'axe du filament aucune radiation n'était détectée, comme montré en trait noir continu dans la figure 6.4b. On peut conclure que la radiation observée est linéairement polarisée le long de l'axe du filament.

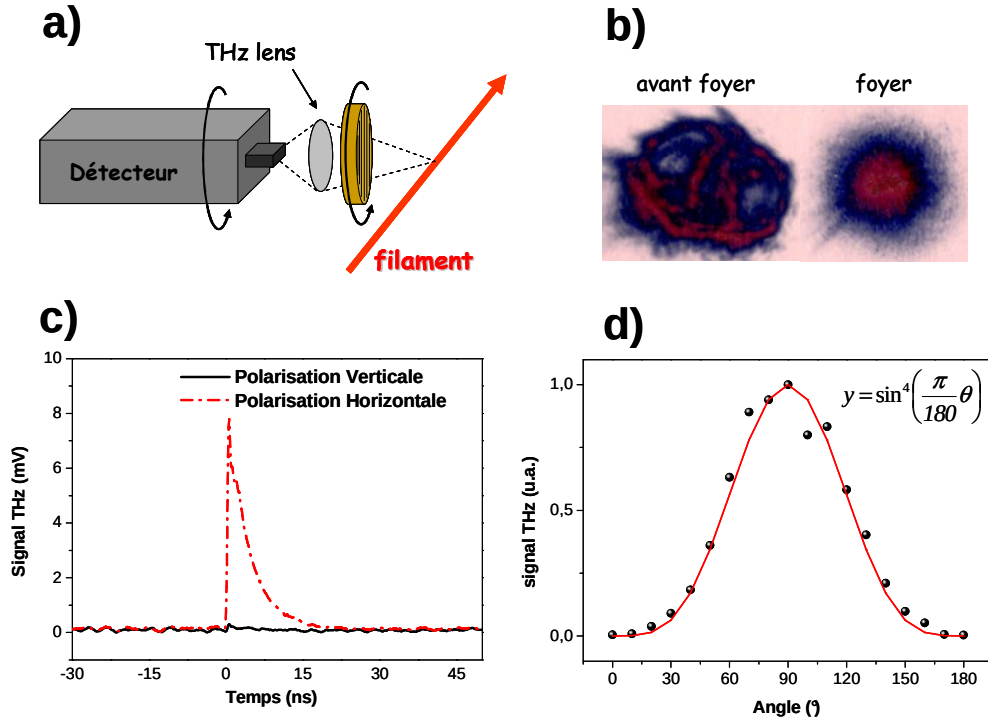


Figure 6.4. a) Méthode de mesure de la polarisation de l'onde THz. b) Papier photosensible calibré, impressionné par le faisceau laser dans le cas de multi-filamentation. L'image de droite a été prise dans la zone focale, où le plusieurs filaments sont réunis à former un faisceau de 6-7mm de diamètre. c) Signaux des composantes horizontale et verticale de l'onde THz émise. La composante verticale est nulle, l'onde est polarisée le long de l'axe du filament. d) Mesure de la polarisation de l'onde THz radiale émise dans le cas de multi-filamentation, c'est-à-dire le cas de la figure b) ; l'onde est encore linéairement polarisée le long de l'axe du faisceau.

Un filament dans l'air possède un diamètre de l'ordre de 100 μ m ; le filament obtenu en laboratoire en focalisant un faisceau de 5mm de diamètre avec une lentille de 2m avait une longueur de 50cm. Le cornet possède un diamètre de 3cm et la lentille qui focalise la radiation THz sur le cornet fait 7cm de diamètre. L'objet émetteur (filament) est donc monodimensionnel par rapport au système de détection. Une deuxième expérience a été alors faite pour démontrer que les propriétés de polarisation observées ne sont pas données par la géométrie linéaire de l'émetteur. En fait, en focalisant le faisceau du Teramobile on a pu former, à 18m de distance, un faisceau de 40 filaments environ réunis sur un diamètre de 6-7mm (voir figure 6.4b) sur une longueur de 3m. On a donc posé le détecteur

perpendiculairement à la direction du faisceau laser et on a répété l'expérience qu'on avait faite en laboratoire en présence d'un seul filament. Dans l'impossibilité de tourner le détecteur autour de son axe de détection, à cause de difficultés techniques, on l'a laissé fixe dans une position telle que l'axe de polarisation du guide d'onde à l'intérieur soit parallèle à l'axe du faisceau, et on a analysé la polarisation de l'onde THz en tournant le polariseur à grille métallique, qu'on avait posé entre le faisceau de filaments et le détecteur. On s'attendait dans ce cas à observer une loi de Malus au carré, parce que dans cette configuration on avait deux polariseurs entre l'émetteur (le faisceau de filaments) et le détecteur et on tournait le premier polariseur. Le résultat est montré dans la figure 6.4d. Comme on peut le voir le signal THz détecté en fonction de l'angle de rotation du polariseur suit bien une loi de Malus au carré. On peut conclure que même dans le cas de plusieurs filaments parallèles la radiation détectée reste polarisée linéairement le long de la direction des filaments. Puisque dans cette dernière expérience le diamètre de l'objet émetteur est environ 100 fois plus grand que dans le cas d'un seul filament et du même ordre de grandeur que les dimensions linéaires du cornet on ne peut plus approximer sa géométrie avec une géométrie monodimensionnelle et pourtant les propriétés de polarisation du rayonnement THz détecté restent les mêmes.

6.5.2 Etude de la cohérence de l'émission THz d'un filament.

Pour étudier la cohérence de l'émission THz on a mesuré les interférences produites par l'interaction entre les ondes émises du côté du filament où il y a le détecteur et les ondes émises du côté opposé, après réflexion sur un miroir métallique, comme montré dans la figure 6.5a. Dans un premier temps on a utilisé la source de la Salle Verte. En déplaçant le miroir métallique perpendiculairement à l'axe du filament, si la source est cohérente, on s'attend à observer une figure d'interférence qui a une période d'une demi-longueur d'onde. Dans notre expérience les fréquences détectées par le détecteur hétérodyne sont comprises entre 88 et 94 GHz (91 ± 3 GHz), ce qui correspond à une longueur d'onde centrale de 3.3mm avec une incertitude de 0.1mm autour de cette longueur d'onde. La période attendue alors est de 1.65 ± 0.05 mm. La longueur de cohérence l_c du détecteur est inversement proportionnelle à sa bande passante $\Delta\nu$ selon la relation $l_c = c/\Delta\nu$. Puisque dans notre cas $\Delta\nu = 3\text{GHz}$, la longueur de cohérence du détecteur est $l_c = 5\text{cm}$. On appelle d la distance entre le miroir métallique et le filament. Si $2d < l_c$ une onde radiale émise du même point

du filament pourrait interférer avec elle-même en donnant une impression de cohérence. Pour éviter cet artéfact on place le miroir à une distance telle que $2d \gg l_c$. Pour une question de rapport signal/bruit on a choisi de déplacer le miroir sur une distance comprise entre 20cm et 21cm, ce qui donne $40cm < 2d < 42cm$; distance très supérieure à l_c . Si S est le signal THz mesuré, on définit le contraste comme la quantité $C = (S_{\max} - S_{\min}) / (S_{\max} + S_{\min})$. Le résultat est montré dans la figure 6.5b. En déplaçant le miroir on obtient des franges d'interférence avec une période $1.6 \pm 0.2mm$ comme attendu (0.2mm est l'erreur sur la mesure, dû au choix du déplacement du miroir égal à 200µm). Le contraste des franges est plus grand que 0.5. Si on considère les pertes par diffraction de la radiation réfléchiée sur le miroir, on peut conclure que l'on est en présence d'une émission avec un degré de cohérence très élevé.

En répétant la même expérience avec le faisceau laser du Teramobile, dans les mêmes conditions expérimentales que dans le cas de l'étude de la polarisation (voir paragraphe 5.5.1), on observe une perte des franges d'interférence, comme montré dans la figure 6.5c. Ce résultat peut être expliqué en observant que dans ce dernier cas le signal est la somme des signaux qui viennent de plusieurs filaments qui ne sont pas positionnés à la même distance du détecteur et/ou du miroir métallique, sur une épaisseur de 8 mm (diamètre du faisceau de filaments). Alors la superposition de différentes émissions déphasées fait disparaître les franges même si chaque filament émet une radiation cohérente. Toutefois la nature polarisée de la radiation subsiste, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, parce que l'émission de chaque filament reste polarisée.

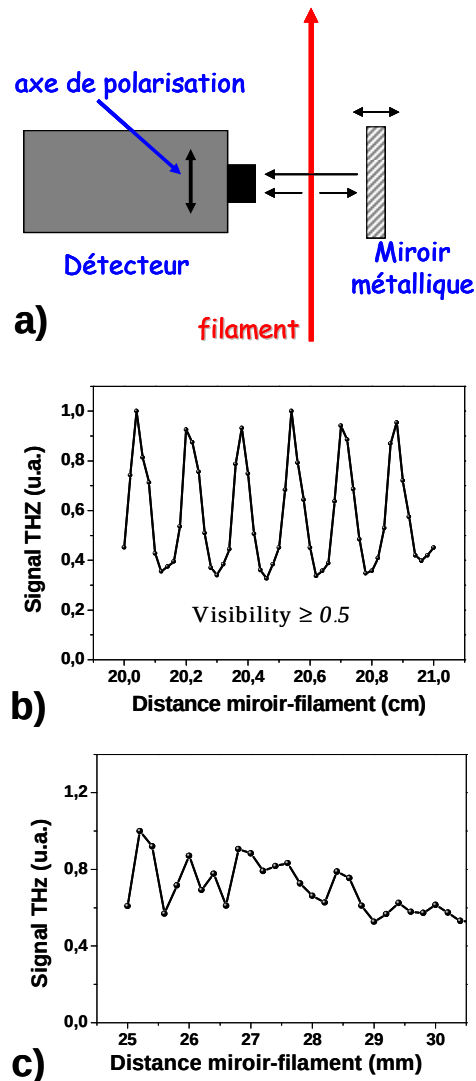


Figure 6.5. Méthode de mesure de la cohérence longitudinale de la source THz, et résultats. a) Schéma expérimental. b) Franges d'interférence obtenues dans le cas d'un seul filament ; le miroir était positionné à 20cm de la source. c) Même mesure que dans le cas b), mais résultat différent, dans le cas de multi-filamentation. La description de l'expérience se trouve dans le texte.

6.6. Emission THz radiale d'un filament soumis à un champ électrique longitudinal intense.

Dans cette partie du chapitre on étudie la radiation THz émise radialement par un filament lorsqu'il se trouve immergé dans un champ électrique constant et intense, dont le vecteur est dans la direction de l'axe du filament (filament chargé). Dans ce cas pour l'étude on a utilisé seulement la source de laboratoire. Pour créer ce champ électrique on applique un potentiel V aux deux électrodes en cuivre positionnées comme décrit dans le paragraphe

5.3 (voir aussi figure 6.7a). Le potentiel V pouvait être varié entre 0kV et 30kV. Puisque la distance entre les électrodes était 4cm, cela correspond à un champ électrique appliqué au filament compris entre 0kV/cm et 12kV/cm.

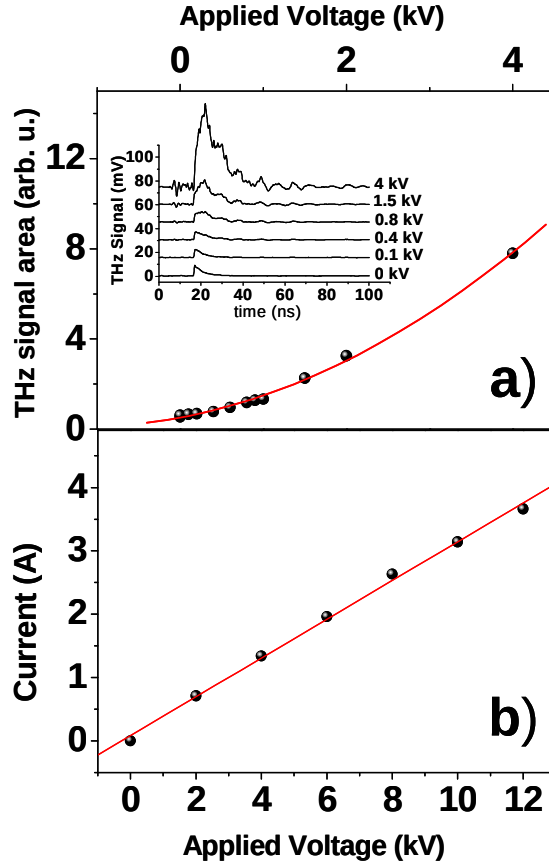


Figure 6.6. Mesure du signal THz et du courant qui passe dans le filament en présence d'un champ électrique longitudinal appliqué (voir schéma de la figure 6.1). a) Signal THz (insert) intégré dans le temps en fonction de la tension appliquée aux électrodes. b) Signal de courant en fonction de la tension appliquée aux électrodes.

L'influence de l'application du champ électrique sur l'intensité de l'émission THz par le filament est montrée dans la figure 6.6a. Comme on peut le voir l'énergie de l'émission THz (intégration sur le temps du signal THz) augmente quadratiquement en fonction de la tension appliquée aux électrodes. En particulier dans l'insert de la figure 6.6a on peut voir pour une distance donnée, que déjà pour une tension appliquée de 4kV le pic du signal THz est presque 10 fois plus grand que le signal mesuré pour le filament non chargé ($V=0$ kV). Le tracé du signal de courant mesuré sur une résistance de charge de 10Ω (voir schéma expérimental de la figure 6.1) en fonction de la tension appliquée aux électrodes donnait une loi linéaire, comme montré dans la figure 6.6b. Cela indique qu'on était dans un régime ohmique.

6.6.1 Etude des propriétés de cohérence et de polarisation en présence du champ électrique.

Une étude des propriétés de polarisation et de cohérence de l'émission THz a été conduite aussi dans le cas d'un filament soumis à un champ électrique. Les distances filament - détecteur et filament - miroir sont les mêmes que dans le cas précédent du filament non chargé. La seule différence dans cette nouvelle étude est le fait que maintenant les électrodes sont chargées par une différence de potentiel V . Il faut remarquer que dans l'étude proposée dans les paragraphes 5.5.1 et 5.5.2 les électrodes étaient présentes dans la configuration expérimentale donc la géométrie du système reste la même que dans le cas du filament non chargé, étudié précédemment. Le schéma est montré dans la figure 6.7a. Pour l'étude des propriétés de polarisation le miroir n'était pas présent dans le schéma expérimental, alors que pour l'étude de la cohérence la lentille en téflon n'était pas présente. Les résultats pour l'étude de la polarisation et de la cohérence sont résumés dans la figure 6.7.

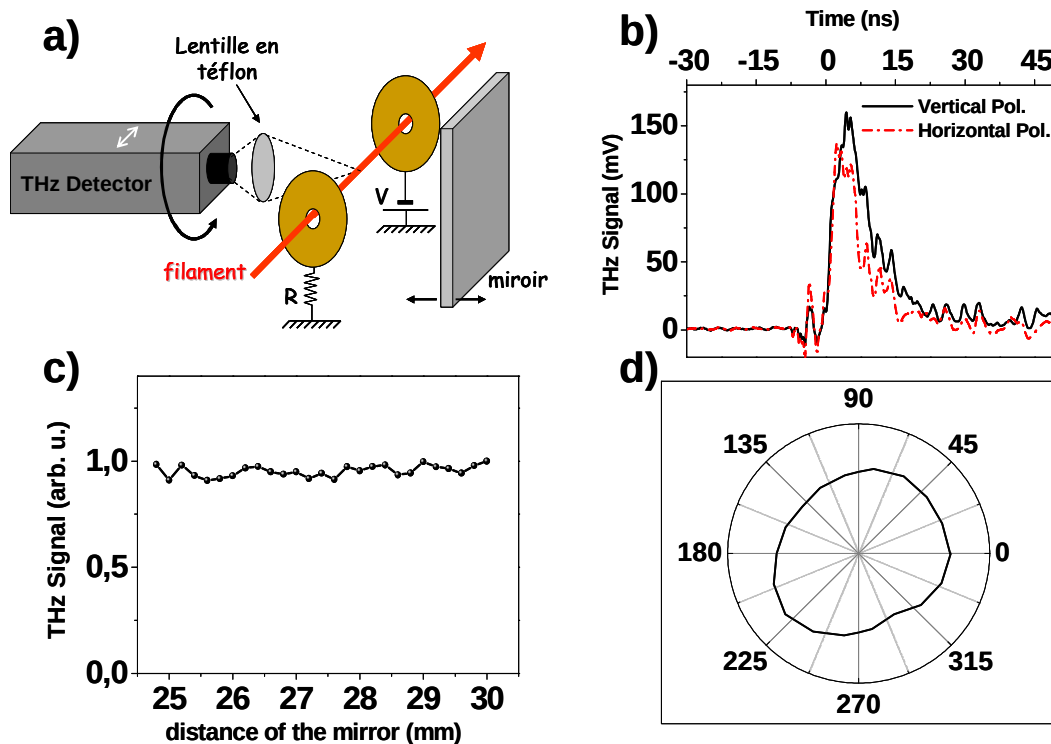


Figure 6.7. Résultats de la mesure de cohérence et de polarisation, en présence de champ électrique. a) schéma. b) Signaux des composantes horizontale et verticale de l'onde THz émise. Les deux composantes ont le même ordre de grandeur, l'onde est non polarisée. Le diagramme polarimétrique complet est montré dans la figure d). c) En présence de champ électrique les franges disparaissent ; l'onde émise dans ce cas est non cohérente.

La radiation THz émise par le filament soumis à un champ électrique longitudinal devient non polarisée. Le résultat est montré dans les figures 6.7b et 6.7d. Dans la figure 6.7b on a représenté deux signaux obtenus lorsqu'une tension de 10kV est appliquée entre les électrodes. Comme on peut le voir, dans ce cas les signaux mesurés dans les directions de polarisation verticale et horizontale ont le même ordre de grandeur. Le résultat en fonction de l'angle de rotation du détecteur autour de son axe de détection est montré dans la figure 6.7d. L'analyse polarimétrique indique que la radiation THz observée dans ce cas n'est pas polarisée. Le résultat de l'analyse de la cohérence de la radiation émise par le filament chargé est donné par les interférences montrées dans la figure 6.7c. Comme on peut le voir toutes les franges disparaissent en présence du champ électrique. Dans le cas des figures 6.7b, 6.7c, 6.7d la tension appliquée était de 10kV, mais le même résultat a été retrouvé pour des tensions plus basses.

6.7. Interprétation phénoménologique des résultats.

Le fait que l'application d'un champ électrique le long de l'axe du filament change les propriétés de polarisation et de cohérence de la radiation émise, laisse penser qu'on est en présence d'un nouveau mécanisme d'émission. Une autre raison pour penser à un nouveau mécanisme d'émission est que le nouveau signal THz (celui obtenu en présence de champ électrique) est retardé par rapport au signal obtenu en absence de champ électrique. Cela peut être observé dans la figure 6.8, où on a représenté un signal typique obtenu à $V=0\text{kV}$ (courbe en trait continu) et deux signaux obtenus pour des tensions faibles appliquées aux électrodes. Comme on peut le voir les pics des signaux obtenus en présence de champ électrique arrivent environ 2ns après le pic du signal émis par un filament non chargé. Observons aussi que le temps caractéristique des signaux est différent : de l'ordre de 3ns pour le filament non chargé (voir figure 6.4c) et de l'ordre de 6 ns pour le filament chargé avec des tensions faibles. Cela veut dire que 6ns est la vraie durée du signal en présence du champ électrique.

On a pris en considération différents mécanismes pour interpréter le nouveau signal THz. Löffler et al. [16] ont précédemment observé une émission THz intense en présence de champ électrique, en focalisant un faisceau laser femtoseconde dans l'air entre deux électrodes chargés. Dans l'expérience de Löffler et al. le champ électrique extérieur était parallèle au champ de l'impulsion laser, contrairement à notre expérience. Ils ont attribué l'augmentation de l'émission THz à l'amorce d'un régime d'ionisation par effet tunnel lorsque l'intensité de

l'impulsion focalisée atteint 10^{15} W/cm^2 . Il est bien connu toutefois, et il a été aussi démontré expérimentalement [17], que le pic d'intensité dans un filament est figé à quelques 10^{13} W/cm^2 . A une telle intensité le taux d'ionisation est toujours bien décrit par un modèle multi-photonique, donc on peut conclure que l'ionisation tunnel n'est pas responsable de l'émission THz dans notre cas.

Le retard de 1.7ns entre les pics des signaux en absence et en présence de champ électrique (voir figure 6.8) est de l'ordre du temps de recombinaison du canal de plasma. L'explication la plus plausible alors est basée sur un échauffement par effet Joule de la colonne de plasma chargée par le champ électrique. Une fois le plasma recombiné une mince colonne d'air chauffé est générée. Ce mécanisme a été déjà investigué par Tzortzakis et al. en 2001 [18]. En utilisant une technique de diffractométrie résolue dans le temps [19], ils ont montré que l'échauffement Joule d'une mince colonne d'air et l'expansion de l'air qui suit sont responsables du déclenchement et du guidage des décharges électriques dans l'air.

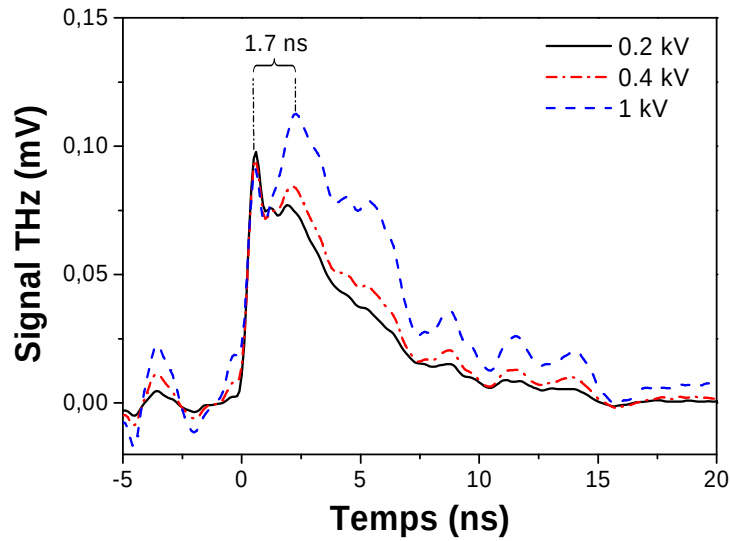


Figure 6.8. Signaux THz pour de basses tensions appliquées aux électrodes. Les courbes montrent que le signal a deux composantes : l'une de ces composantes (le premier pic du signal) est indépendante du champ électrique appliqué. L'autre composante (deuxième pic) arrive environ 2ns après et elle augmente en fonction du champ électrique. La première composante est linéairement polarisée alors que la deuxième est non polarisée ; elles sont donc de nature différente.

