

Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel

Gilles Doumy

▶ **To cite this version:**

Gilles Doumy. Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Polytechnique X, 2006. Français. NNT : . tel-00012038

HAL Id: tel-00012038
https://pastel.hal.science/tel-00012038

Submitted on 24 Mar 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ECOLE POLYTECHNIQUE

THESE
Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Lasers et Matière

Par
Gilles DOUMY

Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel

Soutenue le 17 janvier 2006 devant le jury composé de :

Alfred MAQUET	Président
Philippe BALCOU	Rapporteur
Eric MEVEL	Rapporteur
Jean-Paul GEINDRE	
Patrick MORA	Directeur
Philippe MARTIN	Co-directeur
Stefan HULLER	Invité

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé de la meilleure des façons au sein du groupe « Physique à Haute Intensité » du Service Photons, Atomes et Molécules du CEA Saclay. Il est donc naturel d'entamer ces remerciements par les deux directeurs successifs du laboratoire, Didier Normand et Cécile Reynaud, pour m'avoir accueilli et permis de réaliser mes travaux.

Je voudrais ensuite remercier tous ceux qui ont accepté de faire partie de mon jury : Alfred Maquet, qui l'a présidé, Philippe Balcou et Eric Mével, qui ont assuré la lourde tâche de rapporteur de mon travail, et m'ont fourni de nombreuses remarques constructives, Patrick Mora, qui fut mon directeur de thèse, ainsi que Stefan Hüller.

Parce qu'un travail de thèse ne peut être que le résultat de l'engagement de toute une équipe, je voudrais remercier collectivement tous les membres du groupe PHI, que j'ai vu grandir au fil des années. Je suis ainsi redevable à chacune des personnes suivantes : Tiberio Ceccotti, Sandrine Dobosz, Herve Lagadec, Anna Lévy, Philippe Martin, Pascal Monot, Horia Popescu, Fabien Quéré, Marina Servol, Helise Stabile et Cédric Thaury, ainsi que tous les différents stagiaires qui sont passés parmi nous.
Plus particulièrement cependant, je voudrais faire ressortir quelques relations de travail spécifiques qui m'ont fortement marqué. Tout d'abord, merci Sandrine pour ta constante disponibilité et ton expertise qui m'ont permis de vraiment appréhender les expériences sur UHI. Ensuite, merci Pascal pour avoir toujours su apporter des réponses à mes problèmes : ta culture et ton excellence, à la fois au point de vue scientifique et technique, m'ont souvent permis de faire avancer mon travail et ma compréhension des problèmes. Merci Philippe, pour avoir encadré ma thèse, pour avoir su, malgré toutes tes sollicitations croissantes, être toujours disponible et impliqué dans mon travail, et insuffler ton optimisme et ta bonne humeur. Et puisque toutes les choses ont une fin, merci pour l'aide cruciale dans la rédaction de ce mémoire. Et merci enfin Fabien pour avoir été bien plus qu'un simple partenaire de bureau. Tu as toujours été présent pour essayer de répondre aux questions qui résultent de ma grande curiosité, et tu as le plus souvent pu y répondre. J'ai le sentiment d'avoir assisté pendant ma thèse à l'épanouissement d'un grand chercheur, et je suis heureux d'avoir pu en profiter pendant ces quelques années.

Majoritairement expérimental, ce travail n'existerait pas sans le travail exceptionnel des équipes sources des installations laser du SPAM. Cela a commencé lors de mon stage de DEA, avec le laser LUCA, mené à l'époque par Olivier Gobert, Pierre Meynadier et Michel Perdrix. Cela a continué pendant ma thèse sur le laser UHI 10, qu'il est impossible de dissocier de deux personnes : Pascal D'Oliveira et Fabrice Réau. Merci donc Pascal pour ta disponibilité sans faille, tes explications claires et ton expertise légendaire. Merci enfin Fabrice, pour avoir été beaucoup plus qu'un fournisseur de photons. Ta connaissance de l'installation, ton expérience toujours grandissante et ta gentillesse font partie des ingrédients qui ont fait que nos expériences ont toujours fini par fonctionner.

Ces expériences ne fonctionneraient jamais sans l'intervention au cours de leurs élaborations (mais souvent aussi de leurs déroulements) des équipes techniques. Merci donc à Michel Bougeard et Michel Perdrix pour avoir participé grandement à la conception de mes expériences. Merci aussi à Eric Caprin, André Fillon et Didier Guyader pour leur professionnalisme et leurs interventions dans l'urgence pour ''sauver les manips ''.

En dehors du groupe PHI, je remercie tous les membres du SPAM qui m'ont facilité la vie au moins une fois pendant ma thèse. En particulier, je remercie les secrétaires Jacqueline Bandura et Véronique Gereczy pour leur gentillesse, leur célérité dans les démarches administratives et leur soutien pendant mon séjour au sein du Laboratoire. Je remercie aussi collectivement l'ensemble du groupe Attophysique, pour leur assistance à la fois technique et matérielle, mais aussi pour leur bonne humeur.

En sortant du laboratoire, je voudrais remercier deux personnes avec qui j'ai souvent collaboré et discuté : Patrick Audebert, et Jean-Paul Geindre, tous deux membres du Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses. Notamment Jean-Paul, qui a fait partie de mon jury, mais dont je retiens surtout l'envie débordante, et les idées originales, quelques fois farfelues, le plus souvent visionnaires. Nos nombreuses discussions me laissaient toujours avec plus de questions que lorsqu'elles avaient commencé, mais ce fut vraiment un plaisir de travailler avec toi.

Enfin, je finirais ces remerciements par une pensée pour ma famille, pour son soutien constant moral et logistique, ainsi que tous les amis qui m'ont permis d'aller sereinement au bout de l'aventure de la thèse.

Table des matières

Introduction **9**

Bibliographie 16

1 Le Miroir Plasma, étude et implémentation **17**

1.1 Introduction 17

1.2 Etude de l'effet Miroir Plasma 21

1.2.1 Description des expériences 22

1.2.2 Performances du Miroir Plasma 27

1.2.3 Etude théorique du Miroir Plasma 38

1.3 Mise en place du dispositif 56

1.3.1 Discussion sur la mise en place d'un Système Miroir Plasma 60

1.3.2 Installation sur UHI 10 63

Bibliographie 68

2 Diagnostics de plasmas denses **71**

2.1 Motivations 71

2.2 Sondage XUV de plasmas denses 78

2.2.1 Génération d'harmoniques dans les gaz 78

2.2.2 Une expérience pionnière 81

2.3 Expériences sur UHI 10 86

2.3.1 Cibles utilisées 86
2.3.2 Expériences sans Miroir Plasma 87
2.3.3 Expériences avec Miroir Plasma 93
2.3.4 Modélisation - Exploitation 100
2.4 Conclusion 104
Bibliographie 106

3 Génération d'harmoniques sur cible solide 111
3.1 Motivations 111
3.2 Inventaire historique - Etat de l'art 113
3.3 Modèles théoriques de génération 115
3.3.1 Miroir oscillant relativiste 115
3.3.2 Emission par oscillations plasmas électroniques 122
3.4 Génération d'harmoniques sur UHI 10 125
3.4.1 Dispositif expérimental 125
3.4.2 Résultats 131
3.4.3 Caractérisation de la source 136
3.5 Discussion 140
3.5.1 Interprétation des résultats expérimentaux 140
3.5.2 Perspectives d'utilisation de la source XUV 141
Bibliographie 143

Conclusion 147

A Le contraste temporel 149
A.1 Mesure du contraste temporel 149
A.2 Sources du piédestal 151

A.3 Solutions pour l'amélioration du contraste 153
A.3.1 Injection d'impulsions plus intenses 154
A.3.2 Cellules de Pockels rapides 155
A.3.3 Un nouveau type d'amplificateur : l'OPCPA 155
A.3.4 Le concept 'Double CPA' 157
A.3.5 Les méthodes sur faisceau recomprimé 160
A.4 Conclusion provisoire 161
Bibliographie 161

B collisions coulombiennes **163**
Bibliographie 166

C Résolution de l'équation d'Helmholtz **167**

D Publications **171**

Liste des figures **196**

Bibliographie **201**

Introduction

Depuis la mise au point des premiers lasers, les performances des installations n'ont cessé d'évoluer et de s'améliorer, amenant en particulier à l'obtention d'impulsions à la fois ultra-courtes et intenses. Cette génération d'impulsions plus courtes (quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15}s)), plus puissantes (quelques terawatts), et avec un taux de répétition plus élévé (quelques Hz) a été rendue possible par la mise en place et le développement de la technique dite d'amplification à dérive de fréquence, ou Chirped Pulse Amplification (CPA) ([Strickland and Mourou., 1985, Backus et al., 1998]). La réprésentation schématique d'une installation typique est présentée sur la figure 1.

Dans le même temps, l'utilisation de l'optique adaptative, importée de l'astronomie, permet d'améliorer la focalisation spatiale des faisceaux produits par ces lasers. Si bien que l'on arrive désormais à faire interagir une cible avec des champs lasers correspondant à des intensités couramment supérieures à 10^{18} W/cm^2 (record actuel : 8×10^{21}W/cm^2).

Ces intensités laser correspondent à des champs électriques suffisamment intenses pour arracher les électrons des atomes et les faire osciller à des vitesses relativistes, si bien que l'on crée un nouveau type de non-linéarité, qui suggère l'accession à une nouvelle physique encore largement inexplorée. Une façon de caractériser ce domaine consiste à comparer la vitesse d'oscillation de l'électron dans le champ électrique de l'impulsion avec la vitesse de la lumière. On obtient alors le paramètre a_0, défini comme suit :

$$a_0 = \frac{p_0}{m_0 c} = \frac{eE}{m_0 \omega_0 c} = \frac{eE\lambda_0}{2\pi m_0 c^2} = 0.85 \times 10^{-9}\sqrt{I(W/cm^2)}\lambda_0(\mu m)$$

où E est l'amplitude du champ électrique du laser et λ_0 est la longueur d'onde centrale du laser.

Pour des valeurs $a_0 \leq 1$, on reste dans le régime classique, et pour des valeurs $a_0 \gg 1$, on entre pleinement dans le régime relativiste.

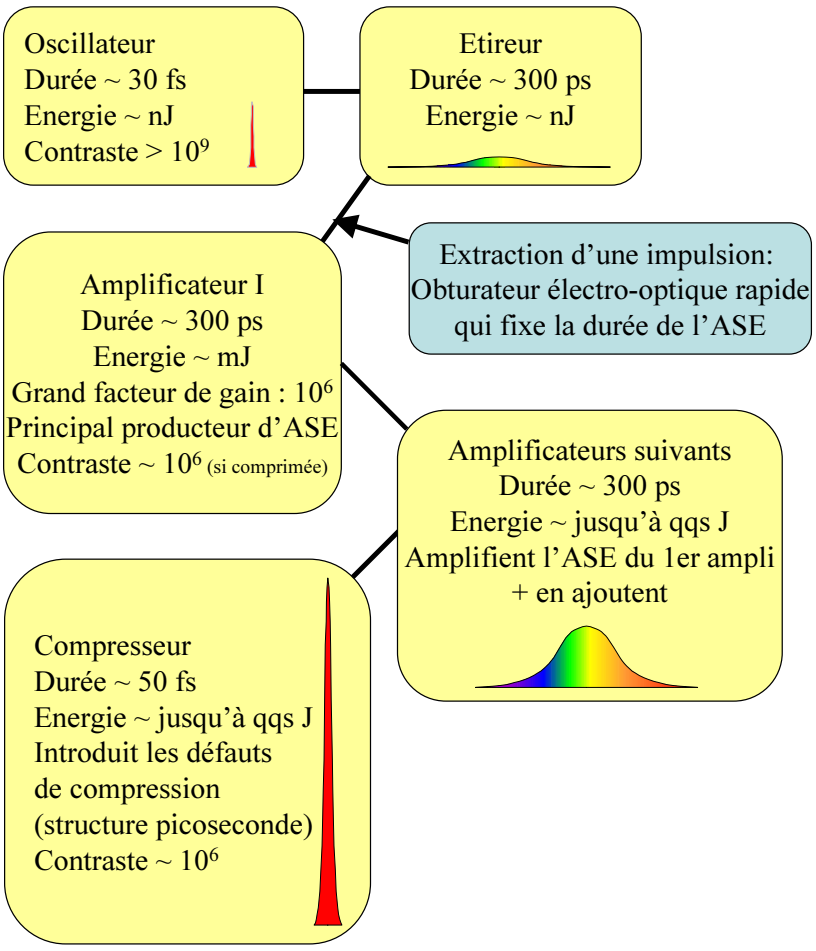


Fig. 1: Schéma fonctionnel d'une installation laser CPA. Les caractéristiques typiques des impulsions au niveau des différents éléments de la chaîne sont indiquées. Des indications sur les sources du piédestal sont aussi présentes.

De nombreuses installations laser permettent d'ores et déjà d'atteindre ces intensités, mais pourtant les expériences restent peu nombreuses en ce qui concerne l'interaction avec des cibles solides en raison du problème du contraste temporel. En effet, les impulsions femtosecondes sont accompagnées d'une composante plus étendue temporellement, et qui va jouer un rôle majeur, voire même prépondérant, dans les expériences réalisées à très haute intensité. La vue idéalisée d'une impulsion ultracourte isolée est donc trompeuse, mais s'affranchir de cette émission parasite va constituer un défi au moins aussi important que celui que représentait la production de l'impulsion. La course aux lasers intenses (voir [Mourou and Umstadter, 1992, Tajima and Mourou, 2002]) et à leurs applications (voir [Umstadter, 2001, Umstadter, 2003]) a ainsi rencontré un écueil important dans sa

progression.

Mesure et sources du piédestal

La caractérisation temporelle d'une impulsion femtoseconde intense sur une large gamme temporelle demande d'accéder au niveau de signal de l'impulsion sur des durées de plusieurs centaines de picosecondes avec une bonne résolution temporelle afin de résoudre également la structure de la composante femtoseconde. Cela exige notamment une grande dynamique pour la mesure du signal. On veut aussi avoir accès au profil réel de l'impulsion, à savoir être capable de distinguer le front avant du front arrière de l'impulsion. Les autocorrélateurs du 3^e ordre (voir annexe A) sont parfaitement adaptés à cette tâche, et la figure 2 présente une telle mesure, avec la trace d'autocorrélation du laser UHI 10 du DRECAM, au CEA Saclay, fournissant des impulsions de 60 fs pour une puissance crête de 10 TW.

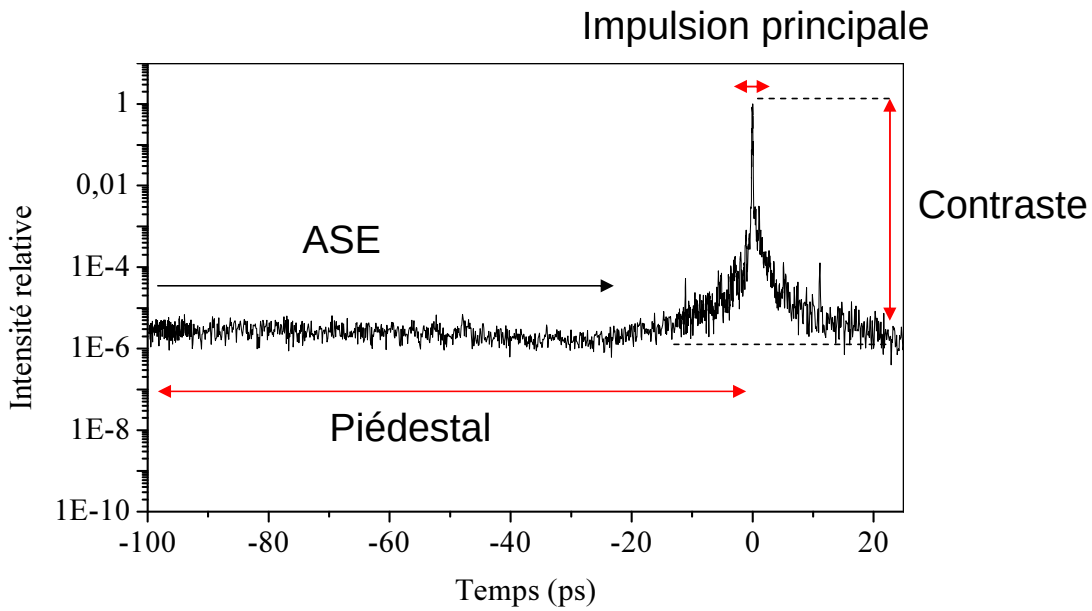


Fig. 2: Exemple de mesure du profil temporel d'une impulsion femtoseconde par un autocorrélateur du 3^e ordre (Séquoia). L'intensité est reportée en échelle logarithmique. Le contraste est défini comme le rapport entre le niveau du piédestal et celui de l'impulsion principale. Le piédestal est composé aux temps longs de l'ASE, et autour de l'impulsion d'une zone de contraste « intrinsèque ».

Pour interpréter cette mesure, il faut commencer par identifier les différentes zones principales de la courbe obtenue. On définit comme piédestal tout le contenu de

l'impulsion en dehors de l'impulsion principale. Le contraste sera ici défini comme le rapport entre le niveau de signal du piédestal et de celui du pic de l'impulsion principale.

Une description détaillée de l'origine du piédestal est présentée dans l'annexe A, mais la figure 1 rappelle déjà les principales contributions :

- L'ASE (Amplified Spontaneaous Emission, pour émission spontanée amplifiée), qui provient de l'amplification de l'émission spontanée naturellement présente par les différents éléments réalisant le gain laser. L'ASE est un phénomène aléatoire, et est responsable du contraste dit « nanoseconde ».
- Les défauts de recompression de l'impulsion amplifiée, qui caractérisent le réglage de la chaîne laser. Ils sont responsables de la structure reproductible que l'on retrouve quelques picosecondes autour de l'impulsion principale.

Conséquences d'un contraste temporel insuffisant

Dans quelles conditions le piédestal va t'il jouer un rôle important dans les expériences ? Avec un niveau de contraste nanoseconde de 10^{-6}, si l'on considère des impulsions focalisées à des intensités supérieures ou égales à 10^{18} W/cm^2, le piédestal lui-même se retrouve à des intensités supérieures à 10^{12} W/cm^2, suffisantes pour ioniser la plupart des cibles.

Ce comportement va alors être particulièrement défavorable dès que l'on cherche à faire interagir une impulsion femtoseconde ultra-intense sur une cible solide. La situation est représentée sur la figure 3. Si l'intensité du piédestal est suffisante pour commencer à ioniser la cible, un pré-plasma va se former à la surface de la cible, qui aura largement le temps de commencer à se détendre avant que l'impulsion principale n'atteigne la surface de la cible.

Ainsi, l'impulsion principale ne va pas interagir avec une cible solide, mais bien avec un plasma partiellement détendu, modifiant considérablement les conditions de l'interaction, et rendant inaccessible à l'expérience toute une classe de phénomènes. De plus, on a vu que le niveau d'ASE, du fait du caractère aléatoire de sa source, peut varier assez fortement tir à tir. Dès lors, il devient impossible d'obtenir des conditions d'interaction parfaitement identiques à chaque tir, limitant donc très fortement la reproductibilité des expériences.

Le Miroir Plasma, une solution

Dès lors, il devient crucial d'accompagner l'augmentation continue des éner-

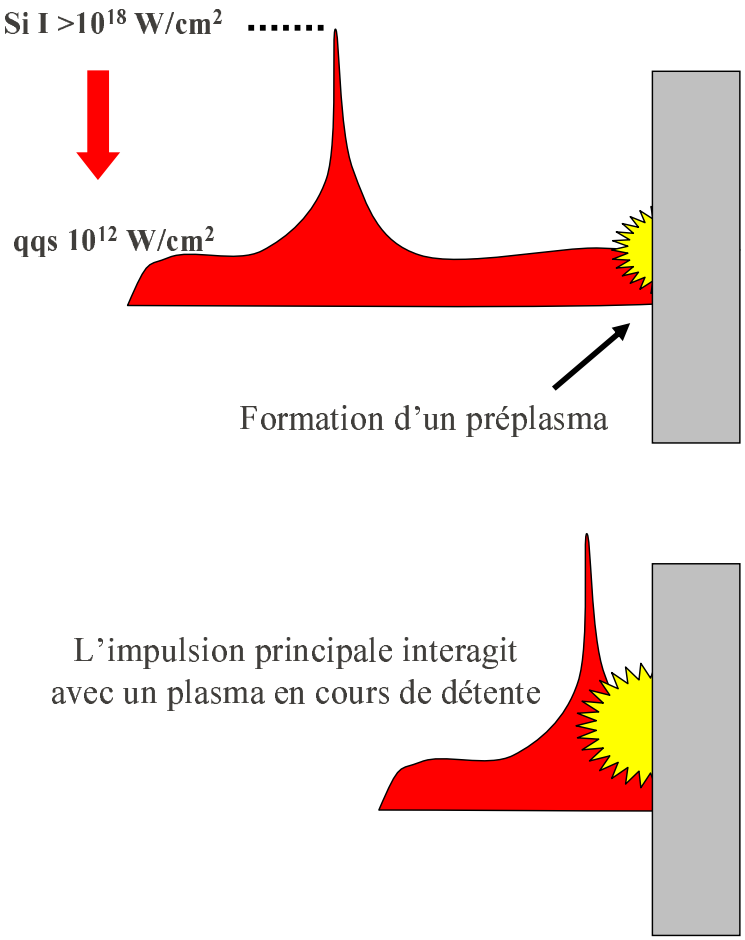


FIG. 3: Interaction d'une impulsion femtoseconde intense à mauvais contraste temporel avec une cible solide : il y a formation d'un pré-plasma, et l'impulsion principale interagit donc avec un plasma déjà partiellement détendu.

gies et des intensités laser focalisées par une amélioration conjointe du contraste temporel afin d'éliminer les effets du piédestal. Si on prend par exemple le cas des lasers Petawatt, $\geq 10^{15}$ W de puissance crête, qui sont actuellement en cours de développement, et en considérant des conditions de focalisation réalistes, des contrastes nanosecondes minimum de l'ordre de 10^{-10} vont être exigés afin de pouvoir réaliser des expériences sur cibles solides sans création de pré-plasmas.

Il est donc indispensable de concevoir des solutions capables de limiter voire supprimer l'effet du piédestal. L'éventail des solutions qui ont été proposées est très important, et a fait notamment l'objet du projet européen SHARP. Elles sont détaillées dans l'annexe A, mais on peut résumer les différents concepts en disant que l'on s'efforce soit d'agir sur les différents éléments de la chaîne laser

(meilleurs oscillateurs, nouveaux types d'amplificateurs, durée de l'ASE...), soit de mettre au point des dispositifs ajoutant un élément non-linéaire capable de discriminer entre le piédestal et l'impulsion principale (absorbants saturables, Double CPA...).

La solution que nous avons décidé d'étudier puis d'utiliser appartient à la deuxième catégorie : le Miroir Plasma, obturateur ultra-rapide auto-déclenché par l'impulsion. Pour cela, le laser est focalisé sur une lame diélectrique qui transmet le piédestal alors que l'impulsion principale est réfléchie par le plasma surcritique qu'elle génère à la surface.

Plan du manuscrit

Dans une première partie, nous allons décrire en détails le phénomène du Miroir Plasma, en présentant une étude expérimentale exhaustive qui nous a permis d'établir les caractéristiques de son fonctionnement, ainsi que de mettre au point une modélisation complète de la physique du phénomène (de la création du plasma par excitation électronique due au laser à l'évolution du plasma). L'aboutissement naturel de cette étude a consisté à mettre en place un dispositif Miroir Plasma sur l'installation laser UHI 10.

La suite de la thèse a alors consisté à réaliser les premières expériences de physique avec ces impulsions femtosecondes à fort contraste temporel sur des cibles solides, dans le domaine quasi-relativiste.

Dans la partie 2, nous présentons une méthode de diagnostique de plasmas denses créés par focalisation d'un faisceau laser intense sur une cible mince solide. Nous démontrons la nécéssité de l'amélioration du contraste temporel, ainsi que le besoin d'utiliser un faisceau sonde de courte longueur d'onde et de faible durée pour décrire l'évolution des caractéristiques du plasma formé. Cette sonde est réalisée à l'aide du phénomène de génération d'harmoniques d'ordre élevé dans un gaz, et nous présentons l'évolution hydrodynamique à l'échelle sub-picoseconde d'un plasma formé à l'aide de l'impulsion à fort contraste.

Dans la partie 3, nous réalisons une étude du phénomène de génération d'harmoniques d'ordre élevé par réflexion d'une impulsion ultra-intense sur une cible solide. Après un historique des résultats expérimentaux et une présentation des différents modèles théoriques envisagés actuellement, nous mettons en évidence expérimentalement l'influence primordiale du piédestal, puis nous décrivons les caractéristiques mesurées de la source XUV intense obtenue en utilisant le Miroir Plasma.

Enfin, dans une conclusion générale, nous discutons de l'avenir des futures applications du Miroir Plasma, ainsi que de la source XUV sur cible solide.

Bibliographie

[Backus et al., 1998] Backus, S., III, C. G. D., Murnane, M. M., and Kapteyn, H. C. (1998). High power ultrafast lasers. *Review of Scientific Instruments*, 69(3) :1207–1223.

[Mourou and Umstadter, 1992] Mourou, G. and Umstadter, D. (1992). Development and applications of compact high-intensity lasers. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 4(7) :2315–2325.

[Strickland and Mourou., 1985] Strickland, D. and Mourou., G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56 (3) :219.

[Tajima and Mourou, 2002] Tajima, T. and Mourou, G. (2002). Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics. *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, 5 :031301.

[Umstadter, 2001] Umstadter, D. (2001). Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers. volume 8, pages 1774–1785. AIP.

[Umstadter, 2003] Umstadter, D. (2003). Relativistic laser-plasma interactions. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36(8) :R151–R165.

Chapitre 1

Le Miroir Plasma, étude et implémentation

Ce chapitre présente une étude expérimentale et théorique du phénomène Miroir Plasma, solution technique pour améliorer le contraste temporel, afin d'en déterminer à la fois les caractéristiques techniques et la physique de son fonctionnement. Celle ci fait intervenir les différents modes d'absorption de l'énergie laser, le comportement d'une onde lumineuse vis-à-vis d'un plasma inhomogène et collisionnel, ainsi que l'évolution hydrodynamique des plasmas. Nous aboutissons finalement à une modélisation du comportement du Miroir Plasma pour une large gamme d'impulsions laser. Nous discutons aussi des différentes solutions pour implémenter un tel dispositif sur une installation laser existante, avant de détailler son utilisation sur le laser UHI 10 du CEA Saclay, en présentant une mesure de l'augmentation de contraste réalisée.

1.1 Introduction

La compréhension du problème posé par la maîtrise du contraste temporel des impulsions ultra-courtes et ultra-intenses nous a naturellement amenés à étudier les solutions pour l'améliorer. Même si l'éventail de ces solutions est varié (voir annexe A), beaucoup d'entre elles consistent à trouver un phénomène non-linéaire capable de discriminer le piédestal et l'impulsion principale, un phénomène que seule l'intensité atteinte par l'impulsion principale ultra-courte permet de déclencher.

L'ionisation des matériaux diélectriques, phénomène très fortement non linéaire [Quéré, 2001], correspond tout à fait à ces critères. En effet, ces matériaux, isolants électriques, présentent une bande interdite large (plusieurs eV), et sont de ce fait transparents pour les longueurs d'onde visibles. Cependant, on sait aussi que la focalisation d'une impulsion laser suffisamment intense va provoquer l'absorption du champ laser, et donc l'injection d'électrons de la bande de valence dans la bande de conduction. Si on réussit à injecter suffisamment d'électrons pour dépasser la densité critique $N_c = \epsilon_0 m_e \omega_L^2 / e^2$, le diélectrique va se comporter comme un plasma, et ainsi acquérir un comportement quasi-métallique, devenant dès lors fortement réfléchissant. Cette ionisation étant un phénomène rapide, on entrevoit dès lors facilement le concept : réussir à trouver des conditions telles que le piédestal ne soit pas capable d'ioniser le matériau, alors que l'impulsion principale, plus intense, y parvient en excitant le milieu diélectrique par des mécanismes fortement non-linéaires tel que l'absorption multi-photonique, créant un plasma sur lequel elle va elle-même être réfléchie : c'est ce phénomène qui est communément appelé "Miroir Plasma". On se retrouve donc dans la situation représentée de façon très schématique sur la figure 1.1.

Plus précisément, le piédestal, même s'il ne déclenche pas l'ionisation, est naturellement un peu réfléchi. L'augmentation du contraste permise par ce dispositif sera donc directement reliée au rapport entre la réflectivité initiale, subie par le piédestal, et la réflectivité du plasma formé par l'impulsion principale. On aura donc tout intérêt à tenter de limiter la réflectivité initiale, et à déterminer les conditions qui permettent d'atteindre la réflectivité pour le plasma la plus élevée possible. Un autre élément important est que le plasma formé à la surface du diélectrique va créer un dommage à cet endroit, ce qui fait que l'on devra illuminer une nouvelle zone intacte au tir suivant : c'est une solution bien adaptée à des conditions de tir mono-coup.

Ce concept n'est cependant pas nouveau, et fut introduit dès le début des années 90 [Kapteyn et al., 1991], sous le nom d'obturateur plasma auto-induit. Dans ce premier article, toutes les idées principales concernant la mise en place pratique d'un Miroir Plasma étaient déjà envisagées, comme la nécessité de trouver des conditions de faible réflectivité initiale pour le piédestal (la suggestion de l'utilisation d'un traitement anti-reflet est présente). Les auteurs indiquent aussi que ce dispositif, destiné en priorité à être installé en fin de chaîne laser, s'attache alors à diminuer l'énergie contenue dans le piédestal et les pré-impulsions, sans se préoccuper de leurs origines. Cependant, aucune mesure systématique n'est encore réalisée, et l'effet du dispositif sur l'impulsion est constaté en étudiant les chan-

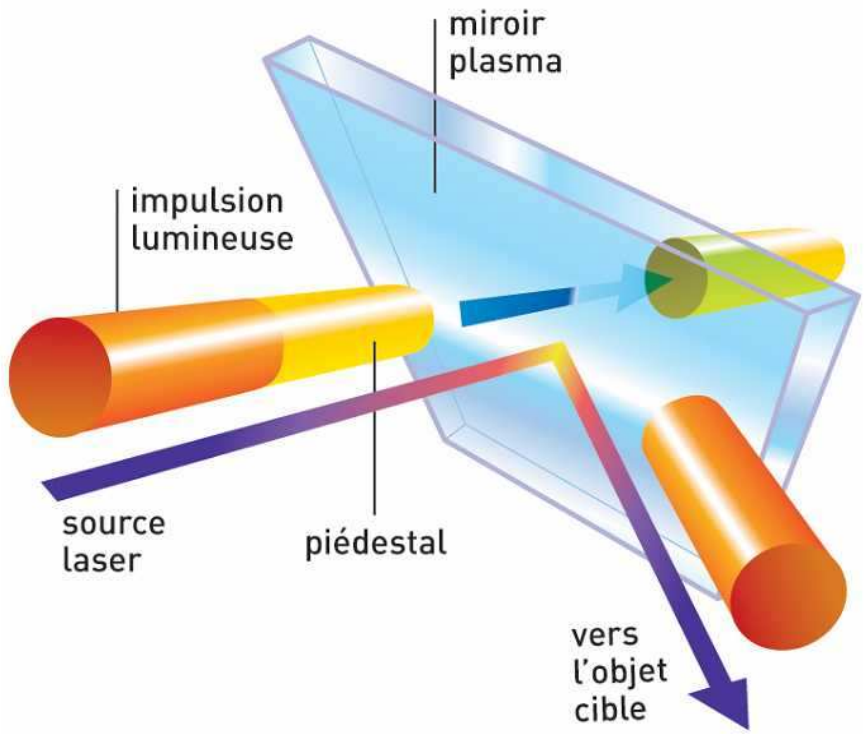


Fig. 1.1: Représentation schématique du principe du Miroir Plasma. Le piédestal traverse la cible, alors que l'impulsion principale, en créant le plasma, se retrouve réfléchie fortement. ©Défis du CEA

gements provoqués en focalisant l'impulsion, avec et sans passage sur le miroir plasma, sur une cible de Silicium et en observant l'émission de rayons X. Cette étude présentait une réduction de la durée de cette émission lors de l'utilisation du Miroir Plasma, attribuéé à la création d'un plasma producteur plus dense en raison de la diminution de l'ASE.

En 1993, [Backus et al., 1993] publiaient une étude portant sur la faisabilité d'un dispositif Miroir Plasma au moyen d'un jet liquide, dans le but de pouvoir accéder à de hauts taux de répétition. Une réflectivité d'environ 40% fut mesurée, avec une amélioration du contraste théorique d'environ 400, mais cette étude ne fut pas poursuivie.

Utilisant à nouveau une cible diélectrique, [Gold, 1994] a réalisé une nouvelle étude plus systématique des performances du dispositif Miroir Plasma. La solution technique retenue pour limiter la réflectivité du piédestal consistait à travailler en polarisation P à l'incidence de Brewster. En effet, lors de la réflexion d'une onde électromagnétique sur un diélectrique, il existe un angle d'incidence,

appelé angle de Brewster (voir par exemple [Hecht, 1987]), où seule la composante dont la polarisation est orthogonale au plan d'incidence (S) est réfléchie. Une onde polarisée dans le plan d'incidence (P) sera donc complètement éteinte. La très faible réflectivité résiduelle provient alors d'imperfections de la surface et de l'imprécision sur l'angle d'incidence. Cette étude présente une première visualisation des profils spatiaux du faisceau avant et après le Miroir Plasma. De plus, Gold présente la première mesure directe de l'amélioration du contraste introduite par le Miroir Plasma. Pour cela, il utilise un autocorrélateur du second ordre à grande dynamique, et mesure une amélioration d'un facteur >500. A l'image de ce qui est réalisé avec les autocorrélateurs du 3^e ordre, la grande dynamique est permise par l'utilisation de densités optiques bien calibrées. Cependant, cette mesure apparaît maintenant étonnante, si l'on considère une particularité de l'effet du Miroir Plasma sur l'impulsion : l'augmentation de réflectivité ayant lieu pendant l'impulsion principale, la partie du piédestal qui la suit va elle aussi être fortement réfléchie. Ainsi, on s'attend à ce que l'impulsion issue du Miroir Plasma soit très dissymétrique. Or, on sait que par conception, un autocorrélateur du second ordre ne permet pas de distinguer entre l'avant et l'arrière de l'impulsion laser, et que surtout, le niveau de signal mesuré va être le résultat de la combinaison de l'avant et de l'arrière de l'impulsion, ce qui empêche toute mesure réelle de contraste. En revanche, on peut effectivement envisager de réaliser une mesure de contraste avec un autocorrélateur du 3^e ordre, qui permet de discriminer l'avant et l'arrière de l'impulsion et donc d'étudier les profils d'impulsions très dissymétriques.

Toutes ces études avaient été réalisées en plaçant le Miroir Plasma au foyer de l'impulsion. En parallèle, une utilisation pratique d'un Miroir Plasma était étudiée sur l'installation petawatt de Livermore, dans des conditions très différentes de ces études préliminaires, et sans chercher à caractériser précisément le fonctionnement [Perry et al., 1999b, Perry et al., 1999a].

Le projet SHARP (voir annexe A) a permis de relancer les études, avec dans ce cas l'objectif d'aboutir à une implémentation pratique du dispositif. Dans ce cadre cependant, le Miroir Plasma n'est qu'une des solutions parmi toutes celles qui ont été étudiées pour améliorer le contraste temporel des impulsions. Ces différentes solutions sont présentées en détail dans l'annexe A, mais on peut les résumer en deux grandes classes :

– Réduire la durée de l'ASE, afin de diminuer la fluence du piédestal sur la cible. Pour cela, le développement de cellules de Pockels rapides et celui d'un nouveau type d'amplificateur (OPCPA : amplificateur paramétrique à dérive de fréquence) a été étudié.

– Réduire le niveau du piédestal. Comme dans le cadre du phénomène Miroir Plasma, il faut utiliser un effet non-linéaire capable de discriminer entre le piédestal et l'impulsion principale. Plusieurs effets différents ont d'ores et déjà été implémentées, mais se limitent à des énergies d'impulsions relativement modestes (jusqu'au millijoule), afin de pouvoir un taux de répétition élevé. C'est pourquoi il est nécessaire de réamplifier ces impulsions au contraste amélioré, par exemple dans le concept du double CPA

Comparé à ces solutions, le Miroir Plasma présente l'avantage principal de se situer en fin de chaîne laser, et donc de s'affranchir de toute considération sur la source du piédestal. En revanche, il est impossible de rajouter de l'énergie, et le système n'est pas adapté à des taux de répétition élevé comme on le verra par la suite.

Il est enfin important de signaler que d'autres études sur le Miroir Plasma ont eu lieu en parallèle de nos travaux, présentant d'une part des mesures directes réflectivité, en faisant varier l'intensité, la durée de l'impulsion et l'angle d'incidence [Ziener et al., 2003], et d'autre part une étude plus poussée sur la possibilité d'utiliser un Miroir Plasma dans des conditions de champ proche avec une bonne réflectivité et une qualité de faisceau conservée [Dromey et al., 2004].

1.2 Etude de l'effet Miroir Plasma

Si le concept du Miroir Plasma est simple dans son principe, il fait intervenir le phénomène de claquage optique qui reste un problème assez ouvert au niveau de la compréhension fine de son mécanisme [Quéré, 2001]. A plus forte raison, l'étude de l'évolution de la réflectivité d'un diélectrique soumis à un champ laser intense n'a donc rien d'évident, et demande une étude à caractère fondamental précise pour accéder aux paramètres et aux mécanismes qui décident des performances de réflectivité et du comportement du solide sur une large gamme de durées et d'intensités.

Cette étude à été réalisée sur le Laser LUCA (Laser Ultra Court Accordable), installation appartenant au Saclay Laser-matter Interaction Center (SLIC). De la famille des lasers CPA Titane/Saphir, il est capable de délivrer des impulsions ultracourtes et intenses, jusqu'à 100 mJ pour environ 40 fs à une longueur d'onde centrale de 800 nm.

1.2.1 Description des expériences

Montage expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 1.2. Le faisceau laser incident est séparé en deux bras : le faisceau principal qui va être réfléchi par la cible et qui emporte la majeure partie de l'énergie, et le faisceau secondaire, de faible énergie, qui doit nous servir de faisceau référence afin de pouvoir déterminer les effets induits par la cible sur le faisceau principal. Dans ce but, il est impératif à la fois de s'assurer que les trajets optiques et les conditions d'observation des deux faisceaux sont les plus proches possibles, mais aussi que toutes les sources de non-linéarité dans le transport des faisceaux sont contrôlées et limitées au maximum.

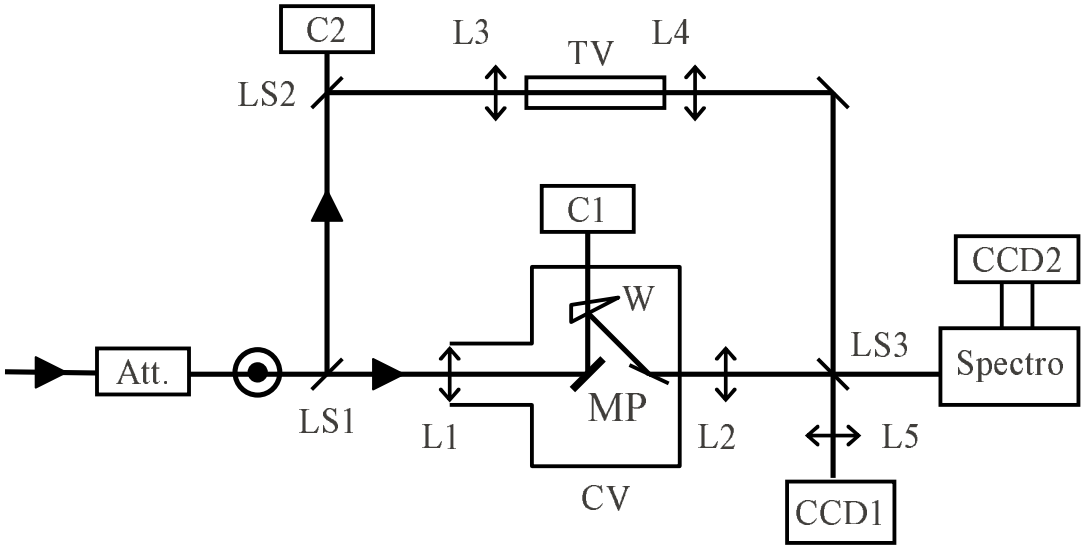


Fig. 1.2: Dispositif expérimental utilisé pour la campagne expérimentale sur LUCA. Att. symbolise Atténuateur de faisceau, LS : lame séparatrice, MP : cible Miroir Plasma, L : lentille, C : calorimètre, W : wedge ou lame à faces prismatiques, TV : tube à vide, CV : Chambre sous vide. La lentille L5 était escamotable, et installée uniquement pour imager le faisceau après une certaine distance de propagation depuis la surface de la cible.

Ainsi, les faisceaux sont tous deux focalisés respectivement par les lentilles L1 et L3, avant d'être imagés par les lentilles L2 et L4, avec un grandissement total identique. Le passage au foyer du faisceau référence se fait dans un tube sous vide afin d'éliminer tout effet non-linéaire dans l'air. Le transport du faisceau principal est de même soigneusement étudié : la lentille de focalisation L1, de

focale 1200mm, est composée de MgF_2, matériau choisi pour son faible indice non-linéaire. Après le passage en réflexion sur la cible, le faisceau est atténué par réflexion sur une lame à face prismatique avant d'aller traverser le hublot de sortie, là encore afin d'éviter l'apparition de phénomènes non linéaires parasites. Ces précautions sont indispensables pour pouvoir observer avec précision les effets du Miroir Plasma sur l'impulsion initiale.

L'énergie du faisceau pouvait être modulée à l'aide d'un dispositif atténuateur et de densités optiques calibrées de haute qualité. Le dispositif atténuateur était constitué d'un assemblage d'une lame de phase demi-onde suivie de deux polariseurs fonctionnant par réflexion à l'incidence de Brewster. Des mesures absolues d'énergie ont été installées sur l'expérience afin de pouvoir déterminer notamment l'efficacité totale de réflectivité du dispositif. Compte tenu des variations d'énergie tir à tir qui sont présentes avec ce type d'installations laser, et compte tenu du fait que toutes nos expériences ont été réalisées en mode mono-coup, il était indispensable de pouvoir disposer à chaque tir de mesures d'énergie permettant de remonter directement aux valeurs d'énergie contenue dans les 2 faisceaux, et notamment dans le faisceau principal avant et après la cible. Pour réaliser cela, deux calorimètres étaient installés à demeure comme présenté en Fig. 1.2. Le premier (C1) récupérait l'énergie du faisceau transmis par la lame à faces prismatiques après réflexion sur la cible. Une simple calibration de la réflectivité de cette lame permet de remonter directement à chaque tir à l'énergie de l'impulsion renvoyée par le Miroir Plasma. Le deuxième calorimètre (C2) était installé sur le faisceau référence. Une calibration réalisée en insérant un autre calorimètre entre la lame séparatrice LS1 et la lentille L1 permet alors de déduire de la mesure du calorimètre C2, l'énergie contenue dans l'impulsion principale avant la réflexion par le Miroir Plasma. Ainsi, grâce à ces instruments, on avait accès à des mesures de réflectivité totale (c'est à dire intégrée à la fois spatialement et temporellement)

Les deux faisceaux étaient, comme indiqué précédemment, imagés à l'aide des lentilles L2 et L4. L'utilisation d'une lame séparatrice permettait d'envoyer simultanément les faisceaux sur une caméra CCD à haute dynamique(16 bits), notée CCD1, et sur la fente d'entrée d'une spectromètre imageur.

La lentille L2 était réglée de façon à imager la surface de la cible, de sorte que l'image obtenue sur le faisceau principal permette d'obtenir une réflectivité relative, mais résolue spatialement. Cette réflectivité relative peut être aisément recalibrée en utilisant la réflectivité à bas flux, c'est dire lorsque le Miroir Plasma ne se déclenche pas et que la réflectivité est donc donnée par la loi de Fresnel habituelle. On voit bien aussi que l'intégration spatiale de ces données de réflec-

tivité permet d'obtenir à nouveau la réflectivité totale, pour peu qu'on récupère bien dans tous les cas l'intégralité du faisceau.

Compte tenu du grandissement du système d'imagerie et de la taille des pixels du capteur CCD, un pixel sur l'image correspondait à 3μm dans le plan objet (situé sur la cible donc pour le faisceau principal). Le profil obtenu est un profil d'Airy (voir Fig 1.8). Cela permet de déterminer une largeur totale à mi hauteur (FWHM) de 30μm pour la tache focale sur la cible dans nos conditions. Prenant en compte alors les énergies utilisées lors de ces expériences, on en déduit que l'intensité crête maximale de l'impulsion sur la cible Miroir Plasma était de l'ordre de quelques 10^{15} W/cm^2. Le contraste temporel du laser LUCA a été mesuré avec un SEQUOIA, et est $\approx 10^6$ une nanoseconde avant l'impulsion principale, et atteint $\approx 10^4$ deux picosecondes avant le pic de l'impulsion. Dans ces conditions, les intensités maximales pour le piédestal sont de l'ordre de quelques 10^{11} W/cm^2 en régime picoseconde et 10^9 W/cm^2 en régime nanoseconde. Ces valeurs sont inférieures aux seuils de dommage mono-coup pour les diélectriques [Stuart et al., 1995, Stuart et al., 1996]. Ceci indique que lors de nos expériences, le Miroir Plasma était bien déclenché par l'impulsion principale, et non par le piédestal, et est tout à fait consistant avec le fait que, lorsque l'oscillateur du laser était coupé, le laser ne produisant donc que l'ASE, aucun dommage n'a jamais été observé, même pour des expositions multiples à haut taux de répétition (20 Hz).

Enfin, on avait la possibilité, en rajoutant une lentille L5, d'imager non plus le plan de la cible, mais un plan situé 60 cm après la cible, afin de pouvoir visualiser le faisceau après une certaine distance de propagation, et donc de pouvoir mesurer d'éventuelles distorsions du faisceau. Là encore, on utilise aussi le fait qu'à bas flux, la cible diélectrique possède un comportement habituel fournissant aisément une référence.

Les cibles

Toutes ces mesures ont été réalisées avec deux types de cibles. Tout d'abord, des échantillons diélectriques massifs (dans notre cas, du quartz), qui permettaient un fonctionnement de l'expérience plus aisé du fait de la réflectivité non négligeable même sans déclenchement de l'effet Miroir Plasma (dans notre cas, 10 % pour le quartz). Cependant, on a vu précédemment que pour espérer une augmentation substantielle du contraste, il faut avoir une grande différence de réflectivité entre avant et après le déclenchement de l'effet. On s'est donc tourné vers l'utilisation de cibles avec un traitement anti-reflet garantissant une réflectivité initiale (bas flux) inférieure à 0.3 %. C'est en effet la seule solution pour limiter cette reflecti-

vité initiale si on utilise un faisceau incident sur la cible en polarisation S (avec ici un angle d'incidence de 45°). La solution consistant à travailler en polarisation P à l'incidence de Brewster a été rejetée à la suite de mesures réalisées dans ces conditions montrant une réflectivité maximale atteinte par le Miroir Plasma inférieure à celle obtenue en polarisation S. Cet effet, probablement dû au phénomène d'absorption résonante [Freidberg et al., 1972] qui intervient alors, limite donc la part d'énergie totale de l'impulsion initiale que l'on peut espérer utiliser par la suite, ce qui est défavorable dans l'optique d'une utilisation du dispositif Miroir Plasma sur une installation laser existante.

Interférometrie spectrale

Le spectromètre imageur (1m de distance focale, réseau de 800 traits/mm) était utilisé de 2 façons distinctes. Premièrement, lorsque les deux faisceaux étaient séparés spatialement le long de la fente d'entrée du spectromètre, la caméra CCD2 récupérait les 2 spectres individuels, ce qui permettait, à chaque tir, de déterminer l'effet du Miroir Plasma sur le spectre du faisceau principal par comparaison avec le spectre du faisceau référence. Cependant, on pouvait aussi superposer spatialement les deux faisceaux sur la fente pour réaliser des mesures d'interférométrie spectrale. La figure 1.3 présente les deux situations.

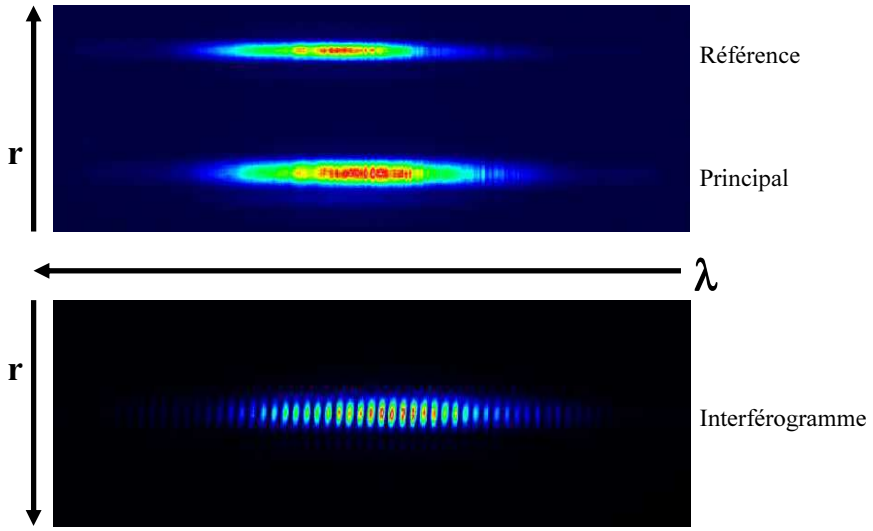


Fig. 1.3: Images des deux spectres séparés des faisceaux principal et référence, ainsi que d'un interférogramme obtenu en superposant spatialement les deux images.

Cette technique consiste à utiliser deux impulsions parcourant le même chemin optique, mais séparées par un délai τ. Lorsque ces impulsions sont envoyées dans

un spectromètre dont la résolution spectrale est inférieure à l'inverse du délai, on peut obtenir un spectre présentant des franges d'interférences. Le traitement mathématique décrit par [Takeda et al., 1982] de ces franges permet d'extraire exactement la phase spectrale relative entre les deux impulsions.

Dans notre cas, le délai entre les deux impulsions était maîtrisé à l'aide d'une ligne à retard sur la voie référence, non représentée sur la figure 1.2, et était typiquement de quelques picosecondes. Pour déterminer l'effet direct dû au Miroir Plasma, il faut cependant réaliser au préalable un tir à faible énergie, c'est à dire un tir où le Miroir Plasma ne se déclenche pas. On obtient alors un déphasage spectral $\Delta\phi_0$. Un autre déphasage $\Delta\phi_1$ est mesuré sur le tir pour lequel le Miroir Plasma est déclenché, et l'influence du Miroir Plasma est donc donnée par $\Delta\phi_{MP} = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_0$. La résolution sur la phase spectrale était limitée dans notre cas par le bruit, et a été déduite de mesures sur des tirs à faible intensité (pas de déphasage introduit) à une valeur de 0.1 rad.

Ces expériences d'interférométrie spectrale peuvent aussi être réalisées en utilisant les impulsions à dérive de fréquence linéaire. Dans ce cas cependant, ce changement de phase spectrale mesuré va correspondre aussi à un changement de phase temporelle. On verra dans le paragraphe 1.2.2.4 comment cela peut être interprété.

Utilisation d'impulsions à dérive de fréquence

Lors de la réalisation des expériences, la durée des impulsions laser a été variée de 60 fs (proche de la limite de Fourier) jusqu'à 4ps. Cette variation de durée de l'impulsion a été réalisée en produisant une compensation imparfaite de la dispersion de délai de groupe dans le compresseur de la chaîne laser, tout simplement en modifiant la distance entre les deux réseaux. Dans ces conditions, une phase spectrale quadratique subsiste dans l'impulsion, ce qui se traduit par une dérive de fréquence linéaire (que l'on retrouve bien sûr sur les deux faisceaux, principal et référence) et donc une augmentation de la durée de l'impulsion.

L'intérêt d'introduire une dérive de fréquence linéaire est double. D'une part, c'est un moyen simple de faire fonctionner le Miroir Plasma pour des impulsions de durées différentes, permettant une caractérisation plus complète du phénomène. Mais aussi, et surtout, utiliser des impulsions à dérive de fréquence linéaire fournit un moyen unique d'étudier des comportements temporels rapides en un seul tir [Benuzzi-Mounaix et al., 1999, Geindre et al., 2001]. Soit ici, la possibilité d'observer en un seul tir le déclenchement du Miroir Plasma. En effet, lorsque l'on

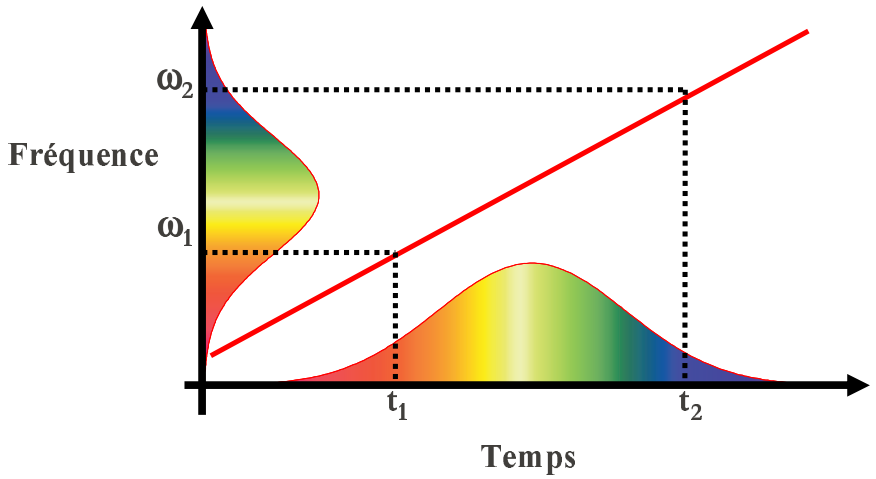


FIG. 1.4: Représentation d'une impulsion à dérive de fréquence linéaire. On remarque bien que, pour chaque instant dans l'impulsion, la fréquence instantanée de l'onde est différente, ce qui fournit une correspondance unique entre l'instant d'arrivée sur la cible et la fréquence de l'onde incidente, et autorise l'accès à des dynamiques temporelles en réalisant en un seul tir une simple mesure spectrale.

considère une impulsion à dérive de fréquence dont la durée est grande par rapport à la limite de Fourier, il existe une correspondance unique temps/fréquence : chaque fréquence instantanée correspond à un instant d'arrivée sur la cible. Dès lors, pour récupérer l'information temporelle, et avoir donc accès en un seul tir au comportement du Miroir Plasma pendant la durée de l'impulsion, il suffit de réaliser des mesures spectrales. La résolution temporelle de la méthode est alors égale à l'inverse de la largeur spectrale de l'impulsion (limite de Fourier) [Geindre et al., 2001]. Dans notre cas, on a donc réalisé des expériences avec des impulsions jusqu'à 4ps, avec une résolution temporelle proche de 60 fs.

1.2.2 Performances du Miroir Plasma

1.2.2.1 Mesures de réflectivité

Une des caractéristiques essentielles attendue pour le Miroir Plasma est sa performance en terme de réflectivité. La figure 1.5 présente la réflectivité crête en fonction de la fluence (en J/cm^2) d'une impulsion de 60 fs. Cette réflectivité crête représente la réflectivité intégrée sur la durée de l'impulsion, mesurée au centre de la tache focale sur le Miroir Plasma. Elle est donc obtenue comme indiqué plus

haut grâce aux mesures de taches focales sur la caméra CCD1. Les mesures sont présentées pour nos deux types de cibles, à savoir le quartz et les cibles traitées anti-reflet.

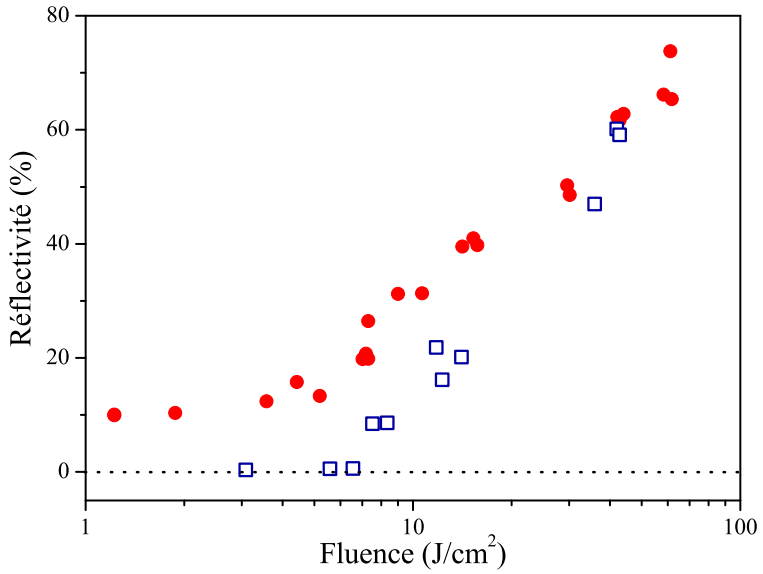


FIG. 1.5: Mesures de réflectivité crête pour le quartz (ronds pleins) et les cibles traitées anti-reflet (carrés vides), pour des impulsions d'une durée de 60 fs, en fonction de la fluence de l'impulsion incidente (Polarisation S, incidence 45° . On remarque notamment la très faible réflectivité mesuré à basse fluence sur la cible traitée anti-reflet.

Dans le cas du quartz, en dessous d'un seuil en fluence de 4 J/cm^2, la réflectivité ne varie pas, et est donc égale à la réflectivité du quartz en polarisation S à une incidence de 45° donnée par la formule de Fresnel (indice ordinaire de réfraction du quartz : $n = 1.54$) :

$$R = \left| \frac{\cos\theta - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}} \right|^2 = 10\%$$

Au dessus de ce seuil, la réflectivité augmente fortement et continuellement, jusqu'à atteindre la valeur de 70% pour une fluence de 50 J/cm^2. Ces données confirment que le Miroir Plasma est un dispositif monocoup, dans le sens où la cible est endommagée localement après chaque tir. En effet, les fluences en jeu lorsque la réflectivité atteint les valeurs recherchées sont bien supérieures aux valeurs correspondant aux seuils de claquage optique, qui pour les durées envisagées ici sont de l'ordre de quelques J/cm^2 [Stuart et al., 1995, Stuart et al.,

1996, Quéré et al., 2001].

Dans le cas de la cible traitée anti-reflet, on vérifie tout d'abord que la réflectivité initiale à bas flux est très faible, inférieure à 0.3%. De même, on constate que la fluence seuil de déclenchement du Miroir Plasma et la réflectivité maximale atteinte à haute fluence sont identiques à celles obtenues avec la cible de quartz. De fait, les deux courbes de reflectivité semblent bien fusionner à haute fluence, ce qui s'explique facilement si l'on considère qu'alors, la surface des deux types de cible est formée d'un plasma surdense qui ne laisse donc pénétrer le champ électrique que sur l'épaisseur de peau, et qu'alors les couches multiples du traitement antireflet n'entrent plus en considération. On a vu plus haut que l'efficacité d'amélioration du contraste donnée par le dispositif Miroir Plasma dépendra directement du rapport entre les réflectivités avant et après le déclenchement. On constate alors sur cette figure 1.5 que l'amélioration envisageable est de plus de deux ordres de grandeur.

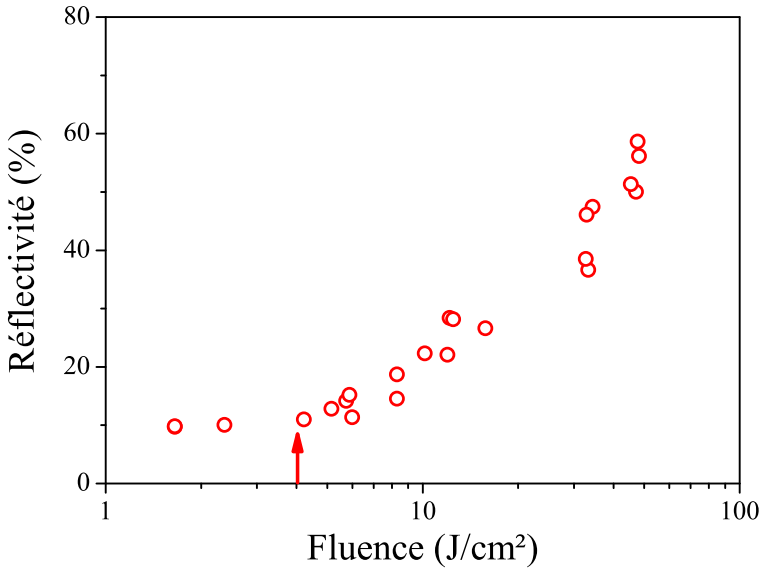


FIG. 1.6: Mesures de réflectivité totale en fonction de la fluence incidente, obtenues sur une cible de quartz, pour des impulsions de 60 fs.

Les figures 1.6 et 1.7 présentent des mesures de réflectivité totale en fonction de la fluence, obtenues à partir des mesures des calorimètres, à chaque fois uniquement pour les cibles en quartz. On a aussi symbolisé les valeurs des seuils de déclenchement en fluence dans chaque situation.

Pour la figure 1.5, les impulsions sont uniquement d'une durée de 60 fs. On remarque que par rapport à la figure précédente 1.16, la réflectivité maximale

atteinte est inférieure, ce qui s'explique par un effet de moyennage spatial qui tient principalement au fait que la fluence locale n'est pas uniforme sur le Miroir Plasma lorsque le faisceau principal y est focalisé, comme on le vérifiera plus loin sur l'étude des profils spatiaux des faisceaux. On constate l'effet de la diminution de la réflectivité avec la distance par rapport au centre de la tache focale.

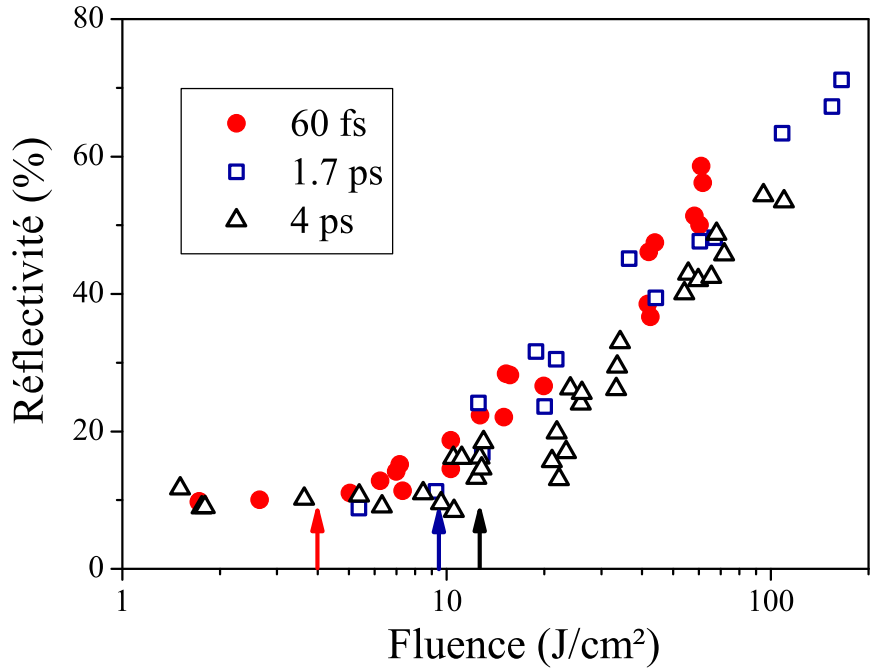


FIG. 1.7: Mesures de réflectivité totale en fonction de la fluence incidente, obtenues sur une cible de quartz pour trois durées d'impulsion différentes (60 fs, 1.7 ps et 4 ps). Le seuil de déclenchement augmente faiblement avec la durée d'impulsion.

La figure 1.7 rassemble quant à elle les résultats pour trois durées d'impulsions différentes, à savoir 60 fs, 1.7 ps et 4 ps. On constate que les comportements sont globalement très similaires, même si les seuils de déclenchement augmentent légèrement avec la durée de l'impulsion, avec respectivement des valeurs de 4, 9.5 et 12.5 J/cm^2. C'est le signe que le facteur prépondérant, au moins pour cette gamme de durée, qui gouverne au déclenchement du Miroir Plasma est essentiellement la fluence de l'impulsion, et non pas l'intensité incidente. Nous étudierons l'interprétation de cette observation dans la partie 1.2.3.1

1.2.2.2 Profils spatiaux

On vient de mettre en évidence les capacités du dispositif Miroir Plasma pour augmenter le contraste temporel d'une impulsion en constatant la forte augmentation de réflectivité suite au déclenchement de l'effet. Pour continuer l'étude du phénomène et savoir quelles sont les caractéristiques optiques de l'impulsion issue de la réflexion sur le Miroir Plasma, il faut s'intéresser au profil spatial du faisceau principal fourni par les images sur la CCD1 (cf Fig. 1.2). Il est en effet crucial que le Miroir Plasma ne modifie pas le front d'onde du faisceau si on veut le manipuler par la suite, et notamment le focaliser efficacement.