On estime l'augmentation de température de la colonne d'air comme suit. L'énergie dissipée par effet Joule pendant le temps de recombinaison du plasma τ , est donnée par $\Delta E_J \approx \Delta P_J \cdot \tau$, où $\tau \approx 1\text{ns}$ et $\Delta P_J \approx V \cdot I$ est la puissance dissipée par effet Joule lorsqu'une tension V appliquée cause le passage dans un conducteur d'un courant I . A partir du graphique de la

figure 6.6b on peut estimer le courant dans le circuit lorsque $V=10\text{kV}$. Pour une telle tension appliquée on peut donc estimer que l'énergie $\Delta E_J \approx V \cdot I \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^4 \text{W} \times 10^{-9} \text{s} = 30 \mu\text{J}$ est dissipée par effet Joule dans la colonne de plasma. Finalement on peut donc écrire que :

$$\Delta T = \frac{\Delta E_J}{M \cdot C_p} \approx 100\text{K} , \quad (7.1)$$

où $C_p \approx 1\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ est la capacité thermique de l'air à pression constante et $M = 1.6 \times 10^{-7} \text{g}$ est l'estimation de la masse de la colonne d'air. Pour cette dernière estimation on a utilisé la formule $M = \rho(\pi r_f^2 L)$ où $\rho = 10^{-3} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ est la densité de l'air, $r_f = 50 \mu\text{m}$ est le rayon du plasma et $L = 4\text{cm}$ est la longueur de la partie du plasma compris entre les deux électrodes. Ce calcul est fait en supposant que la pression de l'air reste constante pendant l'émission du signal. Ceci est une hypothèse raisonnable parce que le temps caractéristique d'expansion thermique de la colonne d'air est beaucoup plus long que le temps caractéristique du signal mesuré (de l'ordre de 10ns, voir figures 6.6a et 6.8). Ce calcul est en bon accord avec la température de la colonne d'air déduite avec la technique de diffractométrie résolue dans le temps proposée dans la référence [18]. On attribue donc l'augmentation de radiation THz, ainsi que le changement des propriétés de polarisation et de cohérence de la nouvelle radiation observée, au même processus d'échauffement Joule de la colonne d'air et à l'émission de radiation de corps noir qui s'en suit.

Sous cette hypothèse on peut estimer la puissance totale émise dans l'espace par la colonne d'air autour de 100 GHz. En effet, en accord avec la loi de Wien le maximum d'émission pour un corps noir à 400K est situé autour de la fréquence 26.3THz. Alors autour de 0.1THz la loi d'émission du corps noir est bien approximée par la loi de Rayleigh-Jeans. On peut donc estimer la puissance totale émise par le filament chargé en utilisant la formule :

$$\Delta P = \frac{4\pi^2 R L}{c^2} v_c^2 k_B \Delta T \Delta v . \quad (7.2)$$

Cette formule représente la loi de Rayleigh-Jeans intégrée sur la surface émettrice $2\pi r_f L$ du filament, et multipliée par la bande des fréquences détectées $\Delta v = 6\text{GHz}$. $\Delta T = 100\text{K}$ est l'augmentation de température qui provoque l'émission observée et $v_c = 91\text{GHz}$. Le coefficient $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann. Pour une augmentation de température de 100K on peut estimer à partir de l'équation (7.2) que la puissance totale émise dans l'espace par le filament chargé de 10kV, à la fréquence 91GHz dans une bande de 6GHz, est environ $\Delta P = 60 \text{pW}$.

Enfin, en revenant à la radiation THz émise en absence de champ électrique, on remarque que les propriétés de cohérence observées dans ce cas sont en accord avec le modèle Cerenkov proposé par Sprangle et al. [6], mais elles ne sont pas en accord avec le modèle proposé dans la référence [7]. On peut estimer que typiquement la puissance THz émise par un filament non chargé est environ un ordre de grandeur plus faible que la puissance émise par le filament chargé. On peut donc conclure qu'un filament émet radialement dans l'espace une puissance THz de l'ordre de 6pW, en accord avec le modèle en référence [6].

6.8. Conclusions du chapitre VI.

En conclusion, dans ce chapitre on a montré que la radiation THz émise par un seul filament, créé dans l'air, est linéairement polarisée le long de l'axe de propagation du filament et hautement cohérente. Lorsque le filament est soumis à un champ électrique constant et longitudinal, on observe une augmentation d'un ordre de grandeur du signal mesuré. Cette augmentation est accompagnée d'une perte de polarisation et de cohérence. En se basant sur ce changement de propriétés et sur une analyse du retard entre les pics des signaux émis dans les deux cas, on a conclu que cette radiation correspond à un nouveau mécanisme d'émission. On a interprété cette nouvelle émission comme étant due à la radiation de corps noir d'une mince colonne d'air chaud qui reste après la recombinaison du filament de plasma.

Références.

- [1] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, and G. Weinreich, 'Optical Rectification,' Phys. Rev. Lett. **9**, 446 (1962); Ajay Nahata, Aniruddha S. Welling, and Tony F. Heinz, 'A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling,' Appl. Phys. Lett. **69**, 2321 (1996).
- [2] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, 'Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air,' Opt. Lett. **25**, 1210 (2000).
- [3] S. Tzortzakis, G. Méchain, G.-B. Patalano, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz, 'Coherent sub-THz radiation from Femtosecond infrared filaments in air,' Opt. Lett. **27**, 1944 (2002)
- [4] G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, B. Leriche, 'Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air,' Applied Physics B **77**, 707-709 (2003)
- [5] C. C. Cheng, E. M. Wright, and J.V. Moloney, 'Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings,' Phys. Rev. Lett. **87**, 213001 (2001).
- [6] P. Sprangle, J. Pen˜ano, B. Hafizi, and C. Kapetanakos, 'Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces,' Phys. Rev. E **69**, 066415 (2004).
- [7] W. Hoyer, A. Knorr, J. V. Moloney, E. M. Wright, M. Kira, S. W. Koch, "Photoluminescence and Terahertz Emission from Femtosecond Laser-Induced Plasma Channels," Phys. Rev. Lett. **94**, 115004 (2005).
- [8] E. Pickwell and V. P. Wallace, 'Biomedical applications of terahertz technology,' J. Phys. D **39**, R301 (2006).

-
- [9] Y. C. Shen, T. Lo, P. F. Taday, B. E. Cole, W. R. Tribe, and M. C. Kemp, ‘Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging,’ *Appl. Phys. Lett.* **86**, 241116 (2005).
- [10] Hua Zhong, Albert Redo-Sanchez, and X.-C. Zhang, ‘Identification and classification of chemicals using terahertz reflective spectroscopic focal-plane imaging system,’ *Opt. Express* **14**, 9130 (2006).
- [11] G. Shvets, I. Kaganovich, and E. Startsev, “Comment on “Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings”,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 139301 (2002).
- [12] Chung-Chieh Cheng, E. M. Wright, and J. V. Moloney, “Reply to the Comment by Gennady Shvets, Igor Kaganovich, and Edward Startsev,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 139302 (2002).
- [13] V. T. Tikhonchuk, “Comment on “Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings”,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 209301 (2002).
- [14] C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, ‘Coherent and Incoherent Radial THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air,’ *à paraître dans Optics Express*
- [15] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J. P. Wolf, and L. Wöste, “Teramobile: a Mobile Femtosecond-Terawatt Laser and Detection System,” *Eur. Phys. J. AP* **20**, 183 (2002).
- [16] T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos, “Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air,” *Appl. Phys. Lett.* **77**, 453 (2000).
- [17] A. Beker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C. M. Bowden, S. L. Chin, “Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas,” *Appl. Phys. B* **73**, 287 (2001).

[18] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora, “Femtosecond laser-guided electric discharge in air,” *Phys. Rev. E* **64**, 057401 (2001).

[19] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, “Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air,” *Opt. Commun.* **181**, 123 (2000).

7. Emission d'un filament de radiation THz vers l'avant.

7.1. Introduction.

Comme on vient de le voir, il y a aujourd'hui différentes façons de produire des radiations THz. La méthode la plus commune est d'utiliser le processus de rectification optique dans des cristaux non centro-symétriques comme le ZnTe, en utilisant la polarisation d'ordre deux. D'autres méthodes ont été mises en place qui utilisent la polarisation d'ordre trois dans des milieux centro-symétriques comme les gaz. Dans ce cas on focalise le faisceau laser femtoseconde dans un gaz et en utilisant un processus de mélange à quatre ondes on provoque une conversion aux basses fréquences en mélangeant la fréquence fondamentale de l'impulsion laser avec sa deuxième harmonique. Même dans ce dernier cas on a toutefois besoin d'un cristal doubleur positionné le long de l'axe du laser avant le point de focalisation, afin de produire l'harmonique double.

La radiation THz est aujourd'hui beaucoup utilisée dans différents domaines de la physique et d'autres disciplines scientifiques, fondamentales et appliquées. On comprend donc la nécessité d'avoir des sources THz de plus en plus efficaces, mais aussi faciles à manipuler. Un autre obstacle à surmonter est d'avoir à disposition des sources THz qui puissent être déplacées et créées à distance, près de l'échantillon à irradier. Cela reste un obstacle insurmontable pour les sources du type décrit auparavant.

L'interaction d'une impulsion autoguidée (le filament) avec le plasma créé par lui-même a été aussi étudiée, expérimentalement et théoriquement, comme mécanisme capable d'émettre des ondes THz, avec la découverte d'une émission électromagnétique radiale [1, 2]. Ce type de source permet de franchir l'obstacle de la création de THz à distance, parce que en contrôlant le chirp de l'impulsion laser il est possible de contrôler la position du début du filament et sa longueur [3, 4]. Toutefois le mécanisme de conversion qui donne cette émission THz radiale est beaucoup moins efficace que les autres sources basées sur la rectification optique ; le taux de conversion en énergie est estimé, par le mécanisme proposée par Sprangle [5], à 10^{-9} . L'émission radiale de radiation THz d'un filament a été étudiée dans le chapitre précédent lorsque le filament est soumis à un champ électrique longitudinal et constant. L'application d'un champ électrique amorce un nouveau mécanisme d'émission qui donne un signal THz plus intense, mais les caractéristiques de la radiation THz émise changent [6]. En outre

l'utilisation de deux électrodes pour la création du champ électrique, ne permet pas de créer facilement une source à distance.

Dans ce chapitre on étudiera un nouveau mécanisme d'émission THz, beaucoup plus efficace par rapport au mécanisme d'émission radiale. L'interaction de l'impulsion autoguidée avec le canal de plasma faiblement ionisé et très collisionnel donne cette fois une émission THz vers l'avant, par rapport au sens de propagation du laser, selon un mécanisme de type 'Transition-Cherenkov', amorcé par les charges créées par le front d'ionisation de l'impulsion, qui se propage à la vitesse de la lumière. La description des résultats expérimentaux concernant les propriétés d'émission angulaire et de polarisation de la radiation THz émise, ainsi qu'une description détaillée du modèle d'émission, seront données.

7.2. Description du schéma expérimental.

Le schéma expérimental est montré dans la figure 7.1. la chaîne laser utilisée est celle de la Salle Verte (description en Annexe 1). Un filament était formé en focalisant dans l'air une impulsion de 4mJ à l'aide de lentilles de différentes focales. Dans l'expérience la partie centrale de la section transversale du faisceau était sélectionnée à l'aide d'une ouverture de 5mm de diamètre, le profil spatial résultant était plutôt 'top-hat'. Le détecteur utilisé a été décrit dans le chapitre précédent.

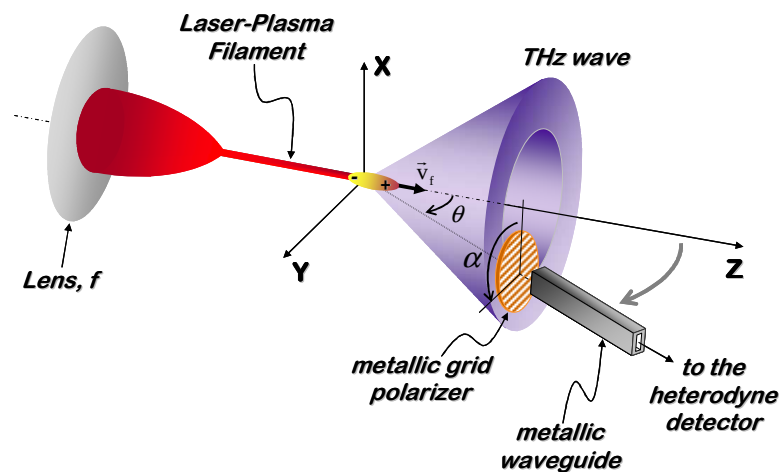


Figure 7.1. Schéma de la méthode de mesure et du mécanisme d'émission vers l'avant.

Afin d'étudier le diagramme d'émission angulaire, le détecteur était fixé sur une platine de rotation et pouvait être tourné sur 360° autour d'un point fixe situé le long du filament (voir la

figure 7.1). Le polariseur à grille métallique (voir Chapitre V) a été utilisé pour l'étude des propriétés de polarisation de l'émission THz.

7.3. Premiers résultats expérimentaux : l'émission vers l'avant et sa polarisation.

En plus d'une émission THz radiale qui donne un diagramme angulaire de type dipolaire (voir figure 7.2 à gauche) on observe une émission vers l'avant. Pour une lentille de focalisation de 2m de focale, cette émission vers l'avant est comprise dans un cône très étroit, dans un angle de 4° - 5° environ (voir figure 7.2 à droite). Le point visé était positionné vers le centre par rapport à la longueur du filament et le détecteur tournait autour de ce point fixe. La distance du détecteur par rapport au point de rotation sur l'axe du filament était de l'ordre de 5mm lors de la mesure du diagramme polaire de l'émission radiale. Pour ce qui concerne le diagramme angulaire de l'émission vers l'avant, pour obtenir un signal THz du même ordre de grandeur par rapport à la mesure de l'émission radiale on a dû positionner le détecteur à une distance de l'ordre de 10cm, c'est-à-dire une distance plus grande de plus d'un ordre de grandeur. Cela indique que l'émission THz vers l'avant est beaucoup plus forte; si on tient compte que le signal varie comme l'inverse de la distance au carré, cela signifie une intensité d'émission vers l'avant, plus grande d'au moins deux ordres de grandeur par rapport à l'émission radiale.

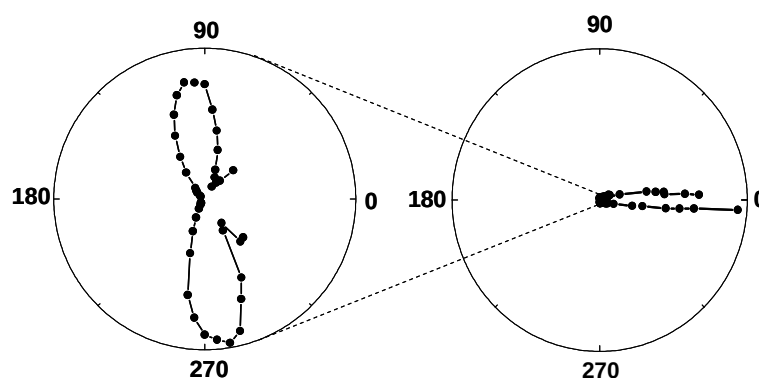


Figure 7.2. Comparaison entre les diagrammes angulaires d'émission pour la radiation THz radiale (à gauche) et la radiation émise vers l'avant (à droite).

Une première mesure de la polarisation de la radiation THz émise vers l'avant a été faite sur le plan commun à l'axe du filament et à l'axe de détection (voir figure 7.1). On s'est positionné à l'angle où le signal THz était le plus fort et en tournant le polariseur à grille métallique on a mesuré une loi de Malus au carré comme montré dans la figure 7.3a. Puisque le détecteur agit lui aussi comme un polariseur, une loi de Malus au carré indique que la

radiation émise vers l'avant est polarisée linéairement dans le plan commun aux axes du filament et du détecteur. En changeant la polarisation du faisceau laser à l'aide d'une lame demi-onde on a remarqué que rien ne change pour l'intensité et la polarisation du signal THz détecté. Pour des questions de symétrie, tourner la polarisation du laser est équivalent à tourner le plan commun à l'axe du détecteur et à l'axe du filament autour de l'axe du filament. Pour cette raison on peut conclure que la radiation THz vers l'avant est effectivement émise dans un cône qui a pour axe l'axe du filament, et la polarisation de cette radiation est radiale, comme montré schématiquement dans la figure 7.3b.

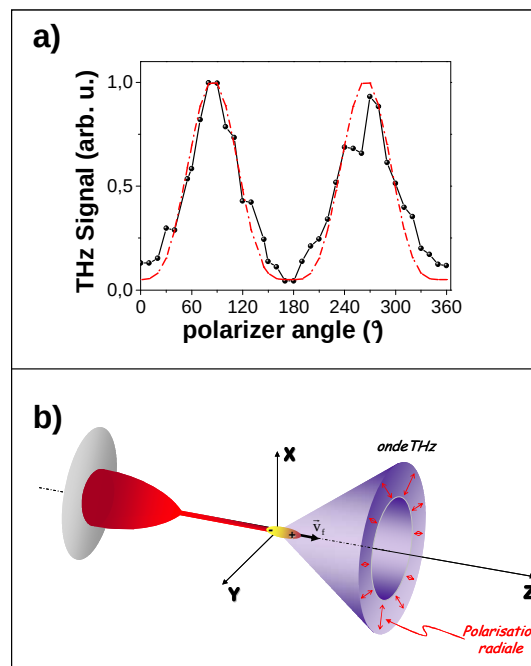


Figure 7.3. a) Résultat de la mesure de polarisation, la courbe expérimentale est bien reproduite par une loi de Malus. b) Schéma qui montre les propriétés de polarisation de la radiation THz vers l'avant, la radiation est radialement polarisée (les flèches rouges dans la figure 7.3b indiquent la direction du champ électrique).

7.4. Le modèle Transition-Cherenkov.

Dans ce paragraphe on va décrire en détail un modèle théorique mis en place par le Prof. V. Tikhonchuk de l'Université Bordeaux 1, afin de donner une interprétation des résultats expérimentaux observés.

Le problème est le suivant : on veut déterminer l'émission électromagnétique émise par la distribution de courant limitée dans l'espace et dans le temps, créée par ionisation multiphotonique pendant le processus de filamentation. Le point de départ est l'équation des ondes

pour le potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$ écrite sous la jauge de Lorentz. La solution pour le potentiel vecteur en champ lointain est donnée par [7] :

$$\vec{A}(r, \vec{k}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \vec{j}(\vec{k}, \omega), \quad (4.1)$$

où $\vec{j}(\vec{k}, \omega) = \iiint d^3r' \int dt \vec{j}(\vec{r}', t') e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r}' - \omega t')}$ est la transformée de Fourier de la densité de courant dans le domaine spatial et temporel. La quantité ω est la fréquence de l'onde électromagnétique émise, et $k = n\omega/v_{\text{em}}$ est le nombre d'onde de la radiation, avec v_{em} qui représente la vitesse de phase de l'onde électromagnétique. En principe, une fois que le potentiel vecteur est calculé à partir de la distribution du courant, on peut déterminer le champ électromagnétique à travers les expressions $\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}/\mu_0$ et $\vec{E} = -\partial \vec{A}/\partial t$. Le calcul du vecteur de Poynting $\vec{I} = \vec{E} \times \vec{H}$ nous permettra alors d'établir le type d'émission et résoudra le problème.

Comme on peut le voir, les caractéristiques du rayonnement électromagnétique vont dépendre donc de la distribution spatiale et temporelle du courant créé par l'impulsion autoguidée. On peut formellement écrire cette distribution de courant comme :

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = j_{\perp}(\vec{\rho}) j_{\parallel}(z, t) \hat{z}, \quad (4.2)$$

où $j_{\perp}(\vec{\rho})$ est la distribution du courant dans le plan perpendiculaire à l'axe du filament, alors que $j_{\parallel}(z, t)$ est la distribution axiale du courant dans l'espace et dans le temps ; le front d'ionisation qui crée ce courant se déplace à la vitesse de groupe de l'impulsion, $\vec{v}_g = v_g \hat{z}$. Les champs magnétique et électrique en champ lointain peuvent s'écrire formellement en fonction du courant sous la forme (voir Annexe 2a):

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{k}, \omega) = \frac{ikj_{\perp}(\vec{k}_{\perp}) j_{\parallel}(\omega)}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \frac{e^{i(\omega/v_g - k \cos \theta)L} - 1}{i(\omega - kv_g \cos \theta)} (\hat{r} \times \vec{v}_g) \\ \vec{E}(\vec{k}, \omega) = \frac{c\mu_0}{n} \vec{H}(\vec{k}, \omega) \times \hat{r} \end{cases}. \quad (4.3)$$

Dans ces formules L est la longueur du canal ionisé par le filament, $\hat{r}$ est le vecteur unitaire de la direction d'observation, alors que le vecteur d'onde de la radiation émise peut s'écrire comme $\vec{k} = \vec{k}_{\perp} + k_{\parallel} \hat{z}$, $\vec{k}_{\perp}$ étant le vecteur d'onde dans le plan perpendiculaire à l'axe du filament. L'angle θ est l'angle entre la direction d'observation et l'axe du filament, et on aura donc $\hat{r} \cdot \hat{v}_g = \cos \theta$ et $|\hat{r} \times \hat{v}_g| = \sin \theta$. Dans la formule du champ électrique, n au dénominateur est l'indice de réfraction de l'air à la fréquence centrale de l'onde

électromagnétique émise. Avec un peu de calculs, à partir du vecteur de Poynting, calculé à partir des formules (4.3), on peut déduire la densité d'énergie irradiée par unité d'angle solide et par unité d'intervalle de fréquence ; en champ lointain elle sera proportionnelle au produit du carré de la distance d'observation et du module carré du champ magnétique (voir Annexe 2b), on peut donc écrire :

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = \frac{|j_{\perp}(\vec{k}_{\perp})|^2 |j_{\parallel}(\omega)|^2 \sin^2 \left[(L\omega/2v_g)(1 - \cos\theta) \right]}{4\pi^3 \epsilon_0 c n (1 - \cos\theta)^2} \sin^2 \theta = \frac{|j_{\perp}(\vec{k}_{\perp})|^2 |j_{\parallel}(\omega)|^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c n} a(\omega, \theta). \quad (4.4)$$

Cette formule est écrite dans l'approximation où la vitesse de groupe de l'onde électromagnétique émise et la vitesse de groupe de l'impulsion laser sont comparables, c'est-à-dire $kv_g/\omega = v_g/v_{em} = n/n_0 \approx 1$ (les conditions pour avoir une émission purement Cherenkov ne sont pas satisfaites), où $n_0 \approx 1$ est l'indice de réfraction de l'air à la fréquence centrale de l'impulsion laser. Pour la distribution radiale du courant on prend une fonction gaussienne du type $j_{\perp}(\rho) = e^{-\rho^2/\rho_0^2}$, où ρ_0 est la largeur du canal ionisé par l'impulsion autoguidée. Par transformée de Fourier spatiale on trouve donc :

$$|j_{\perp}(k_{\perp})|^2 = \pi^2 \rho_0^4 e^{-k_{\perp}^2 \rho_0^2/2} \approx \pi^2 \rho_0^4, \quad (4.5)$$

où l'approximation $e^{-k_{\perp}^2 \rho_0^2/2} \approx 1$ est raisonnable en champ lointain. Le front d'ionisation de l'impulsion laser autoguidée ionise le gaz. Les électrons créés sont poussés par la force pondéromotrice de l'impulsion. Cette impulsion autoguidée peut être vue comme une boulette ellipsoïdale longue environ de $45\mu\text{m}$ (largeur correspondant à 150fs) et de largeur de l'ordre de 100 à $200\mu\text{m}$ (largeur d'un filament). La force pondéromotrice est donc surtout dirigée le long de l'axe du filament, et les électrons sont poussés vers l'arrière en créant une séparation de charge dans la queue de l'impulsion (voir schéma de la figure 7.4). Cela induit des oscillations à la fréquence du plasma $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0} \approx 5.6 \cdot 10^{12} - 1.8 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, pour une densité de charge électronique $n_e \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, densité typique obtenue par filamentation. Le plasma formé par un filament est faiblement ionisé ($n_e \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3} \ll n_a = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, où n_a est la densité des neutres dans l'air à la pression atmosphérique) et froid (énergie des électrons : $T_e \approx 1 - 2 \text{ eV}$) ; on peut donc estimer que la fréquence des collisions électron-neutres dans l'air est très élevée $\nu_e \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Cela signifie que le plasma n'aura pas beaucoup de temps pour osciller. La

charge totale créée par le laser est zéro donc l'impulsion induit un dipôle qui se déplace dans l'air à la vitesse de groupe $\vec{v}_g = v_g \hat{z}$ de l'impulsion laser.