Comme indiqué plus haut, on a accès selon les cas au profil spatial sur la cible, donc au foyer de la lentille de focalisation (appelé champ lointain), ou alors au profil dans un plan situé 60cm après la cible, donc après une certaine distance de propagation (champ proche). L'idéal serait de pouvoir comparer les profils spatiaux sur un même tir avant et après la réflexion sur le MP. Compte tenu de notre montage expérimental, cette solution est impossible. Pour surmonter ce problème, on va en fait comparer des tirs faits à très faible fluence, sous le seuil de déclenchement du Miroir Plasma, avec des tirs faits à forte fluence, au delà du seuil. En effet, dans ce cas, les tirs exécutés à faible fluence sont réfléchis par la cible sans être modifiés, mais juste atténués.

Les résultats sont présentés sur la figure 1.8. Tous les tirs ont été effectués pour une durée de 60 fs. Les figures 1.8(a) et 1.8(b) sont des images en champ lointain, respectivement à basse fluence et à forte fluence. les figures 1.8(c) et 1.8(d) sont des images en champ proche, là aussi respectivement à basse fluence et à forte fluence. Les deux images à forte fluence représentent des tirs effectués pour une fluence de 20 J/cm^2, ce qui correspond bien à la zone où le Miroir Plasma est déclenché comme le confirme la figure 1.5. Il faut noter toutefois que les comparaisons quantitatives entre les images à faible et forte fluence sont rendues impossibles par le fait que, pour des raisons expérimentales, le diamètre du faisceau principal était différent dans les deux cas.

Les deux images 1.8(a) et 1.8(c) décrivent donc d'après le raisonnement précédent le faisceau sans interaction particulière sur la cible. On remarque alors très bien que le profil en champ lointain correspond au profil d'une fonction d'Airy. Le premier anneau d'Airy est ainsi clairement visible. Ceci est tout à fait cohérent puisque la fonction d'Airy est la transformée de Fourier du profil « top-hat »qui caractérise le faisceau arrivant sur la lentille L1. On constate d'ailleurs sur l'image en champ proche que, le faisceau ayant déjà bien commencé à diverger de la cible,

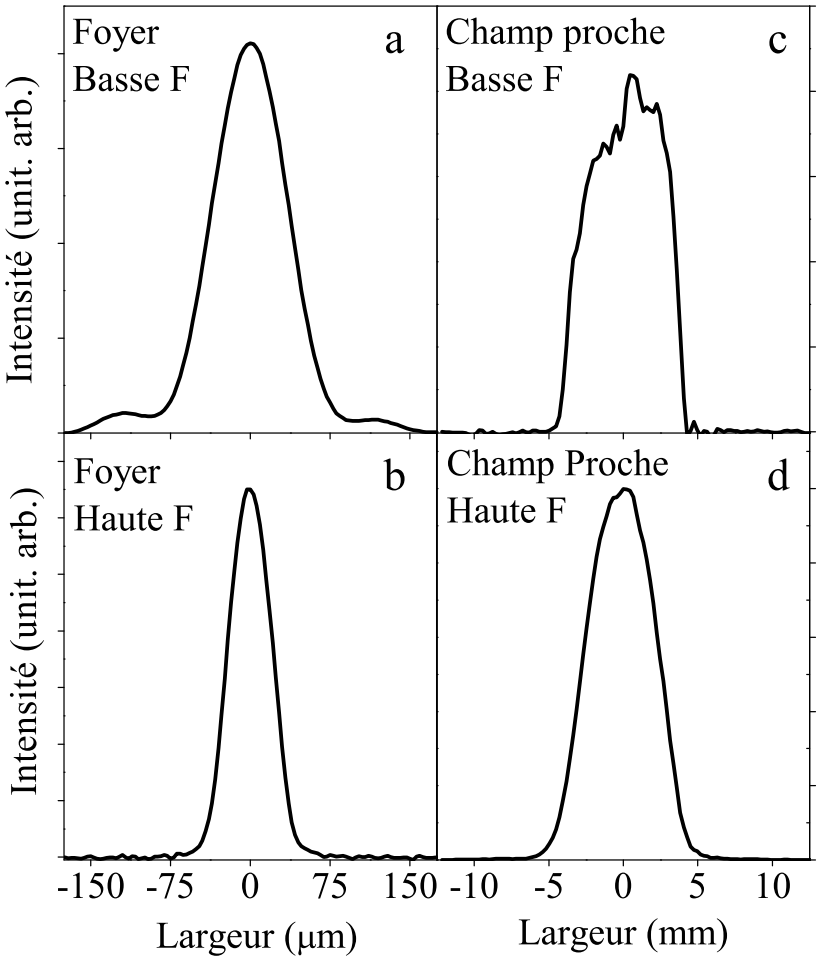


Fig. 1.8: Profils spatiaux du faisceau principal, mesurés pour des impulsions de 60 fs, à la surface de la cible (a,b) et après 60 cm de propagation (c,d). Les cases supérieures représentent des tirs réalisés à faible fluence, afin de visualiser le faisceau tel qu'il est avant le Miroir Plasma. Les cases inférieures montrent quant à elles des tirs réalisés à une fluence plus élevée, suffisante pour déclencher le Miroir Plasma, afin de visualiser l'effet du Miroir Plasma sur le faisceau.

il commence à retrouver son profil initial.

A forte fluence, la première constatation est que le profil sur la cible (champ lointain) est très régulier. On constate aussi un effet de filtrage spatial avec la disparition de l'anneau d'Airy, ce qui ne peut s'expliquer que par une absence de déclenchement au niveau de l'anneau, la fluence étant localement trop faible. Ce résultat est cohérent avec l'observation précédente d'une différence notable entre la réflectivité crête et la réflectivité intégrée spatialement : certaines zones

de la tache focale ne parviennent pas à déclencher le Miroir Plasma, et de plus la réflectivité intégrée temporellement est plus faible dans les zones juste au dessus du seuil de déclenchement (le déclenchement se fait plus tard dans l'impulsion).

Cet effet de filtrage va évidement se retrouver dans le profil du faisceau émergeant après propagation. On peut voir l'effet du Miroir Plasma comme celui d'un filtre spatial passe-bas agissant dans le plan de Fourier de la lentille L1. Ainsi, on s'attend à voir disparaître les bords francs du profil en champ proche, ce qui est confirmé sur la figure 1.8(d). Ce profil, qui ne présente pas de distorsion significative, semble donner une première indication de l'absence d'effet néfaste du Miroir Plasma sur la qualité optique du faisceau, tout au moins pour des impulsions d'une durée de 60 fs.

En conclusion, si on considère le faisceau issu du Miroir Plasma, le filtrage spatial va voir deux effets principaux. Tout d'abord, une partie de l'énergie contenue dans l'impulsion ne va pas être réfléchie, ce qui fait baisser la réflectivité. D'autre part, il peut y avoir un effet de « nettoyage »de la tache focale, puisque les composantes de faible intensité ne sont pas transmises.

1.2.2.3 Dynamique temporelle

L'accès à la dynamique temporelle du déclenchement du Miroir Plasma est possible expérimentalement en utilisant comme décrit précédemment la correspondance unique entre instant d'arrivée sur la cible et fréquence instantanée présente dans les impulsions à dérive de fréquence linéaire. Les résultats présentés ici ont été obtenus lors d'expériences sur des cibles avec traitement anti-reflet, avec une durée d'impulsion de 1.1 ps (soit 18 fois la limite de Fourier), et pour différentes valeurs croissantes de la fluence. L'échelle des fréquences a été directement convertie linéairement en échelle temporelle en utilisant la relation $\omega(t) = t/\phi'' + \omega_0$, où $\omega(t)$ est la fréquence instantanée, ω_0 la fréquence centrale et ϕ'' la dispersion de délai de groupe ($\phi'' = 2.4\text{x}10^4$ fs^2 dans le cas présent).

Les résultats sont présentés sur deux graphes. Le premier, représenté en figure 1.9, montre directement les différents spectres obtenus à des fluences croissantes sur le faisceau principal. Ces spectres sont le résultat du produit entre la réflectivité instantanée et le spectre initial. Pour permettre une comparaison visuelle entre les différents spectres, ils ont tous été normalisés par la fluence incidente (c'est à dire divisés par l'intégrale sous chaque courbe).

Le graphe de la figure 1.10 représente quant à lui, pour chacun des mêmes tirs

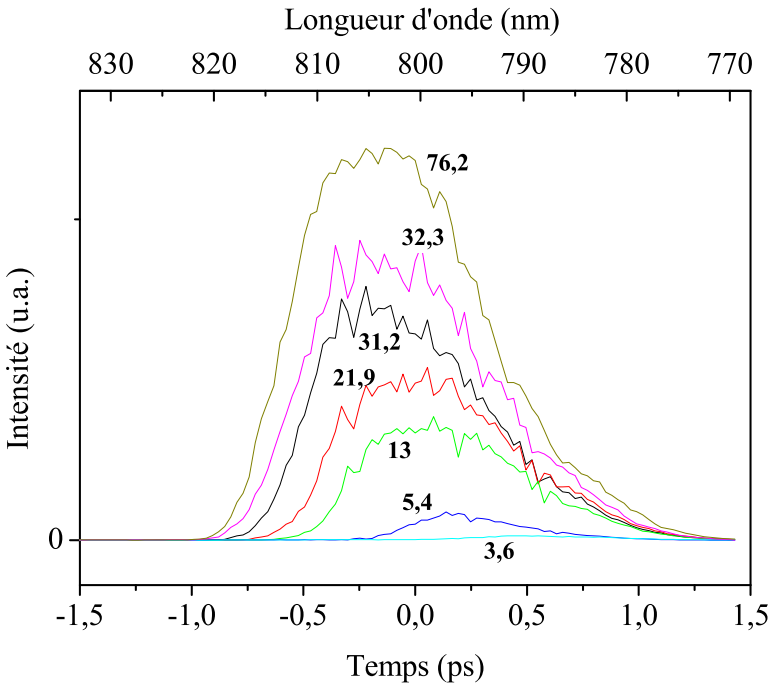


FIG. 1.9: Etude de la dynamique temporelle du Miroir Plasma au moyen d'impulsions à dérive de fréquence. Sont représentés ici les spectres correspondant à des impulsions d'une durée de 1.1 ps, après réflexion sur un Miroir Plasma réalisé avec une cible traitée anti-reflet, pour différentes fluences croissantes. Ces fluences sont indiquées en J/cm^2 sur chacune des courbes. Pour pouvoir être comparés, ces spectres sont normalisés par la fluence incidente. L'échelle temporelle a été obtenue en utilisant la relation linéaire entre temps et fréquence qui caractérise les impulsions à dérive de fréquence linéaire (l'instant t=0 correspond à la longueur d'onde centrale du spectre initial).

que dans la figure 1.9, le rapport entre le spectre réfléchi par le Miroir Plasma et le spectre de référence obtenus sur un même tir. Malheureusement, on ne dispose pas des énergies relatives des deux faisceaux à cet endroit du dispositif expérimental, si bien que ce calcul ne peut pas fournir de valeurs absolues de réflectivité instantanée. Ainsi, seule l'évolution de ce rapport au cours d'une même impulsion, tant au niveau de l'amplitude des variations que de l'instant où elles apparaissent, présente un sens physique.

Il est possible de tirer de nombreux enseignements de ces graphes. Tout d'abord, les deux figures indiquent clairement que, lorsque la fluence augmente, le déclen-

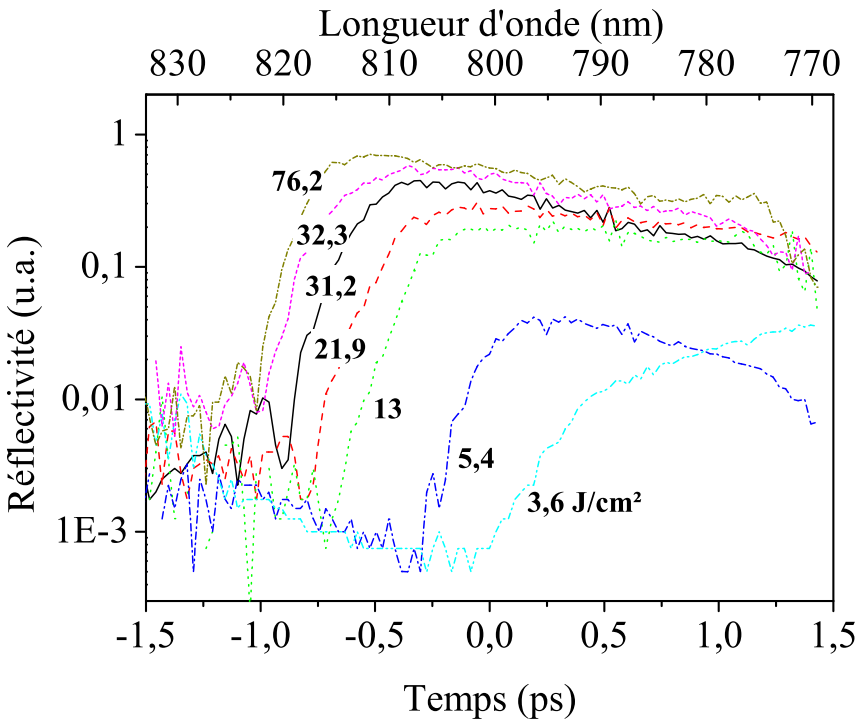


FIG. 1.10: Etude de la dynamique temporelle du Miroir Plasma au moyen d'impulsions à dérive de fréquence. Ici, on a représenté, pour les mêmes tirs que ceux présentés dans la figure 1.9, le rapport entre le spectre mesuré sur le faisceau principal (passé par le Miroir Plasma) et celui mesuré sur le faisceau référence.

chement du Miroir Plasma se fait de plus en plus tôt pendant l'impulsion. De plus, elles démontrent que, pour la gamme de valeurs de fluences explorées, c'est bien l'impulsion principale qui déclenche le Miroir Plasma.

Sur la figure 1.9, on voit aussi distinctement que sur les tirs réalisés à plus faible fluence, le Miroir Plasma se déclenche après le maximum de l'impulsion, c'est à dire sur le front descendant de l'impulsion. On verra plus loin lors de la description de la modélisation que ce comportement serait impossible si le seul mécanisme impliqué dans la génération d'électrons dans la bande de conduction du diélectrique était l'ionisation muti-photonique, et qu'il faut prendre aussi en compte le phénomène d'avalanche électronique.

Quant à la figure 1.10, elle permet tout d'abord de visualiser directement l'augmentation très importante de la réflectivité lors de l'utilisation de cibles avec traitement anti-reflet. On constate le saut brutal de réflectivité d'environ deux ordres de grandeur autour du déclenchement, ce qui est tout à fait cohérent avec

les données extraites des mesures de réflectivité crête (donc intégrées temporellement). On remarque aussi que ces courbes de « réflectivité »instantanée semblent diminuer vers la fin de l'impulsion. En plus d'un possible biais dû au fait que les valeurs calculées sur les bords de l'impulsion (et donc du spectre) résultent du rapport de deux quantités qui tendent simultanément vers zéro, on peut aussi penser que, pour des impulsions de durée supérieure à la picoseconde, la surface du Miroir Plasma ne reste pas parfaitement plane tout au long de l'impulsion, ce qui pourrait notamment entraîner des pertes dans la récupération du faisceau de sortie par l'optique d'imagerie. Ces considérations de mouvement de la surface du Miroir Plasma ont été en fait étudiées plus en détails grâce à l'interférométrie spectrale, toujours avec ces impulsions à dérive de fréquence.

1.2.2.4 Mouvement de la surface

La figure 1.11 représente un interférogramme spectral typique obtenu avec une impulsion à dérive de fréquence d'une durée de 4 ps, à une fluence d'environ 140 J/cm^2. L'axe horizontal correspond à l'échelle de longueur d'onde et l'échelle verticale correspond à la résolution spatiale le long de la fente d'entrée du spectromètre. Le décalage des franges est aisément visible, et est particulièrement important au centre du faisceau.

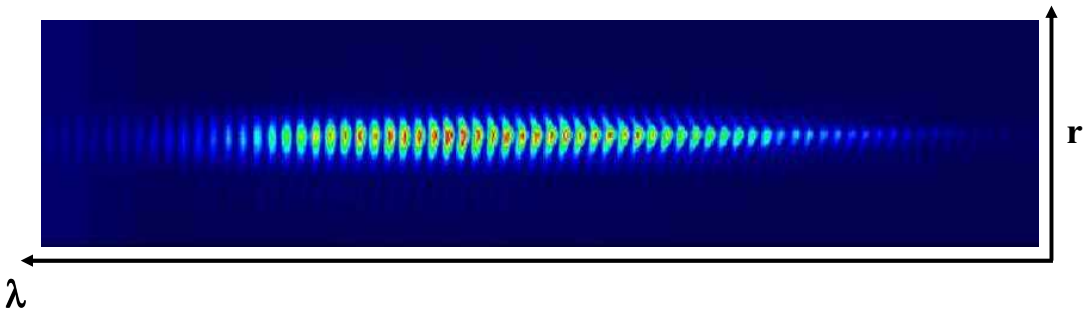


Fig. 1.11: Interférogramme typique obtenu lors des expériences d'interférométrie spectrale utilisant des impulsions à dérive de fréquence linéaire, ici d'une durée de 4 ps. En abscisse, on retrouve la dispersion en fréquence, et donc l'échelle temporelle, alors que transversalement, on retrouve la résolution spatiale le long de la fente d'entrée du spectromètre.

Le traitement numérique de l'interférogramme donne accès à la phase relative $\phi(\omega)$ entre le faisceau principal et le faisceau référence. Comme indiqué précédemment, on réalise à chaque fois un tir de référence à faible fluence afin de

pouvoir déterminer la phase spectrale de référence $\phi_0(\omega)$ qu'il est nécessaire de soustraire afin de pouvoir isoler le changement de phase spectrale $\Delta\phi(\omega)$ qui a été induit par le Miroir Plasma sur le faisceau principal. La correspondance temps/fréquence implique que ce changement de phase spectrale est aussi un changement de phase temporelle induit par le Miroir Plasma.

On peut envisager deux possibilités pour expliquer une variation de phase temporelle : d'une part, une variation temporelle de la phase du coefficient de réflexion complexe r du Miroir Plasma, et d'autre part un mouvement de la surface du Miroir Plasma, qui entraîne une variation du chemin optique sur le faisceau principal. Or, les variations dues au coefficient de réflexion complexe sont limitées à un saut de π (cas du métal parfait), qui interviendrait au moment du déclenchement de l'augmentation de réflectivité. Comme on va le voir, cela ne reproduit pas les observations. Cela signifie en retour que les mesures de phase spectrale fournissent un moyen direct d'étude du mouvement de la surface du Miroir Plasma. Pour une variation $\Delta z(t)$ de position de la surface, on trouve alors, pour $\theta = 45°$:

$$\Delta\phi(\omega(t)) = 4\pi\cos(\pi/4)\Delta z(t)/\lambda$$

Une précision sur les mesures de phases de 0.1 rad se traduit par une précision de l'ordre de $\lambda/90$ (9 nm) sur la position de la surface du Miroir Plasma.

La figure 1.12 montre les variations de phase temporelle $\Delta\phi(t)$ mesurées au centre du faisceau, traduites en mouvement de la surface par la formule précédente, le tout pour différentes fluences, avec des impulsions d'une durée de 4 ps. Le mouvement est nul au début, puis présente un comportement linéaire, signe d'une expansion à vitesse constante, dont la pente augmente avec la fluence de l'impulsion.

Ce comportement est en fait caractéristique d'une expansion d'un plasma dans le vide, dont on sait que la vitesse d'expansion est égale en première approximation à la vitesse acoustique ionique $C_s \propto T_e^{1/2}$ où T_e est la température électronique. Cette vitesse augmente avec la température électronique, que l'on s'attend à voir augmenter en fonction de la fluence incidente. Pour une fluence de 50 J/cm^2, on trouve une vitesse de 3×10^7 cm/s, en bon accord avec de précédents résultats où cette vitesse était mesurée par le décalage Doppler induit sur un faisceau sonde réfléchi par un plasma en expansion [Vu et al., 1994].

Les conséquences de ce mouvement de la surface du Miroir Plasma sont importantes. Dans les conditions de nos expériences, où la fluence sur le Miroir Plasma

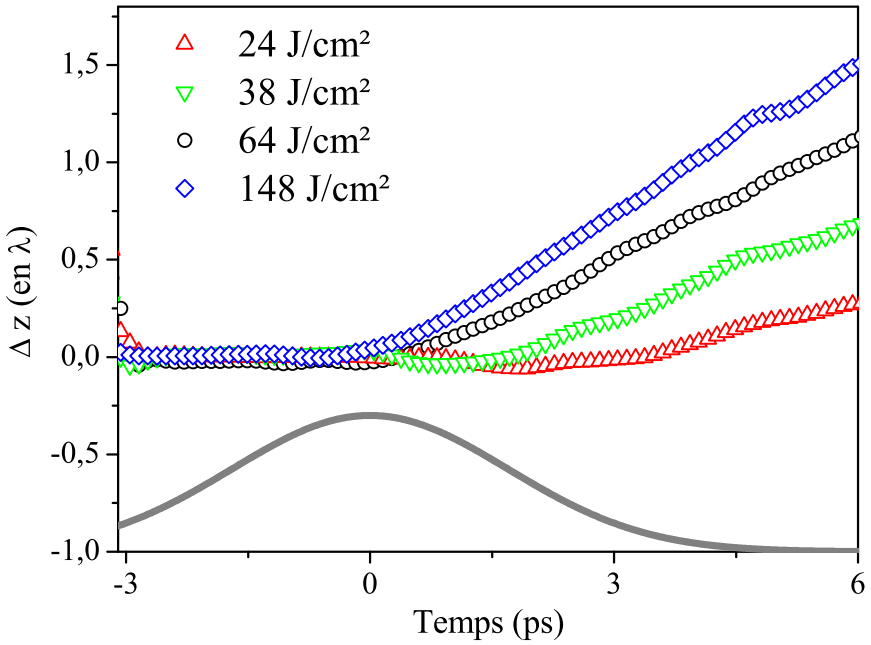


FIG. 1.12: Variations de phases spectrales (et donc phases temporelles) mesurées pour des impulsions à dérive de fréquence linéaire d'une durée de 4 ps, pour différentes fluences (symboles vides). Elles sont représentées sous la forme de la variation de position de la surface du Miroir Plasma qui leur correspond. L'échelle temporelle est à nouveau obtenue comme indiqué en Fig. 1.9, et la forme temporelle de l'impulsion incidente est rajoutée pour servir de référence visuelle.

est inhomogène, les mouvements de la surface sont eux aussi inhomogènes. En fait, la surface du Miroir Plasma se courbe, et cette courbure évolue dans le temps, ce qui semble bien devoir représenter un inconvénient incontournable pour l'utilisation du Miroir Plasma avec des impulsions longues et des fortes fluences. Dès lors, on comprend qu'il serait primordial de disposer d'un moyen de prédire quels intervalles de durées d'impulsions et de fluences sont susceptibles de permettre l'utilisation d'un dispositif Miroir Plasma dans de bonnes conditions, ce qui va être fait au moyen de la modélisation théorique du Miroir Plasma présenté dans la partie suivante.

1.2.3 Etude théorique du Miroir Plasma

Pour décrire la physique du Miroir Plasma, nous avons utilisé deux modèles :

1. Un premier modèle, où l'ionisation de la cible est décrite à l'aide d'une

équation de population, et où la propagation du champ laser dans ce milieu ionisé inhomogène est gouvernée par l'équation d'onde de Helmholtz. Ce modèle rudimentaire permet néanmoins de rendre compte des caractéristiques essentielles de la physique impliquée dans le phénomène du Miroir Plasma.

2. Le second modèle est un modèle hydrodynamique, indispensable pour pouvoir décrire l'évolution des propriétés du plasma formé à la surface, et notamment son expansion.

Ces simulations supposent que le piédestal ne joue aucun rôle au niveau du Miroir Plasma.

1.2.3.1 Déclenchement de l'effet « Miroir Plasma »

Equation d'onde

Le premier modèle considère une onde plane arrivant du vide pour frapper la cible, initialement purement diélectrique, sans électron dans la bande de conduction. Notre but est donc de calculer à tout instant le champ électrique $E(z,t)$ à l'intérieur de la cible, en sachant que la cible se fait ioniser par le fort champ électrique. Une fois ce champ $E(z,t)$ connu, on peut en déduire la réflectivité du plasma.

Il s'agit donc d'établir l'équation de propagation de l'onde dans le plasma formé. La description de la propagation du champ se fait dans l'approximation quasi-stationnaire, qui consiste à décrire en tout point le champ électrique comme harmonique en temps, à la fréquence du champ incident. Son emploi suppose que l'évolution temporelle de la constante diélectrique est lente par rapport au cycle optique du champ incident. On écrit donc :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{x})e^{i\omega t}$$

Les équations de Maxwell correspondantes deviennent :

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{i\omega}{c}\mathbf{B}$$
$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} - \frac{i\omega}{c}\mathbf{E}$$

avec $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$, où σ est la conductivité électrique du plasma, que l'on va déterminer à partir de l'équation du mouvement d'un électron (modèle de Drude). On se

place en effet dans le cas où l'on peut négliger le mouvement des ions, beaucoup plus lourds et donc quasi immobiles. Les électrons sont alors soumis au champ électrique et à des collisions coulombiennes qui vont être détaillées par la suite, mais modélisées ici par une fréquence de collisions ν_{ei}, menant à l'équation du mouvement suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{v_e}}{\partial t} = -\frac{e}{m}\mathbf{E} - \nu_{ei}\mathbf{v_e}$$

Le champ électrique étant harmonique en temps, on en dérive la valeur du courant $\mathbf{J}$, avec $N(z)$ la densité électronique du plasma et ω_p la pulsation plasma :

$$\mathbf{J} = -N(z)e\mathbf{v_e} = \frac{i\omega_p^2}{4\pi(\omega + i\nu_{ei})}\mathbf{E}$$

Des équations de Maxwell et de l'expression de $\mathbf{J}$, on tire l'équation de propagation :

$$\nabla^2\mathbf{E} - \nabla(\nabla.\mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mathbf{E} = 0 \tag{1.1}$$

où on a posé ε, la constante diélectrique, avec n_1 l'indice optique du diélectrique :

$$\varepsilon = n_1^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu_{ei}}$$

Si l'on se place maintenant dans le cas d'une onde arrivant sur la cible avec une incidence θ, en polarisation S, on peut écrire plus précisément le champ électrique sous la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = E_x\hat{x} = E(z)e^{i\frac{\omega}{c}\sin\theta y}\hat{x}$$

En effet, comme la dépendance spatiale de ε est uniquement selon z, le vecteur d'onde k_y est conservé dans le plasma. Dès lors, en utilisant l'équation d'onde (1.1), on obtient l'équation d'Helmholtz :

$$\frac{\mathrm{d}^2E(z)}{\mathrm{d}z^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon(z,t) - \sin^2\theta)E(z) = 0 \tag{1.2}$$

Dans cette équation, on a rajouté une dépendance temporelle pour la constante diélectrique. Celle ci provient naturellement de l'enveloppe du champ laser, puisque

ce champ laser va être responsable de l'augmentation de la densité électronique. Par suite, la prise en compte des collisions implique une absorption du champ laser, qui va forcément varier avec la profondeur z à mesure que le champ est absorbé. Puisque l'absorption est inhomogène, la densité électronique va l'être aussi, ainsi que la constante diélectrique.

En conséquence, on comprend bien pourquoi il est nécessaire de calculer exactement la valeur du champ électrique au sein du matériau. Il faut aussi garder à l'esprit que le traitement réalisé ici est une approximation qui suppose une réponse temporelle linéaire pour les variations du champ (le champ reste harmonique en temps), malgré le caractère fortement non linéaire de l'interaction. Seule la comparaison aux résultats expérimentaux permettra de valider cette approche.

Collisions coulombiennes

On vient de voir que le modèle de Drude fait intervenir les collisions électroniques afin de caractériser l'absorption d'énergie par les électrons. On définit $\tau_c = 1/\nu_{ei}$ comme le temps moyen entre deux collisions électroniques. C'est donc une caractéristique fondamentale du modèle puisqu'elle va décider de la valeur du coefficient de réflectivité. Plus ce temps est court (i.e. plus les collisions sont nombreuses), plus l'énergie absorbée est grande et donc plus la réflectivité diminue.

Dans le plasma, les collisions mises en jeu correspondent à des interactions coulombiennes entre électrons et ions. Comme cette force coulombienne est une force à longue portée qui s'affaiblit lentement avec la distance, il faut prendre en compte non seulement les collisions directes à courte distance, mais aussi les interactions à plus longue distance, qui bien que ne provoquant que de faibles déviations, sont rendues prépondérantes par leur très grand nombre. Ceci implique un traitement statistique de ces interactions, qui est présenté en annexe B.1.

Avec un modèle relativement simple, on aboutit à la formule :

$$\tau_c \propto \frac{T_e^{3/2}}{Z^2 n_i \ln \Lambda}$$

où T_e est la température électronique, Z l'ionisation moyenne des ions, n_i la densité ionique et $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien. Cette formule est souvent nommée formule de Spitzer, d'après [Spitzer, 1962]. On constate notamment que les collisions deviennent moins efficaces lorsque la température électronique augmente ou quand la densité du plasma diminue.

Tab. 1.1: Paramètres utilisés dans le modèle.

σ_6 $(cm^{12}s^5)$	β (cm^2/J)	τ_c (fs)	N_0 (cm^{-3})
$2.3\ 10^{-178}$	11	0.1	$5\ 10^{23}$

Dans le cadre de nos modélisations, l'évolution du temps de collisions sera surtout importante lorsqu'on va considérer le comportement hydrodynamique du plasma. A l'inverse, pendant la phase de transition diélectrique/plasma, très rapide, on va pouvoir négliger les variations du temps de collisions. Dans le premier modèle, on va utiliser un temps τ_c constant, avec une valeur fixée correspondant à une moyenne des temps de collisions typiques obtenus avec le modèle de Lee et More [Lee and More, 1984] pour des plasmas proches de la densité du solide à des températures entre 10 et 100 eV. Cette valeur est reportée dans le tableau 1.1, aux côtés d'autres paramètres du modèle.

Excitation électronique par l'impulsion laser

Avant l'arrivée de l'impulsion, on suppose donc l'absence d'électrons de conduction, soit $N(z, t = 0) = 0$, et on décrit l'évolution de leur densité par une équation de taux :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = W(N_0 - N) \tag{1.3}$$

où W est le taux d'excitation électronique de la bande de valence vers la bande de conduction, et N_0 est la densité d'électrons liés qui peuvent être arrachés lors de l'interaction avec le laser dans les conditions de l'expérience. La densité électronique N_0 de 5x10^{23} cm^{-3} présentée dans le tableau 1.1 correspond approximativement à celle obtenue pour une cible de quartz dont on ionise tous les électrons sauf ceux des couches $1s$ et $2s$ du Silicium et $1s$ de l'Oxygène. Cette excitation est décrite par deux phénomènes, l'absorption muti-photonique et l'avalanche électronique [Stuart et al., 1995, Stuart et al., 1996].

1. Absorption muti-photonique : lorsque l'intensité du champ électrique de l'impulsion laser est suffisante, les mécanismes d'excitation des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction mettant en jeu l'absorption simultanée de plusieurs photons deviennent possibles. La situation est schématisée sur la figure 1.13. Le taux d'ionisation correspondant W_{mp} est donné par :

$$W_{mp} = \sigma_n \left(\frac{I}{\hbar\omega} \right)^n$$

où n est le nombre minimal de photons requis pour franchir le gap entre la bande de valence et la bande de conduction et σ_n est la section efficace correspondante. Un gap d'environ 10 eV pour le quartz et une énergie de photon de 1.57 eV pour une longueur d'onde $\lambda = 790$ nm fournissent $n = 6$.

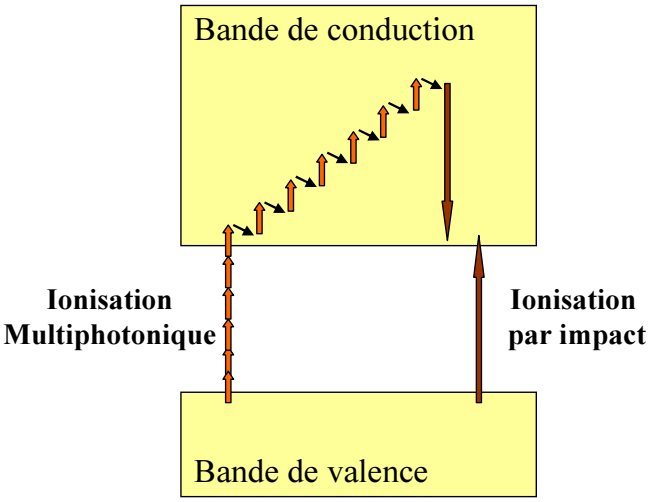


FIG. 1.13: Excitation électronique par l'impulsion femtoseconde : ionisation mutiphotonique et avalanche électronique.

2. Avalanche électronique : si des électrons sont déjà présents dans la bande de conduction, ils peuvent acquérir une énergie cinétique qui dépend de la compétition entre les gains d'énergie dus au champ laser et les pertes induites par les phénomènes de relaxation. Si un électron atteint une énergie suffisamment élevée, il peut effectuer une collision avec un électron de valence, au cours de laquelle ce dernier se retrouve injecté en bande de conduction, d'où le terme ionisation par impact (voir figure 1.13).

   Le nouvel électron peut subir le même cycle, si bien que l'avalanche électronique est la multiplication exponentielle du nombre d'électrons dans la bande de conduction par ce processus. Son efficacité dépend de l'intensité du champ qui fournit l'énergie cinétique aux électrons, et de l'efficacité de l'ionisation par impact. Le taux d'ionisation W_a est donc modélisé par :

$$W_a = \beta \frac{N}{N_0} I$$

   où la valeur du coefficient d'avalanche β présentée dans le tableau 1.1 est la même que celle déduite par les mesures de seuils de claquage optique dans la silice [Stuart et al., 1995, Stuart et al., 1996].

Calcul pratique du champ électrique

Il s'agit de résoudre numériquement le système d'équations couplées (1.2) et (1.3) pour obtenir le champ électrique. Une itération temporelle consiste à déterminer $E(z,t)$ avec l'équation d'Helmholtz, d'en déduire le taux d'ionisation W, puis $N(z,t+dt)$, puis la constante diélectrique $\varepsilon(z,t+dt)$ qui est utilisée à nouveau dans Helmholtz pour obtenir $E(z,t+dt)$. La difficulté dans ce schéma réside dans la résolution de l'équation d'Helmholtz. En raison de la forte inhomogénéité du milieu, on ne peut pas calculer directement le coefficient de réflexion complexe du champ électrique par simple utilsation de la formule de Fresnel, ce qui empêche de déterminer les conditions initiales pour l'équation d'Helmholtz à la surface de la cible ($E(z=0^+)$ et $dE/dz(z=0^+)$).

La solution consiste à résoudre l'équation d'Helmholtz en partant de l'arrière de la cible, dans une zone où l'influence du champ laser est nulle, et donc l'indice de réfraction constant, puis en remontant jusqu'à la surface de la cible. Une présentation détaillée de ce calcul est rapportée dans l'annexe C.

Résultats du modèle

- **Mise en évidence de l'inhomogénéité spatiale de l'absorption**
  La figure 1.14 illustre bien le caractère fortement inhomogène de l'excitation en montrant la densité instantanée d'électrons de conduction $N(z,t)$ à l'intérieur de la cible, pour différents instants dans le front de montée d'une impulsion d'une durée de 60 fs, pour une fluence de 50 J/cm^2. Aux temps courts, l'absorption du champ laser est faible, et on constate que la cible est excitée de façon quasi-homogène sur quelques microns. Lorsque l'intensité augmente, le taux d'excitation W et donc le taux d'absorption augmentent eux aussi. Cela implique que le champ est atténué alors qu'il pénètre la cible, ce qui mène à une excitation inhomogène. Lorsque la densité critique ($2\times\ 10^{21}$ cm^{-3}) est dépassée, cette inhomogénéité s'accentue encore puisque le champ laser ne pénètre pas plus loin que l'épaisseur de peau. Comme on peut le constater sur la figure 1.14, au maximum de l'impulsion, la densité électronique varie de deux ordres de grandeur sur une distance d'environ 200 nm, plus courte qu'une longueur d'onde du champ incident. Ceci justifie le recours à l'équation d'Helmholtz plutôt qu'à l'approximation WKB et l'équation de Fresnel pour calculer la propagation du champ et la réflectivité du plasma.
- **Réflectivité instantanée**
  Le modèle fournit les valeurs de la réflectivité instantanée calculée au maximum

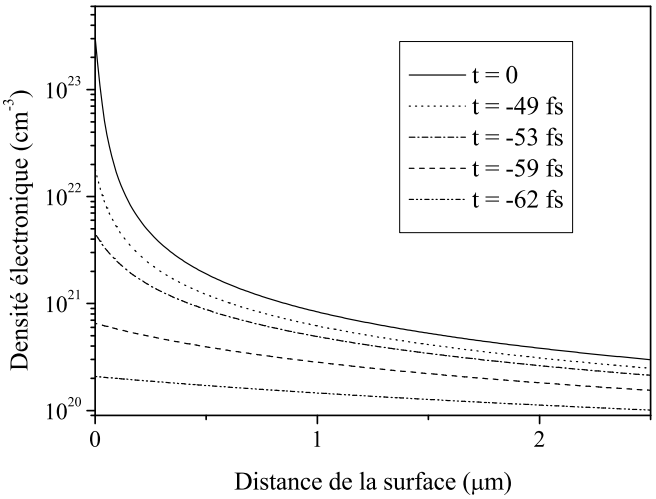


FIG. 1.14: Profil spatial de la densité électronique de conduction dans la cible le long de la normale à la cible, calculée avec le modèle simple à différents instants choisis dans le front de montée de l'impulsion. L'impulsion utilisée est d'une durée de 60 fs, pour une fluence de 50 J/cm^2. Le maximum de l'impulsion correspond à l'instant t=0.

spatial de l'impulsion. La figure 1.15 présente les résultats obtenus avec des impulsions de 60 fs, pour différentes fluences croissantes.

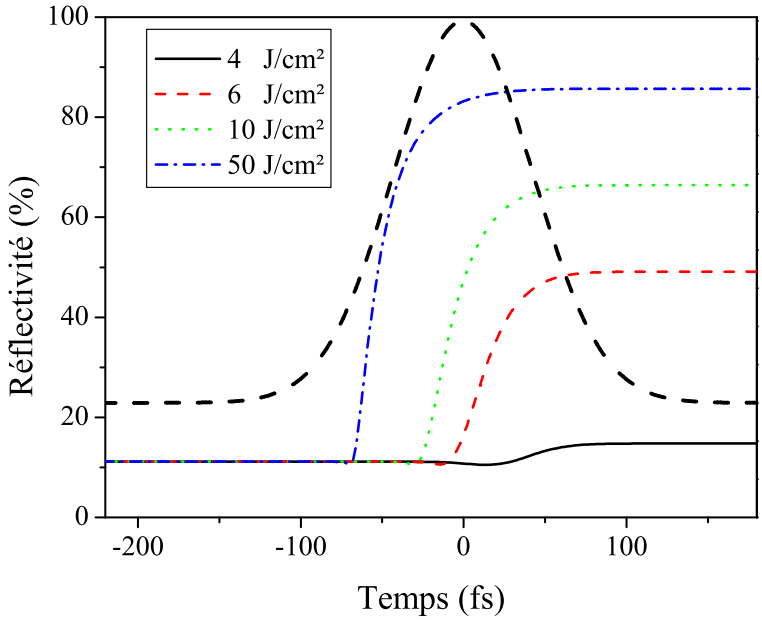


FIG. 1.15: Réflectivité instantanée pour différentes fluences. L'enveloppe de l'impulsion de 60 fs est aussi représentée.

On constate tout d'abord que le déclenchement de l'augmentation de réflectivité se déroule de plus en plus tôt dans l'impulsion à mesure que la fluence augmente, jusqu'au pied de l'impulsion pour une fluence de 50 J/cm^2.
On remarque ensuite que les augmentations sont brutales, avant d'atteindre un plateau. Ce comportement n'est pas en contradiction avec les résultats expérimentaux montrant une évolution lente de la réflectivité avec la fluence (voir par exemple figure 1.5), puisque dans ce cas il y a une intégration temporelle, qui dépend fortement de l'instant de déclenchement dans l'impulsion : plus la fluence augmente, plus la réflectivité atteinte est importante, et plus elle est atteinte tôt. La valeur maximale de réflectivité est fixée par le temps de collision, qui est constant dans ce modèle.

– **Comparaison aux résultats expérimentaux**
Ce modèle a été utilisé afin de reproduire les différentes mesures de réflectivité réalisées pendant la campagne expérimentale. On effectue une intégration temporelle des courbes présentées sur la figure 1.15 pour simuler les mesures de réflectivité crête, et on prend en compte l'effet d'intégration spatiale dû au profil spatial supposé gaussien du faisceau laser au foyer pour simuler les mesures de réflectivité totale. Les paramètres utilisés sont rapportés dans le tableau 1.1, et le seul paramètre ajustable était la section efficace d'absorption multiphotonique σ_n.

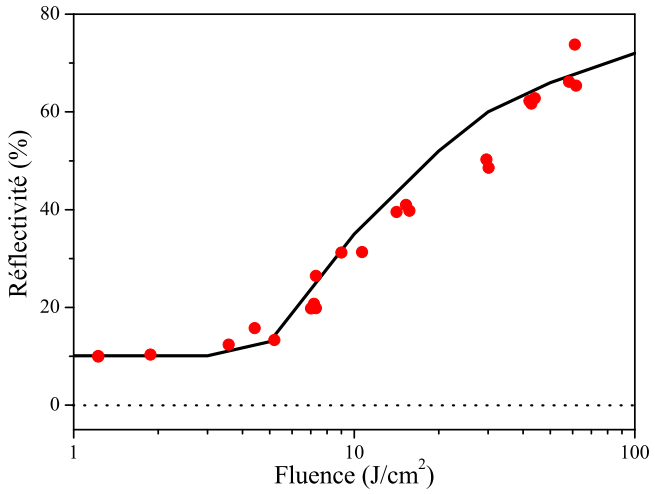


FIG. 1.16: Réflectivité crête théorique (trait plein) et mesurée (points) en fonction de la fluence, pour une impulsion de 60 fs sur une cible de quartz.

On retrouve sur la figure 1.16 la comparaison entre la prédiction théorique fournie par ce modèle pour une impulsion de 60 fs et les mesures de réflectivité crête, dans le cas d'une cible de quartz. On constate un très bon accord avec

les mesures, à la fois sur la valeur du seuil de déclenchement et les valeurs de réflectivité déduites.

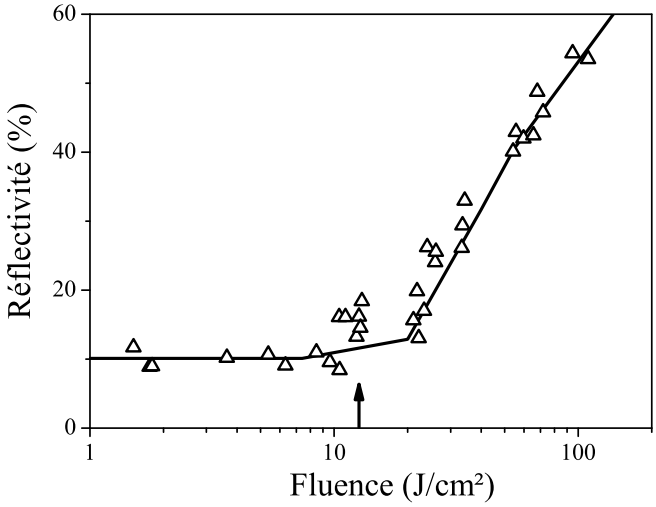


Fig. 1.17: Réflectivité totale théorique (trait plein) et mesurée (points) en fonction de la fluence, pour une impulsion de 4 ps sur une cible de quartz.

Sur la figure 1.17, on retrouve la comparaison avec le résultat du modèle pour la réflectivité totale avec une impulsion de 4 ps. Là encore, et bien qu'on ait constaté expérimentalement que le plasma est alors fortement détendu, on constate un accord plus que satisfaisant, signe que ce modèle est suffisant pour décrire l'augmentation de réflectivité dû au déclenchement du Miroir Plasma, et ce pour une large gamme de fluence et de durée d'impulsion.

– **Influence du profil spatial de l'impulsion**

On a démontré expérimentalement que le Miroir Plasma peut exercer un rôle de filtrage spatial lorsque l'éclairement du faisceau incident n'est pas uniforme (voir paragraphe 1.2.2.2).

On vient de dire que dans le cadre du modèle, si on veut reproduire les mesures de réflectivité totale, il faut aussi prendre en compte cette répartition spatiale de l'énergie. La figure 1.18 présente les profils spatiaux de réflectivité résultant de ce modèle, en considérant un profil initial gaussien sur la cible. Les calculs sont réalisés pour des impulsions de 60 fs, et des fluences croissantes de 3 à 100 J/cm^2.

On remarque que ce profil, globalement toujours gaussien à faible flux, tend vers un profil cylindrique lorsque la fluence augmente, signe que la saturation de la réflectivité observée sur la figure 1.15 notamment est atteinte sur une portion toujours plus grande de la tâche focale. On constate aussi que l'effet de moyenne spatiale explique la différence de valeur entre la réflectivité crête

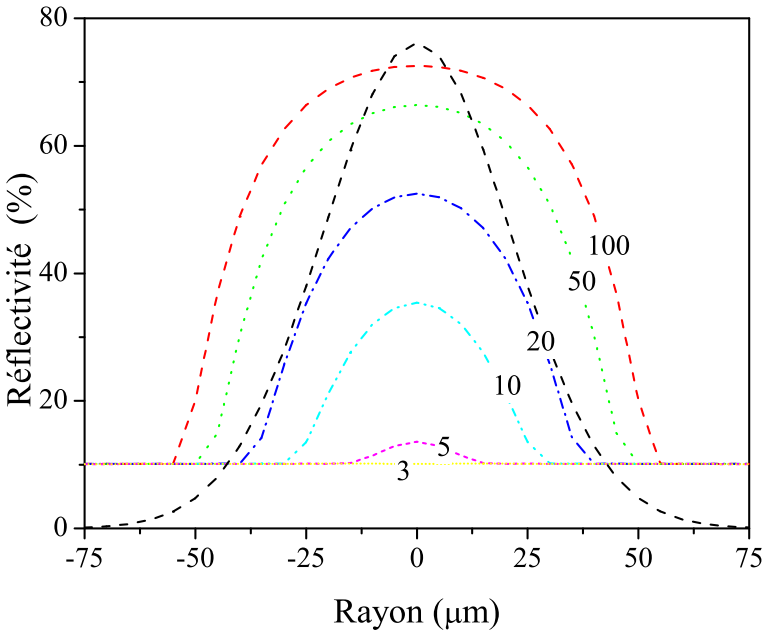


FIG. 1.18: Profils spatiaux de réflectivité intégrée temporellement pour une impulsion de 60 fs, réalisés à des fluences croissantes (les nombres en surimpression sur les courbes représentent la fluence de l'impulsion en J/cm^2). Le profil spatial de l'impulsion initiale est ajouté en pointillé.

et la réflectivité totale, dans le cas où la répartition spatiale de l'énergie est inhomogène, ce qui était le cas lors de nos expériences.

– **Discussion sur les mécanismes d'excitation électronique**

L'importance relative des mécanismes d'absorption muti-photonique et d'avalanche électronique dans les interactions laser/diélectrique est un sujet qui reste encore largement ouvert (voir [Quéré, 2001, Stuart et al., 1995, Stuart et al., 1996]). Notre modèle nous permet facilement de tester en particulier l'influence de l'avalanche électronique au moyen du coefficient β.

La figure 1.19 présente une comparaison des réflectivités instantanées calculées pour deux fluences extrêmes (4 et 100 J/cm^2), dans le cas du modèle exposé précédemment, et dans le cas où l'avalanche est supprimée ($\beta = 0$).

On constate facilement un changement de comportement, puisque pour une fluence de 4 J/cm^2, l'effet Miroir Plasma ne se déclenche pas en l'absence d'avalanche, signe d'une modification du seuil de déclenchement. En revanche, pour une fluence de 100 J/cm^2, le déclenchement a lieu au même instant, mais le phénomène est moins violent, et mène à une réflectivité finale inférieure.

Il semble donc que l'effet principal de la prise en compte de l'avalanche électronique soit de modifier le seuil de déclenchement, ce qui peut s'interpréter en

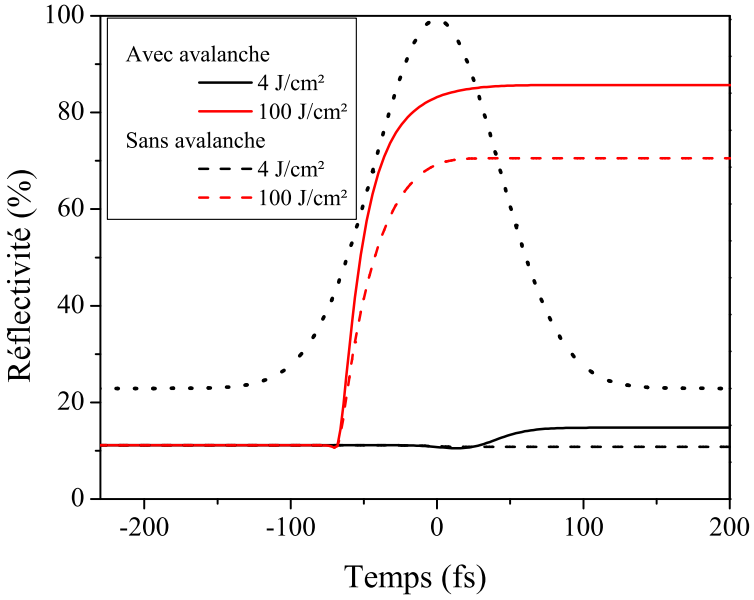


FIG. 1.19: Comparaison des réflectivités instantanées données par le modèle avec et sans l'intervention du mécanisme d'avalanche électronique, pour deux fluences typiques (4 et 100 J/cm^2. L'enveloppe de l'impulsion de 60 fs est aussi représentée.

considérant que l'avalanche électronique va rester efficace tant que l'impulsion laser est présente, alors que l'ionisation multiphotonique n'est vraiment efficace que proche du maximum de l'impulsion. Pour vérifier cette hypothèse, on a calculé les seuils de déclenchement du Miroir Plasma, avec et sans avalanche électronique. Pour une durée d'impulsion donnée, on définit le seuil comme la fluence pour laquelle la densité électronique atteint la densité critique. Cependant, pour fixer une valeur de seuil, il faut aussi se fixer un instant dans l'impulsion où la densité critique doit être atteinte. Pour exprimer cet instant, on considère le pourcentage de l'énergie accumulée au cours de l'impulsion (100% correspondant ainsi à l'impulsion entière, 50% au pic de l'impulsion).
La figure 1.20 présente donc les résultats de l'évolution du seuil en fonction de la durée d'impulsion, dans les situations avec ou sans prise en compte de l'avalanche électronique. Le seuil est mesuré à 90% de l'impulsion. Dans le cas où on ne considère que l'ionisation multiphotonique, cette valeur du seuil est inchangée par rapport à celle déterminée à 60% dans l'impulsion, ce qui est bien le signe que l'ionisation multiphotonique n'est plus efficace dans le front descendant de l'impulsion.
L'observation de l'évolution des seuils montre de plus que si on ne tient compte que du multiphoton, le seuil augmente très vite avec la durée, ce qui est en contradiction avec les mesures expérimentales. De fait, on peut retrouver le

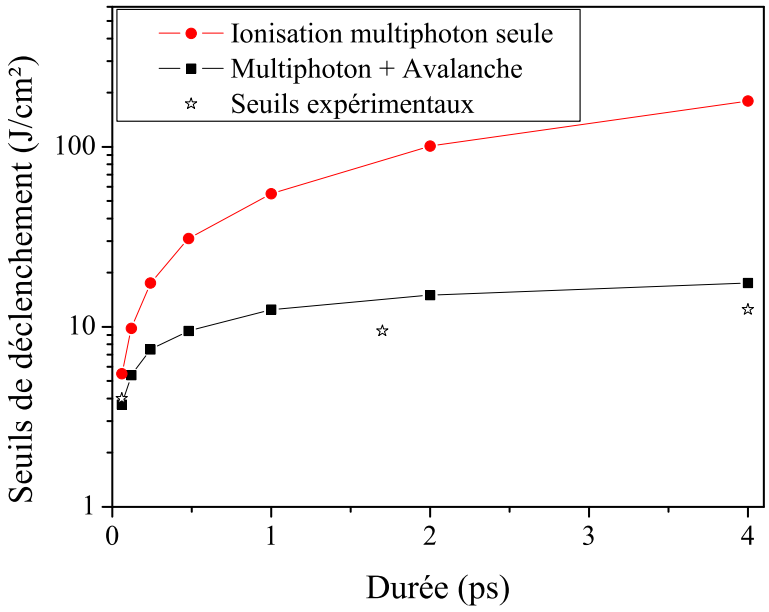


FIG. 1.20: Comparaison des seuils de déclenchement donnés par le modèle avec et sans l'intervention du mécanisme d'avalanche électronique. On a reporté les valeurs déterminées expérimentalement.

comportement du seuil assez facilement dans ce cas. En effet, la densité d'électrons excités $N_{exc} \propto I^n \times \tau = F^n/\tau^{n-1}$, où τ est la durée de l'impulsion. Dès lors, la fluence seuil F_s doit vérifier

$$F_s \propto \tau^{(n-1)/n}$$

ce qui est exactement le cas sur la figure 1.20.
En revanche, lorsque l'on fait intervenir l'avalanche, on retrouve des seuils qui augmentent faiblement avec la durée, et qui se rapprochent des valeurs déterminées expérimentalement : l'accord est excellent pour les impulsions courtes, mais le modèle tend à surestimer les seuils pour les impulsions plus longues, comme on le remarque sur la figure 1.20. Cependant, il ne s'agit sans doute que d'une limitation du modèle utilisé, qui ne prend pas en compte l'expansion du plasma qui a débuté pour des impulsions d'une durée supérieure à la picoseconde.
Pour une durée d'impulsion donnée, il aurait sans aucun doute été possible de trouver une valeur de σ_n qui permette de retrouver la bonne valeur du seuil de déclenchement si l'on ne prenait pas en compte l'avalanche électronique. Cependant, on vient de montrer que dans ce cas la prédiction des seuils pour des durées d'impulsion plus longues aurait été très loin des valeurs expérimentales.

La faible variation de la valeur des seuils de déclenchement constatée expérimentalement prouve finalement que l'avalanche électronique est primordiale pour expliquer l'augmentation de la réflectivité.
Il est important de constater que le déclenchement à 4 J/cm^2 se déroule bien après le maximum de l'impulsion en présence d'avalanche, alors que l'ionisation muti-photonique, très fortement non-linéaire, ne parvient pas seule à exciter les électrons dans la phase finale de l'impulsion. On retrouve ici finalement le comportement observé avec les impulsions à dérive de fréquence sur la figure 1.9.

1.2.3.2 Modèle hydrodynamique

Les mesures d'interférométrie spectrale réalisées avec les impulsions à dérive de fréquence linéaire ont clairement démontré que la surface du Miroir Plasma se déforme à mesure que l'impulsion s'allonge. L'expansion du plasma formé à la surface du diélectrique ne peut absolument pas être décrite dans le modèle qui vient d'être exposé. Il était donc indispensable de raccorder ce premier modèle à une simulation capable de décrire le comportement du plasma formé, ce qui nécessite l'utilisation d'un code hydrodynamique, ainsi que de prendre en compte la variation de la fréquence des collisions électrons/ions.

Le code hydrodynamique

Les codes hydrodynamiques adoptent une description lagrangienne de la matière. Celle ci est donc découpée en cellules, de masse constante au cours du temps, mais dont la taille va évoluer. En plus de la taille de la cellule, le maillage à l'intérieur évolue lui aussi.

Chaque cellule est donc déterminée par la position et la vitesse de ses interfaces, et par son épaisseur. A l'intérieur de ces cellules, on définit des valeurs moyennes d'ionisation Z et de densités électroniques et ioniques. On définit de plus pour chaque espèce (ions et électrons) la température, la pression partielle et l'énergie interne. A chaque pas de temps, il s'agit de recalculer toutes ces grandeurs caractéristiques pour chaque cellule.

Pour cela, on utilise les équations fluides, qui décrivent les variations des variables macroscopiques du plasma : les densités électronique n_e et ionique n_i, les vitesses fluides électronique $\mathbf{v_e}$ et ionique $\mathbf{v_i}$ (qui sont égales dans le cadre d'un plasma unidimensionnel supposé localement neutre électriquement $\mathbf{v_e} = \mathbf{v_i} = \mathbf{v}$), et les

températures T_e et T_i. La neutralité électrique relie $n_e = Zn_i$, si bien qu'il reste quatre variables à déterminer.

Ces variables sont liées par des relations de conservation : équation de conservation du nombre de particules,

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}) = 0$$

de l'impulsion,

$$n_i m_i \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = -\nabla(P_e + P_i)$$

où P_e et P_i sont les pressions partielles électronique et ionique, et enfin de l'énergie interne de chaque espèce,

$$\frac{3}{2} n_e k_B \frac{\mathrm{d}T_e}{\mathrm{d}t} = -P_e \nabla \cdot \mathbf{v} - w_{ei} + w_l$$
$$\frac{3}{2} n_i k_B \frac{\mathrm{d}T_i}{\mathrm{d}t} = -P_i \nabla \cdot \mathbf{v} + w_{ei}$$

avec $w_{ei} = \frac{3}{2}\nu_{ei} n_e k_B (T_e - T_i)$, qui correspond aux échanges d'énergie entre ions et électrons résultants des collisions caractérisées par la fréquence ν_{ei}, et w_l le terme source pour l'énergie apportée par l'impulsion laser.

L'équation d'Helmholtz est une fois encore utilisée pour déterminer ce terme source w_l. La fréquence des collisions électrons/ions est tirée du modèle de Lee et More [Lee and More, 1984], qui tend vers le modèle de Spitzer pour les températures élevées.

Partant de quatre variables, on a écrit quatre équations, mais fait intervenir les pressions électronique et ionique. Pour pouvoir résoudre le système, il est indispensable de rajouter une relation de fermeture, appelée équation d'état, qui relie pression, température, densité et énergie interne. Dans notre cas, cette équation d'état est tirée de la bibliothèque SESAME [Los Alamos National Laboratory,].

« Accrochage »au modèle précédent

Le code hydrodynamique nécessite de connaître les caractéristiques initiales du plasma formé, et n'est donc pas adapté a priori pour décrire correctement les premières étapes de l'excitation du diélectrique, lorsque l'ionisation moyenne est faible (la cible est plus proche d'un solide que d'un plasma).

Le code a donc été modifié pour préparer la transition vers le plasma. Pour $0 < Z < 1$, on utilise une équation d'état modifiée : ici, l'énergie interne est

considérée égale à la densité d'électrons (de conduction) multipliée par l'énergie du gap. L'ionisation multi-photonique et l'avalanche sont introduites comme des termes sources dans l'équation de conservation de l'énergie (terme w_l). Le modèle de Drude est encore utilisé pour calculer la constante diélectrique. Les paramètres du code sont alors ajustés pour fournir les mêmes valeurs de seuil de déclenchement que ceux obtenus avec le précédent modèle.

La transition entre les deux modes de fonctionnement est assurée par une interpolation entre les deux équations d'état. Une série de tests numériques a démontré que les détails de l'interpolation sont d'une influence négligeable.

Résultats et discussion

– **Réflectivité instantanée**
Le graphe supérieur de la figure 1.21 représente ainsi la réflectivité instantanée au temps t obtenue avec ce modèle. Pour permettre une comparaison aisée entre des impulsions de durées très différentes, toutes les impulsions ont la même fluence, et l'échelle temporelle est transformée en la fluence cumulée au temps t.

$$F_c(t) = \int_{-\infty}^{t} I(t)\mathrm{d}t$$

Ces graphes ne font que confirmer ce que l'on vient d'établir : la fluence est le paramètre pertinent dans l'étude de l'effet Miroir Plasma. Sur le graphe inférieur sont relevées les températures électroniques correspondantes, calculées au point où la densité électronique est égale à la densité critique afin de décrire la zone où a lieu la réflexion. On voit qu'après déclenchement du Miroir Plasma, les températures atteintes sont typiquement comprises entre 10 et 100 eV.
Sur les courbes de réflectivité, on observe encore une fois une augmentation brutale lors du déclenchement de l'effet Miroir Plasma. On atteint ensuite un plateau situé à environ $\approx 65\%$, en raison d'un taux de collision élevé dans le plasma. La différence de valeur absolue entre ce modèle et le modèle précédent vient de la prise en compte de la variation du temps de collision avec T_e et N_e, qui décide de la valeur de la réflectivité atteinte.
On observe aussi que le déclenchement de l'augmentation de réflectivité se fait pour une fluence cumulée de plus en plus faible lorsque la durée d'impulsion diminue. Ce constat est tout à fait cohérent avec la discussion précédente sur l'évolution des seuils de déclenchement avec la fluence totale de l'impulsion et l'étude de l'influence relative des deux phénomènes d'excitation électronique

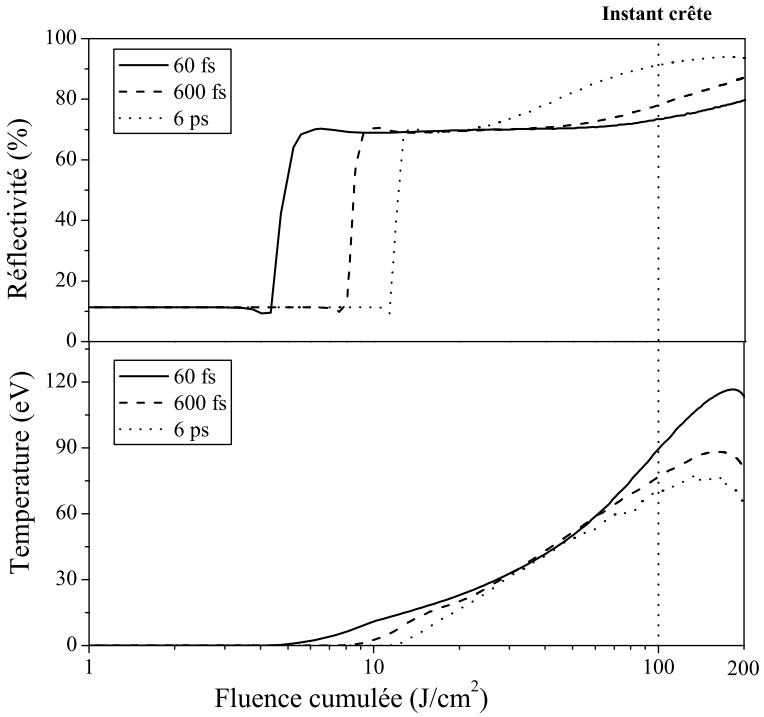


Fig. 1.21: Graphe supérieur : Réflectivité instantanée fournie par le modèle hydrodynamique, tracée en fonction de la fluence cumulée, pour plusieurs durées d'impulsion. La fluence totale de chacune des impulsions était de 200 J/cm^2, et on indique donc le maximum de l'impulsion à 100 J/cm^2. Graphe inférieur : Températures électroniques correspondantes dans le plasma, calculées à l'endroit où la densité d'électrons de conduction est égale à la densité critique, i.e. à l'endroit où l'impulsion est réfléchie.

(ionisation multiphotonique et avalanche électronique).
Enfin, dans le cadre de cette modélisation hydrodynamique, on constate une variation de la réflectivité après le déclenchement du Miroir Plasma, contrairement à la situation illustrée sur la figure 1.19. Dans le premier modèle en effet, on a fait l'hypothèse simplificatrice de considérer un taux de collisions constant. En se rappellant que dans le modèle de Spitzer on a $\nu_{ei} \propto N_e T_e^{-3/2}$, cela revient à dire qu'on considère que le plasma garde une température et une densité constante, et donc à négliger toute expansion.
Considérons donc le cas de l'impulsion de 60 fs. Après le déclenchement de l'augmentation de réflectivité, on voit que la température augmente elle aussi, mais dans un premier temps, la réflectivité ne change pas. Cela permet donc de mettre en évidence les limitations du modèle de Spitzer : pour des températures basses (< 30 eV), le taux de collisions est presque constant, ce qui apparaît dans

les modèles plus élaborés du type de celui de Lee et More [Lee and More, 1984] utilisé dans la modélisation. Ensuite, on constate une coincidence entre une augmentation plus rapide de la température avec $T_e > 30eV$ et une reprise de l'augmentation de la réflectivité. Comme on peut négliger l'expansion pour une impulsion aussi courte, l'effet ne provient que de l'effet de l'augmentation de la température qui fait baisser ν_{ei} selon la formule de Spitzer.
Un autre comportement important apparaît après le maximum de l'impulsion, puisque l'on constate que la température continue à augmenter. C'est le signe de l'absorption collisionnelle.
Dans le cas d'impulsions supérieures à la picoseconde, l'augmentation de la réflectivité est essentiellement due à l'expansion du plasma, qui fait baisser la densité électronique et par suite le taux de collisions. En effet, les températures atteintes avec les impulsions de 600 fs et 6 ps sont comparables, alors que l'augmentation de réflectivité a lieu proportionnellement beaucoup plus tôt dans l'impulsion pour l'impulsion de 6 ps. Cela ne peut s'expliquer qu'en tenant compte de l'expansion, plus importante pour l'impulsion la plus longue. On commence enfin à voir apparaître une baisse de la température vers la fin de l'impulsion, là encore signe de l'expansion, qui se continue après extinction de l'impulsion[1].