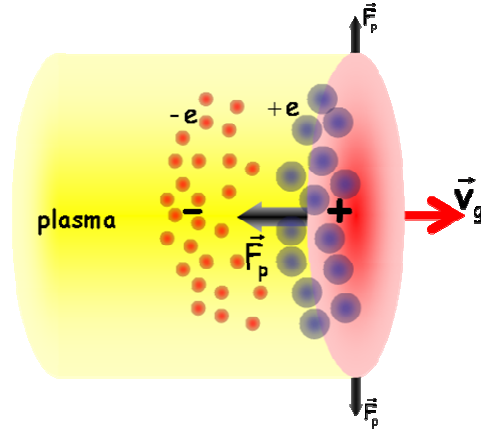


Figure 7.4. Dessin schématique du mécanisme de séparation de charge, dans l'effet Transition-Cherenkov, induite par la force pondéromotrice de l'impulsion.

L'excitation de la queue de l'impulsion laser par la force pondéromotrice de l'impulsion a été considérée par Sprangle et al. [5]. Ils calculent le champ électrique longitudinal $E_{\parallel}$ du dipôle induit par la force pondéromotrice. En approximation de faible perturbation de la densité électronique on peut considérer que $\nabla n_e \approx 0$, et déduire donc le courant induit par l'expression $j_{\parallel}(t) = -\epsilon_0 \partial E_{\parallel} / \partial t$. Par transformée de Fourier on trouve (pour le détails voir Annexe 2c) :

$$j_{\parallel}(\omega) = -\frac{e \omega_{pe}^2 \omega (\omega + 2i\nu_e)}{2m_e c^2 \omega_0^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i\nu_e \omega)} I_L(\omega), \quad (4.6)$$

où $I_L(\omega) = \int_0^{\tau_L} d\tau I_L(\tau) e^{i\omega\tau}$, avec I_L qui représente l'intensité de l'impulsion laser. Pour simplifier les calculs, nous considérons un profil temporel d'intensité du type :

$$I_L(\tau) = I_0 \sin^2(\pi\tau/\tau_L) \quad \text{pour} \quad 0 \leq \tau \leq \tau_L, \quad (4.7)$$

où τ_L représente la durée de l'impulsion laser. A partir de (4.6) et (4.7) on obtient alors pour le courant axial l'expression suivante :

$$|j_{\parallel}(\omega)|^2 = \frac{e^2 I_0^2 \omega_{pe}^2}{4m_e^2 c^4 \omega_0^4} \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 + 4\nu_e^2)}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \nu_e^2 \omega^2} \frac{\sin^2(\omega\tau_L/2)}{[1 - (\omega\tau_L/2\pi)^2]^2} = \frac{e^2 I_0^2 \omega_{pe}^2}{4m_e^2 c^4 \omega_0^4} b(\omega). \quad (4.8)$$

Cela donne la solution complète du problème. En fait, en prenant en considération (4.5) et (4.8), la densité spectrale d'énergie rayonnée par unité d'angle solide et par unité d'intervalle de fréquence, donnée par (4.4), peut enfin s'écrire sous la forme explicite :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = \frac{r_e \omega_{pe}^2 E_0^2}{4\pi^2 m_e c^3 \tau_L^2 \omega_0^4} a(\omega, \theta) b(\omega) \\ a(\omega, \theta) = \frac{\sin^2[(L\omega/2c)(1 - \cos\theta)]}{(1 - \cos\theta)^2} \sin^2\theta \\ b(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 + 4\nu_e^2)}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \nu_e^2 \omega^2} \frac{\sin^2(\omega\tau_L/2)}{[1 - (\omega\tau_L/2\pi)^2]^2} \end{cases}, \quad (4.9)$$

où $r_e = \mu_0 e^2 / 4\pi m_e \approx 2.8 \cdot 10^{-15} m$ est le rayon classique de l'électron, $E_0 = I_0 \tau_L \pi \rho_f^2$ est l'énergie contenue dans l'impulsion autoguidée, avec $\rho_f \approx \rho_0$ qui représente le rayon du filament. Dans la formule (4.9) on a considéré $v_g \approx c$. Pour une fréquence donnée, la fonction $a(\omega, \theta)$ donne le diagramme angulaire de l'émission électromagnétique observée. Pour un angle donné le produit $S(\omega) = a(\omega, \theta)b(\omega)$ donne le spectre d'émission. A cause du comportement sinusoïdal de la fonction $a(\omega, \theta)$, ce spectre sera modulé (voir le graphique de la figure 7.5). En changeant l'angle d'observation la période des modulations change, toutefois cela ne change pas le maximum du spectre, qui est fixé par la fonction $b(\omega)$, piquée autour de 1THz pour une densité électronique $n_e \approx 10^{16} cm^{-3}$.

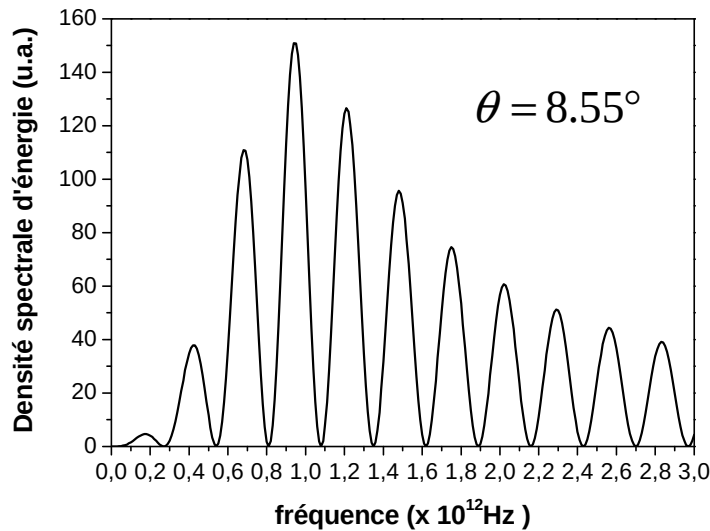


Figure 7.5. Spectre théorique de l'émission vers l'avant, pour un angle donné de 8.55°.

En intégrant la formule (4.9) sur l'angle solide et sur les fréquences on obtient l'énergie totale rayonnée dans l'espace :

$$\varepsilon_T = \frac{r_e \omega_p^6 E_0^2}{16 m_e c^3 \omega_0^4 \nu_e} \left[\gamma + \ln \left(\frac{2L \omega_p}{c} \right) - 1 \right], \quad (4.10)$$

où $\gamma \approx 0.58$ est la constante d'Euler – Mascheroni. Le taux de conversion en énergie η peut être calculé directement en divisant (4.10) par l'énergie E_0 contenue dans le filament, pour des conditions expérimentales typiques ce taux de conversion sera donné par:

$$\eta \approx \frac{5 r_e \omega_p^6 E_0}{8 m_e c^3 \omega_0^4 \nu_e} \approx 4 \cdot 10^{-7} E_0. \quad (4.11)$$

Le taux de conversion dépend linéairement de l'énergie du filament ; pour une énergie typique de 500μJ (énergie typiquement contenue dans un filament dans l'air) on estime un taux de conversion de 10^{-10} environ.

7.4.1 Le diagramme angulaire d'émission.

Dans le graphique de la figure 7.6 est tracée la fonction $a(\omega, \theta)$ en fonction de l'angle θ pour une pulsation donnée $\omega = 2\pi \times 10^{11} \text{ rad/s}$, qui correspond à la fréquence $\nu = 10^{11} \text{ Hz}$ détectée par le détecteur qu'on utilise dans les mesures. Le diagramme angulaire dépend de la longueur L du filament. Comme exemple on a tracé les diagrammes d'émission correspondant aux longueurs $L = 10 \text{ cm}$ et $L = 30 \text{ cm}$.

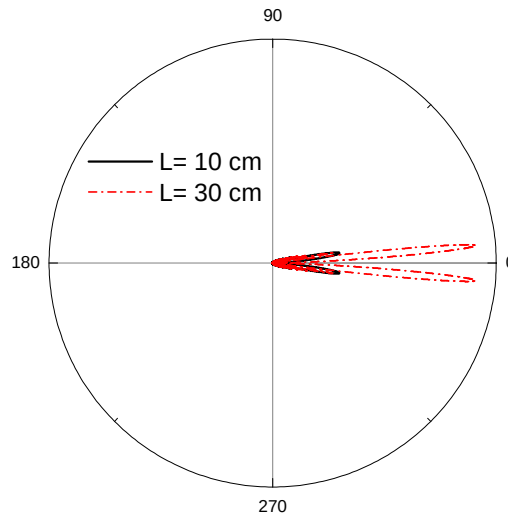


Figure 7.6. Diagramme angulaire d'émission, calculé par la formule (4.9).

7.4.2 Approximation de basses fréquences.

Dans nos expériences on détecte et on étudie la radiation électromagnétique émise par le filament autour de la fréquence 0.1THz*. Par rapport à la position du maximum dans le spectre, situé autour de 1THz (voir figure 7.5), les fréquences qu'on détecte avec le détecteur hétérodyne sont donc des basses fréquences. On peut donc simplifier les équations dans la limite $\omega \ll \omega_{pe}$, ν_e et $\omega \ll \tau_L^{-1}$. Dans cette approximation l'équation (4.9) prend la forme très simplifiée :

$$\frac{d^2 \varepsilon}{d\Omega d\omega} \approx \frac{r_e E_0^2 \nu_e^2 \omega^2}{\pi^2 m_e c^3 \omega_0^4 \theta^2} \sin^2 \left(\frac{L \theta^2}{4c} \omega \right). \quad (4.12)$$

Dans cette approximation la densité spectrale d'énergie par unité d'angle solide a une dépendance quadratique avec la fréquence. En intégrant sur l'angle solide et sur un petit intervalle de fréquence $\Delta\omega$ centré autour de la fréquence centrale ω_c détectée on trouve l'énergie totale émise dans l'espace, dans l'intervalle de fréquences considéré ($\Delta\nu = 6\text{GHz}$ dans nos mesures) :

$$\varepsilon_T \approx \frac{r_e E_0^2 \nu_e^2 \omega_c^2}{\pi m_e c^3 \omega_0^4} \ln \left(\frac{L \omega_c}{c} \right) \Delta\omega. \quad (4.13)$$

Le taux de conversion en énergie THz à basse fréquence est estimé à 10^{-15} .

7.4.3 Discussion.

Tout d'abord on remarque que l'émission électromagnétique obtenue est différente de l'émission Cherenkov classique. Ici le diagramme d'émission est donné par la longueur finie du canal ionisé par le filament. L'émission alors prend aussi les caractéristiques d'une émission de transition, en accord avec une analyse faite récemment pour l'émission Cherenkov d'un faisceau d'électrons [8]. En fait on a de l'émission électromagnétique en avant même si la condition Cherenkov n'est pas atteinte à cause de l'égalité entre les vitesses de groupe de l'impulsion laser et de l'onde électromagnétique émise. Une autre différence est que dans ce cas la charge nette de la particule en mouvement est zéro, car elle a une structure

* Des expériences très récentes montrent que la plus grande partie de la puissance électromagnétique rayonnée vers l'avant est déplacée vers les hautes fréquences. Elles montrent également que le spectre est piqué autour de 1THz pour une lentille de focale 2m, ce qui confirme ultérieurement le modèle Transition-Cherenkov. Ces expériences sont faites à l'aide d'un bolomètre et de filtres passe haut et passe bande, dans l'intervalle 0.1THz-3THz. Ces résultats et d'autres résultats sur l'émission THz vers l'avant font l'objet du travail de thèse de Aurélien Houard.

dipolaire. Pour le distinguer du modèle Cherenkov classique on appelle ce modèle 'Transition-Cherenkov' [9], pour mettre en évidence le fait que l'émission est causée par la longueur finie de la source.

Pour ce qui concerne la polarisation de l'onde émise, en regardant la formule (4.3) on s'aperçoit que la direction de la polarisation du champ électrique est donnée par le vecteur $(\hat{r} \times \hat{v}_g) \times \hat{r}$. Or, ce vecteur est toujours perpendiculaire à la direction d'observation et contenu dans le plan commun à la direction d'observation et à l'axe du filament. Cela implique que la radiation émise possède une polarisation radiale, à symétrie de rotation autour de l'axe du filament, en très bon accord avec les observations expérimentales présentées dans le paragraphe 5.3.

Pour ce qui concerne le diagramme d'émission, comme on peut le voir en regardant le diagramme de la figure 7.6, pour les longueurs typiquement atteintes par un filament, les angles d'émission maximum sont très fermés. A partir de la formule de la fonction $a(\omega, \theta)$, dans l'approximation des petits angles, l'angle d'émission maximum est donné par $\theta_{\max} \approx \sqrt{\lambda/L}$. Plus le filament est long et plus l'angle d'émission sera fermé. En outre l'intensité de l'émission, dans cette approximation, est inversement proportionnelle au carré de l'angle d'émission (voir formule (4.12)). On aura donc une radiation plus intense pour des filaments plus longs.

Une chose très importante à remarquer est que l'énergie (ou la puissance) rayonnée dans l'espace, varie comme le carré de l'énergie contenue dans l'impulsion autoguidée et le carré de la fréquence des collisions électrons-neutres (voir la formule (4.13)). Cette intéressante propriété sera utilisée dans le prochain chapitre pour estimer l'énergie cinétique des électrons produits par ionisation multi-photonique pendant la filamentation dans différents gaz rares.

7.5. Focale de la lentille de focalisation et longueur des filaments.

La longueur des canaux de plasma qu'on peut former par filamentation dans l'air dépend de la focale de la lentille de focalisation. La longueur du canal ionisé par l'impulsion autoguidée peut être mesurée en détectant perpendiculairement l'émission THz radiale du filament. Si on tient compte du diagramme angulaire d'émission radiale, en récoltant la radiation à l'aide d'un tuyau de 5 mm de diamètre positionné à 5mm de distance du filament et relié directement à l'entrée du détecteur, on peut mesurer la radiation radiale venant d'un point du canal ionisé avec une incertitude sur la position de environ 1cm. L'idée est qu'il y aura une

émission THz radiale seulement si un plasma est présent. En explorant l'émission radiale le long du canal de plasma on peut donc mesurer sa longueur.

La mesure a été faite avec deux lentilles de 2m et 0.75m de focale. Le résultat est montré dans la figure 7.7. Dans la figure 7.7a on peut voir que une lentille de 2m de focale forme un filament de 30cm de longueur. Dans la figure 7.7b un canal ionisé d'environ 8 cm de longueur a été mesuré lorsque la lentille de focalisation avait une focale de 0.75m.

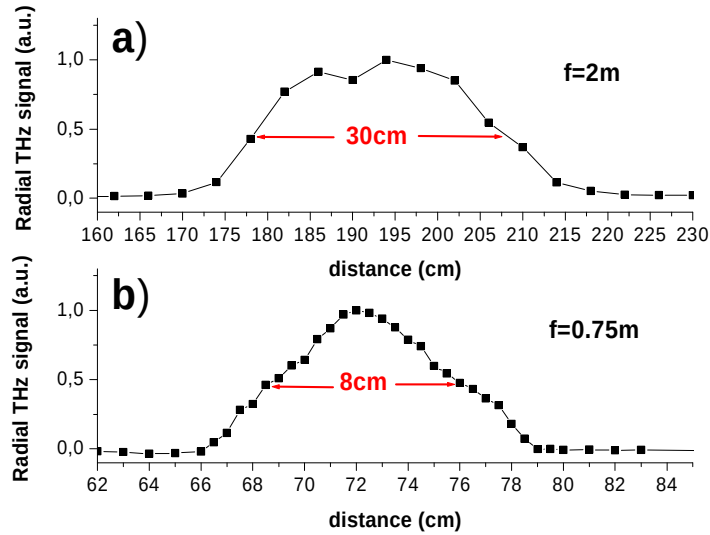


Figure 7.7. Mesure de la longueur du canal de plasma créé par filamentation pour deux focales différentes de la lentille de focalisation. Les points expérimentaux sont obtenus en enregistrant l'émission THz radiale le long du filament.

7.6. Angle d'émission vers l'avant en fonction de la longueur du filament.

Selon le modèle Transition-Cherenkov présenté dans le paragraphe 5.4 le diagramme angulaire d'émission THz vers l'avant présente différents lobes d'émission. Le lobe le plus intense a un angle caractéristique qui dépend de la longueur L du filament selon la formule $\theta_{\max} = \sqrt{\lambda/L}$, où λ est la longueur d'onde centrale de l'onde THz détectée. On a vu dans le paragraphe précédent que la longueur du filament dépend de la focale de la lentille, et on a caractérisé les filaments obtenus avec des lentilles de focales 2m et 0.75m.

Dans ce paragraphe on présente les résultats expérimentaux obtenus par la mesure du diagramme angulaire de l'émission vers l'avant en fonction de la focale de la lentille de focalisation. Pour chaque focale on tournait le détecteur autour d'un point fixe positionné au milieu du canal ionisé. Dans la partie supérieure de la figure 7.8 sont présentés les résultats expérimentaux obtenus avec des focales de 2m, 0.75m, 0.2m et 0.09m. En haut de chaque

diagramme on a indiqué la focale correspondante ; pour les deux premières mesures on a indiqué aussi la longueur mesurée du filament. Pour la focale de 0.2m la longueur du filament était estimée à 4cm environ et pour la focale de 0.09m la longueur ionisée était du même ordre de grandeur que l'incertitude sur la mesure (1cm). Dans la partie inférieure de la figure 7.8 on présente les diagrammes calculés à partir de la formule (4.11) du modèle théorique, pour des longueurs de filamentation correspondantes aux longueurs mesurées expérimentalement. Comme on peut le voir, toutes les prédictions du modèle Transition-Cherenkov sont vérifiées. Il y a un bon accord entre les angles d'émission maximum mesurés et calculés, qui donnent l'ouverture du cône d'émission. L'élargissement prédit des lobes d'émission avec les focales petites est aussi en bon accord avec les mesures. L'intensité du signal THz maximum mesuré est inversement proportionnel à l'angle d'ouverture du cône d'émission. Cette propriété est aussi prévue par le modèle théorique.

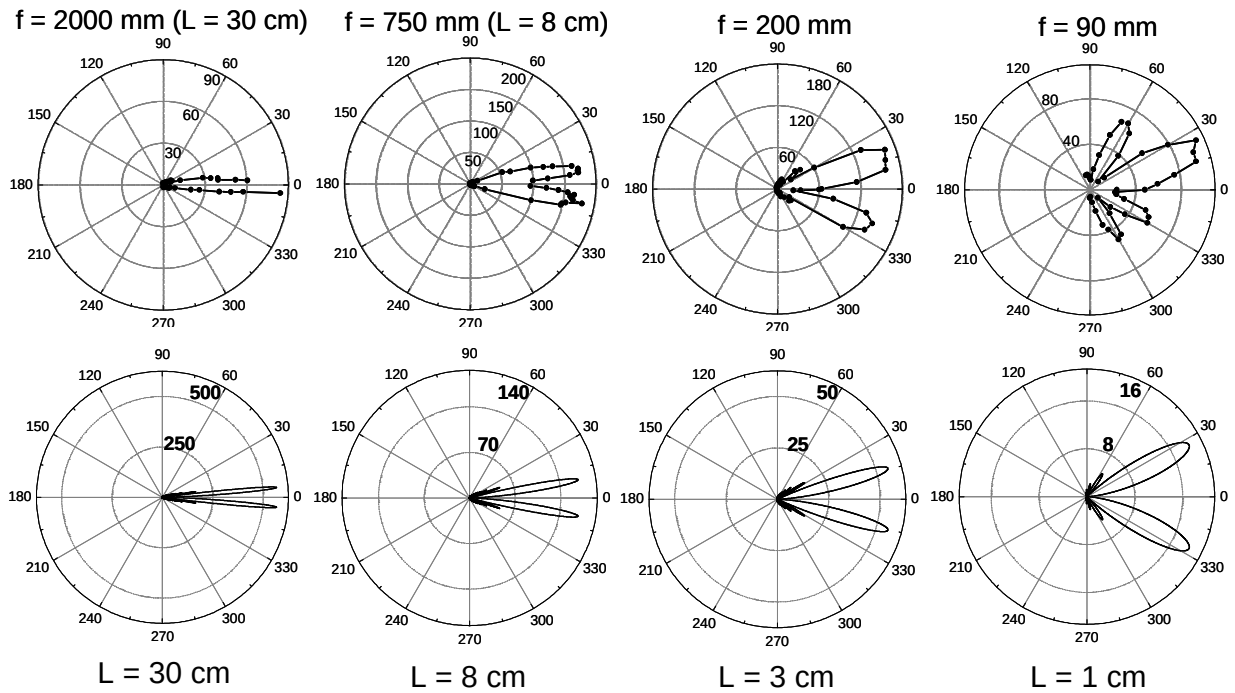


Figure 7.8. Comparaison entre les diagrammes angulaires mesurés (en haut) et calculés (en bas) dans l'approximation de basse fréquence (formule (4.12)).

7.6.1 Radiation THz en avant générée à 20m avec un faisceau térawatt.

En focalisant un faisceau laser de 2TW (Teramobile [10]), à l'aide d'un télescope dont la focale (variable) était fixée à 20m on a pu générer à cette distance un canal de plasma long d'environ 4 m et ayant un diamètre de 5mm (voir chapitre IX). La mesure de l'émission THz

vers l'avant était faite toujours avec le même détecteur hétérodyne 0.1 THz. On a pu obtenir dans ce cas une forte émission vers l'avant, dont le diagramme est montré dans la figure 7.9. Le signal mesuré était très fort et saturait le détecteur que l'on faisait tourner autour d'un point fixe situé au milieu de l'axe du canal de plasma à une distance de 2.5m du point de rotation. En tenant compte du niveau du signal mesuré et de la distance, on a pu estimer que la radiation détectée dans ce cas était entre deux et trois ordres de grandeur plus intense que la radiation fournie par un seul filament. Ce résultat n'est pas étonnant. En fait l'énergie nécessaire à l'impulsion pour créer le gros canal de plasma est, d'après une estimation, entre un et deux ordres de grandeur plus grande que l'énergie nécessaire pour former un seul filament. Or, selon le modèle transition-Cherenkov, la puissance THz rayonnée par unité d'angle solide est proportionnelle au carré de l'énergie de l'impulsion qui forme le plasma (voir formule (4.10)), donc une émission THz entre 100 et 1000 fois plus intense est attendue d'un gros canal de plasma. La densité électronique à l'intérieur du gros canal de plasma est inconnue, mais elle pourrait jouer aussi un rôle important. Une étude polarimétrique a donné comme résultat une polarisation radiale comme dans le cas d'un seul filament examiné auparavant.

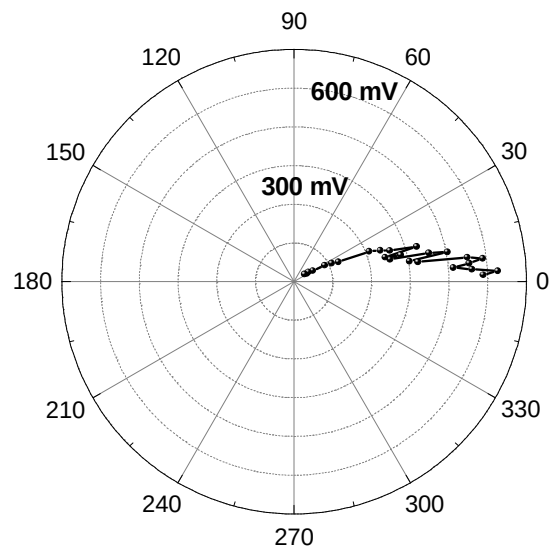


Figure 7.9. Diagramme angulaire d'émission mesuré à une distance de la source laser (Teramobile) de 20m.

7.7. Conclusions du chapitre VII.

On a montré qu'une impulsion autoguidée (filament) qui se propage dans un gaz, crée dans son sillage une séparation de charge grâce à la force pondéromotrice qui, à cause de la forme spatiale de l'impulsion, est dirigée surtout le long de l'axe de propagation et pousse les

électrons vers l'arrière. Une structure de champ électrique dipolaire est ainsi créée, qui se propage à la vitesse de groupe de l'impulsion qui l'a générée. Le fait que ce dipôle se propage sur une distance finie donne une émission électromagnétique caractéristique vers l'avant, mais en principe différente de l'émission Cherenkov ordinaire, pour laquelle les conditions ne sont pas atteintes. Les nombreux résultats expérimentaux obtenus et décrits dans ce chapitre sont en bon accord avec toutes les propriétés prévues par le modèle mis en place par le Prof. Tikhonchuk.

Références.

- [1] C.-C. Cheng, E.M. Wright, J.V. Moloney, 'Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings,' *Phys. Rev. Lett.* **87**, 213001 (2001).
- [2] G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, B. Leriche, 'Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air,' *Appl. Phys. B* **77**, 707 (2003).
- [3] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, 'Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser,' *Opt. Commun.* **247**, 171 (2005).
- [4] I.S. Golubtsov, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, 'Initial phase modulation of a high-power femtosecond laser pulse as a tool for controlling its filamentation and generation of a supercontinuum in air,' *Quantum Electron.* **33** (2003) 525.
- [5] P. Sprangle, J.R. Peñano, B. Hafizi, C.A. Kapetanakis, 'Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces,' *Phys. Rev. E* **69** (6), 066415 (2004).
- [6] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, 'Coherent and Incoherent Radial THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air,' *à paraître dans Optics Express*
- [7] J. D. Jackson 'Classical Electrodynamics,' John Wiley & Sons, Inc., New York, 1965
- [8] J. Zheng, C. X. Yu, Z. J. Zheng, and K. A. Tanaka, 'Cherenkov radiation generated by a beam of electrons revisited,' *Phys. Plasmas* **12**, 093105 (2005).
- [9] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, 'Conical forward THz emission from femtosecond laser filamentation in air,' *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002 (2007).

[10] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.P. Wolf, L. Wöste, 'Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system,' *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **20**, 183–190 (2002).

8. Etude de la radiation THz émise vers l'avant, par filamentation dans différents gaz rares.

8.1. Introduction.

Le modèle Transition-Cherenkov présenté dans le chapitre précédent décrit bien les propriétés d'émission angulaire et la polarisation de la radiation THz émise vers l'avant par un filament. Selon le modèle, le maximum de l'émission est situé vers les hautes fréquences, et piqué autour de 1-2THz. D'autre part il y a des mesures en cours qui prouvent cette prévision, mais les résultats ne feront pas l'objet de ce travail de thèse. Ici on est intéressé aux basses fréquences (autour de 0.1THz) car les résultats expérimentaux acquis jusqu'à ce moment, à l'aide du détecteur hétérodyne décrit dans les chapitres V et VI, ont trait à cette bande de fréquences.

On réécrit la formule qui donne l'énergie THz rayonnée dans l'espace en approximation de basse fréquence :

$$\mathcal{E}_T \propto E_0^2 \nu_e^2 \omega^2 \ln\left(\frac{L\omega}{c}\right) \Delta\omega. \quad (1.1)$$

Examinons cette formule. Pour une fréquence centrale ω et un intervalle $\Delta\omega$ donnés, l'énergie THz rayonnée est proportionnelle au carré de l'énergie E_0 de l'impulsion autoguidée qui crée le plasma, à la fréquence des collisions électron-neutres ν_e , et au logarithme de la longueur L du canal ionisé. La longueur du canal ionisé change légèrement avec l'énergie mais la dépendance de l'énergie THz avec L est logarithmique et donc faible. En première approximation on peut donc négliger cette variation.

Dans ce chapitre on étudie expérimentalement le comportement de l'énergie (ou la puissance) THz rayonnée dans les basses fréquences en fonction de l'énergie du filament. Une étude en fonction de la fréquence des collisions des électrons est aussi présentée. On va voir que, dans ce dernier cas, prendre en considération un seul type de gaz ne suffit plus, et l'étude sera faite par comparaison entre différents gaz rares. Encore une fois tous les résultats expérimentaux obtenus seront comparés au modèle théorique. Cela nous permettra enfin de donner une estimation de l'énergie cinétique des électrons créés par ionisation multi-photonique pendant la filamentation femtoseconde.

8.2. Description du schéma expérimental.

Pour les expériences qui seront décrites dans ce chapitre on a utilisé un laser différent de celui qu'on a décrit dans les chapitres V et VI. La source est le laser Alpha 100 décrit en Annexe 1. La figure 8.1 montre le schéma expérimental qu'on a utilisé pour l'étude de l'émission THz vers l'avant dans différents gaz rares. On générant des filaments en focalisant le faisceau laser avec une lentille de 2m de focale dans une cellule de 1.5m, qui pouvait être remplie avec différents gaz à différentes pressions. La cellule comporte deux fenêtres en téflon sur les côtés, positionnées vers la sortie. Dans la partie finale, à l'intérieur de la cellule on a placé un miroir métallique à 45°, coupé à moitié, et avec un trou demi-circulaire dans la partie supérieure. Ce dispositif laissait passer le filament et l'émission conique associée [1], alors qu'il réfléchissait à 90° la partie inférieure du cône THz émis vers l'avant en permettant à la radiation THz de sortir par l'une des fenêtres latérales (voir le schéma de la figure 8.1).

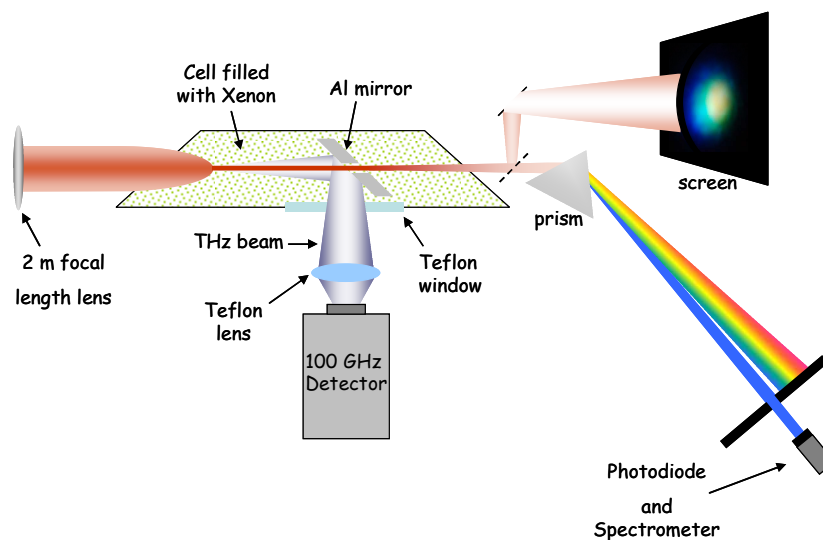


Figure 8.1. Schéma expérimental.

L'émission conique de lumière générée par le filament qui sortait de la cellule est dispersée angulairement par un prisme et puis étudiée à l'aide de filtres de fréquence, d'un spectromètre et d'une photodiode.

8.3. Emission THz vers l'avant par filamentation dans le Xénon.

Dans ce paragraphe on se concentre sur la filamentation dans le Xénon à pression atmosphérique. Le Xénon s'est révélé être un milieu parfait pour l'étude de la filamentation à

l'échelle du laboratoire. Son indice non linéaire très élevé ($n_2 = 1.1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{W}$) par rapport aux autres gaz et son énergie d'ionisation relativement basse permettent d'atteindre la puissance critique de filamentation avec des énergies laser très basses (de l'ordre de $100 \mu\text{J}$ pour une impulsion de 40fs). On verra dans la suite, la technique utilisée pour obtenir des impulsions plus longues et non chirpées ; elle se base sur la réduction du spectre de l'impulsion, qui limite fortement l'énergie disponible par impulsion. Avoir un milieu dans lequel on puisse filamenter à basse énergie, comme le Xénon, est donc un point fondamental qui nous permettra d'étudier la filamentation en fonction de la durée de l'impulsion non chirpée.

8.3.1 THz vers l'avant et génération de la deuxième harmonique de l'impulsion laser.

Pendant l'expérience, accompagnée d'une émission conique ordinaire, on a observé une émission dans le bleu, très intense et légèrement hors axe. L'insert de la figure 8.2 montre une photo de l'émission conique de lumière générée par le filament, obtenue après filtrage au moyen d'un filtre BG40, qui bloque la fréquence fondamentale du laser. On peut clairement remarquer une tache bleue hors axe. Pour étudier cette émission dans le bleu après le filtre BG40, la lumière traversait un prisme qui disperse angulairement les différentes composantes spectrales. Ensuite la fréquence bleue était filtrée spatialement avec une fente très étroite et son intensité était mesurée à l'aide d'une photodiode (voir schéma de la figure 8.1). Le spectre était centré exactement à 400nm, comme on peut le voir sur la figure 8.2. ce qui correspond à la deuxième harmonique de la longueur d'onde centrale de l'impulsion initiale.

Ce signal de deuxième harmonique pourrait être généré par l'interaction dans le plasma de l'onde THz avec l'onde laser via le tenseur du 3^{ème} ordre $\chi^{(3)}$:

$P_i^{(3)2\omega}(t) \propto \chi_{ijkl}^{(3)} E_j^\omega(t) E_k^\omega(t) E_l^0(t)$ [2, 3]. Dans ce cas, le signal harmonique serait proportionnel au champ THz. On a vérifié expérimentalement ce résultat : sur la figure 8.3 on a tracé l'énergie de l'onde à 2ω en fonction de l'énergie THz et mis en évidence une dépendance linéaire. On a aussi analysé la polarisation de l'émission de lumière bleue et montré qu'elle est polarisée, et de même polarisation que l'impulsion initiale.

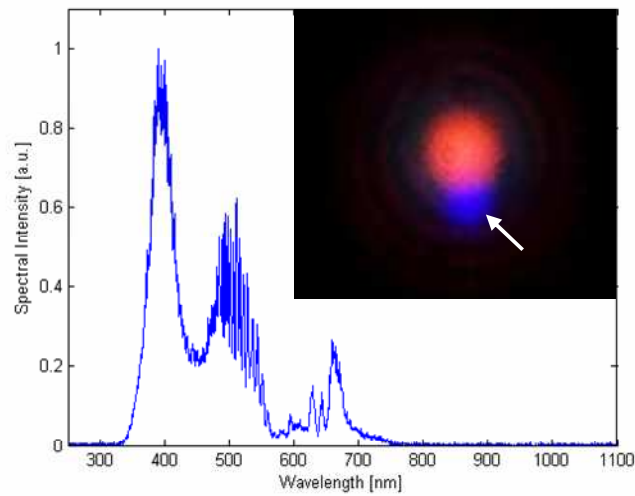


Figure 8.2. Spectre de l'impulsion pris dans la zone indiquée par une flèche, sur la tache bleue de l'image de l'émission conique dans l'insert.

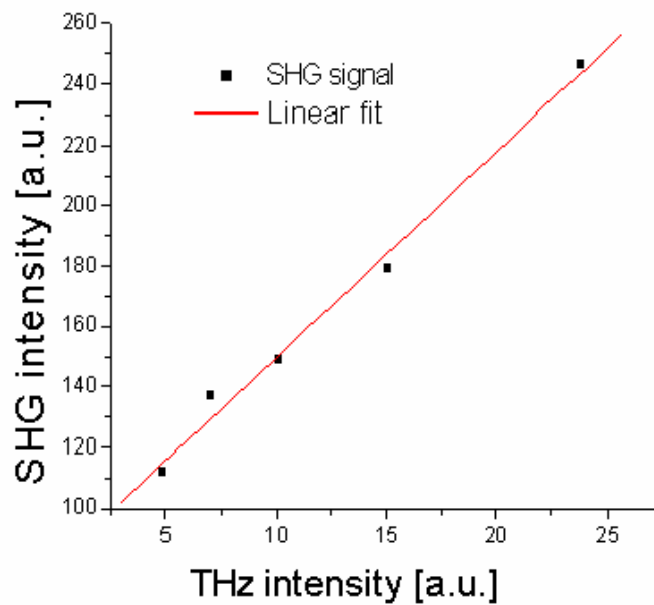


Figure 8.3. Corrélation linéaire entre le signal de deuxième harmonique et le signal THz vers l'avant.

8.3.2 Puissance THz émise en fonction de la durée de l'impulsion laser.

On a voulu étudier la dépendance du signal THz détecté en fonction de la durée de l'impulsion initiale. La durée n'est pas ajustée ici en chirpant l'impulsion initiale mais en contrôlant la largeur de son spectre. La largeur du spectre de l'impulsion initiale pouvait être limitée à l'aide de filtres spatiaux de différentes largeurs, positionnés entre les réseaux du

compresseur de la chaîne CPA. Une forme particulière de filtre était choisie afin de maintenir la forme gaussienne des spectres. Chaque fois la durée de l'impulsion était mesurée par une méthode FROG. Le résultat de la mesure du signal THz en fonction de la durée de l'impulsion initiale est montré dans la figure 8.4b. Comme on peut le voir, la mesure expérimentale (points noirs) est bien représentée par une fonction quadratique (courbe rouge traits et points). On conclut que l'intensité de l'émission THz varie comme le carré de la durée de l'impulsion.

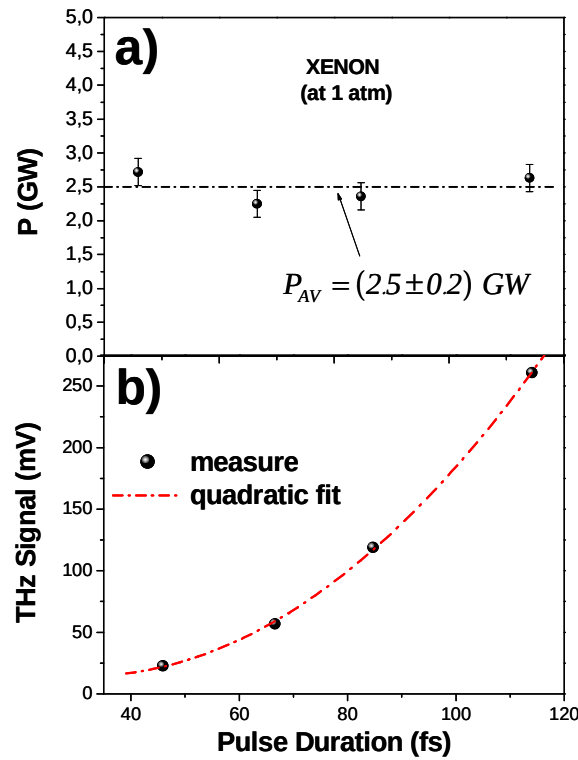


Figure 8.4. a) Les points expérimentaux indiquent les puissances mesurées en fonction de la durée de l'impulsion. Pendant la mesure, dont le résultat est montré figure 8.4b, la puissance est maintenue constante. b) Mesure du signal THz vers l'avant (points noirs) en fonction de la durée de l'impulsion, à puissance constante (voir figure 8.4a), et fit quadratique (courbe rouge traits et points).

Ce résultat peut être facilement expliqué par le modèle Transition-Cherenkov présenté dans le chapitre précédent. En fait, dans la mesure, la puissance initiale de l'impulsion est maintenue égale à la puissance critique de filamentation dans le Xénon, comme montré dans la figure 8.4a. Alors pour une durée de l'impulsion Δt plus grande on a besoin d'une énergie E plus grande pour créer un filament, selon la formule $E = P_{AV} \Delta t$, où P_{AV} est la puissance critique moyennée sur tous les points de mesure, dans notre cas $P_{AV} = 2.5 \text{ GW}$ (voir figure 8.4a). Puisqu'on est à la puissance critique de filamentation dans le Xénon, pratiquement toute

l'énergie focalisée sera initialement retrouvée dans l'impulsion autoguidée. Par substitution dans la formule (1.1) on obtient l'énergie THz rayonnée en fonction de la durée de l'impulsion initiale :

$$\varepsilon_T \propto P_{AV}^2 \Delta t^2 v_e^2 \omega^2 \ln\left(\frac{L\omega}{c}\right) \Delta\omega. \quad (3.1)$$

Si on suppose que la fréquence des collisions électrons-neutres reste la même, on s'attend donc à ce que l'énergie THz rayonnée dans l'espace dépende quadratiquement de la durée de l'impulsion initiale. Ce résultat est bien confirmé expérimentalement.

8.4. Estimation du taux de conversion en énergie THz dans différents gaz rares.

Le signal THz détecté est proportionnel à l'énergie (ou à la puissance) THz qui est émise dans l'espace. Le facteur de proportionnalité dépend toutefois du système de détection et est donc inconnu. Il est donc très difficile, voire impossible, de déterminer le taux de conversion énergie de l'impulsion – énergie THz directement à partir du signal détecté. On a donc mesuré le signal THz émis vers l'avant par filamentation dans différents gaz rares et dans l'air et déterminé le taux de conversion par comparaison avec le taux de conversion dans l'air qui a été estimé à 10^{-10} dans le chapitre précédent. Les conditions expérimentales étaient toujours les mêmes pour les différents gaz. Les gaz rares analysés sont le Xénon, l'Argon et le Krypton. A chaque fois, en même temps que le signal THz, on a mesuré l'énergie dans le filament après la sortie de la cellule en sélectionnant le cœur du filament à l'aide d'un diaphragme de diamètre 2mm. Les résultats sont montrés dans le tableau 8.1.

On peut considérer que les impulsions THz émises, générées dans les différents gaz mais dans les mêmes conditions expérimentales, possèdent la même durée, qui est de l'ordre de grandeur de la durée de vie du plasma créé par le filament. Alors, si on divise le signal THz détecté par l'énergie de l'impulsion autoguidée on obtient une quantité proportionnelle au taux de conversion en énergie THz. A partir du tableau 1 on peut donc calculer les rapports entre les taux de conversion dans les gaz rares considérés et le taux de conversion dans l'air. On trouve : $\eta_{Ar}/\eta_{Air} \approx 1$, $\eta_{Kr}/\eta_{Air} \approx 1.6$ et $\eta_{Xe}/\eta_{Air} \approx 3.4$. Comme on a vu dans le chapitre précédent le taux de conversion dans l'air est estimé à 10^{-7} .

Dans ce qui suit, on va tenter une interprétation de ces résultats.

	Signal THz	Energie du filament
Air	90mV	700 μ J
Ar	51mV	410 μ J
Kr	61mV	300 μ J
Xé	44mV	100 μ J

Tableau 8.1. Valeurs mesurées du signal THz et de l'énergie contenue dans le filament, pour l'Air, l'Argon, le Krypton et le Xénon.

8.5. Estimation de l'énergie cinétique des électrons créés par ionisation multi-photonique pendant la filamentation.

Les électrons du plasma sont créés par ionisation multi-photonique pendant la filamentation. Le plasma généré est faiblement ionisé parce que typiquement dans un filament la densité des électrons est de l'ordre de $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, alors que la densité n_a des atomes (ou molécules) neutres est de l'ordre de $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, à la pression atmosphérique. Dans ce régime, les collisions qui dominent sont les collisions des électrons avec les particules neutres. Dans cette dernière partie du chapitre on étudie la dépendance de l'émission THz vers l'avant par filamentation dans un gaz donné en fonction de la fréquence des collisions électrons-neutres dans le gaz faiblement ionisé. La fréquence des collisions électrons-neutres pour un gaz faiblement ionisé peut s'écrire : $\nu_e = n_a \mathbf{v}_e \sigma_m$. Dans cette formule n_a représente la densité des neutres, $\mathbf{v}_e$ est la vitesse moyenne des électrons du plasma, et σ_m est la section transversale de transfert du moment cinétique (MTCS en anglais).

8.5.1 Energie THz irradiée en fonction de la section transversale de transfert du moment cinétique et de l'énergie cinétique des électrons.