– **Expansion du plasma**
On vient de voir que l'on retrouvait l'effet de l'expansion du plasma prise en compte par ce modèle dans les données de réflectivité. Cela signifie qu'il est possible de prédire le mouvement de la surface pendant l'impulsion, et donc de les comparer aux mouvements mesurés à partir des expériences d'interférométrie spectrale avec des impulsions à dérive de fréquence linéaire.
Sur la figure 1.22, on a fait apparaître les prédictions du modèle, après ajustement du temps de collision, superposés aux résultats expérimentaux : l'accord est excellent. Le modèle est donc capable de déterminer les mouvements de la surface du Miroir Plasma, et va donc pouvoir être utilisé pour déterminer les conditions pratiques d'utilisation.

[1]Les modélisations réalisées ici ne s'intéressent pas à l'expansion qui a lieu lorsque l'impulsion laser est passée, car il s'agit avant tout de décrire le Miroir Plasma, qui réflechit l'impulsion qui le déclenche. Il est donc de peu d'intérêt pratique de connaitre les caractéristiques du milieu après l'impulsion.

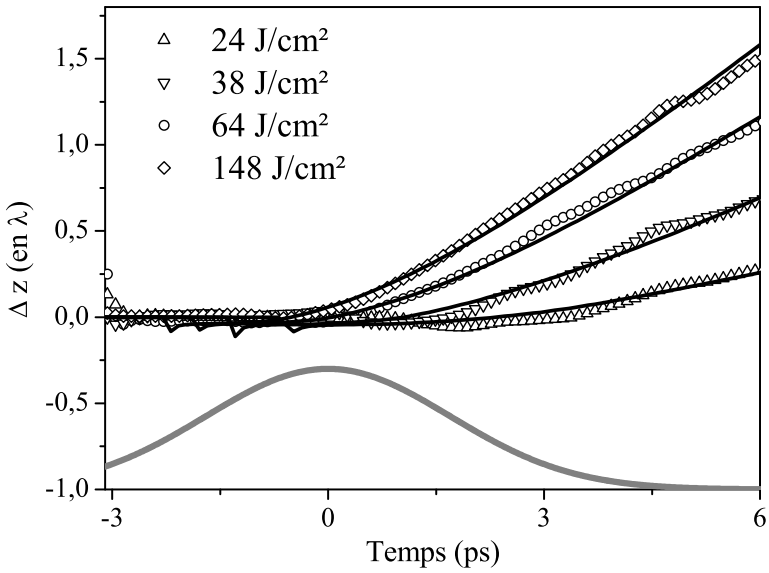


Fig. 1.22: Modélisation du déplacement de la surface du Miroir Plasma, pour des impulsions de 4 ps et quatre fluences croissantes.

1.3 Mise en place du dispositif

Expérimentalement, nous venons de montrer que dans nos conditions :

1. Le Miroir Plasma permet en un passage une amélioration du contraste de plus de deux ordres de grandeur.
2. Le Miroir Plasma est déclenché par l'impulsion principale, et non le piédestal
3. Le Miroir Plasma peut atteindre une efficacité absolue de réflectivité très importante (plus de 70%)
4. Le déclenchement de l'augmentation de réflectivité est très rapide
5. Le Miroir Plasma permet de conserver une bonne qualité optique de faisceau, i.e. un front d'onde non dégradé autorisant une bonne focalisation par la suite.

Pour étendre la technique et permettre l'adaptation sur une autre installation laser, on a réalisé des cartes de fonctionnement à partir du modèle théorique, regroupant les caractéristiques de fonctionnement du Miroir Plasma dans une large gamme de fluence et de durée d'impulsion. Ces cartes sont destinées à la visualisation rapide des conditions de fonctionnement adaptées à l'utilisation pratique du dispositif.

Elles sont présentées sur les figures 1.23 et 1.24. Pour les réaliser, le modèle théorique a été utilisé pour 10000 couples (Fluence/durée d'impulsion) couvrant la gamme [20 fs- 5 ps] et [1 J/cm^2- 500 J/cm^2].

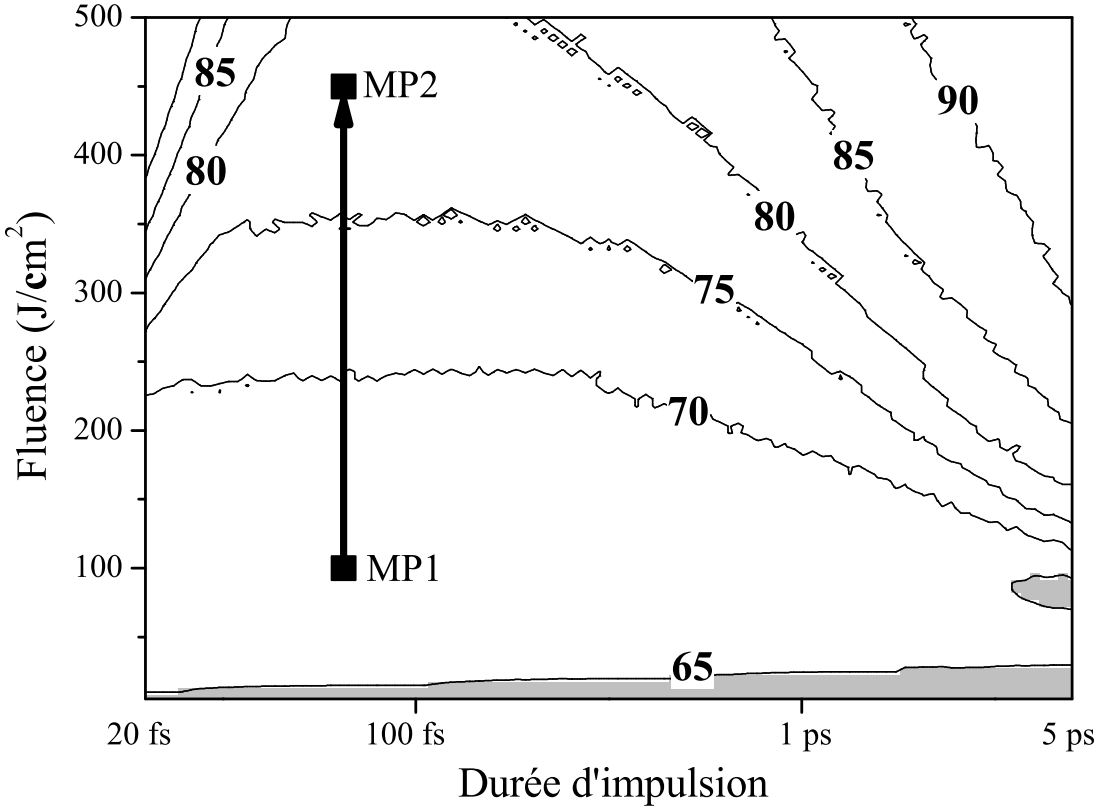


Fig. 1.23: Carte 2D représentant, pour chaque couple (fluence/durée d'impulsion), la réflectivité (en %) du Miroir Plasma calculée au maximum de l'impulsion à l'aide du modèle hydrodynamique. Les régions grisées sont celles où l'on peut considérer que le Miroir Plasma n'est pas déclenché (limité fixée pour une réflectivité <65%). Les deux points MP1 et MP2 indiquent des points de fonctionnement qui pourraient être envisagés dans le cadre d'une installation Double Miroir Plasma comme discutée en partie 1.3.1.

1. **Carte de réflectivité**

   La figure 1.23 met en évidence l'efficacité du Miroir Plasma. Elle présente, en fonction de la durée et de la fluence de l'impulsion, la réflectivité instantanée du Miroir Plasma calculée aux maxima spatial et temporel de l'impulsion. En d'autres termes, si l'on prend l'exemple de la série d'expériences réalisée sur le laser LUCA, il s'agit de la réflectivité atteinte au centre de la tache focale, à l'instant du maximum de l'impulsion.

Les valeurs indiquées ne correspondent donc pas à la réflectivité totale de l'impulsion principale que l'on attend avec les caractéristiques des impulsions données : la prise en compte de l'intégration spatiale et temporelle va dépendre des caractéristiques pratiques du faisceau utilisé et des conditions de focalisation. En revanche, elles sont tout à fait adaptées pour déterminer les conditions de déclenchement.

En effet, sur cette carte, est représentée en grisé la gamme de paramètres où le Miroir Plasma ne se déclenche pas, ou pas suffisamment tôt dans l'impulsion, rendant son utilisation inutile. On a défini arbitrairement un critère de déclenchement en éliminant les zones où la réflectivité instantanée ne dépasse pas 65% au point indiqué précédemment. La valeur choisie pour le seuil de déclenchement n'est pas très importante en soi, compte tenu du fait que la réflectivité varie très fortement avec la fluence dans cette zone.

2. **Carte de déformations**

   Il est impératif de disposer d'un faisceau réfléchi par le Miroir Plasma de bonne qualité optique. Les études ont montré d'une part que le profil spatial du faisceau restait très satisfaisant lors de l'utilisation d'impulsions courtes (60 fs), mais aussi que le plasma formé se détend, et peut donc modifier la surface réfléchissante, ce qui devient un problème pour les impulsions plus longues.

   L'expansion a été étudiée pour des impulsions longues (4 ps), mais la modélisation théorique nous permet d'évaluer ses conséquences pour une large gamme de paramètres. La figure 1.24 présente ainsi la déformation de la surface $\Delta z(t)$ calculée à partir du déphasage temporel $\Delta\phi(t)$ donné par le modèle selon :

$$\frac{\Delta z(t)}{\lambda} = \frac{\Delta\phi(t)}{4\pi\cos(\pi/4)}$$

   Le déphasage est calculé à la fin de l'impulsion[2], afin de s'assurer d'une bonne qualité de surface pendant toute la durée de l'impulsion.

Munis de ces cartes, il est désormais possible d'examiner le fonctionnement d'un Miroir Plasma dans de nombreuses conditions.

On va dégager une large zone de fonctionnement que l'on qualifiera de « robuste » : pour des impulsions d'une durée inférieure à $\approx$ 600 fs et dans une gamme de fluence allant du seuil de déclenchement jusqu'à environ $\approx 300 - 500$

[2]En pratique, on a calculé le déphasage à l'instant correspondant à 1.5 fois la largeur totale à mi-hauteur après le maximum de l'impulsion.

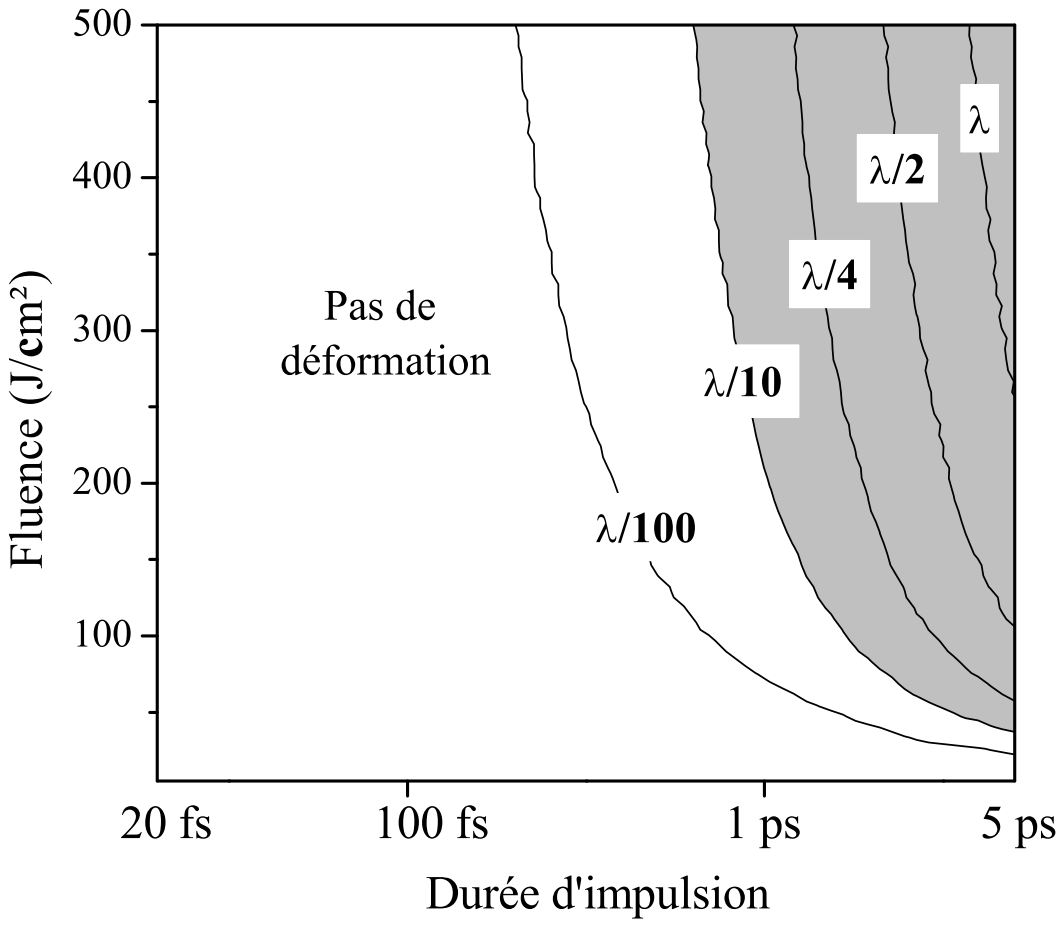


Fig. 1.24: Carte 2D représentant, pour chaque couple (fluence/durée d'impulsion), la déformation de la surface à la fin de l'impulsion, calculée avec le modèle hydrodynamique. On a grisé la zone où la déformation dépasse $\lambda/10$, source de distorsions significatives du faisceau.

J/cm^2 (dépendant de la durée d'impulsion), on retrouve un comportement remarquablement constant. La réflectivité n'évolue en effet que très peu autour de la valeur de $\approx 70\%$. Ce comportement est dû au fait que dans toute cette zone, le plasma formé, fortement surdense, est caractérisé par un taux de collisions qui varie peu avec la température électronique dans la gamme de températures atteinte pour cette zone ($T_e \approx$ 10-100 eV) [Lee and More, 1984]. De plus, on constate sur la carte 1.24 que dans cette zone la déformation de la surface ne dépasse pas $\lambda/10$, permettant de limiter l'influence sur le profil du faisceau. On peut donc considérer que les impulsions sont suffisamment courtes pour que l'on puisse négliger l'expansion du plasma. Ainsi, on dispose de toute une gamme de paramètres pour lesquels le comportement sera très robuste par rapport aux fluc-

tuations d'énergie tir à tir et aux petites inhomogénéités spatiales de la fluence, tout en conservant un faisceau de bonne qualité optique.

Pour les impulsions les plus courtes (durées inférieures à 100 fs), on voit qu'on peut toujours négliger l'expansion du plasma, même pour de fortes fluences, où la réflectivité est meilleure (au delà de 85 %). On retrouve là l'effet observé sur la figure 1.21, puisque c'est l'augmentation de la température électronique atteinte qui explique cette augmentation de réflectivité.

En revanche, la situation est très différente pour les impulsions d'une durée supérieure à la picoseconde. L'expansion du plasma ne peut plus être négligée, et on observe deux conséquences principales : la réflectivité augmente plus rapidement avec la fluence, ce qui fait que la zone de fonctionnement « robuste »disparaît, et les déformations peuvent dépasser $\lambda/4$, ce qui promet une distorsion significative du faisceau. Le Miroir Plasma n'est donc adapté qu'aux impulsions sub-picosecondes.

1.3.1 Discussion sur la mise en place d'un Système Miroir Plasma

Le Miroir Plasma, parce qu'il intervient en bout de chaîne laser, est particulièrement adapté à un montage sur une chaîne laser existante. On peut donc considérer que l'on dispose au départ d'une chaîne laser femtoseconde, ultra-intense, dont on cherche à améliorer le contraste.

La carte de réflectivité va indiquer facilement quel est le seuil minimal de fluence pour déclencher le Miroir Plasma. D'autre part, on a tout intérêt à focaliser au maximum pour à la fois augmenter la réflectivité maximale et avancer l'instant de déclenchement dans le pied de l'impulsion principale, et donc limiter la perte d'énergie dans l'impulsion. Pourtant, un compromis doit être trouvé, afin d'éviter que le déclenchement de l'augmentation de réflectivité ne soit provoquée par le piédestal, annulant l'amélioration de contraste.

Cette fluence de travail, qui dépend du contraste initial du laser, est a priori difficile à déterminer, puisqu'il faudrait pouvoir idéalement effectuer une mesure du contraste avec un appareil de type autocorrélateur du 3^e ordre sur le faisceau issu du Miroir Plasma en faisant varier la focalisation du laser. Un compromis efficace consiste à travailler au minimum de fluence qui assure un déclenchement sur toute la surface du faisceau, tout en rentrant dans la zone de fonctionne-

ment robuste. En effet, puisqu'il faudrait augmenter fortement la fluence pour gagner sensiblement en réflectivité, le risque serait grand de provoquer un effet du piédestal.

Le problème suivant consiste à savoir comment atteindre cette fluence sur le Miroir Plasma. Les lasers considérés ici fournissent typiquement des impulsions de l'ordre du Joule. Pour atteindre une fluence de l'ordre de 50 à 100 J/cm^2, ce qui correspond aux conditions qui viennent d'être évoquées, il faut focaliser les impulsions sur des surfaces d'environ 1 mm de diamètre. Il existe alors deux solutions :

1. On se place au foyer d'une optique de très grande focale.
   Afin d'optimiser l'extraction de l'énergie dans les cristaux des différents étages d'amplification, le profil spatial du faisceau est généralement quasi-cylindrique ou « top-hat ». Dans ce cas, on retrouve les conditions de l'expérience sur LUCA (c.f. Fig. 1.8), où la tache focale présente des anneaux beaucoup moins intenses. Un filtrage spatial peut donc avoir lieu.
2. On se place hors du foyer d'une optique de focale courte.
   On ajuste donc la fluence en faisant varier la distance entre la cible et le foyer. Cette solution est simple, mais demande de faire attention à la qualité optique du faisceau en dehors du foyer. En effet, cela revient à se placer en champ proche au niveau du Miroir Plasma. Cependant, le profil spatial du faisceau est proche du profil non-focalisé, et donc souvent quasiment homogène spatialement dans le type d'installations laser considérées. Dans ces conditions, l'effet de filtrage spatial est limité.

Il est a priori tout à fait possible d'associer plusieurs Miroirs Plasmas à la suite. L'intérêt évident est de pouvoir améliorer encore plus le contraste. Ainsi, en associant deux Miroirs Plasmas, on peut espérer au minimum une amélioration du contraste temporel d'un facteur 10^4. La contrepartie étant bien sûr que les pertes en énergie sont plus importantes. Une solution pour limiter ces pertes consiste à remarquer que dans ce cas, les deux Miroirs Plasmas ne sont pas équivalents, en ce sens que l'impulsion incidente ne possède pas les mêmes caractéristiques, à commencer par le contraste temporel.

Ainsi, sur le deuxième Miroir Plasma, on peut envisager de focaliser jusqu'à 100 fois plus fort que sur le premier sans risquer de déclencher sur le piédestal. On quitte alors la zone de fonctionnement robuste pour rechercher sur ce deuxième Miroir une efficacité maximale. Ce genre de situation est représenté tentativement sur la figure 1.23, où les deux points MP1 et MP2 présentent des fonctionnements

envisageables pour un système capable de fournir une amélioration de contraste de 10^4 avec une efficacité entre 50 et 60% .

Enfin, la dernière alternative pratique de mise en oeuvre d'un dispositif Miroir Plasma consiste à choisir entre ce que l'on appellera le montage compact, et le montage avec réimagerie.

1. Dans le montage compact, un ou plusieurs Miroirs Plasmas sont insérés entre la dernière optique de focalisation et la cible de l'expérience. Cette optique de focalisation étant généralement de courte longueur focale, ce type de montage présente l'avantage de limiter le nombre de nouvelles optiques, mais est très peu flexible et peut représenter de grands défis pour l'implémentation, surtout quand on prend en compte les mouvements nécessaires pour rafraîchir les cibles du ou des Miroir(s) Plasma(s). Dans ce cas, le faisceau sur le Miroir Plasma est en champ proche, voire en champ intermédiaire. Le dessin sur la figure 1.25 présente un tel montage compact avec un Miroir Plasma.

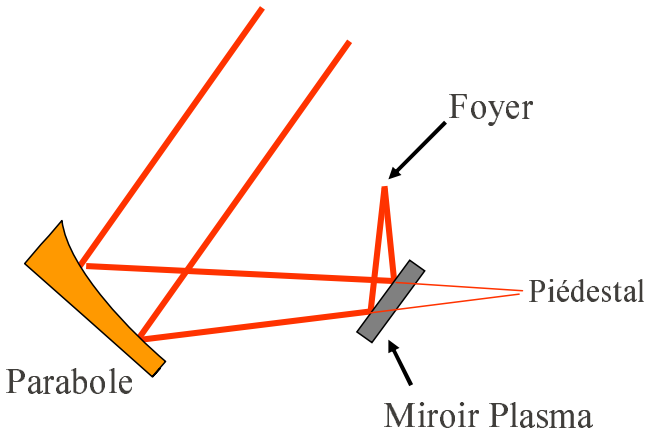


FIG. 1.25: Montage compact Miroir Plasma

2. Dans le montage avec réimagerie, le dispositif Miroir Plasma est séparé physiquement de l'endroit final de focalisation. La figure 1.26 présente schématiquement un montage à deux Miroirs Plasmas avec réimagerie.

   L'idée est donc de focaliser le faisceau sur un ou plusieurs Miroirs Plasmas, puis de recollecter le faisceau dont le contraste temporel vient d'être amélioré au moyen d'une nouvelle optique pour réinjecter le faisceau dans l'enceinte expérimentale. Au niveau de l'expérience utilisant les impulsions à fort contraste, les contraintes du montage compact sont levées. En contre-

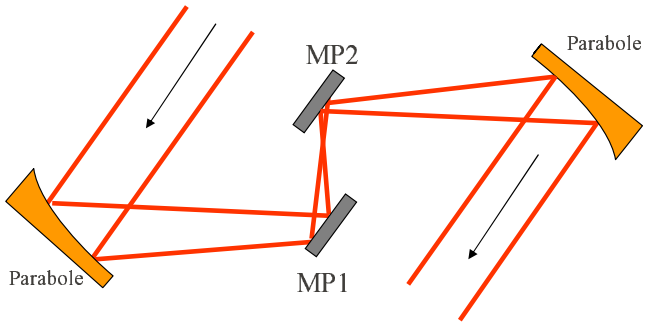


Fig. 1.26: Montage Double Miroir Plasma avec réimagerie.

partie, cela nécessite l'ajout d'un grand nombre d'optiques. Ce type de montage est idéal en revanche pour implémenter un Double Miroir Plasma, dont on peut ajuster les modes de fonctionnement comme discuté plus haut.

1.3.2 Installation sur UHI 10

Notre première implémentation d'un Miroir Plasma sur une installation laser dans le but d'utiliser les impulsions à fort contraste temporel a eu lieu sur le laser UHI 10, une autre installation du SLIC, à l'instar de LUCA.

1.3.2.1 Le laser UHI 10

Il s'agit d'une chaîne laser à base Ti :Saphir qui fonctionne suivant la technique d'amplification à dérive de fréquence. Le processus de génération d'une impulsion est représenté sur la figure 1.27.

Initialement, un oscillateur délivre des impulsions très courtes (30 fs), de faible énergie (3 nJ), s'étalant sur une large bande spectrale (30 nm). Ces impulsions sont alors étirées temporellement jusqu'à 300 ps lors du passage dans un étireur optique n'utilisant que des optiques en réflexion dans une configuration dite d'Offner [Cheriaux et al., 1996]. Ceci permet de s'affranchir des aberrations chromatiques et de la coma sur l'axe. Cet allongement de la durée d'impulsion permet le processus d'amplification de l'énergie sans risque d'endommagement optique des cristaux.

L'amplification a ensuite lieu dans quatre étages successifs :

– L'amplificateur régénératif : c'est une cavité laser dans laquelle les impulsions

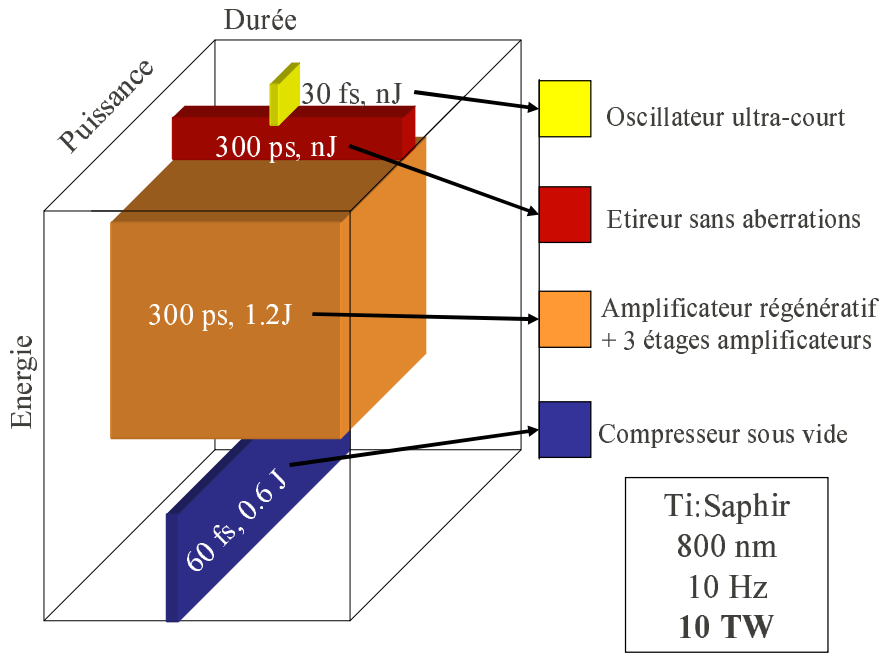


FIG. 1.27: Schéma synthétique UHI 10

oscillent et s'amplifient jusqu'à 3 mJ, ce qui représente donc un gain supérieur à 10^6 en énergie. Une impulsion est alors extraite au moyen du déclenchement d'une cellule de Pockels (obturateur électro-optique), ce qui permet de contrôler la durée de l'ASE présente avant l'impulsion principale (2 ns en pratique).

– Trois amplificateurs multipassages qui portent au final l'énergie de l'impulsion à 1.2 J, pour une durée toujours de 300 ps.

L'impulsion est finalement recomprimée temporellement. En raison des fortes intensités atteintes, ce processus est réalisé sous vide, afin d'éviter des effets non-linéaires lors de la propagation dans l'air et pour protéger les optiques du compresseur (réseaux). La transmission du système est de 50 %, si bien qu'au final, le laser fournit des impulsions de 60 fs contenant 600 mJ. L'ensemble de l'installation peut fonctionner à un taux de répétition de 10 Hz.

1.3.2.2 Configuration retenue

Initialement, le contraste temporel des impulsions a été mesuré au moyen d'un autocorrélateur du 3^e ordre commercial, le SEQUOIA (voir annexe). La courbe de mesure est représentée sur la figure 1.29. On relève une valeur autour de $2\text{x}10^{-6}$ pour le contraste nanoseconde. Compte tenu des intensités atteintes en focali-

sant les impulsions ($I > 10^{18}$ W/cm^2), UHI 10 correspond bien aux installations pouvant profiter d'une amélioration du contraste.

Cette premiere utilisation a consisté en un montage compact du type représenté sur la figure 1.25. Le faisceau, de diamètre 50 mm, possède un profil quasi « flat-top », et est focalisé au moyen d'une parabole hors-axe de 500 mm de focale. Le Miroir Plasma est réalisé au moyen d'une lame de verre traitée anti-reflet. Comme expliqué dans le paragraphe 1.3.1, nous avons opté pour l'option conservatrice consistant à placer le Miroir Plasma dans une position telle que la fluence incidente soit de 60 J/cm^2. D'après la figure 1.23, cela correspond largement à la zone de déclenchement du Miroir Plasma, et permet d'atteindre une réflectivité de 65 à 70 % .

En pratique, cela correspond à placer le Miroir Plasma à une distance de 12 mm du foyer. Compte tenu de l'encombrement de la deuxième cible utilisée dans les expériences et des mouvements rendus nécessaires pour quitter la zone de dommage optique, le nombre de tirs sur un même Miroir Plasma est très limité.

Enfin, à cette distance du foyer, on peut considérer que le faisceau est encore « flat-top ». En conséquence, l'effet de filtrage spatial doit être très limité, et le déclenchement du Miroir Plasma quasi uniforme. Une réflectivité globale proche de 70 % est donc attendue pour l'impulsion « nettoyée ».

1.3.2.3 Tests de fonctionnement

Il a été possible de réaliser quelques séries de tirs avec le Miroir Plasma seul, afin d'étudier plus directement le faisceau émergent. Un dispositif de reprise d'image a été installé. Après deux lames à faces prismatiques utilisées en réflexion pour l'atténuation, un doublet optique image le faisceau sur une caméra CCD équipée d'un objectif de microscope.

La figure 1.28 représente une carte 2D de l'intensité de la tache focale, calculée en faisant l'hypothèse d'une réflectivité de 70% pour le Miroir Plasma. Le diamètre à mi hauteur est de 30 μm, ce qui correspondait aux valeurs obtenues sur UHI 10 en l'absence de Miroir Plasma au moment des expériences. Cela confirme que le Miroir Plasma ne dégrade pas la qualité du faisceau lorsqu'il est utilisé avec des impulsions courtes.

Nous avons ensuite réalisé la première mesure directe de l'amélioration du contraste temporel sur une installation laser multi-terawatt en utilisant un SEQUOIA. Les

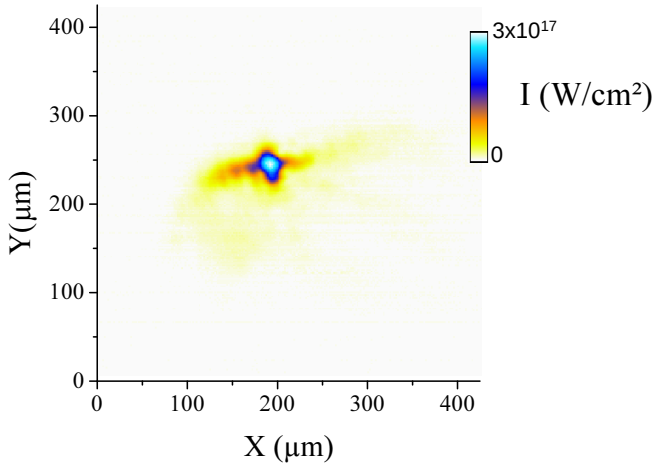


FIG. 1.28: Tâche focale du laser UHI 10 mesurée après réflexion sur le Miroir Plasma, et présentée sous la forme d'une carte d'intensité 2D, qui prend en compte l'énergie contenue dans l'impulsion en supposant une réflectivité de 70%.

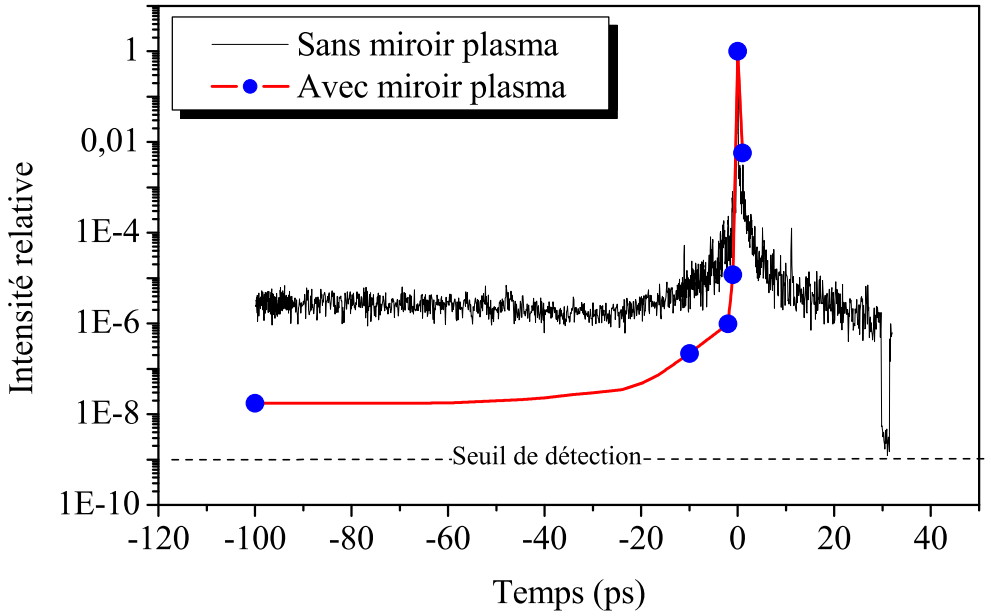


FIG. 1.29: Comparaison entre la mesure du contraste réalisée avec l'autocorrélateur du 3^e ordre SEQUOIA avec (points) et sans (courbe pleine) Miroir Plasma.

mesures étaient nécessairement monocoup, et fortement limitées en nombre. La trace d'autocorrélation du 3^e ordre, présentée sur la figure 1.29 ne comporte donc

que quelques points résultant du signal moyenné sur 2 ou 3 tirs, mais permet cependant de conclure sur une amélioration du contraste d'un facteur 150, soit plus de deux ordres de grandeur, par rapport à la situation sans Miroir Plasma. Cette augmentation est tout à fait cohérente avec les performances du traitement anti-reflet exposées précédemment.