En prenant en considération la formule pour la fréquence des collisions électrons-neutres, la formule (1.1) peut se réécrire sous la forme :

$$\mathcal{E}_T \propto E_0^2 n_a^2 \mathbf{v}_e^2 \sigma_m^2 \ln\left(\frac{2\pi L \nu_0}{c}\right) \Delta \nu. \quad (5.1)$$

On voit donc que, une fois que l'énergie de l'impulsion initiale est fixée, l'énergie électromagnétique irradiée dans l'espace aux basses fréquences dépend quadratiquement du

MTCS du gaz et de la vitesse des électrons du plasma. Or la vitesse moyenne des électrons donne leur énergie cinétique moyenne T selon la relation : $T \propto v_e^2$. D'autre part le MTCS pour un gaz donné dépend de l'énergie des électrons : $\sigma_m = \sigma_m(T)$ [4]. La mesure du signal THz généré est faite en maintenant les différents gaz à la même pression (1atm), on peut donc négliger la dépendance de la densité des neutres. La dépendance de la longueur du canal ionisé peut être aussi négligée parce que elle est logarithmique et donc faible. Si on suppose que la durée de l'impulsion THz générée dans les différents gaz est la même, pour des conditions expérimentales données, on aura $\varepsilon_T \propto S$, où S est le signal THz mesuré. En divisant l'énergie THz par le carré de l'énergie de l'impulsion autoguidée et en prenant la racine carré on peut mettre l'équation (5.1) sous la forme :

$$\frac{\sqrt{S}}{E_0} \propto \sqrt{T} \sigma_m(T). \quad (5.2)$$

8.5.2 Processus d'ionisation au-dessus du seuil et correction avec le potentiel pondéromoteur.

Le processus d'ionisation dominant pendant la filamentation est le processus multiphotonique. Ce processus a été décrit dans le chapitre II. Plusieurs photons sont absorbés en même temps pour amener l'électron dans son état d'électron libre. Si U_i représente le potentiel d'ionisation de l'atome ou de la molécule du gaz en question, le nombre de photons nécessaires pour ioniser le gaz est donné par $n = \text{mod}(U_i/\hbar\omega_0 + 1)$, où $\hbar\omega_0$ est l'énergie de chaque photon laser. A 800nm $\hbar\omega_0 = 1.56\text{eV}$. En réalité, pendant le processus d'ionisation, le potentiel pondéromoteur, qu'on appellera U_p , donné par l'impulsion autoguidée, élève le potentiel effectif ressenti par l'électron [5]. La barrière à franchir sera donc donnée par la somme des deux potentiels, $U_{\text{eff}} = U_i + U_p$. Pour une impulsion d'intensité I , le potentiel pondéromoteur est donné par $U_p = e^2 I / 2m_e \varepsilon_0 c \omega_0^2$, où ω_0 est la fréquence fondamentale de l'impulsion laser. Pour une impulsion autoguidée les simulations numériques montrent que le pic d'intensité à la pression atmosphérique, pour les conditions expérimentales indiquées dans le schéma de figure 8.1, est de l'ordre de $2.5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dans le Xénon, $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dans le Krypton, et $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dans l'Argon. Cela veut dire que le

potentiel pondéromoteur ressenti par les électrons dans les différents gaz n'est pas le même. Les potentiels pondéromoteurs sont donnés dans le tableau 8.2.

Pendant le processus d'ionisation multi-photonique il y a une probabilité non nulle pour que un ou plusieurs photons supplémentaires soient absorbés par rapport au nombre strictement suffisant pour ioniser l'atome ou la molécule. Ce phénomène est appelé 'processus d'ionisation au-dessus du seuil' et est connu par l'acronyme anglais ATI [6]. La probabilité d'ionisation ATI dépend surtout de l'intensité de l'impulsion, en gros, plus l'intensité est élevée plus la probabilité d'avoir un processus ATI à un nombre élevé de photons est grande. Cela veut dire que les électrons sortant d'un processus d'ionisation multi-photonique peuvent avoir de l'énergie cinétique en excès. L'énergie cinétique moyenne des électrons dans un processus d'ionisation multi-photonique plus des processus ATI est donnée en général par :

$$T = \sum_s \alpha_s [(n_{eff} + s)\hbar\omega_0] - U_{eff}, \quad (5.3)$$

où α_s est la probabilité d'avoir un processus à s-photons, avec s qui représente le nombre de photons en excès, qui sont absorbés dans le processus multi-photonique. Cette fois $n_{eff} = \text{mod}(U_{eff}/\hbar\omega_0 + 1)$, puisque l'on prend en considération la correction avec le potentiel pondéromoteur [5]. Le potentiel pondéromoteur ne peut pas être négligé dans notre cas parce que $\text{mod}(U_i/\hbar\omega_0 + 1) \times \hbar\omega_0 - U_i \approx U_p$. Dans le tableau 8.2, pour les différents gaz considérés, on donne le potentiel d'ionisation, le potentiel pondéromoteur, le nombre effectif de photons absorbés pour un processus ATI à 0-photon (c'est-à-dire un processus d'ionisation multi-photonique à seuil), et les énergies cinétiques des électrons pour des processus ATI de 0-photon jusqu'à 3-photons.

	U_i	U_p	n_{eff}	T_{0ph}	T_{1ph}	T_{2ph}	T_{3ph}
Ar	15.8eV	3eV	13	1.5eV	3.1eV	4.6eV	6.2eV
Kr	14eV	2.3eV	11	0.9eV	2.5eV	4eV	5.6eV
Xé	12.1eV	1.5eV	9	0.4eV	2eV	3.6eV	5.1eV

Tableau 8.2. Energie cinétique en excès des électrons qui sortent d'un processus ATI en fonction du nombre de photons absorbés en excès. Le calcul est fait en utilisant la formule (5.3).

8.5.3 Estimation de l'énergie cinétique des électrons.

Pour estimer l'énergie cinétique des électrons du plasma créé pendant le processus de filamentation on compare entre elles les mesures du signal THz et de l'énergie du filament obtenues dans les différents gaz. Si on prend en considération l'équation (5.2) pour deux gaz, en faisant la division membre à membre on peut écrire :

$$\frac{\sqrt{T}\sigma_m(T)}{\sqrt{T'}\sigma'_m(T')} = \frac{E'_0}{E_0} \sqrt{\frac{S}{S'}}. \quad (5.4)$$

Le membre de droite de l'équation (5.4) est complètement déterminé par les valeurs expérimentales données dans le tableau 8.1. En comparant les trois gaz rares considérés on peut alors écrire la chaîne d'équations suivante :

$$\sqrt{T_{Xe}}\sigma_m^{Xe}(T_{Xe}) = 2.5\sqrt{T_{Kr}}\sigma_m^{Kr}(T_{Kr}) = 3.8\sqrt{T_{Ar}}\sigma_m^{Ar}(T_{Ar}), \quad (5.5)$$

où les coefficients 2.5 et 3.8 sont déterminés expérimentalement. Dans la figure 8.5 on a tracé les trois membres de l'équation (5.5) en fonction de l'énergie, pour résoudre graphiquement l'équation (5.5). Pour tracer les fonctions $f(T) = \sqrt{T}\sigma_m(T)$ on a utilisé les valeurs expérimentales des MTCS publiées par Hunter et al. [4] et par Frost et Phelps [7].

On voit que, l'équation est plutôt bien résolue, en prenant la même énergie dans les différents gaz, dans la zone comprise entre 2eV et 4eV.

On peut faire une analyse un peu différente, qui montre mieux que l'accord n'est pas bon pour des énergies inférieures à 2eV. Pour ce faire, on considère donc $T \approx T'$ dans (5.4) et on trace les rapports entre les MTCS en comparant les différents gaz, Xé/Ar, Xé/Kr et Kr/Ar. Ces rapports sont tracés en fonction de l'énergie cinétique des électrons du plasma. Les rapports mesurés au cours de l'expérience sont aussi tracés (points), et sont obtenus à partir des valeurs expérimentales du tableau 8.1. Comme on peut le voir en regardant la figure 8.6, le meilleur accord entre nos mesures et les valeurs reportées dans la littérature est obtenu autour de 3 ± 1 eV. L'erreur est estimée à partir de la considération suivante : même si le meilleur accord est obtenu pour une énergie des électrons d'environ 3eV, la zone comprise entre 2eV et 4eV donne encore un bon accord, si on tient compte de la précision sur la mesure effectuée. On remarque que 3eV se situe entre l'énergie moyenne pour des processus ATI à 1-photon et l'énergie moyenne pour des processus ATI à 2-photons.

On peut alors conclure qu'une prédominance de processus ATI à 1-photon et 2-photons dans les différents gaz considérés explique bien les valeurs expérimentales obtenues dans la mesure de l'émission THz vers l'avant dans l'Argon, le Krypton et le Xénon. En particulier le rapport

entre le signal THz mesuré et l'énergie du filament mesurée est plus grande dans le Xénon parce que le MTCS du Xénon autour de 3eV est supérieur à celui des autres gaz pris en considération.

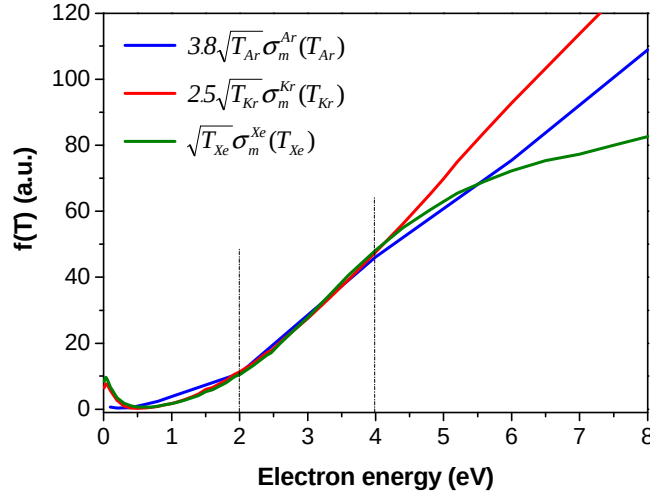


Figure 8.5. Méthode graphique pour la résolution de l'équation (5.5).

Si on prend en considération le pic d'intensité atteint par un filament dans les gaz, $I \approx 1-5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (plutôt $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dans le Xénon et plutôt $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dans l'Argon), et si on prend en considération aussi les travaux précédents sur le processus ATI, conduits pour des impulsions plus longues ($>0.4\text{ps}$) [8, 9], on peut se rendre compte que des processus 1-photon et 2-photons sont, dans notre cas, attendus avec une grande probabilité.

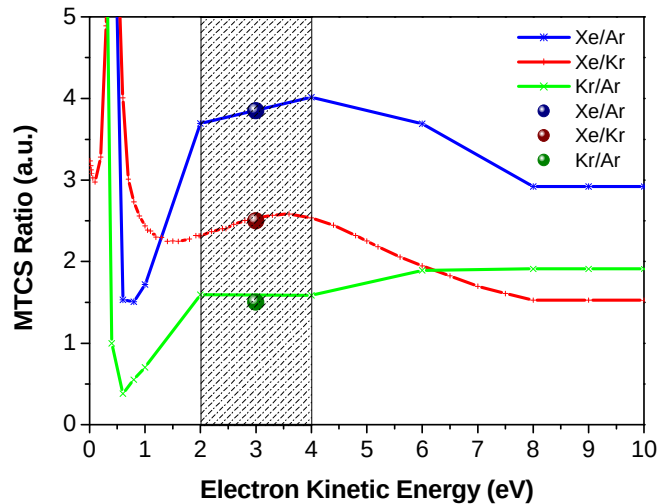


Figure 8.6. Comparaison entre les points expérimentaux mesurés dans cette expérience et les valeurs expérimentales trouvées dans la littérature (réf. [4, 7]). Sur l'axe des y on représente le rapport entre les sections transversales de transfert du moment cinétique de deux gaz différents, et sur l'axe des x on représente l'énergie cinétique moyenne des électrons dans le plasma non thermalisé.

Si on prend $T=3\text{eV}$ comme énergie moyenne des électrons, à partir des valeurs données dans la littérature [4, 7], on peut estimer la section transversale de transfert du moment cinétique des électrons du plasma formé par filamentation dans les différents gaz considérés. On trouve : $\sigma_m=4.7\text{\AA}^2$ pour l'Argon, $\sigma_m=6.4\text{\AA}^2$ pour le Krypton et $\sigma_m=16.1\text{\AA}^2$ pour le Xénon. Le Xénon est l'atome qui a le rayon le plus grand parmi les gaz rares non radioactifs. Cela explique pourquoi, à la même énergie, il présente la section de collision la plus grande et donc le taux de conversion le plus élevé.

8.6. Conclusions du chapitre VIII.

Le scénario qui concerne l'émission de radiation électromagnétique vers l'avant par un filament femtoseconde généré dans les gaz est maintenant assez complet. Quatre propriétés fondamentales ont été mises en évidence. Dans le chapitre précédent on a caractérisé les propriétés spectrales, d'émission angulaire, et de polarisation. Le maximum de l'émission se trouve autour de 1THz (cela a été récemment confirmé expérimentalement) ; les résultats expérimentaux obtenus à basse fréquence (0.1THz) sont en très bon accord avec les prédictions du modèle transition-Cherenkov. Dans ce chapitre on a caractérisé la dépendance de l'intensité de l'émission en fonction de l'énergie de l'impulsion autoguidée, de la fréquence des collisions électrons-neutres, de l'énergie cinétique des électrons générés par ionisation multi-photonique et de la section transversale de transfert du moment cinétique.

Le comportement quadratique de la puissance THz rayonnée dans l'espace en fonction de l'énergie de l'impulsion autoguidée prévoit une augmentation quadratique aussi en fonction de la durée de l'impulsion une fois que la puissance est maintenue constante. Ce comportement a été observé expérimentalement.

Par comparaison avec différents gaz rares on a réussi pour la première fois à estimer expérimentalement l'énergie cinétique des électrons et la section de transfert du moment, pendant le processus de filamentation dans l'Argon, dans le Krypton et dans le Xénon, à la pression atmosphérique. L'énergie cinétique estimée implique des processus d'ionisation au dessus du seuil (ATI) à 1-photon et 2-photons, dans les gaz considérés. Si l'on se réfère à des travaux précédents sur le processus ATI faits dans des conditions différentes, notamment de longueur d'onde du laser et de durée des impulsions employées, on se rend compte que les résultats obtenus sont en bon accord avec la littérature. Plus précisément pour les intensités atteintes par l'impulsion autoguidée on s'attend à observer des processus ATI à 1 et 2-photons, avec une grande probabilité.

Tous les résultats obtenus dans ce chapitre confirment encore une fois le modèle transition-Cherenkov.

Références.

- [1] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B.S. Prade, M.A. Franco, F. Salin, A. Mysyrowicz, ‘Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air,’ *Opt. Lett.* **21** (1), 62–64 (1996).
- [2] D. J. Cook, J. X. Chen, E. A. Morlino, and R. M. Hochstrasser, ‘Terahertz-field-induced second-harmonic generation measurements of liquid dynamics,’ *Chem. Phys. Lett.* **309**, 221-228 (1999).
- [3] J. Dai, X. Xie, and X.-C. Zhang, ‘Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases,’ *Phys. Rev. Lett.* **97**, 103903 (2006).
- [4] S. R. Hunter, J. G. Carter, and G. Christophorou, ‘Low-energy electron drift and scattering in krypton and xenon,’ *Phys. Rev A* **38**, 5539 (1988).
- [5] P. H. Bucksbaum, R. R. Freeman, M. Bashkansky, and T. J. McIlrath, ‘Role of the ponderomotive potential in above-threshold ionization,’ *J. Opt. Soc. Am.* **4**, 760 (1987).
- [6] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, and F. Petit, ‘Free-Free Transitions Following Six-Photon Ionization of Xenon Atoms,’ *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1127 (1979).
- [7] L. S. Frost and A. V. Phelps, ‘Momentum-Transfer Cross Sections for Slow Electrons in He, Ar, Kr, and Xe from Transport Coefficients,’ *Phys. Rev.* **136**, A1538 (1964).
- [8] T. J. McIlrath, P. H. Bucksbaum, R. R. Freeman, and M. Bashkansky, ‘Above-threshold ionization process in xenon and krypton,’ *Phys. Rev. A* **35**, 4611 (1987).
- [9] R. R. Freeman, P. H. Bucksbaum, H. Milchberg, S. Darack, D. Schumacher, and M. E. Geusic, ‘Above-Threshold Ionization with Subpicosecond Laser Pulses,’ *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1092 (1987).

9. Antenne virtuelle de plasma créée par un faisceau laser térawatt focalisé dans l'air.

9.1. Introduction.

On a vu qu'une impulsion laser femtoseconde avec une puissance supérieure à une valeur de seuil (puissance critique), après auto-focalisation, rentre dans un régime dit autoguidé, dans lequel l'impulsion atteint une intensité caractéristique figée à une valeur de quelque 10^{13} W/cm^2 . Cette intensité est telle que le milieu dans lequel l'impulsion se propage vient à être ionisé par un processus multi-photonique : une colonne de plasma, de longueur variable avec les conditions de focalisation est ainsi créée avec une densité initiale typique de quelque 10^{16} cm^{-3} . Même si elle est faiblement ionisée cette colonne de plasma peut émettre une radiation électromagnétique, grâce à un effet Transition-Cherenkov (voir chapitres VII et VIII). Cette radiation a un spectre qui couvre une grande partie de la région THz, et a des résidus à basse fréquence (la queue du spectre) ; par exemple dans les chapitres VII et VIII on a effectué une caractérisation expérimentale complète d'une région autour de 0.1THz.

A priori on devrait trouver des résidus de radiation aussi à plus basse fréquence, donc dans la région sub-gigahertz, mais dans cette région l'émission est si faible que aucune radiation n'a été expérimentalement détectée. On conclut qu'aucun autre mécanisme intrinsèque n'intervient dans un filament de plasma pour que ce dernier puisse émettre une radiation dans la région sub-gigahertz, mesurable avec des antennes.

Pour permettre à une colonne de plasma d'émettre dans la région 10-1000MHz il faut faire interagir le plasma avec un champ électrique extérieur. Comme on le verra dans la suite, l'interaction du champ électrique avec le plasma crée une perturbation riche en fréquences dans le domaine 10-1000MHz. On verra que, sous certaines conditions il est possible de faire résonner et d'amplifier ces fréquences en changeant la longueur de la colonne de plasma conductrice. Dans ces conditions la colonne de plasma fonctionne comme une antenne de type dipolaire de durée de vie égale à la durée de vie du plasma généré par l'impulsion laser.

9.2. Schéma expérimental et le laser Teramobile.

Dans la figure 9.1 est montré le schéma du circuit utilisé pour les mesures. Un condensateur de 60 nF est chargé par un générateur de haute tension, dont la tension V peut être variée de 0 à 30 kV. Le condensateur reste chargé en permanence pendant que le circuit est ouvert. Un faisceau laser femtoseconde est focalisé comme dans la figure 9.1, le plasma ainsi créé par ionisation ferme le circuit, pendant un intervalle de temps correspondant à durée de vie du plasma, en permettant au courant de passer dans le circuit. On peut mesurer ce courant sur une résistance de charge externe, dans notre cas égale à 8.2 k Ω . La résistance de l'oscilloscope était 1M Ω .

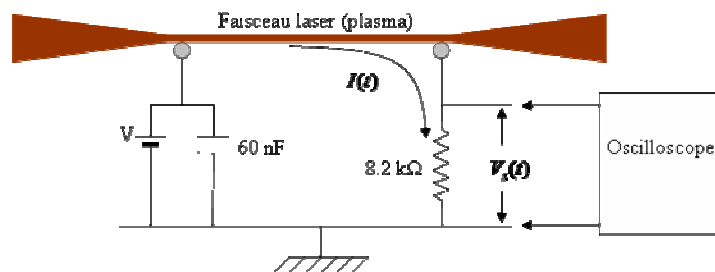


Figure 9.1. Schéma du circuit RC utilisé pour la génération du champ électrique, avec lequel le plasma interagit.

L'antenne utilisée pour la mesure du signal émis au passage du plasma est une antenne planaire imprimée (voir figure 9.2) ; elle a été réalisée par l'équipe de Christian Pichot, au Laboratoire d'Electronique Antennes et Télécommunications (LEAT) de l'Université de Nice-Sophia Antipolis. Elle peut détecter des ondes électromagnétiques dans la bande de fréquences 0-1200 MHz.



Figure 9.2. Antenne planaire imprimée, bande de détection 10-1200MHz. L'antenne a été réalisée au Laboratoire d'Electronique Antennes et Télécommunications (LEAT) de l'Université de Nice-Sophia Antipolis.

9.2.1 La source laser.

Le laser utilisé pour les expériences est le Teramobile [1] (Annexe 1). Trois paramètres du laser peuvent être variés à l'émission : le chirp, la focalisation et le diamètre du faisceau. Dans le but de changer le chirp de l'impulsion, l'un des réseaux du compresseur est mobile et motorisé sur une longue course ; cela permet de précompenser la dispersion positive de l'impulsion lors de sa propagation dans l'air. Le faisceau est émis à travers un télescope dont la focale est variable continûment de 10m jusqu'à l'infini. Ce télescope est entièrement réfléchitif pour préserver les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions. Le diamètre du faisceau à la sortie de la chaîne laser, avant le télescope est de 34 mm.

Pendant l'expérience la source laser était positionnée à environ 20m de la zone des mesures, où le circuit montré dans la figure 9.1 était situé. L'antenne réceptrice (voir figure 9.2) était positionnée perpendiculairement à l'axe du laser (voir figure 9.5).

9.3. Propriétés d'un faisceau laser térawatt focalisé dans l'air.

Dans notre expérience la focale du télescope était fixée à 20m. La puissance de l'impulsion laser était maximale, c'est-à-dire 2TW. Or, la puissance critique de filamentation dans l'air est environ 5GW, la puissance utilisée est donc 400 fois supérieure à la puissance critique et donc on est en régime de multi-filamentation [2]. Sous ces conditions le faisceau du Teramobile présentait trois régimes de propagation, qui dans la figure 9.3 sont indiqués avec Zone 1, Zone 2 et Zone 3. On va décrire ces trois régimes de propagation, dans le but de comprendre quelle est la zone la meilleure pour effectuer les mesures d'antenne. L'étude a été conduite à l'aide d'une technique mise en place par notre groupe lors d'une campagne Teramobile en 2003 pour analyser la multi-filamentation sur des longues distances de propagation [2, 3]. La technique se base sur l'utilisation d'un papier photosensible calibré, avec lequel on enregistre l'impact des filaments. La zone du papier qui est saturée indique une intensité de l'ordre de quelques 10^{13} W/cm^2 . Description des trois régimes de propagation :

Zone 1. Cette zone est caractérisée par un régime multi-filamentaire et s'étend sur 5m environ. Pendant la focalisation du faisceau les différents modes spatiaux s'auto-focalisent en formant des filaments d'environ 100-200 μm de diamètre. Ces filaments sont spatialement séparés mais ils commencent à fusionner lorsqu'on se rapproche de la Zone 2, qui coïncide avec la zone focale du télescope (voir figure 9.3). Chaque filament possède une résistance de l'ordre

de $R_{fil} = 10^6 \Omega \cdot m^{-1}$ [4]. La résistance totale du faisceau sera donc donnée par $R_{eq} = 10^6 \Omega \cdot m^{-1} / N$, où N est le nombre de filaments dans le faisceau. Si par exemple on a 40 filaments la résistance totale sera $R_{eq} = 2.5 \cdot 10^4 \Omega \cdot m^{-1}$.