Cette mesure souligne aussi un des points particuliers du dispositif Miroir Plasma : le piédestal n'est réduit que sur le front avant de l'impulsion, ce qui la rend asymétrique, caractéristique que seule peut révéler la mesure directe avec l'autocorrélateur du 3^e ordre.

En conclusion, on peut désormais donner les caractéristiques *a priori* des impulsions femtosecondes ultra-intenses à fort contraste obtenues sur l'installation UHI 10 équipé du dispositif Miroir Plasma :

- Impulsions de 60 fs (non mesurée après Miroir Plasma)
- Contraste temporel nanoseconde : 10^8
- Energie contenue dans l'impulsion à la sortie du Miroir Plasma : $\approx$ 400 mJ
- Intensité estimée atteinte avec une parabole de 500 mm de focale : $3x10^{17}$ W/cm^2 (avec l'hypothèse d'une réflectivité de 70 %)

Bibliographie

[Backus et al., 1993] Backus, S. et al. (1993). Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target. *Optics Letters*, 18 (2) :134.

[Benuzzi-Mounaix et al., 1999] Benuzzi-Mounaix, A., Koenig, M., Boudenne, J. M., Hall, T. A., Batani, D., Scianitti, F., Masini, A., and Santo, D. D. (1999). Chirped pulse reflectivity and frequency domain interferometry in laser driven shock experiments. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 60(3) :R2488–R2491.

[Cheriaux et al., 1996] Cheriaux, G., Rousseau, P., Salin, F., Chambaret, J. P., Walker, B., and Dimauro, L. F. (1996). Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Optics Letters*, 21 (6) :414–416.

[Dromey et al., 2004] Dromey, B., Kar, S., Zepf, M., and Foster, P. (2004). The plasma mirror—a subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments*, 75(3) :645–649.

[Freidberg et al., 1972] Freidberg, J. P., Mitchell, R. W., Morse, R. L., and Rudsinski, L. I. (1972). Resonant absorption of laser light by plasma targets. *Physical Review Letters*, 28(13) :795–799.

[Geindre et al., 2001] Geindre, J.-P., Audebert, P., Rebibo, S., and Gauthier, J.-C. (2001). Single-shot spectral interferometry with chirped pulses. *Optics Letters*, 26 (20) :1612.

[Gold, 1994] Gold, D. (1994). Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter. *Optics Letters*, 19 (23) :2006.

[Hecht, 1987] Hecht, E. (1987). *Optics*. Addison-Wesley.

[Kapteyn et al., 1991] Kapteyn, H., Murnane, M., Skoze, A., and Falcone, R. (1991). Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters*, 16 (7) :490.

[Lee and More, 1984] Lee, Y. T. and More, R. M. (1984). An electron conductivity model for dense plasmas. *Physics of Fluids*, 27(5) :1273–1286.

[Los Alamos National Laboratory,] Los Alamos National Laboratory. *Rep LA-UR-92-3407 State equation database (SESAME)*.

[Perry et al., 1999a] Perry, M. D., Pennington, D., Stuart, B. C., Tietbohl, G., Britten, J. A., Brown, C., Herman, S., Golick, B., Kartz, M., Miller, J., Powell, H. T., Vergino, M., and Yanovsky, V. (1999a). Petawatt laser pulses. *Optics Letters*, 24 (3) :160.

[Perry et al., 1999b] Perry, M. D., Stuart, B. C., Banks, P. S., Feit, M. D., Yanovsky, V., and Rubenchik, A. M. (1999b). Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials. *Journal of Applied Physics*, 85(9) :6803–6810.

[Quéré, 2001] Quéré, F. (2001). *Etude des mécanismes d'excitation électronique associés au claquage des diélectriques induit par un champ laser intense.* PhD thesis, Université Paris VI.

[Quéré et al., 2001] Quéré, F. et al. (2001). Time-resolved study of laser-induced breakdown in dielectrics. *Europhysics Letters*, 56 (1) :138.

[Spitzer, 1962] Spitzer, L. (1962). *Physics of fully ionized gases, 2nd ed.* Interscience, New-York.

[Stuart et al., 1996] Stuart, B. C., Feit, M. D., Herman, S., Rubenchik, A. M., Shore, B. W., and Perry, M. D. (1996). Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical Review B (Condensed Matter)*, 53(4) :1749–1761.

[Stuart et al., 1995] Stuart, B. C., Feit, M. D., Rubenchik, A. M., Shore, B. W., and Perry, M. D. (1995). Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Physical Review Letters*, 74(12) :2248–2251.

[Takeda et al., 1982] Takeda, M., Ina, H., and Kobayashi, S. (1982). Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72(1) :156–160.

[Vu et al., 1994] Vu, B.-T. V., Szoke, A., and Landen, O. L. (1994). Time-resolved probing of electron thermal transport in plasma produced by femtosecond laser pulses. *Physical Review Letters*, 72(24) :3823–3826.

[Ziener et al., 2003] Ziener, C., Foster, P. S., Divall, E. J., Hooker, C. J., Hutchinson, M. H. R., Langley, A. J., and Neely, D. (2003). Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence. *Journal of Applied Physics*, 93(1) :768–770.

Chapitre 2

Diagnostics de plasmas denses

Ce chapitre présente une technique de diagnostic de plasmas denses au moyen d'un faisceau sonde de courte longueur d'onde obtenu par génération d'harmoniques d'ordre élevé dans un gaz. Le plasma dense est réalisé par interaction d'une impulsion femtoseconde intense avec une cible mince. Nous montrons que l'utilisation d'un Miroir Plasma permet de créer le plasma uniquement avec l'impulsion principale femtoseconde. Couplé à une modélisation de l'expansion du plasma formé, la mesure de l'évolution de la transmission du faisceau sonde harmonique permet de remonter aux caractéristiques principales du plasma : température et densité électronique.

2.1 Motivations

Plasmas denses

Un plasma est caractérisé notamment par sa densité et sa température électronique. Dans le domaine des plasmas créés par laser, on parle de plasma dense lorsque la densité électronique atteint des valeurs proches de la densité du solide. Typiquement, cela correspond à des valeurs de densités de l'ordre de 10^{22} à 10^{25} cm^{-3}.

Un grand intérêt s'est développé pour ce type de plasmas car ils interviennent dans les expériences et les différents schémas envisagés pour l'étude de la fusion par confinement inertiel (FCI). Très succinctement, le but ultime de ces schémas est de réussir à produire l'ignition d'un mélange de deutérium et de tritium, à savoir provoquer des réactions de fusion nucléaire à gain. Cette ignition se produit grâce

à la compression résultant de l'implosion de la cible suite à l'irradiation reçue du laser.

Il est donc du plus grand intérêt de mettre au point des diagnostics efficaces pour les caractériser et pour mieux en comprendre la physique.

Feuilles minces

Un autre type d'expérience où l'on rencontre des plasmas denses créés par laser consiste à focaliser des impulsions ultra-courtes (régime sub-picoseconde) et intenses (intensité $\geq 10^{17}\mathrm{W/cm^2}$) sur des cibles solides minces, dont l'épaisseur va de quelques dizaines de nanomètres à quelques microns. Ces situations entraînent notamment la production efficace de faisceaux collimatés de particules secondaires énergétiques, comme les ions [Pukhov, 2001, Zhidkov et al., 2000] et les protons [Maksimchuk et al., 2000]. Ces faisceaux sont de très bons candidats pour un grand nombre d'applications, comme le sondage des champs électromagnétiques dans les plasmas [Borghesi et al., 2002], des schémas d'allumage rapide basés sur des ions énergétiques [Roth et al., 2001], la production d'isotopes pour la médecine nucléaire [Fritzler et al., 2003], où encore la proton-thérapie [Malka et al., 2004].

Suite à ces nombreuses observations expérimentales, des efforts théoriques très importants ont été réalisés pour déterminer le ou les mécanismes de production de ces ions énergétiques (voir [Mora, 2003] et les références de cet article) . Désormais, un consensus semble s'établir pour considérer deux phénomènes distincts intervenant lors de l'interaction d'une cible mince avec une impulsion laser ultra-courte et ultra-intense.

– Accélération en face avant : l'interaction avec l'impulsion tend à pousser les électrons à l'intérieur de la cible sous l'effet de la force pondéromotrice, créant à la surface une séparation de charges. Le champ électrostatique résultant accélère la surface de la cible, créant alors une onde ionique qui va se propager dans la cible.
– Accélération en face arrière : des électrons énergétiques produits par le laser traversent la cible pour arriver en face arrière, où se produit une accumulation de charge sur une fine couche. Il en résulte ici aussi un fort champ électrostatique qui va ioniser les atomes situés sur la face arrière et les accélérer dans la direction normale à la surface.

Dans le cadre de ces modèles, des études cherchent à mettre en évidence l'influence de l'épaisseur de la cible. En particulier, il existe une valeur optimale de l'épaisseur qui maximise l'énergie des protons produits. La figure 2.1 est extraite de l'article

[d'Humieres et al., 2005], et présente l'évolution de l'énergie maximale des protons en fonction de l'épaisseur de la cible, dans le cas du mécanisme d'accélération en face arrière. Ces simulations ont été réalisées pour une intensité $I = 10^{20}\mathrm{W/cm^2}$. Compte tenu de la faible épaisseur des cibles considérées, le problème du contraste temporel sera primordial pour pouvoir réaliser de telles expériences en raison de l'expansion du pré-plasma éventuellement créé.

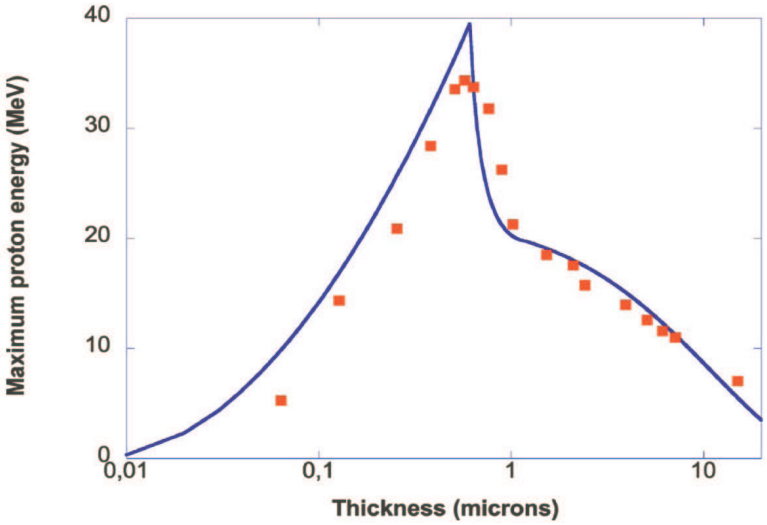


FIG. 2.1: Modélisation de l'évolution de l'énergie des protons générés en face arrière en fonction de l'épaisseur de la feuille mince, pour une impulsion d'intensité I = 10^{20} W/cm^2, et une durée de 36 ps. Les points représentent des valeurs issues d'un code particulaire à deux dimensions, le trait plein correspond à un modèle calculant l'énergie maximale des protons. [d'Humieres et al., 2005] ©2005 American Institute of Physics

L'influence du piédestal a du reste déjà été mise en évidence par [Kaluza et al., 2004]. L'utilisation d'une cellule de Pockels rapide (voir annexe) leur permettait de contrôler la durée du piédestal précédent l'impulsion principale jusqu'à une durée minimale de 500 ps. La figure 2.2 présente l'énergie maximale des protons détectés en fonction de l'épaisseur de la cible, pour trois durées différentes du piédestal. Là encore, on remarque qu'il existe un optimum d'épaisseur, qui diffère pour chaque durée du piédestal. Cela suggère cependant que l'utilisation d'une impulsion dans laquelle l'ASE est totalement supprimée, couplée avec une pré-impulsion indépendante bien contrôlée doit pouvoir conduire à la fois à une compréhension encore meilleure de l'effet du préplasma et à sa maîtrise.

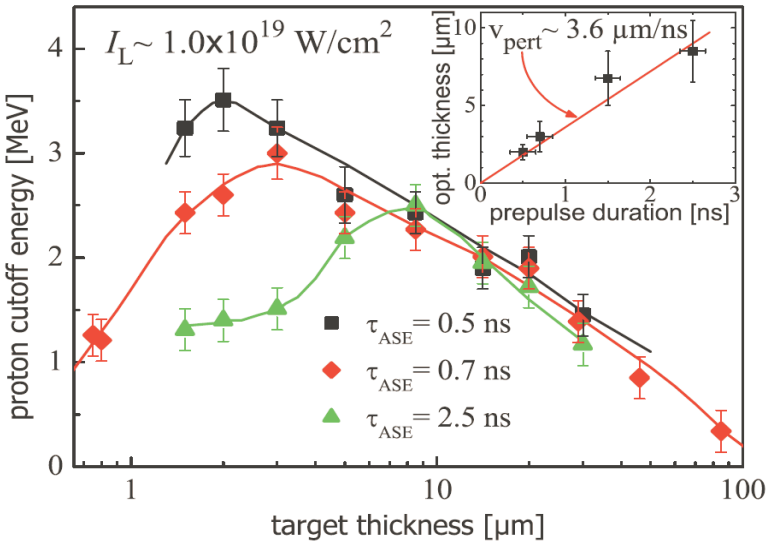


FIG. 2.2: Mesure de l'évolution de l'énergie maximale des protons générés sur feuilles minces en face arrière en fonction de la durée du piédestal. [Kaluza et al., 2004] ©2004 The American Physical Society

Caractérisation par faisceau sonde optique

Un des moyens principaux pour sonder la matière consiste à utiliser des faisceaux lumineux, et à observer l'effet provoqué par le milieu rencontré. Lorsqu'il s'agit de caractériser des plasmas, deux phénomènes principaux vont entrer en jeu pour expliquer le comportement des faisceaux :

1. **La réflexion :** Un plasma est caractérisé notamment par sa densité électronique N_e. Le comportement d'une onde lumineuse au passage d'une interface vide/plasma va dépendre directement de ce paramètre. Comme on l'a déjà établi dans le chapitre 1, dans le cas d'une incidence normale, cette onde ne peut se propager que si sa fréquence ω est supérieure à la fréquence plasma ω_p, où $\omega_p = (N_e e^2/\epsilon_0 m)^{1/2}$. On peut alors définir une densité de coupure N_c, qui représente la densité maximale du plasma dans lequel l'onde peut se propager :

$$N_c = \frac{\epsilon_0 m\omega^2}{e^2} = \frac{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m}{e^2 \lambda^2}$$

En pratique, on a donc $N_c(cm^{-3}) = 1.1 \times 10^{21}/\lambda^2(\mu\text{m})$.

Pour une longueur d'onde donnée, on parlera donc de plasma surdense ou surcritique si la densité électronique dépasse la densité critique.

2. **La réfraction :** La formation d'un plasma par laser s'accompagne nécessairement de l'apparition de gradients de densité de matière, que ce soit en raison de la répartition spatiale de l'énergie du laser, ou de l'interface plasma/vide. Ainsi, le plasma est un milieu nécessairement inhomogène, où l'indice de réfraction $n = \epsilon^{1/2}$, relié directement à la densité électronique, varie en fonction de la position considérée.

   Lorsque le faisceau lumineux va traverser un gradient d'indice perpendiculaire à sa direction de propagation, il va subir une déviation. Dans l'approximation de l'optique géométrique, le rayon de courbure R de la trajectoire du faisceau est donné par [Born and Wolff, 1988] :

$$\frac{1}{R} = \mathbf{u} \cdot \frac{\nabla n}{n}$$

   où $\mathbf{u}$ est un vecteur unitaire normal à la trajectoire du faisceau.

   La figure 2.3 représente une telle situation, où l'on considère un faisceau sonde arrivant en incidence normale sur un plasma quasi uniforme, mais dont les bords présentent un gradient de densité (et donc d'indice). Cela représente particulièrement bien le cas d'une feuille mince illuminée par une impulsion ultra-courte. Cela démontre que le faisceau peut être dévié même si la densité ne dépasse pas la densité critique.

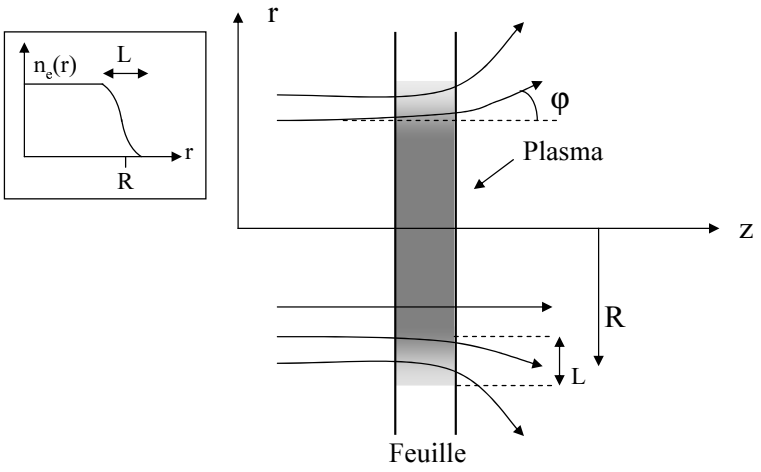


Fig. 2.3: Réfraction par un plasma. La déflexion du faisceau est due au trajet du faisceau dans une zone à fort gradient d'indice.

   La déviation totale va dépendre évidemment de la longueur de la zone traversée et de la raideur du gradient, mais on peut tout de même tirer une information d'ordre de grandeur en considérant que $N_e \ll N_c$, ce qui fournit :

$$n = \left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{N_e}{2N_c}$$

si bien que, si on considère un gradient perpendiculaire à la trajectoire, on a :

$$\frac{1}{R} \approx -\frac{1}{2N_c}\frac{\partial N_e}{\partial r}$$

Pour une raideur de gradient donnée, on voit alors que le rayon de courbure varie comme l'inverse de la longueur d'onde au carré, ce qui veut dire que la déviation est beaucoup moins importante losrque la longueur d'onde est plus courte.

Ces deux phénomènes montrent donc clairement l'intérêt des faisceaux sonde de courte longueur d'onde pour étudier les plasmas denses.

Méthodes de caractérisation

Les différentes techniques de caractérisation des plasmas denses nécessitent donc des sources lumineuses capables de produire de courtes longueurs d'onde, et ces techniques dépendent fortement des caractéristiques des sources elles mêmes. Elles se répartissent pour le moment en deux grandes catégories : la spectroscopie et l'interférométrie.

1. **Spectroscopie :**

   Il s'agit ici de considérer le rayonnement X émis par les plasmas, afin d'en déterminer les propriétés thermodynamiques. Les mesures consistent donc à étudier le spectre d'émission [Hooper et al., 1989] ou d'absorption [Moreno et al., 1995, Audebert et al., 2005] d'un plasma, et de le comparer à des simulations numériques. Il est en particulier possible d'accéder à la température du plasma (étude du rapport des raies d'émission), à l'état d'ionisation (nature des raies) ou encore à la densité électronique (élargissement Stark des raies).

   On peut obtenir une résolution temporelle en combinant un spectromètre X avec une caméra à balayage de fente. Pour obtenir une résolution subpicoseconde, il est indispensable d'utiliser la spectroscopie d'absorption, et de recourir aux émissions les plus courtes produites par une cible secondaire, appelée généralement « backlighter ».

Ces techniques sont puissantes, mais reposent sur des simulations très complexes, et doivent négliger la réabsorption du rayonnement X par les plasmas. De plus, il est impossible d'obtenir une résolution spatiale a deux dimensions. Enfin, ces techniques sont réservées aux plasmas les plus denses ($N_e \geq 10^{21}\text{cm}^{-3}$).

2. **Interférométrie :**

   De façon générale, l'interférométrie consiste à faire intervenir deux répliques d'un faisceau lumineux, dont l'un des deux va subir une modification de phase. Dans le cas considéré ici, l'un des faisceaux va aller traverser une zone de plasma. Lorsque l'on réunit les deux faisceaux, l'intensité du signal perçu est donné par :

   $$I = I_{sonde} + I_{ref} + 2\sqrt{I_{ref} I_{sonde}}\cos(\Delta\phi)$$

   où I_{sonde} est l'intensité du faisceau sonde, I_{ref} est l'intensité du faisceau référence et $\Delta\phi$ est le déphasage introduit entre les deux faisceaux.

   Le déphasage entre les deux faisceaux dépend de l'indice de réfraction du milieu traversé. Puisque dans un plasma on a vu que l'indice est directement lié à la densité électronique, on en déduit que le déphasage lui même dépendra de la valeur de la densité électronique du milieu qu'il aura traversé.

   La mise en place de l'interférométrie dans le domaine XUV a nécessité le développement parallèle de sources cohérentes suffisamment intenses, et d'optiques efficaces (lames séparatrices, miroirs). La source la plus efficace pour le moment est représentée par les lasers XUV [Rocca, 1999], et leur développement, associé à celui des optiques multicouches, a permis la mise au point d'expériences d'interférométrie XUV [Smith et al., 2002, Filevich et al., 2004] avec une résolution temporelle picoseconde.

Les différentes techniques exposées reposent donc sur des sources de rayonnement X/XUV très diverses : les lasers XUV et l'émission X des plasmas chauds. De nouvelles sources sont apparues ou sont en cours de développement, pour fournir des faisceaux plus intenses, de plus courtes longueurs d'onde, plus cohérents et d'une durée d'impulsion plus courte.

Ainsi, les lasers à électrons libres, basés sur des accélérateurs d'électrons, sont d'ores et déjà capables de fournir des faisceaux cohérents, intenses dans le domaine XUV [Ayvazyan et al., 2002]. De même, la génération d'harmoniques d'ordre élevé dans les gaz produit des rayonnements ultra courts, cohérents et largement accordables, et va être maintenant discutée plus en détails.

2.2 Sondage de plasmas denses avec des harmoniques d'ordre élevé générées en gaz

2.2.1 Génération d'harmoniques dans les gaz

C'est à la fin des années 80 que les premières observations expérimentales de génération d'harmoniques d'ordre élevé du laser en focalisant des impulsions laser intenses dans un milieu gazeux ont été réalisées [McPherson et al., 1987, Ferray et al., 1988]. Elles fournirent des spectres semblables à celui présenté en figure 2.4, sur lequel on observe très bien une des caractéristiques principales de cette émission : la présence d'un plateau, zone du spectre harmonique où l'efficacité de génération est presque constante, suivi d'une coupure nette. Un très grand nombre de travaux, tant expérimentaux que théoriques ont suivi ces premières mises en évidence, et abouti à un consensus sur un modèle semi-classique simple capable d'expliquer la majeure partie des spécificités de ce rayonnement. Bien qu'il existe une théorie quantique complète du phénomène, c'est ce modèle simple qui va être présenté rapidement puisqu'il est suffisant pour comprendre les caractéristiques du rayonnement qui vont intervenir en pratique dans notre expérience.

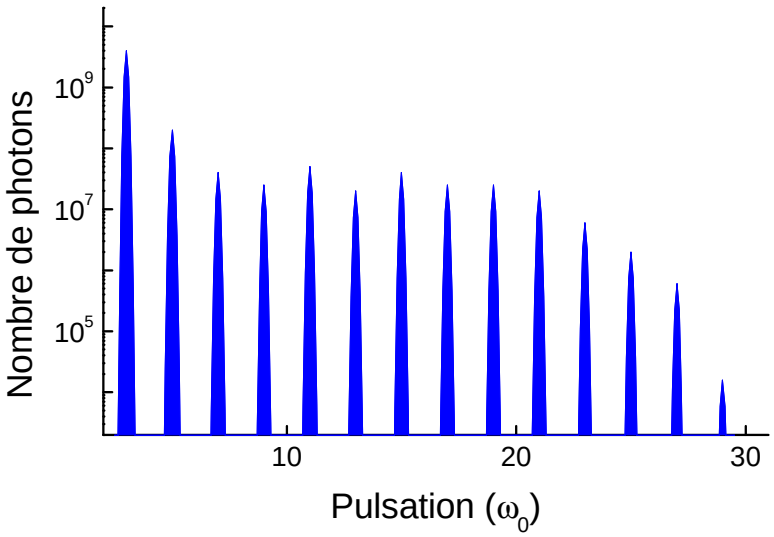


Fig. 2.4: Spectre typique de génération d'harmonique dans les gaz. On remarque très nettement les caractéristiques principales de cette émission : le plateau, qui s'étend ici jusqu'à l'harmonique 21, suivi de la coupure. Seules les harmoniques impaires sont présentes.

Ce modèle, souvent qualifié de modèle en trois étapes, est représenté schématiquement sur la figure 2.5. Il s'agit de considérer ce qui arrive aux électrons initialement dans l'état fondamental de l'atome. Dans un premier temps, les atomes du gaz, soumis au champ électrique intense de l'impulsion laser, voient leur potentiel se déformer fortement, comme représenté sur le premier schéma de la figure 2.5. Cela a pour principal effet d'abaisser la barrière de potentiel d'ionisation d'un côté de l'atome, jusqu'à permettre, par le phénomène d'effet tunnel, à une partie du paquet d'onde électronique de la traverser. Une fois sorti du puits de potentiel coulombien, on considère que l'électron est alors uniquement soumis au champ intense du laser (approximation dite de champ fort). Il est donc tout d'abord accéléré, puis, lorsque le champ change de signe, décéléré, et s'éloigne donc de l'ion avant d'y retourner. Selon les cas, l'électron peut alors revenir au voisinage du noyau avec une énergie non nulle afin de se recombiner avec l'ion parent en émettant un photon. L'énergie du photon émis va alors dépendre de l'énergie cinétique E_c acquise par l'électron lors de son excursion en dehors de l'atome. On a ainsi :

$$\hbar\omega = I_p + E_c$$

où I_p est le potentiel d'ionisation de l'atome et $E_c \leq E_{cmax} = 3.17U_p$, $U_p = E^2/4\omega^2$ étant le potentiel pondéromoteur. Ces trois étapes (ionisation tunnel, accélération, recombinaison radiative) se répètent chaque demi-période laser, quand l'amplitude du champ électrique est proche d'un maximum et permet l'ionisation. L'émission XUV est donc périodique de période $T_0/2$, et le spectre du rayonnement émis est constitué par conséquent de pics harmoniques séparées de $2\omega_0$. A chaque demi cycle optique, les électrons sortent dans des directions opposées, et cette symétrie impose que les harmoniques émises soient nécessairement impaires (voir Fig. 2.4).

A partir de ces informations, on comprend bien l'intérêt que cette émission peut représenter en tant que source de rayonnement. Compte tenu du fait que l'émission harmonique ne peut avoir lieu que lorsque le champ laser est présent, il s'ensuit naturellement que la durée de l'impulsion harmonique est au plus égale à celle de l'impulsion génératrice. Ainsi, partant dans notre situation d'un faisceau sonde délivrant des impulsions fondamentales de 60 fs, on peut espérer atteindre facilement une résolution temporelle du même ordre avec les impulsions harmoniques. De même, l'émission harmonique est directement synchronisée avec l'impulsion de génération, fournissant une synchronisation naturelle avec le faisceau pompe lors d'expériences pompe-sonde.

D'autre part, la présence de toutes les harmoniques impaires dans le faisceau

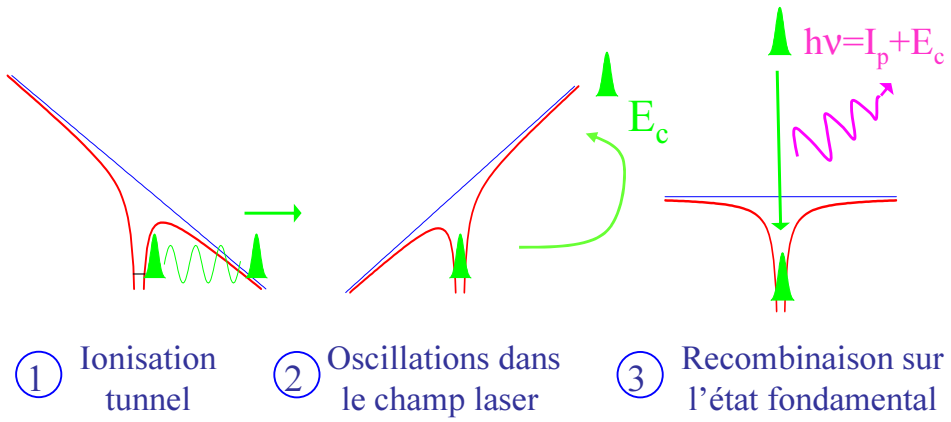


FIG. 2.5: Modèle à 3 étapes de génération d'harmonique dans les gaz. L'électron se libère par effet tunnel de la barrière de potentiel coulombienne du noyau grâce à l'abaissement provoqué par le champ laser. Il est accéléré dans le vide avant de pouvoir revenir se recombiner radiativement au voisinage du noyau. E_c est l'énergie cinétique accumulée par l'électron lors de son mouvement dans le vide. I_p est le potentiel d'ionisation de l'atome.

émergent fournit directement une source accordable. Si les records d'extension du spectre harmonique atteignent désormais des énergies de photons de 1.3 keV [Seres et al., 2005], on atteint très facilement la gamme des harmoniques < 25 du Titane-Saphir avec une efficacité suffisante pour permettre une utilisation adaptée à l'expérience. De plus, les lasers utilisés pour cette génération autorisent des taux de répétition très élevés (jusqu'au kHz).

Le faisceau harmonique étant généré dans l'axe, il se superpose au champ infrarouge, qu'il faut donc éliminer pour d'éventuelles applications. Deux solutions sont envisageables. Tout d'abord, utiliser un filtre métallique, opaque pour l'infrarouge, mais partiellement transparent pour certaines harmoniques d'ordre élevé. La figure 2.6 présente l'exemple de la transmission théorique d'un filtre d'aluminium de 100 nm d'épaisseur (source : cxro), en négligeant la présence d'une couche d'oxyde sur les faces du filtre. Toutes les harmoniques jusqu'à l'harmonique 11 du Ti :Saphir sont bloquées par le filtre.

L'autre solution consiste à travailler avec un faisceau infrarouge de génération annulaire. La figure 2.7 représente une solution technique utilisée. Le faisceau est rendu annulaire avant la lentille de focalisation. La génération d'harmonique a cependant toujours lieu sur l'axe, si bien qu'un diaphragme placé après le jet, et conjugué optique de la pastille, va bloquer le faisceau infrarouge tout en laissant

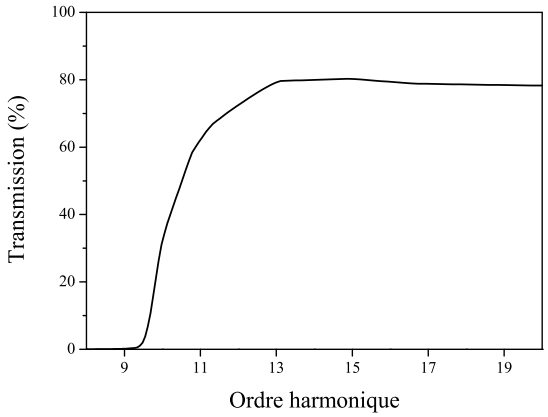


FIG. 2.6: Transmission théorique d'un filtre aluminium d'une épaisseur de 100 nm, pour différentes harmoniques d'un laser Titane-Saphir. (source cxro)

passer la majeure partie du rayonnement harmonique.

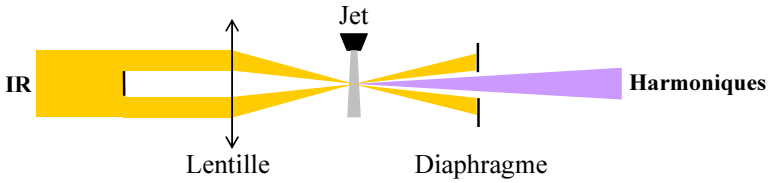


FIG. 2.7: Génération d'harmoniques en faisceau annulaire.

De nombreuses études expérimentales ont été effectuées afin de déterminer les caractéristiques optiques du rayonnement harmonique (voir par exemple [Salières et al., 1999]), d'où il ressort qu'il possède de remarquables propriétés de cohérence spatiale et temporelle. Les applications potentielles sont très nombreuses ([L'Huillier et al., 2003]), avec, en particulier, la caractérisation des plasmas par interférométrie XUV ([Descamps et al., 2000, Hergott et al., 2001]

2.2.2 Une expérience pionnière

Une première expérience menée des 1996 [Theobald et al., 1996] s'était attachée à déterminer les caractéristiques d'un plasma créé par laser sur une feuille mince au moyen d'une sonde harmonique générée dans un jet de gaz.

Dispositif expérimental

La figure 2.8 reprend directement le schéma du dispositif expérimental qui avait été utilisé. Il permet de mettre en évidence les caractéristiques principales de l'expérience.

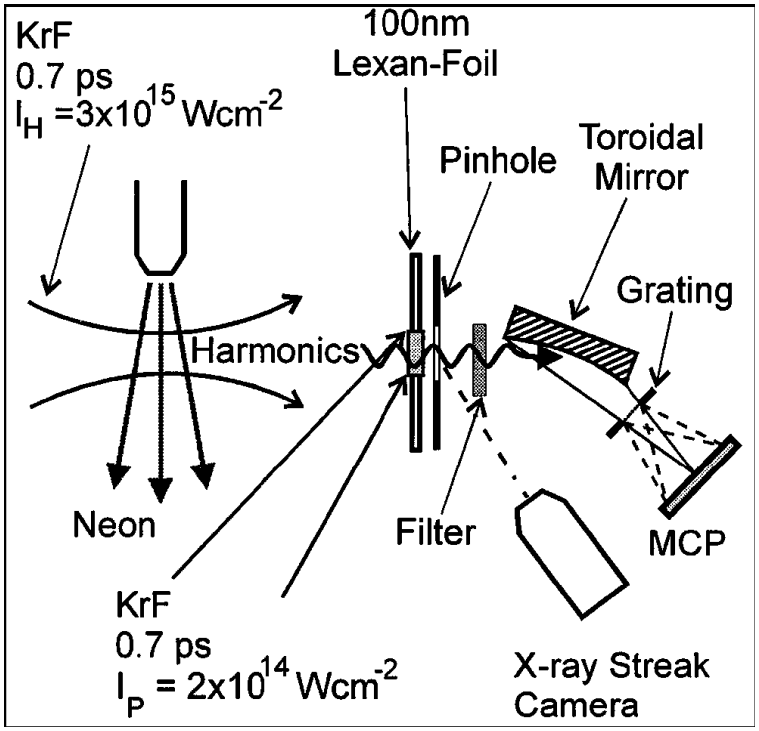


FIG. 2.8: Montage expérimental de l'expérience de [Theobald et al., 1996]. Les deux faisceaux laser sont l'un (pompe) focalisé sur la cible mince, et l'autre (sonde) focalisé sur le jet de gaz situé 8 mm devant la cible afin d'y produire des harmoniques allant ensuite sonder le plasma. La transmission des harmoniques au travers du plasma est mesurée au moyen du spectromètre XUV placé derrière un filtre protecteur en aluminium. ©1996 The American Physical Society

Le plasma était généré sur une cible constituée d'un film mince en matière plastique d'une épaisseur ≈100 nm, au moyen d'une impulsion délivrée par un laser de type KrF, centrée à 248 nm, et d'une énergie de 10 mJ pour une durée de 0.7 ps, conduisant à une intensité sur la cible de l'ordre de 2x10^{14} W/cm^2. Le contraste du laser étant de 10^{-7}, la formation d'un préplasma était évitée.

La sonde harmonique était générée par une autre impulsion issue du même laser, d'une énergie de 30 mJ, focalisée dans un jet de Néon situé devant la cible (8 mm). Les harmoniques générées ne traversent la cible que si un plasma a été formé. En effet, le film mince absorbe suffisamment le rayonnement harmonique pour

empêcher toute détection. Dans ces conditions, les harmoniques cinq (49.7 nm) et sept (35.5 nm) étaient suffisamment intenses pour être utilisées.

Exploitation des mesures - Modélisation

Les auteurs ont réussi à mesurer le rapport de transmission entre les harmoniques 5 et 7, en fonction du délai entre les faisceaux pompe et sonde, et en ont déduit les caractéristiques du plasma formé initialement.

Pour cela, l'évolution du plasma est modélisée par une expansion adiabatique. En première approximation, cette expansion est uniforme et plane, puisque la dimension latérale du plasma (de l'ordre de 50 μm), est bien plus grande que l'épaisseur. De chaque côté du plasma, on considère que l'expansion se fait à la vitesse acoustique ionique c_s, donnée par :

$$c_s = \sqrt{\frac{\langle Z \rangle \, k_b T_{e0}}{M_{ion}}}$$

où $\langle Z \rangle$ est le degré d'ionisation moyen, T_{e0} est la température électronique initiale et M_{ion} est la masse ionique. Si bien que l'épaisseur de la zone de plasma est :

$$d = d_0 + 2c_s t$$

avec d_0 l'épaisseur initiale, et t la durée de l'expansion. Alors, la densité et la température électronique vont décroître dans le temps selon :

$$N_e(t) = N_{e0} \frac{d_0}{d}$$

et

$$T_e(t) = T_{e0} \left[\frac{d_0}{d} \right]^{\gamma - 1}$$

où N_{e0} et T_{e0} sont les densité et température électroniques initiales, et $\gamma = 5/3$ le coefficient adiabatique.

Puisque le plasma est considéré homogène, on utilise la formule de Fresnel pour déterminer la réflexion des harmoniques. On a donc :

$$R = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2$$

avec n l'indice de réfraction du plasma. La transmission des harmoniques va alors être donnée par :

$$T = (1-R)^2 e^{-\alpha d}$$

où α est le coefficient d'absorption, directement proportionnel à la partie imaginaire de l'indice de réfraction. La dépendance de l'indice de réfraction avec N_e et T_e est donnée en utilisant le modèle de Drude couplé au modèle de Spitzer, qui ont été développés explicitement dans la partie 1.2.3.1. Cette double dépendance explique que les mesures de transmission des harmoniques vont pouvoir permettre de remonter aux caractéristiques du plasma.

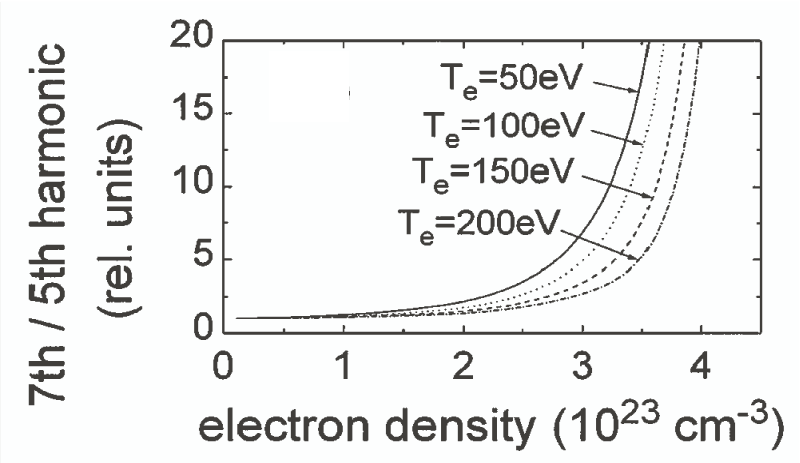


FIG. 2.9: Evolution du rapport des signaux des harmoniques 5 et 7 en fonction de la densité électronique pour différentes températures électroniques initiales. ©1996 The American Physical Society

Dès lors, on peut calculer la transmission des différentes harmoniques en fonction de la densité électronique, pour différentes valeurs initiales de température. La figure 2.9 présente ces données sous la forme du rapport des transmissions des harmoniques 5 et 7, pour une cible de 100 nm d'épaisseur. Expérimentalement en effet, seul ce rapport était accessible en raison des fluctuations intrinsèques de l'intensité de la source harmonique.

Il apparaît donc clairement qu'à partir d'une mesure unique de ce rapport, la détermination simultanée de la densité et de la température est ambiguë, et qu'il

est nécessaire de considérer l'évolution de ce rapport au cours de l'expansion du plasma, afin de déterminer le meilleur couple de paramètres initiaux. La figure 2.10 présente cette évolution, avec les valeurs expérimentales accompagnées de la courbe théorique correspondant au meilleur accord. Cela correspond a un plasma d'une densité initiale $N_{e0} = 3.3 \times 10^{23}\text{cm}^{-3}$, et une température initiale $T_{e0} \approx 66eV$.

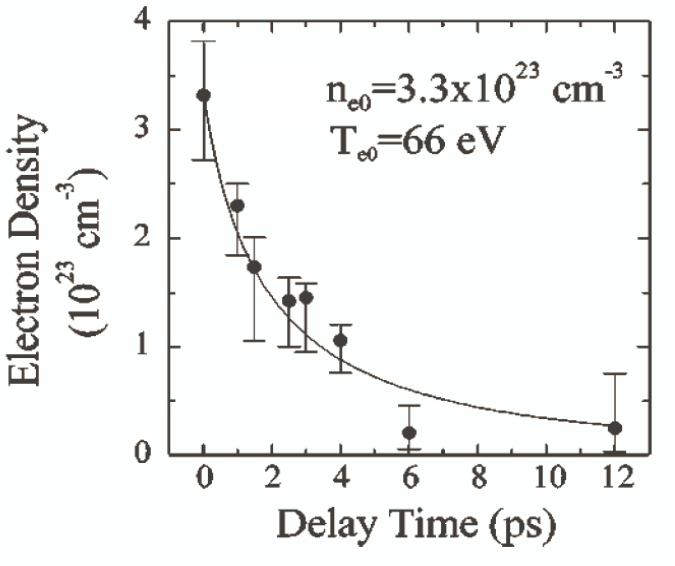


FIG. 2.10: Evolution du rapport entre les harmoniques 5 et 7 en fonction du délai, avec le meilleur accord théorique pour déterminer les paramètres plasma. ©1996 The American Physical Society

Conclusion

Cette expérience a donc permis, pour la première fois au moyen d'une source d'harmoniques d'ordre élevé générées dans un gaz, d'accéder à des paramètres hydrodynamiques de plasmas denses . Cependant :

- L'expérience a utilisé une impulsion d'énergie modérée pour générer le plasma, afin d'éviter tout effet de préplasma. Si on cherche à étudier les plasmas issus de l'interaction avec les lasers les plus intenses, il faut pouvoir augmenter l'énergie déposée sur la cible afin notamment de créer des plasmas plus chauds.
- Le signal harmonique mesuré lors de leur expérience était assez fortement bruité, et de fortes variations de niveau de signal ont été observées. Afin de pallier ce problème, c'est le rapport de transmission entre deux harmoniques voisines, indépendant lui du niveau de signal absolu, qui a été considéré pour pouvoir déterminer les caractéristiques du plasma. Des mesures effectuées avec

une source plus stable doivent permettre d'accéder directement aux transmissions *absolues* pour chaque harmonique, et ainsi de disposer d'informations redondantes permettant d'affiner la détermination des caractéristiques par les simulations.

2.3 Expériences sur UHI 10

Le laser UHI 10, qui a été présenté dans la partie 1.3.2.1, est a priori tout à fait adapté pour réaliser des expériences de formation de plasma denses sur des feuilles minces. L'installation fournit en plus de l'impulsion principale un faisceau sonde, provenant d'un prélèvement sur la chaîne principale. Capable de délivrer lui aussi des impulsions de 60 fs, son énergie peut atteindre jusqu'à 6 mJ, nous l'avons utilisé pour générer le faisceau sonde de courte longueur d'onde par le biais de la génération d'harmoniques dans un jet de gaz.

2.3.1 Cibles utilisées

Pour toutes ces expériences, on disposait de cibles préparées spécifiquement, se présentant sous la forme de grilles de 1 mm d'épaisseur à trous circulaires, chaque cible présentant 64 trous. Chaque trou faisait 2 mm de diamètre. Sur ces grilles, un dépôt ultra-fin était réalisé afin de fournir des échantillons de diverses épaisseurs, allant de 100 nm à 400 nm, le tout dans deux types de matériaux, l'aluminium et le polypropylène. L'intérêt de pouvoir utiliser ces deux types de matériaux est qu'ils sont a priori complémentaires. En utilisant deux types de faisceaux sonde différents, dans le domaine visible et dans le domaine XUV, on remarque facilement que les deux matériaux ont des comportements différents.

– L'aluminium est opaque dans le visible, mais partiellement transparent dans l'XUV (au delà de l'harmonique 9, voir figure 2.6).
– Dans le cas du polypropylène, la situation est inversée : il est transparent dans le domaine visible, mais très absorbant dans le domaine XUV.

La très faible épaisseur des films rend les échantillons très fragiles, et notamment un tir laser dans un des trous peut endommager les trous voisins. Pour éviter cela, on utilise une contre-plaque, identique à la première grille, que l'on accole afin de préserver intactes les zones non éclairées.

2.3.2 Expériences sans Miroir Plasma

Dans un premier temps, nous allons présenter des résultats obtenus avec la configuration classique du laser UHI 10, c'est à dire sans dispositif particulier d'atténuation du piédestal.

Principe général - Synchronisation temporelle

Le principe général des expériences consiste à focaliser l'impulsion pompe sur la cible mince, et de sonder en transmission le plasma formé au moyen du faisceau sonde dont on maîtrise le délai au moyen d'une ligne à retard. Le faisceau sonde sera alternativement dans le domaine visible (800 nm, ou 400 nm généré au moyen d'un cristal doubleur), ou dans le domaine XUV (harmoniques générées dans un jet de gaz).

Dans tous les cas, il est primordial de pouvoir réaliser une synchronisation temporelle très précise entre les deux faisceaux pompe et sonde. On a vu que le faisceau sonde harmonique XUV est directement synchronisé avec le laser générateur. Cela revient à dire que peu importe le faisceau sonde utilisé au final, il s'agit de réaliser la synchronisation entre deux impulsions infrarouges.

La méthode retenue ici consiste à imager des franges d'interférences spatiales obtenues entre les deux faisceaux infrarouges. En effet, comme les deux impulsions proviennent de la même impulsion initiale, un réseau de franges d'interférences spatiales va se former à l'intersection des deux faisceaux qui se croisent, si la superposition temporelle est réalisée. Pour observer des franges visibles, il est nécessaire d'atténuer fortement le faisceau pompe pour obtenir deux faisceaux d'énergies comparables. Alors, il suffit d'imager la réflexion des deux faisceaux pour observer les franges et donc déterminer la position de la ligne à retard correspondant à la synchronisation temporelle. La précision de la méthode est de l'ordre de la durée de l'impulsion (60 fs).

Utilisation d'une sonde visible

Au moyen d'une sonde dans le domaine visible, on va chercher à observer la formation du plasma dense. Compte tenu des mécanismes évoqués dans la partie 2.1, on s'attend à mettre en évidence des effets de réflexion et de réfraction du faisceau. Dans cette gamme de longueur d'onde, la manipulation optique des faisceaux est relativement aisée. On peut notamment facilement monter des systèmes d'imagerie avec des grandissements optiques importants autorisant une

résolution spatiale suffisante pour distinguer des détails sur les images que l'on va former. Ainsi, il est tout à fait envisageable d'imager un plasma en formation, qui apparaîtra comme une zone opaque.

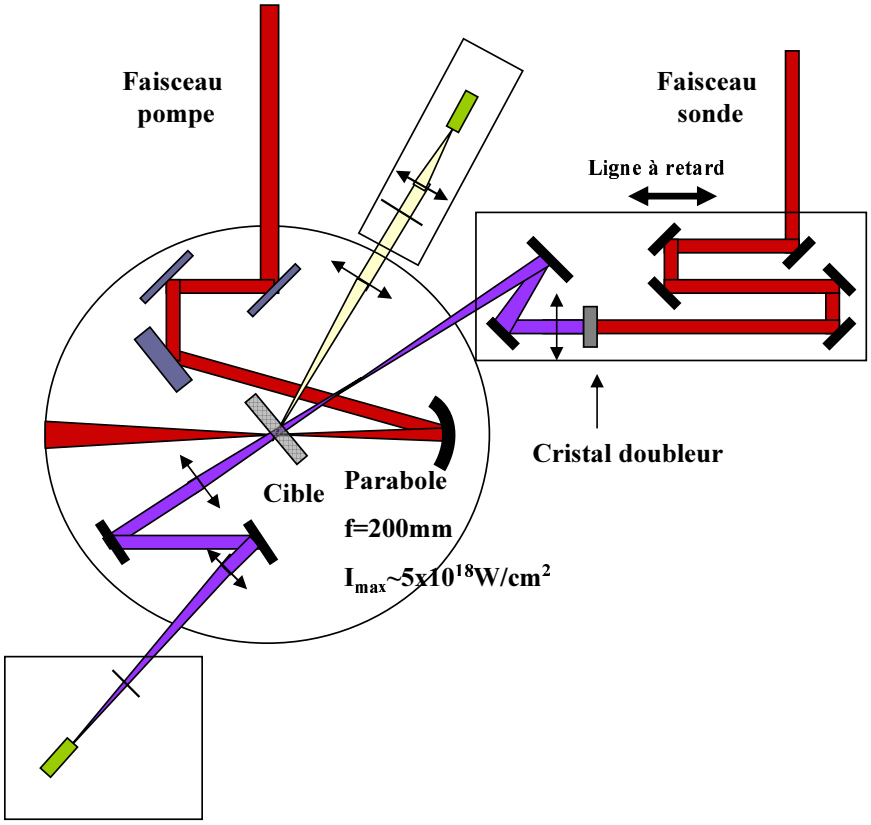


FIG. 2.11: Schéma expérimental sans Miroir Plasma avec la sonde visible. Les cibles sont des feuilles minces d'aluminium ou de polypropylène. Sur le faisceau sonde, on peut installer comme sur le schéma un cristal doubleur pour créer une sonde à 400nm.

Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 2.11. Sur cette figure, est installé sur la voie sonde un cristal doubleur afin de travailler avec un faisceau sonde à 400 nm au lieu de 800 nm. L'intérêt de travailler à 400 nm ne se trouve pas réellement dans une densité de coupure plus élevée, puisqu'elle reste encore loin de la densité que l'on entend atteindre ici. L'idée est plutôt de permettre ainsi une séparation plus aisée entre le faisceau pompe et le faisceau sonde : en effet, le faisceau pompe est très intense, et une partie de son énergie va traverser la cible et être diffusée avant d'être collectée par le système d'imagerie du faisceau sonde. Le fait d'utiliser deux longueurs d'onde différentes permet de s'affranchir de ce problème en utilisant un filtre interférentiel.

Les faisceaux pompe et sonde forment un petit angle. Un premier système d'imagerie en face avant est utilisé pour le réglage de position de la cible. Il récupère une partie du faisceau diffusé par la cible, et permet donc de visualiser l'impact sur la cible à très bas flux. Un deuxième système d'imagerie installé en transmission sur le faisceau sonde image la cible. Il est constitué d'un système de deux lentilles servant à ressortir le faisceau de l'enceinte expérimentale tout en grandissant l'image, qui est envoyée sur une caméra CCD équipée d'un objectif de microscope afin d'obtenir un grandissement final $\times 10$ et déclenchée sur le tir laser.

La figure 2.12 représente l'évolution de la transmission de la sonde à 400 nm en fonction du délai entre la pompe et la sonde pour une cible de polypropylène d'une épaisseur de 100 nm.

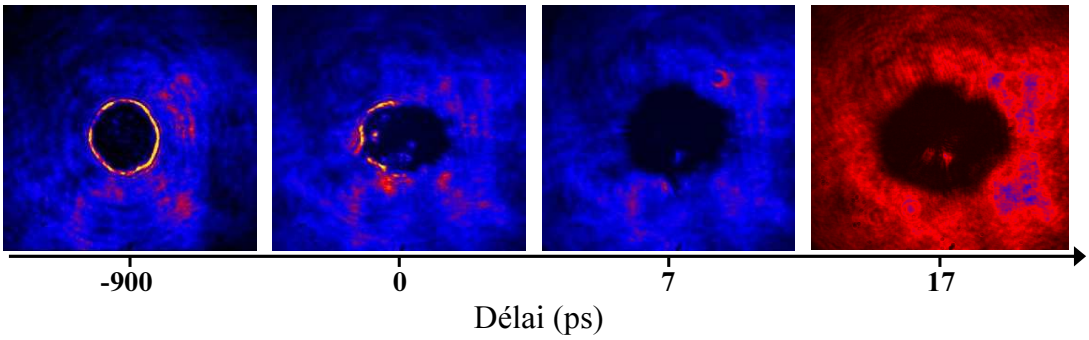


Fig. 2.12: Transmission de la sonde visible sans Miroir Plasma - Visualisation directe de l'effet du piédestal pour l'image réalisée au délai -900 ps : un préplasma opaque est déjà présent.

On constate que sur toutes les images on retrouve une zone opaque correspondant à la présence d'un plasma surdense. Le point principal est bien entendu que ce plasma est déjà présent pour un délai négatif de 900 ps. Ainsi, près d'une nanoseconde avant l'impulsion principale, un préplasma est déjà présent, résultat de l'interaction avec le piédestal de l'impulsion pompe. Ce préplasma ne semble d'ailleurs pas beaucoup évoluer avant l'arrivée de l'impulsion principale. Ensuite, on remarque une légère expansion latérale du plasma.

Utilisation d'une sonde XUV

La figure 2.13 présente le dispositif expérimental modifié pour travailler avec le faisceau sonde XUV. On ne présentera ici que des résultats obtenus avec des cibles en aluminium.

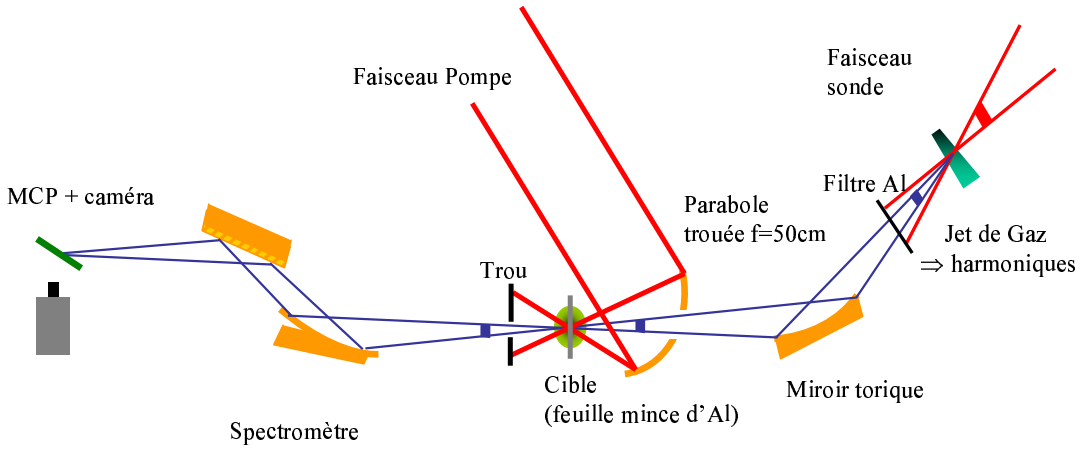


FIG. 2.13: Schéma expérimental avec la sonde harmonique sans Miroir Plasma.

La source d'harmoniques est réalisée en focalisant l'impulsion sonde au moyen d'une lentille de 1 m de focale (soit une ouverture optique de f/60) sur un jet d'Argon dont le déclenchement est synchronisé avec l'impulsion. Compte tenu des conditions de génération utilisées, on détectait aisément les harmoniques jusqu'à l'harmonique 25 (λ=32 nm), comme le prouve la figure 2.14 qui présente un exemple de spectre brut obtenu sur le détecteur (et donc modulé par la transmission du spectromètre).

La zone de génération est séparée physiquement de la zone d'interaction avec la cible. Ceci est réalisé en imageant la source harmonique sur la cible au moyen d'un miroir torique fonctionnant à 172° ,en mode 2f-2f, ce qui donne un grandissement de -1. L'intérêt de travailler avec une optique en incidence rasante est d'obtenir de très bonnes performances de réflectivité pour une grande gamme de longueur d'onde, y compris donc dans le domaine XUV. La contrepartie est qu'il faut alors utiliser un miroir torique pour conserver une image correcte.

Cette séparation de la source et de la cible permet de mettre en place les dispositifs indispensables de suppression du rayonnement infrarouge résiduel évoqués dans la partie 2.2.1. Sur la figure 2.13, est représentée la mise en place d'un filtre aluminium. Cette solution entraînant une atténuation importante du signal harmonique disponible sur la cible, on a cependant préféré travailler en faisceau annulaire (voir fig. 2.7). Dans tous les cas, des tirs de références en l'absence du faisceau pompe permettaient de vérifier que la cible n'était pas modifiée par le passage de la sonde.

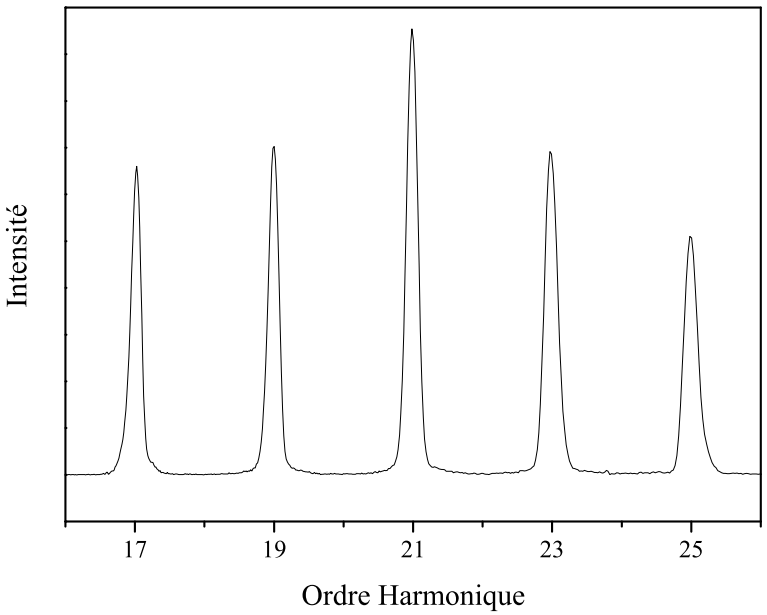


Fig. 2.14: Exemple de spectre expérimental brut de la sonde harmonique sur UHI 10.

Les deux faisceaux pompe et sonde sont collinéaires sur la cible. Le choix de cette géométrie simple permet en effet tout d'abord de s'affranchir d'éventuels problèmes de déflexion du faisceau par le gradient de densité présent sur le front avant du plasma formé, et permet aussi de simplifier la modélisation de l'interaction de la sonde avec le plasma qui est indispensable pour l'exploitation des résultats. Cette situation est réalisée en pratique grâce à l'utilisation comme optique de focalisation du faisceau pompe d'une parabole hors axe trouée en son centre afin de pouvoir laisser passer le faisceau sonde.

La détection du faisceau harmonique est réalisé au moyen d'un spectromètre XUV. C'est à ce niveau que la sélection des longueurs d'onde d'étude est réalisée. En effet, à part celles bloquées par l'éventuel filtre métallique installé entre le jet de gaz et la cible, toutes les harmoniques produites vont aller interagir avec la cible, et on ne fait donc que sélectionner les harmoniques détectées. Le spectromètre fonctionne au moyen d'un couple d'optique fonctionnant en incidence rasante : un miroir torique à 157° et un réseau plat à pas variable ($\approx$ 700 traits/mm). Il fonctionne à déviation constante, et les harmoniques sont donc sélectionnées en tournant le réseau. Le détecteur est composé d'un ensemble de deux galettes micro-canaux couplées à un écran phosphore. Le spectre est alors imagé sur une caméra CCD 8 bits déclenchée par le laser.

Le choix des harmoniques utilisées va dépendre à la fois du dispositif expérimental et de la densité de coupure des harmoniques. On a vu que l'aluminium ne laissait traverser que les harmoniques à partir de l'harmonique 11. La densité de coupure correspondante pour une incidence normale comme dans le cas présent est de $2x10^{23}$ cm^{-3}. Pour une cible en aluminium, en considérant que l'on ionise tous les électrons de l'atome, on trouve une densité électronique maximale de $\approx 7.8x10^{23}$ cm^{-3}. Considérant que l'on s'attend à trouver un plasma partiellement détendu, l'harmonique 11 représente un bon choix pour observer la transmission de la cible.

Les résultats obtenus pour la transmission de l'harmonique 11 au travers d'une cible d'aluminium d'une épaisseur de 100 nm en fonction du délai entre la pompe et la sonde, sont présentés sur la figure 2.15. En traits pointillés est représentée la transmission attendue de la cible intacte, mesurée expérimentalement en comparant des tirs de références sans faisceau pompe, au travers d'une cible intacte et sans cible.

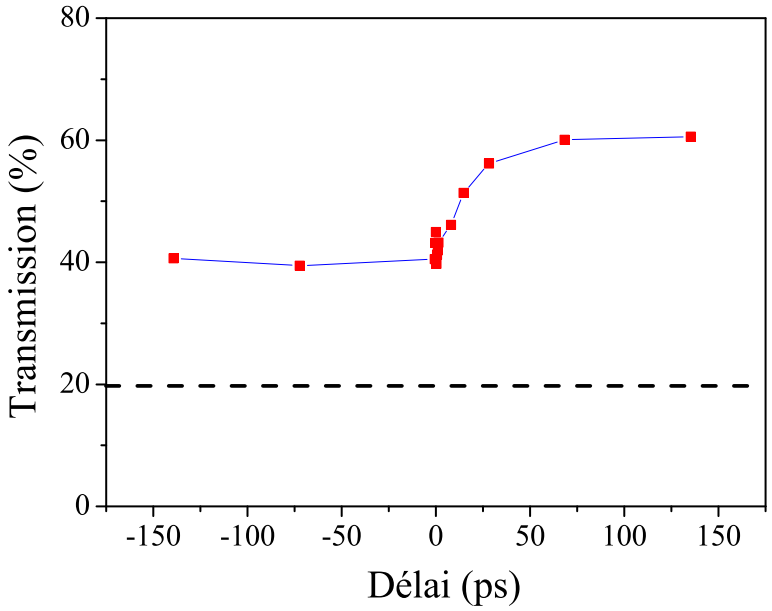


FIG. 2.15: Evolution de la transmission de l'harmonique 11 au travers d'une cible d'aluminium de 100nm d'épaisseur en fonction du délai entre la pompe et la sonde. Le trait pointillé représente la transmission mesurée pour une cible intacte.

On remarque donc que la transmission pour des délais négatifs est bien supérieure à la transmission de la cible intacte, confirmant que la sonde traverse une zone

de plasma déjà partiellement détendu créé par le piédestal. On note aussi que la transmission augmente encore après l'impulsion principale, ce qui est sans doute le signe d'un plasma plus chaud en cours de détente.

Si cette expérience n'apporte aucune réelle information nouvelle par rapport aux images obtenues avec la sonde à 400nm, la preuve est faite expérimentalement que l'ensemble du dispositif (génération d'harmoniques en jet/détection XUV) fonctionne et délivre suffisamment d'énergie pour obtenir un signal exploitable.

2.3.3 Expériences avec des impulsions à fort contraste temporel

Les expériences précédentes ayant clairement exposé le problème de l'influence du piédestal, elles ont été reprises en utilisant un Miroir Plasma dans les conditions décrites dans la partie 1.3.2.2.

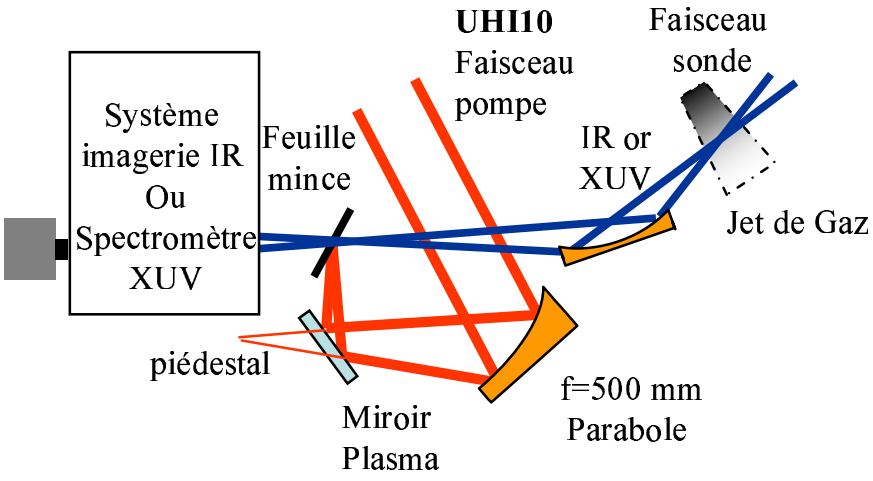


Fig. 2.16: Schéma expérimental global avec Miroir Plasma. Le faisceau principal Infrarouge est focalisé sur un film mince de polypropylène après passage sur le Miroir Plasma placé juste avant le foyer. Une sonde visible peut être utilisée pour imager la transmission du film et tester l'effet du piédestal. Un jet de gaz peut être inséré pour générer des harmoniques d'ordre élevé, qui sont analysées par un spectromètre XUV après propagation au travers de la cible.