Zone 2. Dans cette zone les filaments sont complètement fusionnés et forment un seul faisceau de 1cm de diamètre environ. Il en résulte une seule colonne de plasma de 3-4m de longueur et 6-7mm de diamètre, comme montré dans la figure 9.3. Si on suppose que la densité électronique dans la colonne de plasma est la même que dans un seul filament de la Zone 1, on obtient une résistivité $\rho_{fil} \approx 10^{-2} \Omega \cdot m$ [4], qui multipliée pour la section de la colonne de plasma (le conducteur), $S \approx \pi \times (6 \cdot 10^{-3})^2 \approx 10^{-4} m^2$, fait une résistance par mètre $R_{plasma} \approx 100 \Omega \cdot m^{-1}$. La conductance du plasma dans la Zone 2 est beaucoup plus grande que dans la Zone 1, c'est la raison pour laquelle cette dernière est une zone bien mieux indiquée pour l'expérience qu'on veut effectuer.

Zone 3. Cette zone n'est pas vraiment intéressante, parce que il n'y a plus d'ionisation. Comme on peut le voir en regardant la figure 9.3, l'ionisation s'interrompt brusquement ; dans cette zone on n'a pas de filaments.

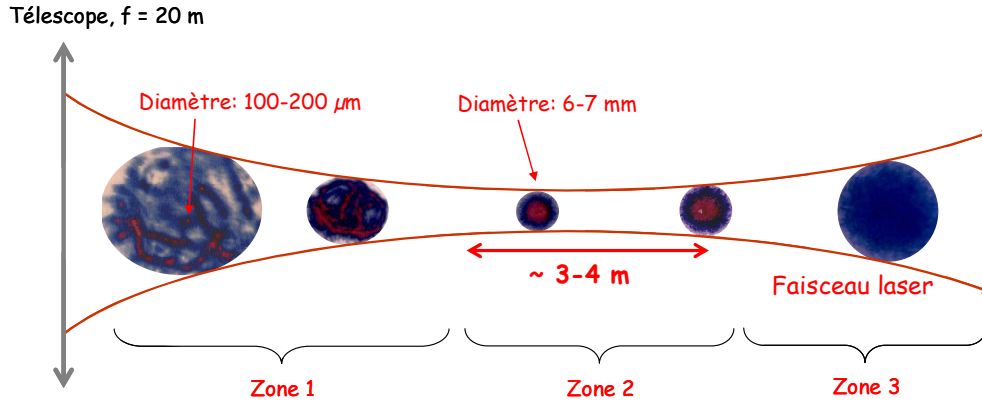


Figure 9.3. Le faisceau du Teramobile (2TW de puissance) focalisé avec un télescope de 20m de focale, présente trois régimes de propagation, indiqués avec Zone 1, Zone 2 et Zone 3. Pour la description voir le texte.

9.4. Mesure du signal de courant et du signal d'antenne.

Dans la figure 9.4 sont montrés les signaux typiques de courant (figure 9.4a) et d'antenne (figure 9.4b), mesurés en fonction de la distance entre les électrodes (voir schéma du circuit de la figure 9.1) pour une tension appliquée constante de 15kV. L'antenne était placée perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau laser, à quelques mètres du canal de

plasma comme montré dans la figure 9.5. L'antenne détecte le champ électrique transversal émis radialement (ondes TEM), dont la direction de la polarisation est perpendiculaire à l'axe du laser.

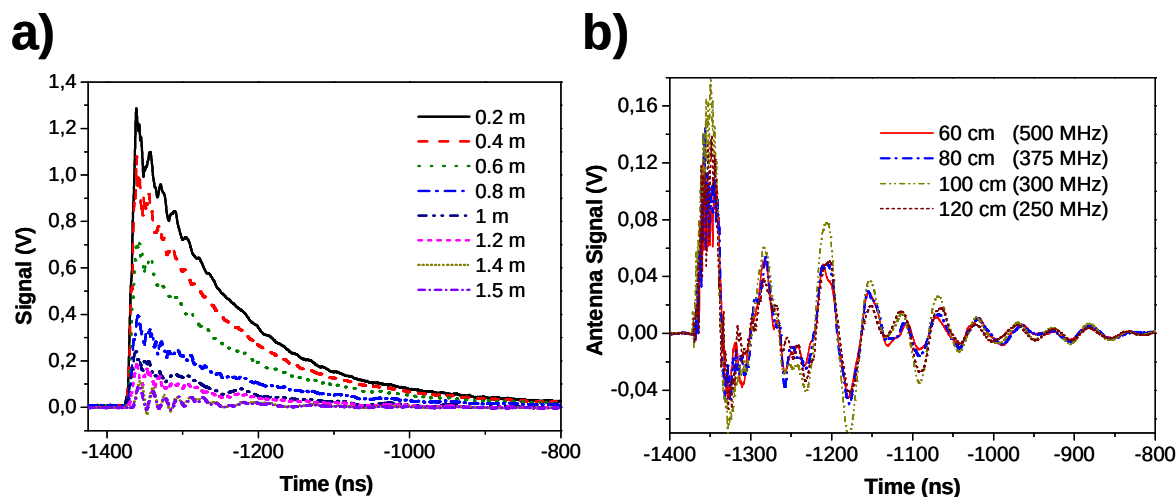


Figure 9.4. a) Tension mesurée aux bornes de la résistance de $8.2\text{k}\Omega$ pour différentes distances entre les électrodes. b) Signal détecté par l'antenne montrée figure 9.2 en fonction de la distance entre les électrodes.

Comme on peut le voir le pic de courant décroît linéairement avec la distance entre les électrodes, à cause de la diminution du champ électrique, alors que le signal d'antenne reste du même ordre de grandeur. Une chose importante à remarquer est la présence d'oscillations dans le signal de courant. Cela est un point fondamental pour la suite, et sera employé dans la proposition d'un mécanisme pour expliquer l'émission de type antenne dipolaire par le filament. A partir seulement du comportement temporel des signaux de courant et d'antenne on ne peut pas conclure si le canal de plasma se comporte en tant qu'antenne de type dipolaire. Dans la suite sera donc présentée une analyse de Fourier, dont le but est de démontrer que le canal de plasma peut être forcé à fonctionner comme une antenne de type dipolaire.

9.4.1 Proposition d'un mécanisme d'émission et principe de la mesure.

Les deux électrodes du circuit étaient placées dans la Zone 2, montrée dans la figure 9.3 et décrite précédemment, comme montré dans la figure 9.5. Dans cette zone le canal de plasma possède des bonnes caractéristiques : les principales sont une bonne conductance et une section transversale assez grosse pour pouvoir perturber le champ électrique avec lequel il interagit.

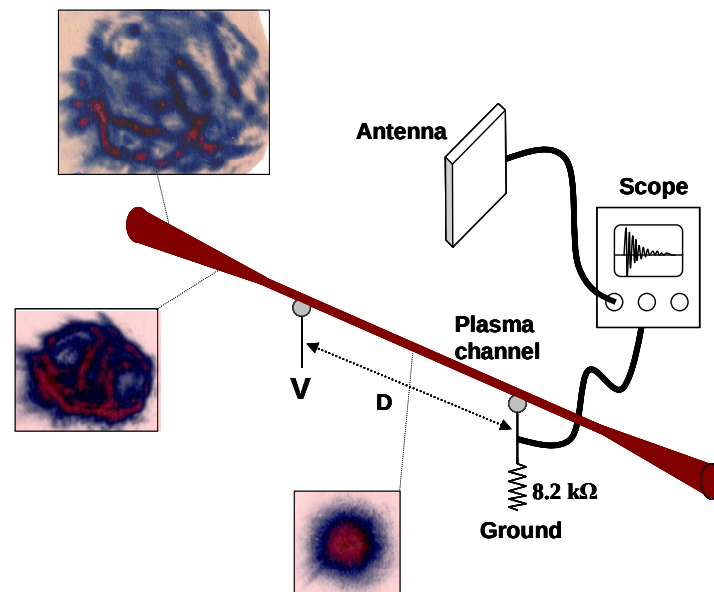


Figure 9.5. Schéma et méthode de mesure. Voir le texte.

Avant la formation du canal de plasma le condensateur de 60nF charge l'une des électrodes ; entre les deux électrodes un champ électrique constant sera donc présent. Lorsque le plasma est formé instantanément, il perturbe le champ électrique et, en même temps, un courant passe à travers le canal de plasma et peut être mesuré sur la résistance de charge. Ce courant est formé par deux composantes, un courant de conduction et un courant de déplacement, ce dernier est créé par la perturbation initiale du champ électrique par le plasma. Dans la figure 9.6 on peut clairement voir qu'un signal de courant persiste (courbe rouge continue, figure 9.6a) même dans le cas où le canal conducteur de plasma, et donc le courant de conduction (courbe noire traits et points, figure 9.6a), est bloqué avec un diélectrique placé entre les électrodes. Le signal qui persiste et le courant de conduction n'ont pas les mêmes composantes spectrales. Par exemple dans la figure 9.6b on montre les transformées de Fourier des signaux de la figure 9.6a ; on peut voir qu'en présence d'un courant de conduction (courbe noire trait point) il y a une composante autour de 300MHz, qui n'est pas présente dans le courant de déplacement (courbe rouge continue). On voit donc que des fréquences sont générées dans l'interaction entre le plasma formé par l'impulsion et le champ électrique entre les électrodes ; dans le courant de conduction on trouve des fréquences qu'on ne trouve pas dans le courant de déplacement, généré par l'interaction du plasma avec le champ généré sur la première électrode. La perturbation du champ électrique par le plasma est détectée directement par l'antenne. Cette perturbation est plus forte au niveau de l'électrode chargée (la première électrode rencontrée par le laser dans notre configuration expérimentale) où les

lignes de champ sont plus denses. Ceci a été vérifié expérimentalement en positionnant l'antenne en différents points le long de la partie du canal de plasma comprise entre les électrodes.

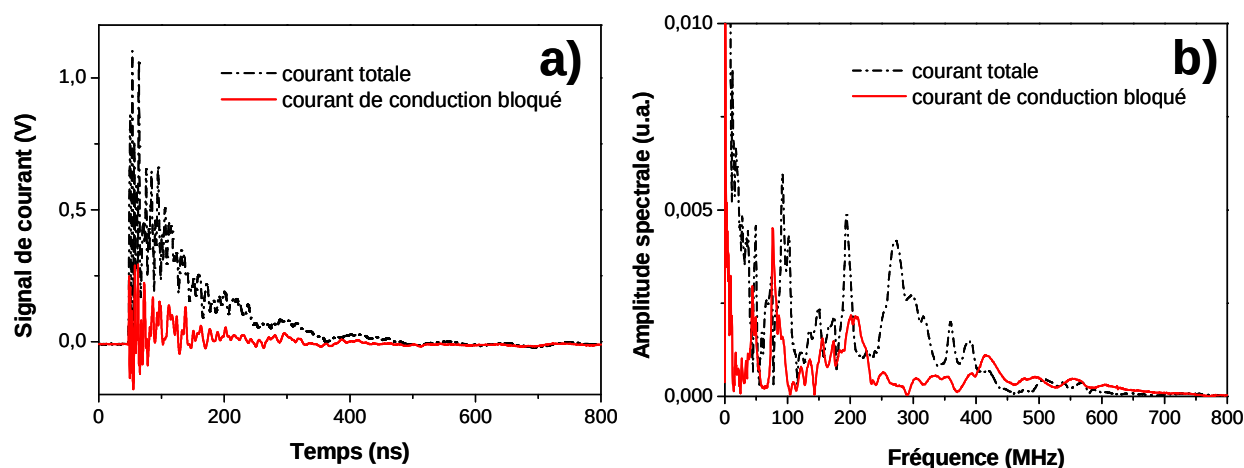


Figure 9.6. a) Signaux mesurés sur la résistance de charge pour le courant total (courbe noire traits et points) et le courant de déplacement obtenu en bloquant le plasma entre les électrodes à l'aide d'un diélectrique (courbe rouge continue). b) Transformées de Fourier des signaux de la figure 9.6a.

La perturbation du champ électrique se traduit par une perturbation de la différence de potentiel entre les électrodes. Une partie de la tension sur les électrodes devient alors alternative et produit un courant alternatif dans la colonne de plasma. Les fréquences contenues dans ce courant sont les sources donnant un signal d'antenne provenant du canal de plasma. En général on n'a pas le contrôle de ces fréquences ; pour contrôler les fréquences générées il faudrait bien contrôler l'interaction plasma - champ électrique, et cela sort du propos de cette thèse. Toutefois à partir de la figure 9.6b on peut conclure par exemple que la fréquence à 300MHz est due à la présence du plasma entre les électrodes, et n'est pas présente lorsque le circuit est ouvert (plasma bloqué à mi-chemin entre les électrodes).

Le but des mesures avec l'antenne est de démontrer que le signal détecté dépend de la distance entre les électrodes. Pour obtenir un signal d'antenne qui dépend de la longueur du conducteur (plasma) entre les électrodes il faut avoir un courant stationnaire sur le conducteur. Des conditions de courant stationnaire pourraient être créées par le fait que le plasma ne touche pas les électrodes, ce qui fait une grosse résistance en série avec la résistance de charge de $8.2\text{k}\Omega$, qui pourrait créer des réflexions sur l'électrode connectée à la masse, vu que la résistance du plasma est beaucoup plus basse. Le courant aurait alors une petite composante de la forme :

$$\vec{j}(x, y, z) = \hat{z} \delta(x) \delta(y) I_0 \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(d - z)\right], \quad (4.1)$$

où d est la longueur du conducteur entre les électrodes ; le conducteur étant excité au début ($z=0$) par une fréquence $\omega = 2\pi/\lambda$ (voir figure 9.7).

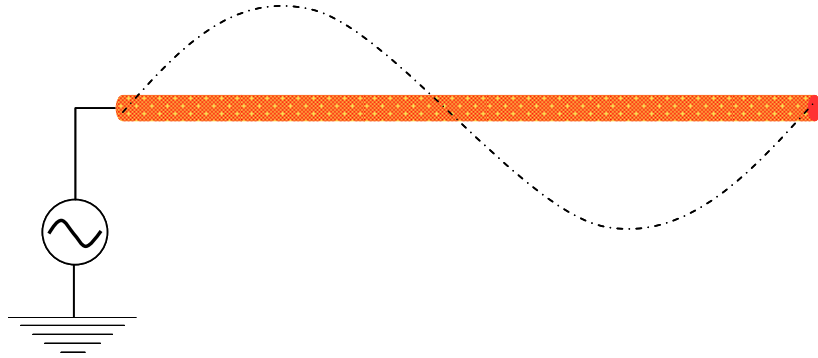


Figure 9.7. Modélisation schématique pour l'explication du mécanisme d'émission d'antenne par la colonne de plasma.

9.5. Analyse de Fourier du signal de courant et d'antenne : à la recherche de résonances.

Le schéma montré dans la figure 9.7 devrait fonctionner même si dans le circuit seulement l'électrode chargée est présente. En fait on connaît la longueur du canal de plasma dans la Zone 2, 3.5-4m ; si on excite des fréquences au début de ce canal de plasma, il devrait fonctionner comme une antenne de longueur 3.5m environ. Pour montrer cela on a détecté le signal émis par le canal de plasma en positionnant l'antenne détectrice comme montré dans le schéma de la figure 9.5 et on a fait varier la distance entre l'antenne et le canal de plasma. Une analyse de Fourier a été faite des signaux mesurés. Dans le graphique de la figure 9.8 on montre la Transformée de Fourier des signaux mesurés à 27cm et 7m de distance du canal de plasma. Lorsque l'antenne est en champ proche elle détecte beaucoup de fréquences qui sont contenues directement dans la perturbation du champ électrique par le canal de plasma. Lorsque l'antenne est positionnée plus loin, seulement une composante reste du même ordre de grandeur que les composantes détectées en champ proche et il s'agit de la fréquence 40MHz (voir courbe rouge continue de la figure 9.8). L'une des conclusions qu'on peut tirer est que cette fréquence vient d'une oscillation du courant dans le canal de plasma, et elle a une nature différente par rapport aux autres fréquences, qui viennent de la perturbation du champ électrique (courant de déplacement). On remarquera que 40MHz correspond à une longueur d'onde de 7.5m et que la longueur du canal de plasma correspond environ à une

demi-longueur d'onde. Dans la suite on verra que dans le modèle schématisé dans la figure 9.7, on attend un maximum d'émission (résonance) pour une longueur du conducteur correspondant à une demi-longueur d'onde.

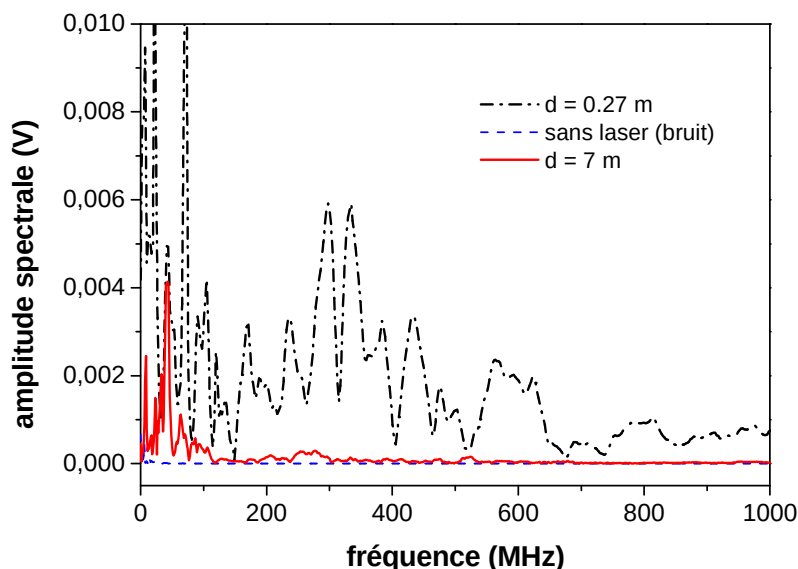


Figure 9.8. Transformées de Fourier des signaux d'antenne détectés en positionnant l'antenne imprimée à 0.27m (courbe noire traits et points) et à 7m (courbe rouge continue) du canal de plasma.

3.4.1 La résonance à 300MHz.

Une expérience encore plus significative que la précédente a montré que dans le signal émis par le canal de plasma il y a des composantes de fréquences dues exclusivement à la présence des deux électrodes dans le circuit. Dans le graphique de la figure 9.9b on montre une analyse de Fourier de deux signaux d'antenne, l'un mesuré en présence de seulement l'électrode chargée dans le circuit (courbe rouge traits et points) et l'autre (courbe noire continue) mesuré dans les mêmes conditions expérimentales mais en présence aussi de l'électrode de masse positionnée à 50cm de l'électrode chargée. Dans ce deuxième cas on peut clairement observer dans le signal d'antenne la présence d'une résonance autour de 300MHz, qui n'est pas présente dans le cas d'une seule électrode. Dans le cas des deux électrodes le courant a été aussi mesuré et analysé spectralement (voir figure 9.9a) en même temps que le signal d'antenne; l'analyse montre qu'une composante de fréquence 300MHz est présente aussi dans le signal de courant. L'explication est toujours basée sur le modèle schématisé dans la figure 9.7 ; la présence des deux électrodes force une partie du courant à entrer dans un régime stationnaire, décrit par l'équation (4.1). La composante à 300MHz (longueur d'onde 1m)

entre en résonance parce que la distance entre les électrodes correspond à une demi-longueur d'onde. Toute de suite on verra pourquoi, selon le schéma de la figure 9.7 et l'équation (4.1), une distance égale à une demi-longueur d'onde donne le maximum d'émission radiale de la fréquence 300MHz.

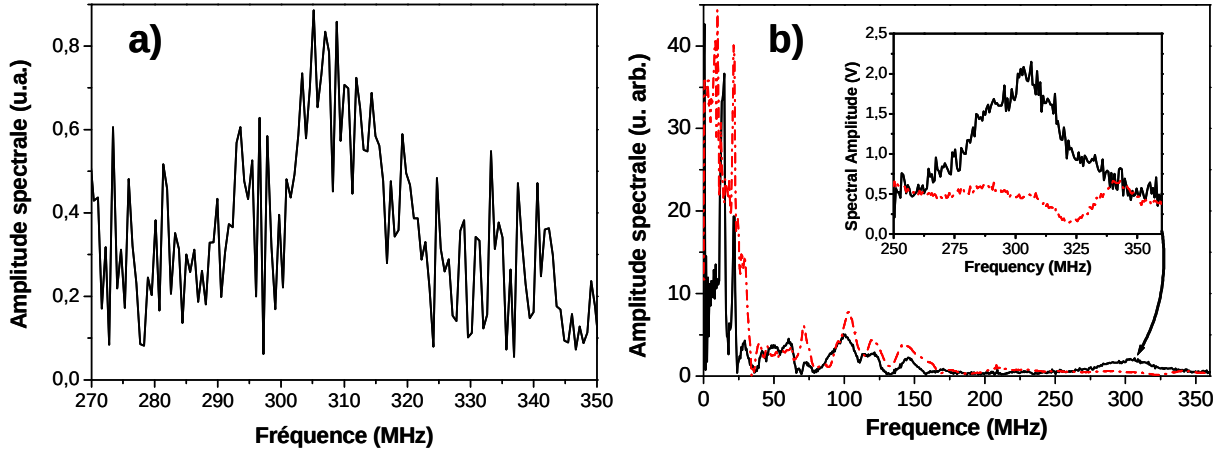


Figure 9.9. a) Une composante à 300MHz du signal de courant mesuré en présence de deux électrodes. b) Résonance à 300MHz dans le signal d'antenne, observée seulement en présence des deux électrodes (courbe noire continue) et qui est absente en présence d'une seule électrode (courbe rouge traits et points).

9.5.1 Explication des résultats par un modèle d'émission d'antenne de type dipolaire.

Si on prend en considération l'équation (4.1) on peut calculer le potentiel vecteur en champ lointain, associé à cette distribution de courant. Dans des conditions stationnaires on aura :

$$\vec{A}(r, z) \propto \vec{z} \frac{I_0 e^{ikr}}{r} \int_0^d \sin[k(d-z)] e^{-ikz \cos \theta} dz, \quad (5.1)$$

où θ est l'angle entre la direction de propagation du laser et la direction d'observation ($\theta = \pi/2$ si on observe radialement). A partir de l'équation (5.1) on peut calculer la puissance électromagnétique émise par unité d'angle solide, qui divisée par le carré du pic de courant, sera proportionnelle au diagramme d'émission :

$$\frac{1}{I_0^2} \frac{dP}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin^2 \theta} \left| \cos \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \theta \right) - \cos \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \right) \right|^2. \quad (5.2)$$

Puisqu'on mesure l'émission radiale, en posant $\theta = \pi/2$ cette équation devient simplement :

$$\frac{1}{I_0^2} \frac{dP}{d\Omega} \propto \cos^2 \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \right). \quad (5.3)$$

L'équation (5.3) dit qu'il y a un maximum d'émission radiale pour $d = \lambda/2$; c'est la raison pour laquelle dans l'expérience précédente on peut voir une résonance à 300MHz en présence des deux électrodes.

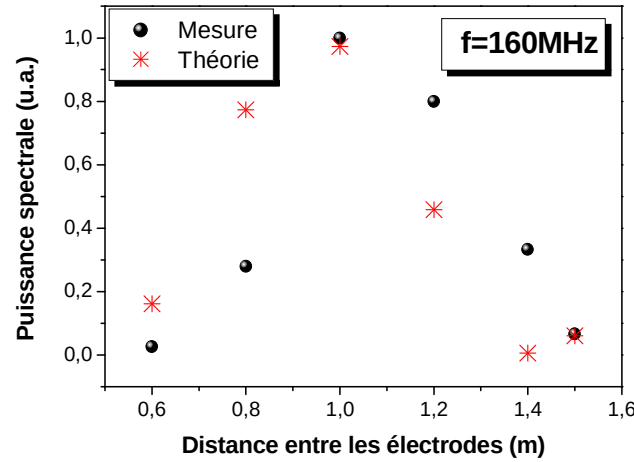


Figure 9.10. Puissance spectrale de la composante à 160MHz dans le signal d'antenne en fonction de la distance entre les électrodes, mesurée (points noirs) et calculée à l'aide de la formule (5.3).

Le modèle est confirmé aussi par une autre expérience. On a analysée la fréquence 160MHz, présente dans le signal d'antenne et dans le signal de courant, en fonction de la distance entre les électrodes. On a fait la Transformée de Fourier des signaux d'antenne et de courant mesurés en changeant la distance entre les électrodes et en laissant tous les autres paramètres fixes, comme la tension appliquée, la puissance du laser et sa durée, etc. Pour chaque distance la puissance spectrale de la composante 160MHz est mesurée à travers la transformée de Fourier du signal d'antenne, alors que le pic de courant à la même fréquence est mesuré en faisant la transformée de Fourier du signal de courant. En faisant le rapport entre la puissance spectrale et le carré du pic de courant on obtient des points expérimentaux pour chaque distance. Le résultat est montré avec des points noirs dans le graphique de la figure 9.10. Dans le même graphique sont aussi montrés les points théoriques (étoiles rouges) calculés grâce à la formule (5.3). Comme on peut le voir l'accord est très bon. En particulier expérimentalement, aussi bien que théoriquement on trouve une résonance autour de 1m de distance entre les électrodes ; cette distance correspond environ à une demi-longueur d'onde de la fréquence 160MHz.

9.5.2 Analyse temporelle et durée de vie du plasma.

L'émission électromagnétique radiale à 160MHz et 300MHz est due à la présence d'un courant de conduction stationnaire dans le canal de plasma entre les deux électrodes ; elle est donc sûrement due à la présence du plasma. Une analyse temporelle des ces deux fréquences peut donc nous donner une estimation de la durée de vie du plasma. Il faut toutefois remarquer que la cause de l'extinction de ces fréquences dans le plasma est de type électrique, en effet elles peuvent disparaître le plasma étant encore présente. Cette analyse donc ne peut que nous donner une limite inférieure pour le temps de recombinaison des électrons. L'analyse temporelle est faite en prenant des tranches de temps de différentes durées dans le signal d'antenne ou de courant correspondant à la résonance (distance entre les électrodes égale à 1m pour 160MHz et 50cm pour 300MHz) et en faisant chaque fois la transformée de Fourier. Il s'agit tout simplement de multiplier le signal d'antenne ou de courant par une fonction de Heaviside $H(t - t_c)$; on fait varier t_c , puis on fait la transformée de Fourier du signal pour chaque valeur de t_c , en mesurant chaque fois le niveau spectral des fréquences analysées. De cette façon on peut établir la durée de vie de la fréquence considérée dans le signal.

Le résultat est montré dans le graphique de la figure 9.11. Les points représentent les niveaux spectraux (normalisés) mesurés pour différentes valeurs de t_c (axe des x). Les durées de vie mesurées sont 20ns pour la fréquence 300MHz et 30ns pour la fréquence 160MHz. Tenu compte du fait que des composantes de fréquence différentes peuvent avoir des durées de vie différentes, les durées mesurées ne correspondent pas à la durée de vie du plasma. En plus les fréquences 160MHz et 300MHz isolées pourraient n'être pas les seules associées à la présence du plasma. Toutefois, d'après cette analyse, on peut au moins conclure que la durée de vie du plasma est $\geq 30ns$.

La durée de vie d'un filament de plasma est bien décrite par l'équation qui donne l'évolution de la densité d'électrons :

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + (n_0\beta)t} \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (5.4)$$

où n_0 est le pic de densité initiale. Au début la durée de vie du plasma est déterminée par la recombinaison des électrons sur les ions d'oxygène parents. Cette recombinaison est très rapide et non exponentielle, le temps de recombinaison étant donné par $(n_0\beta)^{-1} \approx 1 \text{ ns}$ [4]. La phase successive est exponentielle et moins rapide à cause de l'attachement des électrons sur

les molécules neutres d'oxygène. Dans cette phase le temps de recombinaison a été estimé à $\tau = 130 \text{ ns}$ [5]. Les résultats obtenus dans l'expérience décrite dans ce chapitre semblent privilégier cette deuxième phase par rapport à la première. Toutefois les conditions expérimentales ne sont pas exactement les mêmes que pendant la formation d'un seul filament, alors le canal de plasma créé dans ce cas pourrait aussi être plus ionisé que ce que l'on croit, ce qui augmenterait sa durée de vie. Cela reste une voie à explorer.

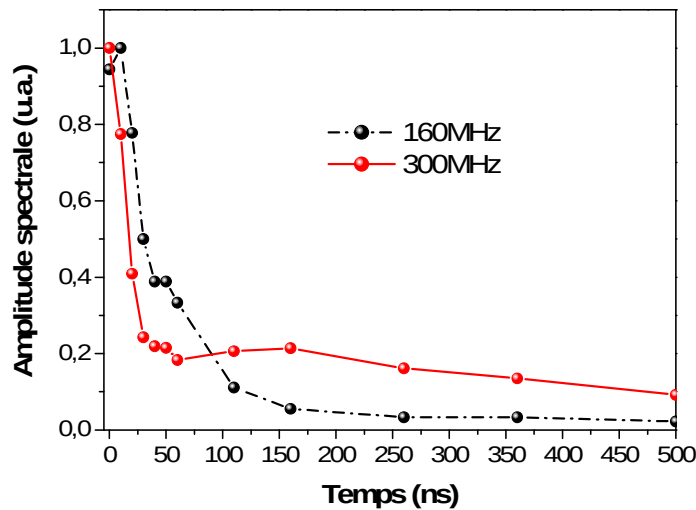


Figure 9.11. Durée de vie dans le plasma des composantes à 160MHz (courbe noire) et à 300MHz (courbe rouge) du signal d'antenne.

9.6. Signal d'antenne en fonction de la durée de l'impulsion chirpée.

En changeant l'étréage du compresseur du système CPA on peut changer la durée de l'impulsion et ajouter une phase temporelle du deuxième ordre appelée chirp. Cette phase peut jouer un rôle dans le processus de filamentation, mais les effets dus à l'augmentation de la durée sur plusieurs ps sont certainement plus importants. Pour changer l'étréage du compresseur on déplace l'un des deux réseaux présents dans l'étage de compression, on mesure ce déplacement en mm. Le compresseur du Teramobile avait été calibré à l'aide d'un autocorrelateur en trouvant un taux d'augmentation de la durée de 240fs/mm. On a fait la transformée de Fourier du signal d'antenne pour différents étréages du compresseur et chaque fois on a mesuré la puissance spectrale d'une composante de fréquence donnée. Le résultat pour la composante 160MHz est montré dans le graphique de la figure 9.12, où sur l'axe des x on a indiqué la durée de l'impulsion et sur l'axe des y la puissance spectrale normalisée. Comme on peut le voir le maximum de l'émission se trouve autour de la durée minimum de

l'impulsion, c'est-à-dire 100-200fs. Ce résultat peut s'expliquer de la façon suivante. Lorsque la durée de l'impulsion augmente, sa puissance baisse. Le nombre de filaments qu'on trouve dans la Zone 1 indiquée dans la figure 9.3 diminue proportionnellement à la puissance de l'impulsion. Dans la Zone 2 ces filaments se réunissent en formant un seul canal de plasma avec un diamètre plus petit. Cette diminution du diamètre implique : a) la diminution de l'interaction plasma – champ électrique, ce qui abaisse l'amplitude spectrale du courant pour une composante donnée ; b) la diminution du nombre absolu des charges de conduction dans le volume du canal ionisé ; c) l'augmentation de la résistance du canal de plasma.

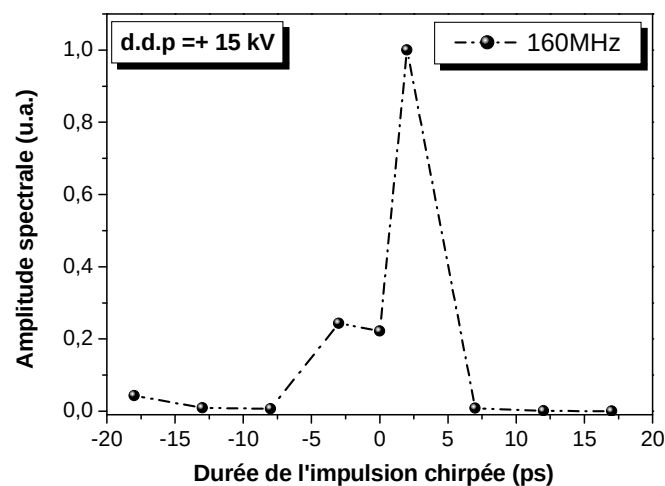


Figure 9.12. Puissance spectrale normalisée en fonction de la durée de l'impulsion chirpée, pour la composante à 160MHz.

9.7. Conclusions du chapitre IX.

On a démontré que l'interaction entre le canal de plasma formé par une impulsion laser térawatt et un champ électrique extérieur, créé à l'aide de deux électrodes, génère une perturbation qui se traduit en une oscillation de la différence de potentiel entre les deux électrodes. Cette oscillation est riche en fréquences dans la bande 10-1000MHz. Les fréquences générées servent comme sources pour forcer le canal de plasma à fonctionner en tant qu'antenne de type dipolaire. En effet l'oscillation de la différence de potentiel génère un courant alternatif riche en fréquences, une partie de ce courant est dans un régime stationnaire, généré par réflexion sur l'électrode de masse. On peut donc créer des résonances en adaptant la longueur du canal de plasma (conducteur) entre les deux électrodes. On a identifié au moins deux fréquences, 160MHz et 300MHz, dont l'émission est bien expliquée par un modèle de

courant stationnaire. On a aussi étudié la dépendance du signal d'antenne en fonction de la durée de l'impulsion chirpée, en trouvant que l'émission est plus intense lorsque l'impulsion possède une durée courte. Il reste beaucoup de travail à faire, comme par exemple une étude systématique de l'interaction plasma – champ électrique pour arriver à contrôler les fréquences générées pendant cette interaction. Il faut aussi étudier plus en détail les caractéristiques physiques du canal de plasma créé par l'impulsion laser.

Références.

- [1] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J. P. Wolf, and L. Wöste, 'Teramobile: a Mobile Femtosecond-Terawatt Laser and Detection System,' *Eur. Phys. J. AP* **20**, 183 (2002).

- [2] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, 'Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser,' *Opt. Commun.* **247**, 171 (2005).

- [3] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, 'Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionisation,' *Appl. Phys. B* **79**, 379-382 (2004).

- [4] S. Tzortzakis, M. Franco, Y.-B. André, A. Chiron, B. Lamouroux, B. Prade, A. Mysyrowicz, 'Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses,' *Phys. Rev. E rapid commun.* **60**, R3505 (1999).

- [5] H.D. Ladouceur, A.P. Baronavski, D. Lohmann, P.W. Grounds, P.G. Girardi, 'Electrical conductivity of a femtosecond laser generated plasma channel in air,' *Opt. Commun.* **189**, 107 (2001).

Conclusions générales et perspectives.

Dans cette thèse on a voulu étudier principalement deux aspects de la filamentation d'impulsions femtosecondes dans les milieux Kerr.

Le premier aspect est de nature fondamentale, et il est discuté dans la première partie de la thèse (Chapitres III, IV et V). Le résultat majeur obtenu dans ce contexte est la réponse à la question : est-ce qu'on peut augmenter l'énergie ou la puissance transportée par un filament, tout en évitant la multi-filamentation? La réponse est oui.

Le deuxième aspect est aussi de nature fondamentale, mais l'attention est focalisée sur la filamentation en tant que source de radiation électromagnétique secondaire. Cet aspect est étudié dans la deuxième partie de ce travail de thèse (Chapitres VI, VII, VIII et IX). Le résultat majeur dans ce contexte est la découverte d'une nouvelle émission THz, piquée vers l'avant, dont le mécanisme a été modélisé grâce au Prof. Tikhonchuk. Le haut degré d'accord qu'il y a entre les observations expérimentales et les prévisions théoriques, indique une compréhension très profonde du mécanisme d'émission, ce qui rend cette source utilisable pour l'application au diagnostic des plasmas créés par filamentation.

Dans le CHAPITRE III on a introduit une nouvelle méthode d'analyse des différents régimes de propagation d'une impulsion laser focalisée dans les gaz. On a appelé cette méthode P-scan parce qu'elle se base sur un balayage de la puissance initiale de l'impulsion. L'analyse des données collectées nous a permis d'identifier universellement quatre régimes de propagation : un stade linéaire, un stade non linéaire mais avant filamentation, le stade filamenté, la multi-filamentation. A l'aide de simulations numériques on est arrivé à caractériser ces quatre régimes de propagation. On est arrivé à voir très nettement comment l'effet Kerr-Raman influence la propagation non linéaire, selon la durée de l'impulsion ; pour une impulsion plus longue l'effet Kerr-Raman est plus important, il provoque une augmentation de l'indice non linéaire et donc une baisse de la puissance critique de filamentation. La puissance à laquelle la multi-filamentation s'amorce diminue aussi, mais l'intervalle d'énergie entre la filamentation et la multi-filamentation augmente. La technique P-scan possède un haut potentiel pour l'étude de la filamentation dans les gaz.

Dans les CHAPITRES IV et V on a, pour la première fois, étudié la filamentation dans des milieux amplificateurs. L'étude nous a permis de montrer que :

- 1) l'énergie d'un filament peut être augmentée en présence d'inversion de population dans le milieu actif. Il faut remarquer qu'il ne s'agit pas d'un mécanisme classique d'amplification, car l'intensité du filament est si élevée qu'elle sature le gain d'énergie, selon le modèle de Frantz et Nodvik. Donc, a priori, aucun gain ne devrait être observé.
- 2) La durée de l'impulsion autoguidée, et en général son comportement temporel, n'est pas affecté par la présence d'une inversion de population dans le milieu. Le gain d'énergie se traduit donc aussi par un gain de puissance.
- 3) Un gain d'énergie d'un facteur 9 a été obtenu dans la Sulphorhodamine 640 diluée dans le Méthanol. La puissance transportée par le filament a donc été augmentée de 9 fois, et aucun régime multi-filamenté n'a été observé. Le même résultat a été obtenu dans un cristal de Ti :Sa, mais avec un gain plus faible d'un facteur 3.
- 4) L'intensité de pic du filament en présence d'inversion de population, reste figée. Pour compenser le gain de puissance alors, le diamètre du filament s'auto-ajuste en augmentant d'un facteur trois, dans le colorant.

Dans le CHAPITRE VI on a mesuré la cohérence et la polarisation de l'émission THz radiale d'un filament. Cela a été fait en présence et en absence d'un champ électrique constant longitudinal. En absence de champ le filament émet de la radiation THz radiale cohérente et linéairement polarisée le long de l'axe du filament. En présence d'un champ électrique l'émission augmente mais elle devient non polarisée et non cohérente, indiquant l'amorcement d'un nouveau mécanisme d'émission, peut être d'origine thermique.

Dans les CHAPITRES VII et VIII on a étudié un nouveau type d'émission THz d'un filament. La radiation est émise vers l'avant, dans un cône très fermé autour de l'axe du filament, elle est plus de deux ordres de grandeur plus intense que l'émission radiale. Elle est radialement polarisée et l'angle d'ouverture du cône d'émission est directement proportionnel à la racine carrée de la longueur d'onde THz, et inversement proportionnel à la racine carrée de la longueur du filament. Le mécanisme d'émission peut être résumé de cette façon : le front d'ionisation de l'impulsion autoguidée génère un plasma. A cause de sa structure spatio-temporelle, l'impulsion exerce sur le plasma une force pondéromotrice directe surtout longitudinalement, et crée donc une séparation de charge longitudinale. La force de rappel fait osciller le plasma, mais à cause de sa haute collisionnalité, il ne fait que une ou deux oscillations. La structure dipolaire ainsi générée se déplace, avec le front d'ionisation, à la

vitesse de la lumière sur une distance finie, ce qui donne l'émission. Ce modèle est appelé 'Transition-Cherenkov'. Selon le modèle, le spectre d'émission est piqué autour de 1THz pour une densité électronique de 10^{16} cm^{-3} . A basse fréquence (0.1THz) l'énergie totale émise est directement proportionnelle au carré de l'énergie contenue dans le filament, à l'énergie cinétique en excès des électrons générés par filamentation, et au carré de la section transversale de transfert du moment cinétique dans le gaz considéré. On a pu estimer ces deux dernières quantités, en comparant l'intensité de l'émission d'un filament créé dans différents gaz rares à la même pression, et en mesurant chaque fois l'énergie contenue dans le filament.

Enfin, dans le CHAPITRE IX on a obtenu une évidence expérimentale du fait qu'un canal de plasma créé dans l'air par filamentation peut fonctionner en tant qu'antenne virtuelle. On l'a fait interagir le plasma avec un champ électrique extérieur créé à l'aide de deux électrodes placées le long de son axe. L'interaction génère une oscillation de la différence de potentiel entre les électrodes et donc un courant alternatif le long du canal de plasma. L'instauration d'un régime de courant stationnaire entre les deux électrodes génère le signal d'antenne. Deux fréquences d'émission ont été identifiées, 160MHz et 300MHz, qui présentent des résonances en fonction de la distance inter-électrode.

Pour conclure, je vais donner des perspectives, des propositions d'expériences, qui peuvent être un complément ou une continuation du travail fait au cours de ce doctorat.

Tout d'abord, pour ce qui concerne le P-scan, on a vu qu'il s'agit d'une technique très prometteuse pour l'étude de la propagation non linéaire dans les gaz. Maintenant ce potentiel pourrait être exploité. Par exemple, on pourrait contrôler la phase spatiale de l'impulsion, à l'aide de miroirs déformables, et étudier l'influence qu'elle a sur les régimes filamenté et multi-filamenté. Encore, on pourrait étudier les courbes P-scan dans un gaz donné à différentes pressions. Pour compléter l'étude des gaz rares, on pourrait aussi analyser la propagation non linéaire dans le Krypton, le Néon et le Hélium. Une autre application intéressante serait d'analyser les courbes P-scan lorsqu'un champ électrique longitudinal et intense (voir l'expérience du CHAPITRE VI) est présent le long de l'axe du laser autour de la zone focale, et voir si ce champ électrique influence la propagation non linéaire et à quel niveau.

Pour ce qui concerne la filamentation dans les milieux amplificateurs, il serait très intéressant d'utiliser des excimères. Les excimères sont des gaz, dans lesquels on peut créer une inversion de population par photodissociation, induite par exemple par une décharge

électrique. Dans l'état d'inversion de population, ces gaz deviennent des milieux amplificateurs large bande dans le bleu; on pourrait donc envisager de créer un filament à cette longueur d'onde dans un gaz excimère et de l'amplifier, en cherchant au même temps à auto-comprimer l'impulsion autoguidée. En choisissant un excimère avec de bonnes caractéristiques on devrait a priori obtenir des impulsions de 1-2 cycles optiques et amplifiées. Pour compléter la caractérisation expérimentale de l'émission Transition-Cherenkov, il serait très intéressant de mesurer le spectre et la durée de l'impulsion THz (les expériences sont en cours). Encore, en mesurant l'émission THz vers l'avant dans l'air et dans l'Azote pur, on peut espérer comprendre quel est le rôle joué par les molécules d'Oxygène dans les collisions. L'émission vers l'avant pourrait être aussi mesurée dans le Néon et l'Hélium, pour compléter l'étude des gaz rares.

Dans le dernier chapitre on a décrit une expérience qui concerne la possibilité de transformer une colonne de plasma, créée par filamentation dans l'air, en une antenne de type dipolaire virtuelle, qui émet dans la bande sub-GHz. Cette expérience, conduite avec le Teramobile dans des conditions expérimentales qu'on ne pouvait pas bien contrôler, a toutefois donné des résultats intéressants même s'ils sont encore préliminaires ; beaucoup de travail reste encore à faire. En particulier, il faut comprendre si, grâce à la forme des électrodes, on peut arriver à contrôler les fréquences sources qui sont générées pendant l'interaction plasma – champ électrique, et qui donnent l'émission d'antenne. Une fois arrivé au contrôle des ces fréquences sources, on pourrait envisager de les coupler avec des radiofréquences données, en cherchant à obtenir un plasma plus chaud et avec une durée de vie plus longue. Ce genre d'expérience devrait être fait dans des conditions expérimentales contrôlées en laboratoire, pour éviter le plus grand nombre possible de parasites.

Annexe 1. Les sources laser utilisées pendant les expériences.

Pendant les expériences, au cours de mon travail de thèse, j'ai utilisé différentes sources laser. Dans cet appendice je donne une description des caractéristiques des sources utilisées ; cette description est sûrement utile pour faciliter la lecture et la compréhension des chapitres de la thèse.

a) La chaîne laser Thalès Alpha 100.

Système laser Ti :Sa basé sur une technologie CPA, la chaîne comprend un oscillateur Ti :Sa et deux étages d'amplification, une cavité régénératrice et un amplificateur multi-passage, le tout pompé avec des lasers à diode. Le système peut délivrer des impulsion de ~ 40 fs avec une énergie maximum par impulsion de 15mJ, et avec une cadence de 100Hz. La longueur d'onde centrale est 800nm.

b) Le laser de la Salle Bleue en 2005.

Il s'agit d'une chaîne laser CPA de base, avec un oscillateur femtoseconde Ti :Sa, pompé par un laser à Argon, un étireur, une cavité régénératrice avec un cristal de Ti :Sa pompé par un YLF, et un étage final de compression. L'impulsion en sortie a une durée de 80fs et une énergie maximale de 600 μ J. La longueur d'onde centrale est 800nm et le taux de répétition 1kHz. Une partie du faisceau du YLF était prélevée et utilisée dans l'expérience d'amplification d'un filament dans le Ti :Sa (chapitre 4).

c) Le laser de la Salle Rose

Le laser installé en Salle Rose est une chaîne d'amplification à colorant avec un oscillateur femtoseconde de type CPM (colliding-pulse mode-locked). La durée de l'impulsion est de 80fs et l'énergie maximum de chaque impulsion est 3mJ. Le taux de répétition est 10Hz et la longueur d'onde centrale 610nm.

d) Le laser de la Salle Verte.

Il s'agit d'une chaîne d'amplification basée sur la technique CPA, qui donne des impulsions de 120 fs à 800nm. L'oscillateur femtoseconde est pompé avec un laser à Argon, alors que les étages d'amplification sont pompés par des YAG. Le laser peut délivrer un maximum d'énergie par impulsion de 15 mJ avec un taux de répétition de 10 Hz.

e) Le Teramobile.

Le système se compose d'un oscillateur Ti:Sa et d'une chaîne d'amplification Ti:Sa pompée par un laser Nd:YAG doublé en fréquence, comprenant un amplificateur régénératif et deux amplificateurs multi-passages. Cette source est capable de générer des impulsions de l'ordre de 100 fs avec une énergie par impulsion de 200mJ (2TW). La longueur d'onde centrale est de 800nm et les impulsions sont émises avec une cadence de 10Hz.

Annexe 2. Compléments sur le modèle ‘Transition-Cherenkov’.

a) *Calcul du champ électromagnétique émis par une distribution de courant qui s’étend sur une distance finie.*

Soit $\vec{J}(\vec{r}, t)$ une distribution de courant dans l’espace et dans le temps ; le potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$ induit par cette distribution de courant est calculé à partir de l’équation des ondes, écrite dans la jauge de Lorentz :

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{J}(\vec{r}, t). \quad (2.1)$$

où n est l’indice de réfraction de l’air. La solution de (2.1) dans l’espace des fréquence sera donnée par :

$$A(\vec{r}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint d^3 r' \frac{\vec{J}(\vec{r}', \omega)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{ik|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (2.2)$$

où $k = n\omega/c$. En champ lointain ($|\vec{r}| \gg |\vec{r}'|$) on peut faire l’approximation suivante $k|\vec{r} - \vec{r}'| \approx kr - \vec{k} \cdot \vec{r}'$, et donc on peut écrire (2.2) sous la forme :

$$\vec{A}(\vec{r}, \vec{k}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \vec{J}(\vec{k}, \omega), \quad (2.3)$$

où $\vec{J}(\vec{k}, \omega) = \iiint d^3 r' \vec{J}(\vec{r}', \omega) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'}$.

Le courant induit par l’impulsion autoguidée, peut être écrit comme le produit d’une composante transversale et d’une composante longitudinale, où l’axe longitudinal est pris coïncidant avec l’axe de propagation du filament, l’axe des z : $\vec{J}(\vec{r}, t) = J_{\perp}(\vec{\rho}) J_{\parallel}(z, t) \hat{z}$. Pour la transformée de Fourier temporelle on aura :

$$\begin{aligned} \vec{J}(\vec{r}, \omega) &= \int_{-\infty}^{t_0=z/v_g} dt J_{\perp}(\vec{\rho}) J_{\parallel}(z, t) \hat{z} e^{i\omega t} = [\tau = t - z/v_g : \text{repère de l'impulsion}] = \\ &= J_{\perp}(\vec{\rho}) e^{i\omega z/v_g} \hat{z} \int_{-\infty}^0 d\tau J_{\parallel}(\tau) e^{i\omega \tau} = J_{\perp}(\vec{\rho}) J_{\parallel}(\omega) e^{i\omega z/v_g} \hat{z} \end{aligned}, \quad (2.4)$$

où v_g est la vitesse de groupe de l’impulsion autoguidée. Le terme de courant dans le membre de droite de (2.3) s’écrira alors (pour une distribution uniforme):

$$\begin{aligned}
\vec{J}(\vec{k}, \omega) &= J_{//}(\omega) \hat{z} \iiint d^3 r' J_{\perp}(\vec{\rho}') e^{i\omega z'/v_g} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} = \\
&= J_{//}(\omega) \hat{z} \iiint d^3 r' J_{\perp}(\vec{\rho}') e^{i\omega z'/v_g} e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{\rho}'} e^{-ikz' \cos \theta} = \\
&= J_{//}(\omega) \hat{z} \iint d^2 \rho' J_{\perp}(\vec{\rho}') e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{\rho}'} \int_0^L dz' e^{i\omega z'/v_g} e^{-ikz' \cos \theta} = \cdot \\
&= J_{//}(\omega) J_{\perp}(\vec{k}_{\perp}) \hat{z} \int_0^L dz' e^{i\omega z'/v_g} e^{-ikz' \cos \theta}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Dans la chaîne d'équations (2.5) on a utilisé le fait que $e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} = e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{\rho}'} e^{-ik_{//} z'} = e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{\rho}'} e^{-ikz' \cos \theta}$, avec θ qui indique l'angle entre l'axe des z et la direction d'observation $\hat{r}$. On peut maintenant résoudre l'intégrale en (2.5), pour une distribution de courant qui s'étend sur une longueur L on pourra écrire :

$$\vec{J}(\vec{k}, \omega) = J_{//}(\omega) J_{\perp}(\vec{k}_{\perp}) \frac{e^{i(\omega/v_g - k \cos \theta)L}}{i(\omega/v_g - k \cos \theta)} \hat{z}, \tag{2.6}$$

en utilisant (2.3) on peut donc calculer le potentiel vecteur en champ lointain, qui sera donné par :

$$\vec{A}(r, \vec{k}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} J_{//}(\omega) J_{\perp}(\vec{k}_{\perp}) \frac{e^{i(\omega/v_g - k \cos \theta)L}}{i(\omega/v_g - k \cos \theta)} \hat{z}. \tag{2.7}$$

Une fois le potentiel vecteur connu, le champ magnétique de l'onde émise dans l'espace peut se calculer facilement :

$$\vec{H}(r, \vec{k}, \omega) = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{A}(r, \vec{k}, \omega) = \frac{J_{//}(\omega) J_{\perp}(\vec{k}_{\perp})}{4\pi} \frac{e^{i(\omega/v_g - k \cos \theta)L}}{i(\omega/v_g - k \cos \theta)} \left[\vec{\nabla} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \times \hat{z} \right]. \tag{2.8}$$

En utilisant l'approximation de champ lointain on peut écrire $\vec{\nabla}(e^{ikr}/r) \approx ik(e^{ikr}/r)\hat{r}$, et donc dans (2.8) le champ magnétique, dans son expression finale, devient :

$$\vec{H}(r, \vec{k}, \omega) = k \frac{e^{ikr}}{r} \frac{J_{//}(\omega) J_{\perp}(\vec{k}_{\perp})}{4\pi} \frac{e^{i(\omega - k\vec{v}_g \cos \theta)L/\vec{v}_g}}{(\omega - k\vec{v}_g \cos \theta)} (\hat{r} \times \vec{v}_g), \tag{2.9}$$

et le champ électrique sera donné par l'expression $\vec{E} = (c\mu_0/n)\vec{H} \times \hat{r}$, et donc :

$$\vec{E}(r, \vec{k}, \omega) = k \frac{e^{ikr}}{r} \frac{J_{//}(\omega) J_{\perp}(\vec{k}_{\perp})}{4\pi n \epsilon_0 c} \frac{e^{i(\omega - k\vec{v}_g \cos \theta)L/\vec{v}_g}}{(\omega - k\vec{v}_g \cos \theta)} [(\hat{r} \times \vec{v}_g) \times \hat{r}], \tag{2.10}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu dans l'intervalle des fréquences de la radiation électromagnétique émise.

b) *La dépendance de l'énergie rayonnée du module carré du champ magnétique.*

Bien que ce type de calcul se trouve dans la plupart des livres d'électrodynamique classique (voir par exemple le Jackson, ref. [7] du chapitre 7), je le reporte ici en annexe pour rendre la lecture de la thèse et surtout du chapitre VII plus facile. Le point de départ est l'écriture du vecteur de Poynting $\vec{I}$ en fonction des champs électrique et magnétique de l'onde rayonnée :

$$\vec{I}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \times \vec{H}^*(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi^2} \iint d\omega d\omega' [\vec{E}(\vec{r}, \omega) \times \vec{H}(\vec{r}, \omega')] e^{-i(\omega - \omega')t}, \quad (3.1)$$

où on a utilisé les transformées de Fourier des champs. La puissance émise est définie comme :

$$W = \iint \vec{I} \cdot d\vec{S} = \iint d\Omega r^2 (\vec{I} \cdot \hat{r}), \quad (3.2)$$

où on a écrit l'élément infinitésimal de surface $d\vec{S}$ comme $d\vec{S} = \hat{r} r^2 d\Omega$, avec $\hat{r}$ qui indique le vecteur unitaire perpendiculaire à l'élément infinitésimal de surface et $d\Omega$ l'élément infinitésimal d'angle solide. En intégrant (3.2) dans le temps on trouve l'énergie rayonnée :

$$\mathcal{E} = \int_0^{+\infty} dt W = \iint d\Omega r^2 \int_0^{+\infty} dt (\vec{I} \cdot \hat{r}). \quad (3.3)$$

En substituant (3.1) dans (3.3) et en dérivant par rapport à l'angle solide on obtient :

$$\begin{aligned} d\mathcal{E} &= \frac{r^2 d\Omega}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' [\vec{E}(\vec{r}, \omega) \times \vec{H}^*(\vec{r}, \omega')] \cdot \hat{r} \int_0^{+\infty} dt e^{-i(\omega - \omega')t} = \\ &= \frac{r^2 d\Omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' [\vec{E}(\vec{r}, \omega) \times \vec{H}^*(\vec{r}, \omega')] \cdot \hat{r} \delta(\omega - \omega') = \\ &= \frac{r^2 d\Omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega [\vec{E}(\vec{r}, \omega) \times \vec{H}^*(\vec{r}, \omega)] \cdot \hat{r} \end{aligned} \quad (3.4)$$

et en prenant la dérivée de (3.4) par rapport à la fréquence on peut écrire :

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{r^2}{2\pi} [\vec{E}(\vec{r}, \omega) \times \vec{H}^*(\vec{r}, \omega)] \cdot \hat{r}. \quad (3.5)$$

Maintenant on utilise l'expression $\vec{E}(\vec{r}, \omega) \times \vec{H}^*(\vec{r}, \omega) = (c\mu_0/n) |H(\vec{r}, \omega)|^2 \hat{r}$, valable en champ lointain; en faisant la substitution dans (3.5) on pourra enfin écrire :

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{r^2}{2\pi\epsilon_0 cn} |H(\vec{r}, \omega)|^2. \quad (3.6)$$

Cette expression représente l'énergie rayonnée par unité d'intervalle de fréquence dans l'unité d'angle solide.

c) *Distribution longitudinale de courant induite par la force pondéromotrice de l'impulsion autoguidée.*

Dans cet appendice est proposé le calcul qui permet de déterminer la distribution longitudinale de courant induite par la force pondéromotrice de l'impulsion autoguidée dans l'effet Transition-Cherenkov. Ce calcul se base sur le travail de Sprangle et al (référence [5] du chapitre 7). Le point de départ est l'équation du mouvement d'une nuage d'électrons soumis à la force pondéromotrice de l'impulsion laser, au champ électrique $\vec{E}$, auto-induit par le mouvement de charge (champ auto-consistent), et par la force de frottement, qui est proportionnelle à la fréquence des collisions ν_e (dans notre cas il s'agit de la fréquence de collisions electrons-neutres parce que le plasma généré par l'impulsion laser est faiblement ionisé). Cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \nu_e \vec{J} = \frac{e^2 n_e}{m} \vec{E} + \vec{S}, \quad (4.1)$$

où $\vec{S}$ est un terme proportionnel à la force pondéromotrice. Une impulsion de 100fs pendant la filamentation aura une extension longitudinale d'environ 30 μ m et un diamètre dans le plan transversal d'environ 100-200 μ m. Le gradient de l'enveloppe du champ électrique de l'impulsion, qui est responsable de la force pondéromotrice, sera donc plus fort dans la direction longitudinale. On considérera donc seulement la projection de l'équation (4.1) sur l'axe des z. Dans l'approximation de faible perturbation de la densité électronique la fréquence plasma électronique $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m}$ peut être considérée comme une constante ; dans ce cas le terme proportionnel à la force pondéromotrice aura la forme :

$$\vec{S} \approx S_{//} \hat{z} = \frac{e \epsilon_0}{4m} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{2\nu_e}{c} \right) |E_L|^2 \hat{z}, \quad (4.2)$$

ω_0 et E_L étant respectivement la fréquence centrale et l'enveloppe de l'impulsion laser. Si dans la projection de l'équation (4.1) sur l'axe des z on utilise l'équation de Maxwell pour le courant de déplacement, $J_{//}(t) = -\epsilon_0 \partial E_{//} / \partial t$, et on substitue au terme $\vec{S}$ son expression (4.2), la formule (4.1) devient une équation pour le champ auto-consistent longitudinal :

$$\frac{\partial^2 E_{//}}{\partial t^2} + \nu_e \frac{\partial E_{//}}{\partial t} + \omega_{pe}^2 E_{//} = -\frac{e}{4m} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{2\nu_e}{c} \right) |E_L|^2. \quad (4.3)$$

Maintenant on passe dans le repère de l'impulsion laser en utilisant le changement de variable $\tau = t - z/v_g$. On écrit la relation entre l'intensité et le champ électrique de l'impulsion

comme $I_L = \varepsilon_0 c |E_L|^2 / 2$; et on écrit la vitesse de groupe de l'impulsion en utilisant $v_g \approx v_\phi = c/n_0$, où v_ϕ est la vitesse de phase. L'équation (4.3) devient alors :

$$\frac{\partial^2 E_{//}}{\partial \tau^2} + v_e \frac{\partial E_{//}}{\partial \tau} + \omega_{pe}^2 E_{//} = \frac{e \omega_{pe}^2}{2 \varepsilon_0 m c^2 \omega_0^2} \left(n_0 \frac{\partial}{\partial \tau} + 2 v_e \right) I_L. \quad (4.4)$$

Finalement, en prenant la transformée de Fourier de (4.4) on peut calculer le champ électrique auto-consistent:

$$E_{//}(\omega) = \frac{ie \omega_{pe}^2 (n_0 \omega + 2i v_e)}{2 \varepsilon_0 m c^2 \omega_0^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i \omega v_e)} I_L(\omega), \quad (4.5)$$

et, en utilisant l'expression $J_{//}(\omega) = i \varepsilon_0 \omega E_{//}(\omega)$, on peut calculer le courant induit:

$$J_{//}(\omega) = - \frac{e \omega_{pe}^2 \omega (n_0 \omega + 2i v_e)}{2 m c^2 \omega_0^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i \omega v_e)} I_L(\omega), \quad (4.6)$$

où $I_L(\omega) = \int_0^{\tau_L} d\tau_L(\tau) e^{i\omega\tau}$, avec τ_L qui représente la durée de l'impulsion laser .

Annexe 3. Le mécanisme Transition-Cherenkov et l'émission THz radiale.

Le diagramme d'émission tracé en utilisant le modèle Transition-Cherenkov prévoit aussi des petits lobes latéraux, en particulier le modèle prévoit que de l'énergie THz devrait être émise aussi radialement. Pour observer ces lobes d'émission dans le diagramme théorique il faut réduire l'échelle d'au moins deux ordres de grandeur. Comme on le montre dans le diagramme théorique à gauche dans la figure 1, ces lobes sont très serrés. Le diagramme expérimental obtenu en mesurant la radiation émise par le filament en champ proche jusqu'à environ 60° , est montré dans le diagramme de droite de la figure 1. Comme on peut le voir les allures des diagrammes théorique et expérimental se ressemblent. Le fait que expérimentalement on ne peut pas observer les plusieurs lobes prévus théoriquement pourrait être dû à la précision de la mesure et à un effet de lissage dû au fait que chaque fois on mesure une moyenne sur 100 tirs laser. Cet effet de moyenne dans les diagrammes d'émissions observés expérimentalement serait alors responsable de l'élargissement des lobes principaux et du lissage des lobes radiaux (on perd les hautes fréquences).

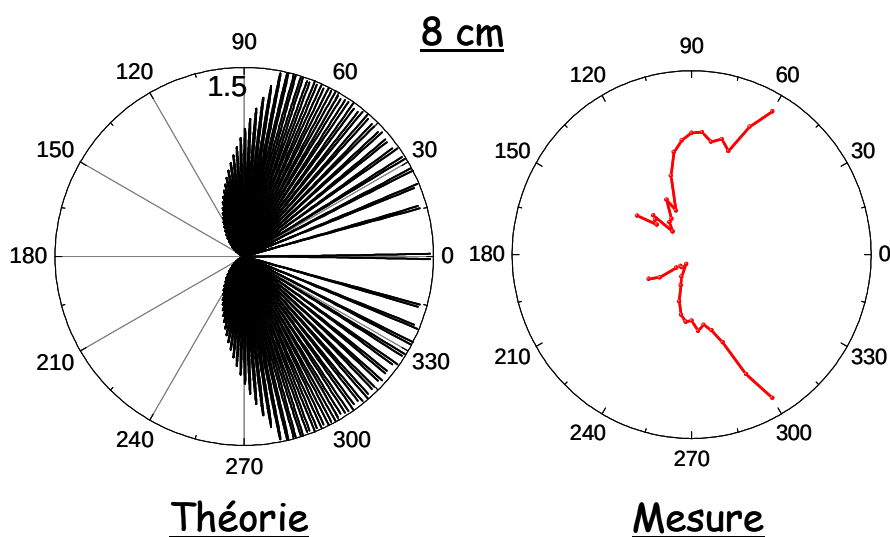


Figure 1.

Il faut aussi remarquer que le modèle Transition-Cherenkov est un modèle de champ lointain ; regarder l'émission en champ proche dans les diagrammes tracés à l'aide de l'équation (4.9) du chapitre 7, n'est donc pas très légitime. Toutefois on a un indice du fait que l'émission radiale observée puisse être expliquée par le même mécanisme qui donne l'émission THz vers l'avant. En tous cas, l'intensité relative de l'émission radiale mesurée par rapport à l'émission

vers l'avant, ainsi que les propriétés de cohérence et de polarisation mesurées (voir chapitre 6), sont en bon accord avec le modèle Transition-Cherenkov.

LISTE DES PUBLICATIONS.

Publications sur des revues internationales à comité de lecture.

G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, **C. D'Amico**, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, '*Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionisation*', Applied Physics B, **79**, 379-382 (2004)

G. Méchain, **C. D'Amico**, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, '*Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser*', Optics Communications, **247**, 171 (2005)

J. Philip, **C. D'Amico**, M. Franco, G. Chériaux, A. Couairon, B. Prade and A. Mysyrowicz, '*Amplification of femtosecond laser filament in Ti:Sapphire*', Phys. Rev. Letters **95**, 163901 (2005)

C. Damico, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, '*Femtosecond filament amplification in liquids*', Applied Physics B, **85**, 49 (2006)

A. Houard, **C. D'Amico**, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, '*High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation*', Applied Physics Letters, Vol. **90**, Issue 17, p. 171501 (avril 2007)

C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, '*Conical forward THz emission from femtosecond laser filamentation in air*', Physical Review Letters **98**, 235002 (juin 2007)

C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, '*Coherent and Incoherent Radial THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air*', (à paraître dans Optics Express).

S. Akturk, **C. D'Amico**, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz, '*A simple method for determination of nonlinear propagation regimes in gases*' (à paraître dans Optics Express)

S. Akturk, **C. D'Amico**, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz '*Filamentation in Xenon: Experimental evidence of bright channel formation and high efficiency forward terahertz generation*', (Soumis à Phys. Rev. A).

C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, '*Forward THz Radiation Emission by Femtosecond Filamentation in Gases: Theory and Experiment*', (soumis à New Journal of Physics).

C. D'Amico, M. Pellet and A. Mysyrowicz, '*Virtual Plasma Antennas by Femtosecond Laser Filamentation in Air* ', (en préparation).

Contribution à des Conférences.

G. Méchain, Y.-B. André, **C. D'Amico**, A. Couairon, M. Franco, S. Tzortzakis, B. Prade, A. Mysyrowicz, E. Salmon, R. Sauerbrey, '*Long range horizontal propagation of femtosecond self-channelled laser pulses in air*', CLEO/IQEC 2004, The Moscone Center West, 16-22 May 2004, San Francisco, California, USA.

C. D'Amico, J. Philip, G. Cheriaux, A. Jullien, M. Franco, A. Couairon, B. Prade, A. Mysyrowicz, '*Amplification of femtosecond filaments*', CLEO/QELS 2005, Baltimore Convention Center, May 22-27 2005, Baltimore, Maryland, USA.

C. Damico, T. Olivier, G. Méchain, M. Franco, B. Prade, M. Pellet, A. Mysyrowicz, M. Gheudin, '*THz emission from electrically charged femtosecond filaments in air*', CLEO/QELS 2006, Long beach, May 21-26 2006, California, USA.

C. Damico, C. P. Hauri, A. Dos Santos, A. Mysyrowicz, '*Filament amplification in a liquid*', CLEO/QELS 2006, Long beach, 21-26 mai 2006, California, USA.

B. Prade, **C. Damico**, M. Franco, A. Couairon, A. Mysyrowicz, '*Femtosecond Filamentation in an Amplifying Medium*', International Symposium on Ultrafast Intense Laser Filamentation. 27-30 septembre 2006, Quebec, Canada.

C. Damico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, M. Pelé, A. Mysyrowicz, '*Coherent sub-Terahertz radiation emission from femtosecond filaments in air*', EOS annual meeting. Paris 16-19 October 2006.

C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, M. Pellet & A. Mysyrowicz, '*Antenne virtuelle de plasma produite par une impulsion laser femtoseconde dans l'air*', 8e Colloque sur les Arcs Électriques, 12-13 mars 2007, Rouen, France.

A. Houard, **C. D'Amico**, Y. Liu, Y.B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, '*Décharge électrique à fort courant induite dans l'air par filamentation laser femtoseconde*', 8e Colloque sur les Arcs Électriques, 12-13 mars 2007, Rouen, France.

A. Houard, **C. D'Amico**, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon and V. Tikhonchuk, '*Cerenkov THz Emission from Femtosecond Filamentation in Air*', CLEO/QELS 2007, QMH4, 6-11 mai 2007, Baltimore, USA.

A. Houard, **C. D'Amico**, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, '*High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation*', CLEO/QELS 2007, JThD124, 6-11 mai 2007, Baltimore, USA.

C. D'Amico, S. Akturk, and A. Mysyrowicz, '*Femtosecond filamentation in Xe*', 16th INTERNATIONAL LASER PHYSICS WORKSHOP (LPHYS'07), 20-24 août 2007, Leon, Mexique.

S. Akturk, **C. D'Amico**, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz, '*Efficient terahertz generation and channel formation by filamentation in Xenon*' Ultrafast Optics, 2-7 September 2007, Santa Fe, New Mexico (USA).

S. Akturk, **C. D'Amico**, M. Franco and A. Mysyrowicz, '*A simple method for determination of nonlinear propagation regimes in gases*', Ultrafast Optics, 2-7 September 2007, Santa Fe, New Mexico (USA).