Dispositif général

Dans le montage compact retenu, on a vu que l'écart entre le foyer sur la cible

et l'impact sur le Miroir Plasma lui même est de 12 mm pour obtenir les performances d'amélioration du contraste temporel décrites en 1.3.2.3. Cette configuration entraîne de fortes contraintes sur la mise en oeuvre du dispositif expérimental porte-cibles. De plus, il faut prendre en compte des problèmes de polarisation : le faisceau pompe du laser UHI arrive dans l'enceinte expérimentale polarisé horizontalement. Compte tenu du fait que le Miroir Plasma a été développé pour fonctionner en polarisation S, cela implique de faire repartir le faisceau verticalement à la sortie du Miroir Plasma. La conséquence principale est que le faisceau pompe et le faisceau sonde ne sont plus tous les deux dans le plan horizontal comme dans les expériences précédentes, et sont donc orthogonaux sur la surface de la cible. Le nouveau dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.16, avec un zoom sur l'ensemble porte cible/Miroir Plasma représenté sur la figure 2.17.

A l'instar de la campagne précédente, ce montage permet d'utiliser indifféremment un faisceau sonde dans le domaine optique, avec pour objectif de démontrer l'efficacité de la réduction du piédestal, ou dans le domaine XUV. Pour passer de la configuration "XUV" à la configuration "visible", il suffit d'éteindre le jet d'Argon utilisé pour produire des harmoniques d'ordre élevé, et d'insérer un simple miroir pour renvoyer vers le système d'imagerie dans le visible . Nous avons choisi ici d'utiliser les cibles en polypropylène.

Influence de l'angle d'incidence

Le principal effet physique d'un angle d'incidence θ non nul pour le faisceau sonde est la modification des valeurs de densité critique effectives. Pour l'illustrer, il faut revenir à l'équation de propagation qui a été établie dans la partie 1.2.3.1 : l'équation d'Helmholtz

$$\frac{\mathrm{d}^2 E(z)}{\mathrm{d}z^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon(z,t) - \sin^2\theta)E(z) = 0$$

Si on néglige alors les collisions dans le plasma (qui en première approximation ne font qu'induire de l'absorption), on écrit la constante diélectrique :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

On va alors obtenir la relation de dispersion en supposant une onde plane selon z, où k est le vecteur d'onde :

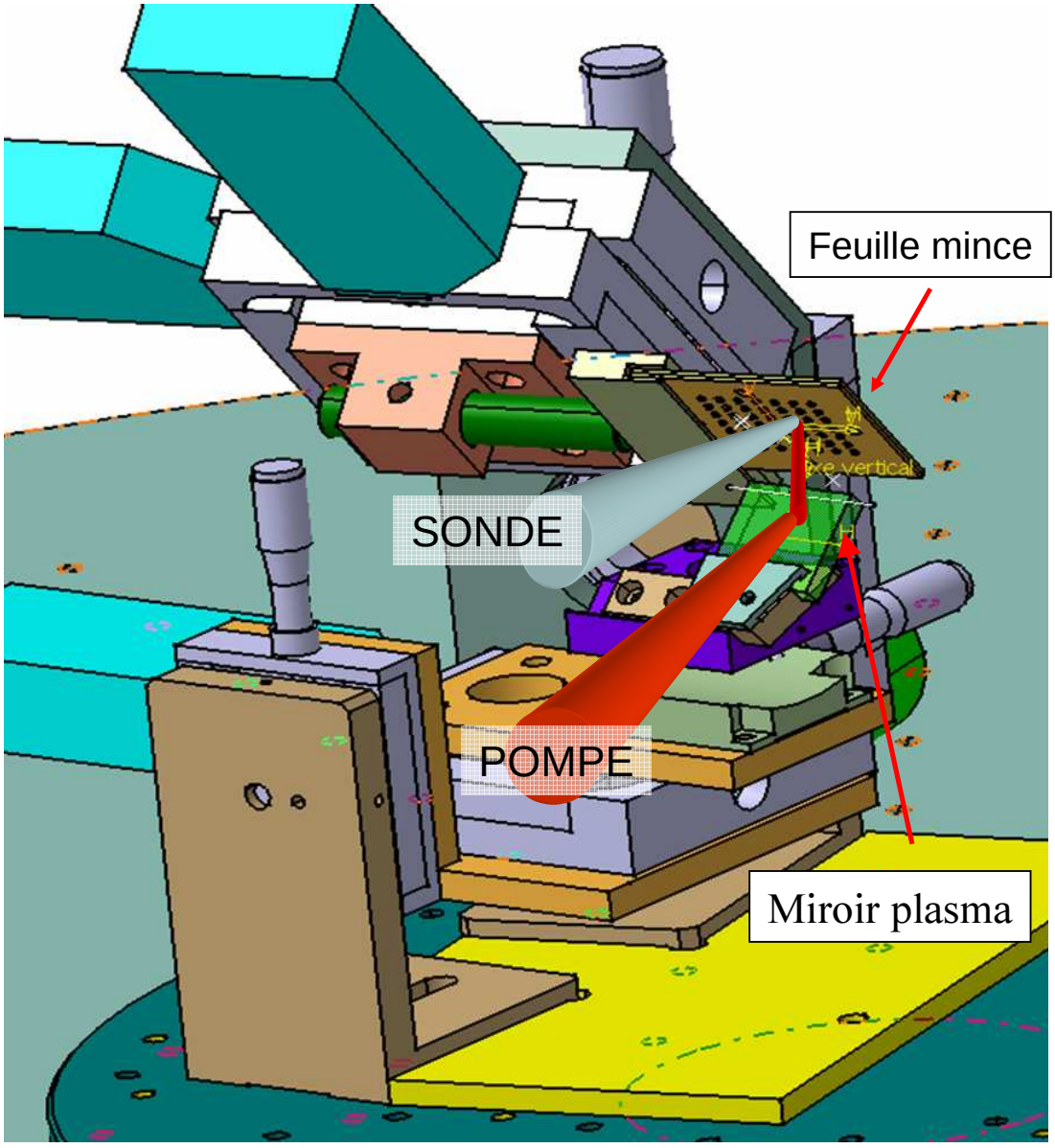


Fig. 2.17: Image DAO 3D du montage Miroir Plasma/Cible. Le faisceau pompe provenant de la parabole de focalisation est donc renvoyé verticalement par le Miroir Plasma, pour aller frapper la cible avec sa contre-plaque. Le faisceau sonde vient traverser la cible à une incidence de 45° avant d'aller dans le spectromètre XUV.

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon - \sin^2\theta) = 0$$

Soit encore :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(\cos^2\theta - \frac{\omega_p^2}{\omega^2})$$

L'onde transmise est donc évanescente (ce qui correspond à une réflexion par le plasma), si on a :

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \geq \cos^2\theta$$

et donc

$$N_e \geq N_c^{eff} = \frac{4\pi^2\varepsilon_0 m}{e^2} \times \frac{\cos^2\theta}{\lambda^2}$$

On s'aperçoit donc que la densité critique effective est abaissée lorsque le faisceau sonde arrive avec une incidence non nulle.

Synchronisation temporelle

La méthode utilisée dans la campagne expérimentale précédente ne pouvait pas être utilisée ici parce que les deux faisceaux sont orthogonaux. Nous avons donc installé, sous la cible portant la feuille mince, une fine lame diélectrique, afin de disposer d'une cible sur laquelle on pouvait réaliser de nombreux tirs. Utilisant le montage correspondant à la sonde à 800 nm, on réalisait une expérience de type pompe/sonde sur cette lame diélectrique, en essayant de détecter la formation d'un dommage optique par le faisceau pompe.

Ce dommage optique, une fois créé, est en effet aisément détectable dans l'imagerie du faisceau sonde qui réalise une image de la cible, si bien qu'un éclat apparaît nettement au milieu de la tâche laser. Afin de réaliser cette synchronisation, on réduisait fortement l'énergie contenue dans la pompe, afin d'abord de pouvoir effectuer de nombreux tirs sur le même emplacement du Miroir Plasma (en se situant sous le seuil de déclenchement mis en évidence par nos expériences), mais aussi afin d'éviter tout effet du piédestal puisque, le Miroir Plasma ne se déclenchant pas, le contraste n'était pas amélioré.

Cette méthode a très bien fonctionné. On verra aussi plus loin comment on a pu confirmer la position du zéro-temporel en étudiant soigneusement les données de transmission des différentes harmoniques. Pour les deux types de sondes (visible et harmonique), le chemin optique suivi était strictement le même (en négligeant le décalage induit par la traversée du jet de gaz), ce qui autorisait à réaliser la

synchronisation entre la pompe et le faisceau XUV au moyen du faisceau sonde à 800 nm.

Utilisation d'une sonde visible

L'observation de la transmission d'une sonde à 800nm avait uniquement pour objectif de comparer les résultats à ceux obtenus dans les premières expériences sans Miroir Plasma. Comme indiqué précédemment, le choix entre 800nm et 400nm importe peu puisque les densités de coupure sont pour toutes les deux très inférieures aux densités atteintes dans les plasmas créés sur cibles solides.

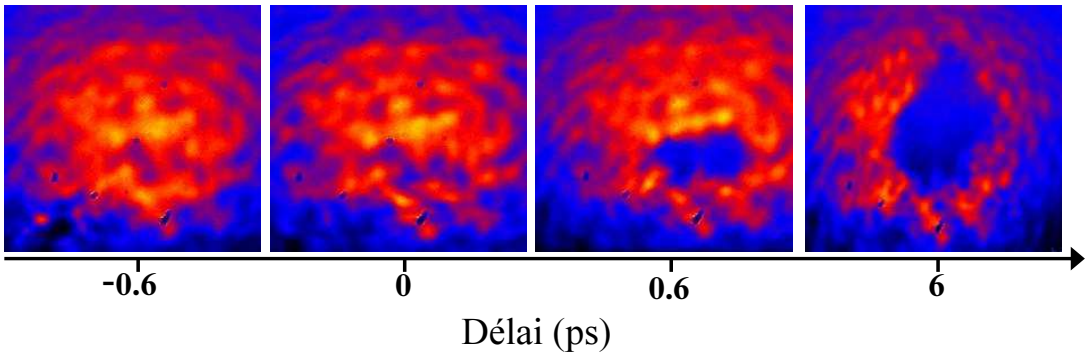


Fig. 2.18: Evolution à l'échelle picoseconde de la transmission de la sonde visible avec Miroir Plasma.

Nous avons vérifié que le faisceau sonde seul ne créait pas de dommage. On a aussi fortement défocalisé le faisceau afin d'éclairer une zone bien plus large que la tache focale correspondant au faisceau pompe.

Les résultats en fonction du délai pompe/sonde sont présentés sur la figure 2.18, à comparer directement à la figure 2.12. Là, le rôle du Miroir Plasma se trouve parfaitement illustré : l'énergie contenue dans le piédestal est insuffisante pour créer un préplasma, et la cible n'est donc ionisée qu'au voisinage du pic de l'impulsion. La région opaque correspondant à la formation d'un plasma surdense est observée évoluant significativement sur une échelle de temps de quelques picosecondes.

Utilisation d'une sonde dans le domaine XUV

Choix des harmoniques

Le choix des harmoniques observées au moyen du spectromètre XUV a été

réalisé en prenant en compte les caractéristiques de la cible et l'incidence de la sonde.

Tout d'abord, il s'agit de considérer la densité électronique maximale qui correspond à une cible totalement ionisée. Le polypropylène utilisé (formule C_3H_6), est de densité 0.9 g/cm^{-3}, ce qui donne une densité électronique de $3.1 \times 10^{23} cm^{-3}$.

Par suite, on va choisir un couple d'harmoniques tel que leurs densités de coupures à l'incidence de l'expérience (donnée par la formule établie précédemment) se situent de part et d'autre de la densité électronique maximale atteignable. En effet, dans les conditions d'éclairement atteintes par nos expériences, on s'attend à ioniser complètement la cible. Dans ce cas, on doit se retrouver à l'instant de création du plasma avec une situation où une des harmoniques du couple va être partiellement transmise, alors que l'autre est complètement réfléchie.

En partant d'un laser Ti :Saphir centré à 800 nm, on se rend compte que le couple d'harmoniques (H19 $\lambda = 42$ nm/H21 $\lambda = 38$ nm) correspond tout à fait à cette situation, puisque leurs densités critiques pour un angle d'incidence de 45 °données par la formule établie page 96 sont respectivement $2.9 \times 10^{23} cm^{-3}$ et $3.5 \times 10^{23} cm^{-3}$.

Résultats expérimentaux

La figure 2.19 présente l'évolution de la transmission mesurée pour les deux harmoniques 19 et 21, en fonction du délai entre les faisceaux pompe et sonde. Les transmissions des deux harmoniques à un délai donné correspondent à un même tir laser. La variabilité tir à tir du signal de la source d'harmoniques a été évaluée inférieure à 5% , et les différents points expérimentaux sont donc obtenus en intégrant le signal correspondant à chaque harmonique sur les spectres obtenus, dont un exemple est montré dans l'insert de la figure 2.19. Après chaque tir avec le faisceau pompe, un tir de référence était enregistré au travers de la feuille mince explosée. Ce signal de référence est alors utilisé pour déterminer la transmission absolue en faisant simplement le rapport entre les deux.

Sur le premier tir, réalisé pour un délai correspondant à une arrivée de la sonde environ 250 fs avant l'impulsion principale sur la cible, la transmission mesurée reste nulle, et correspond bien à la transmission initiale de la cible. Ceci ne fait que confirmer les résultats qui viennent d'être présentés avec la sonde à 800nm : avec le Miroir Plasma en place, la cible reste intacte jusqu'à l'arrivée de l'impulsion principale, qui va donc bien interagir avec une cible solide.

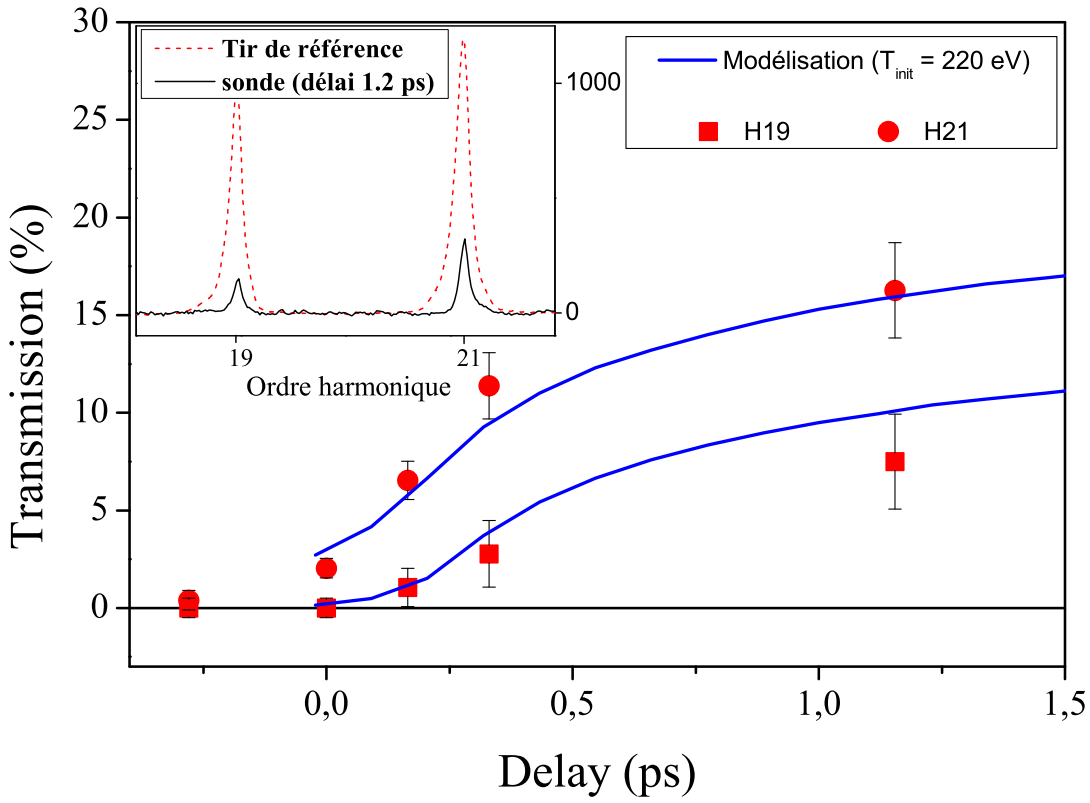


Fig. 2.19: Evolution temporelle de la transmission des harmoniques 19 et 21 à travers le plasma en fonction du délai entre la pompe et la sonde. En traits pleins, on retrouve les résultats des simulations hydrodynamiques qui ont été réalisée pour déterminer la température atteinte par le plasma, trouvée égale à 220 eV. En insert, on retrouve les mesures (unités arbitraires) des spectres des deux harmoniques pour deux tirs : l'un au travers d'une cible explosée (référence), l'autre pour un délai de 1.2 ps entre la pompe et la sonde.

Densité électronique initiale

Le tir correspondant au délai nul sur la figure 2.19 représente exactement la situation qui a présidé au choix du couple d'harmoniques : l'harmonique 21 est transmise faiblement ($\approx 2\%$), alors que l'harmonique 19 est complètement réfléchie. On peut donc conclure que la densité électronique initiale est bien comprise entre 2.9 et $3.5\times10^{23}cm^{-3}$, en totale cohérence avec l'hypothèse d'un plasma totalement ionisé. De fait, dans toute la suite, on considèrera que la densité initiale était bien de $3.1\times10^{23}cm^{-3}$.

2.3.4 Modélisation - Exploitation

Pour poursuivre l'analyse des résultats de la figure 2.19, il est nécessaire de modéliser le comportement du plasma qui vient d'être formé, afin de pouvoir déterminer les caractéristiques responsables de l'évolution mesurée de la transmission des harmoniques. Une première analyse qualitative permet cependant d'affirmer que l'augmentation de transmission est le signe d'une expansion du plasma, comme le confirme le fait qu'environ 200 fs après le passage de l'impulsion principale, l'harmonique 19 devient sous critique et est détectée, signe que la densité est bien passée sous les $2.9\times10^{23}cm^{-3}$.

Modélisation hydrodynamique

La modélisation a consisté à utiliser un code hydrodynamique à une dimension pour déterminer l'évolution temporelle de la cible. Simultanément, l'équation d'Helmholtz est résolue pour les deux harmoniques afin de déterminer leur transmission. L'hypothèse d'une expansion unidimensionnelle, qui autorise le traitement par une code à une dimension, est tout à fait réaliste si on compare l'extension radiale de la zone de plasma (quelques dizaines de microns) et l'épaisseur de la zone (quelques centaines de nanomètres) : l'expansion va se dérouler majoritairement perpendiculairement à la cible.

Initialement, les profils de densité et de température électronique sont supposés uniformes, ce qui est réaliste compte tenu de la finesse du milieu. La valeur de densité initiale est posée à $N_0 = 3.1\times10^{23}cm^{-3}$, comme justifié dans la discussion précédente. Si bien que la valeur de la température électronique initiale devient le seul paramètre ajustable dans la simulation pour reproduire l'évolution de la transmission.

Pour résoudre l'équation d'Helmholtz, il faut décrire la dépendance de la constante diélectrique avec la densité et la température électronique. On utilise une fois de plus le modèle de Drude, qui demande de définir une fréquence de collisions électrons/ions ν_{ei}. Celle ci est déterminée au moyen de la formule de Spitzer

$$\nu_{ei}[s^{-1}] = 2.9\times10^{-6} Z n_e(t)(cm^{-3}) T_{e,\mathrm{eV}}^{-3/2}(t)\ln\Lambda$$

où $\ln\Lambda$ est le logarithme coulombien [Atzeni and Meyer-ter-Vehn, 2004]. Dans les conditions de l'expérience, il peut être calculé avec la formule suivante [NRL, 1994] :

$$\ln \Lambda = 24.4 - \ln \left(\frac{\sqrt{n_e}}{T_e} \right)$$

Enfin, le code utilise une équation d'état de type gaz parfait pour décrire le fluide.

Les résultats obtenus avec ce modèle sont représentés sur la figure 2.19, où le meilleur accord est obtenu pour une température électronique initiale de 220 eV avec une incertitude de ±20 eV, meilleure que 15% (cette incertitude est déduite à partir de la dispersion des résultats de simulation restant à l'intérieur des barres d'erreur expérimentales). On remarque un très bon accord entre les données expérimentales et les simulations.

La température déterminée ici est naturellement plus élevée que celle trouvée par [Theobald et al., 1999] en raison de l'intensité plus élevée de l'impulsion servant à créer le plasma, et se trouve dans la même gamme que celles prévues par des simulations rapportées par [Eidmann et al., 2000], réalisées pour des intensités $\approx 10^{17}$ W/cm^2 en incidence normale, sur des feuilles d'aluminium.

On peut ensuite utiliser le modèle pour représenter l'évolution des profils de densité et température électroniques dans le plasma issu de l'expansion de la feuille mince. Dans les conditions du meilleur accord avec les données expérimentales, on obtient les évolutions représentées sur la figure 2.20.

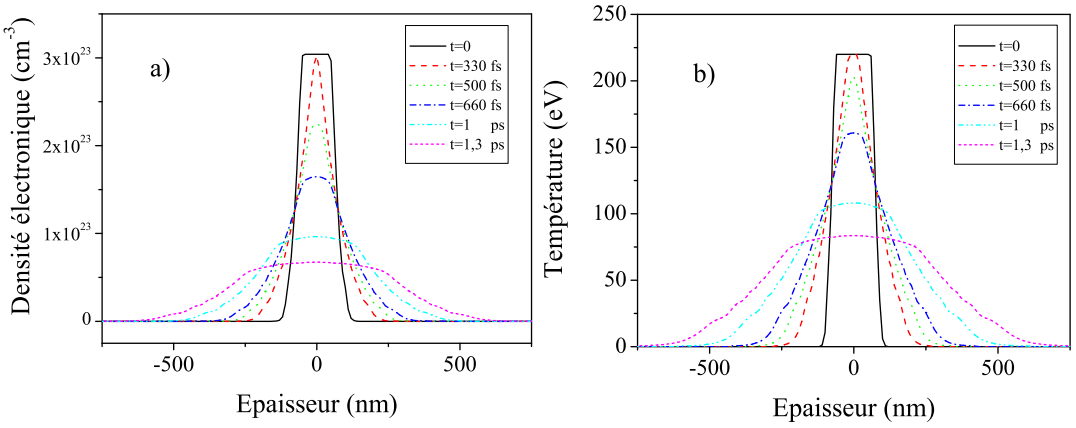


FIG. 2.20: Profils de densités (a)) et de température (b)) électronique , calculés avec le code hydrodynamique, pour différents instants au cours de l'expansion du plasma.

On retrouve bien qu'initialement les profils sont uniformes, ce qui correspond à l'approximation réalisée dans le modèle. Ensuite, on observe une expansion

s'accompagnant d'une diminution de la densité et de la température électroniques, ainsi que de l'apparition de gradients de densité et de température aux bords du plasma.

Comparaison à un modèle d'expansion adiabatique

Les résultats du code hydrodynamique présentent donc une expansion inhomogène du plasma. Afin de déterminer l'influence du caractère inhomogène de l'expansion sur la valeur de transmission des harmoniques, il serait intéressant de pouvoir comparer avec les résultats que fournit un modèle simple d'expansion adiabatique du type de celui utilisé par Théobald [Theobald et al., 1996] et décrit dans la partie 2.2.2. On rappelle en effet que ce modèle considère une expansion pour laquelle la densité et la température restent uniformes.

Le taux de collisions peut être déduit des calculs des profils de densité et de température à partir de la formule de Spitzer et de l'expression du logarithme Coulombien énoncées plus haut. Le résultat est reporté sur la figure 2.21, qui présente les profils de fréquence de collisions ν_{ei} pour différentes durées de l'expansion. On constate que la fréquence varie peu autour de la valeur moyenne de $3.5\times\ 10^{15}\mathrm{s}^{-1}$.

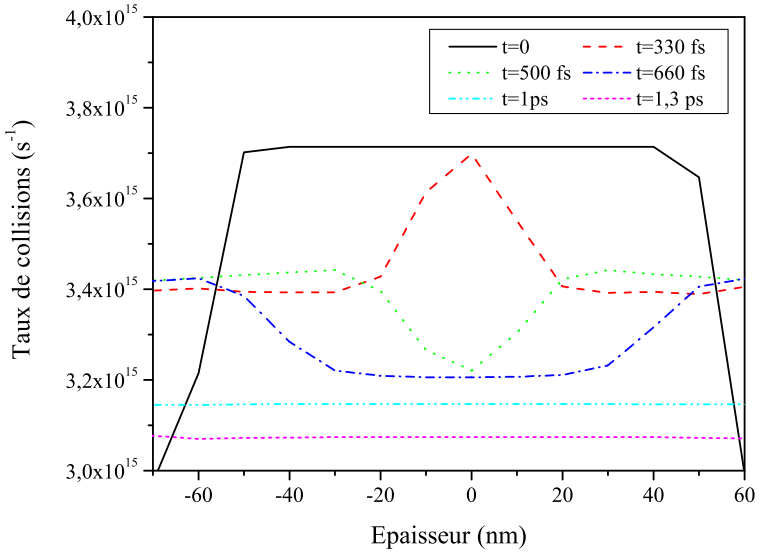


FIG. 2.21: Evolution du profil de taux de collisions en fonction de la durée de l'expansion.

La vitesse d'expansion de chaque face utilisée par le modèle est la vitesse acoustique ionique. On peut dans notre cas effectuer une comparaison approximative

avec l'expansion calculées par le code hydrodynamique.

Pour le matériau utilisé (CH_2), la valeur de la vitesse acoustique ionique ($C_s = \sqrt{\frac{<Z>k_bT_e}{m_i}}$), en considérant une cible totalement ionisée ($Z = 8$) et une température de 220 eV, est de $C_s = 1.25\times10^7$cm/s. En utilisant la figure 2.20 et la courbe de densité pour un délai d'une picosenconde, on détermine que la vitesse d'une face (bord de la courbe de densité) est de l'ordre de

$$C \approx \frac{500nm}{1ps} \approx 4.8 \times 10^7 \text{cm/s}$$

On voit donc que la vitesse des bords est plus rapide que la vitesse acoustique ionique.

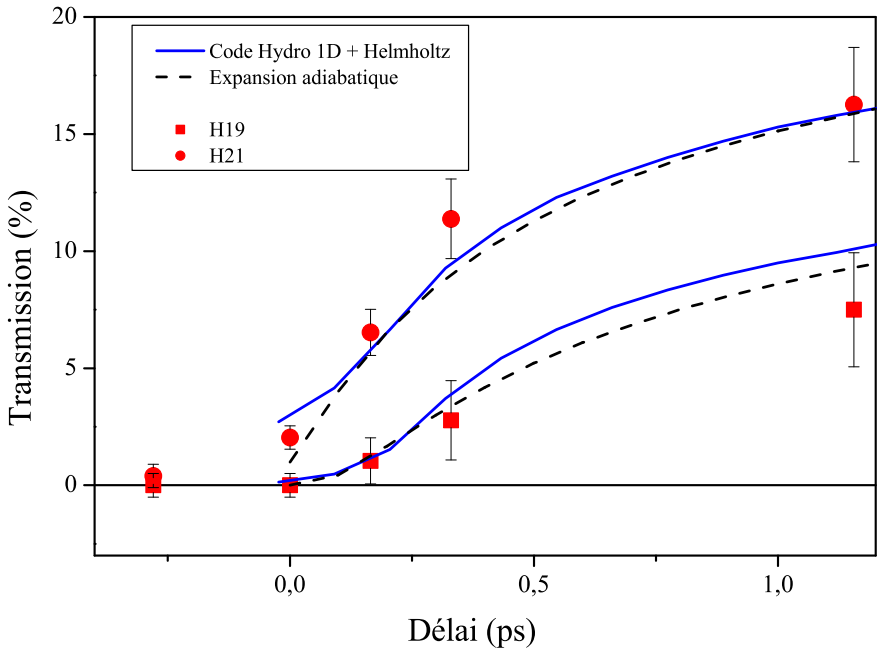


Fig. 2.22: Comparaison entre les transmissions prédites par le modèle hydrodynamique avec les résultats du modèle simple d'expansion adiabatique, pour lequel on a fixé un taux de collisions constant de 5×10^{15}s^{-1}.

Regardons alors les résultats d'une comparaison des deux modèles. La figure 2.22 présente à la fois les résultats obtenus avec le code hydrodynamique, et le meilleur accord obtenu avec le modèle d'expansion adiabatique, qui a lieu pour des valeurs de fréquence de collision de $5\times10^{15}s^{-1}$ et une vitesse d'expansion égale à la vitesse acoustique ionique pour chaque face. Dans les deux cas, la température initiale du plasma homogène est de 220 eV.

On constate donc que l'on arrive toujours avec le modèle d'expansion adiabatique à très bien reproduire le comportement en transmission du plasma formé. Cependant, il faut augmenter un peu la fréquence des collisions par rapport à la valeur déterminée à partir de la simulation hydrodynamique (il faut garder à l'esprit que l'on considérait un taux de collisions constant malgré une baisse de la température et de la densité, ce qui est a priori une approximation grossière). La vitesse d'expansion en revanche semble bien correspondre à celle d'un milieu homogène, ce qui peut s'interpréter en considérant que les bords du plasma, qui se détendent plus vite, influencent peu la transmission en raison d'une plus faible densité électronique et par suite d'une faible absorption.

2.4 Conclusion

L'étude des plasmas denses créés par laser est un domaine très vaste et qui présente toujours un grand nombre de défis techniques et d'incertitudes physiques. La génération d'harmoniques d'ordre élevé dans les gaz est un des outils utiles pour ces études, en fournissant une source XUV brève et intense, que l'on peut utiliser pour déterminer expérimentalement des caractéristiques fondamentales de ces plasmas.

Les expériences que nous avons réalisées ont tout d'abord démontré la prépondérance de l'effet du piédestal dans certaines expériences d'interaction entre une impulsion laser femtoseconde ultra-intense et une cible solide. Nous avons cependant réussi à surmonter cet écueil par l'utilisation du Miroir Plasma, qui nous a donc permis de générer sur des feuilles minces de polypropylène des plasmas d'une densité de $3.1 \times 10^{23} cm^{-3}$ pour une température initiale de 220 eV.

Ces caractéristiques ont été déterminées en reproduisant des mesures de transmission d'harmoniques au moyen d'une modélisation hydrodynamique à une dimension, mais on a montré que ces résultats correspondent en très bonne approximation à la situation très simple d'une expansion adiabatique d'un plasma uniforme présentant un taux de collisions électroniques constant.

Cette étude ouvre la voie à une utilisation plus systématique des harmoniques générées en gaz comme faisceau sonde de plasmas denses, d'autant plus qu'on peut facilement imaginer améliorer les diagnostics, en implémentant notamment des systèmes interférométriques :

– **Interférométrie spectrale** : A l'image de ce qui a été réalisé par [Salieres

et al., 1999], en utilisant deux impulsions harmoniques collinéaires générées dans le même jet de gaz, et en les faisant interférer dans un spectromètre, on a accès directement à la densité électronique du plasma traversé.

– **Interférométrie spatiale** : On utilise cette fois ci deux sources harmoniques issues de deux répliques d'une impulsion focalisées dans deux jets de gaz différents, et on réalise des franges d'interférence spatiale (voir [Descamps et al., 2000]), que l'on peut imager au moyen d'optiques multicouches capables de fournir une bonne réflectivité pour une longueur d'onde donnée et d'offrir un grandissement optique important autorisant une résolution spatiale (Thèse H. Stabile en cours).

Bibliographie

[Atzeni and Meyer-ter-Vehn, 2004] Atzeni, S. and Meyer-ter-Vehn, J. (2004). *The Physics of inertial fusion*. Clarendon Press, Oxford.

[Audebert et al., 2005] Audebert, P., Renaudin, P., Bastiani-Ceccotti, S., Geindre, J.-P., Chenais-Popovics, C., Tzortzakis, S., Nagels-Silvert, V., Shepherd, R., Matsushima, I., Gary, S., Girard, F., Peyrusse, O., and Gauthier, J.-C. (2005). Picosecond time-resolved x-ray absorption spectroscopy of ultrafast aluminum plasmas. *Physical Review Letters*, 94(2) :025004.

[Ayvazyan et al., 2002] Ayvazyan, V., Baboi, N., Bohnet, I., Brinkmann, R., Castellano, M., Castro, P., Catani, L., Choroba, S., Cianchi, A., Dohlus, M., Edwards, H. T., Faatz, B., Fateev, A. A., Feldhaus, J., Flottmann, K., Gamp, A., Garvey, T., Genz, H., Gerth, C., Gretchko, V., Grigoryan, B., Hahn, U., Hessler, C., Honkavaara, K., Huning, M., Ischebeck, R., Jablonka, M., Kamps, T., Korfer, M., Krassilnikov, M., Krzywinski, J., Liepe, M., Liero, A., Limberg, T., Loos, H., Luong, M., Magne, C., Menzel, J., Michelato, P., Minty, M., Muller, U.-C., Nolle, D., Novokhatski, A., Pagani, C., Peters, F., Pfluger, J., Piot, P., Plucinski, L., Rehlich, K., Reyzl, I., Richter, A., Rossbach, J., Saldin, E. L., Sandner, W., Schlarb, H., Schmidt, G., Schmuser, P., Schneider, J. R., Schneidmiller, E. A., Schreiber, H.-J., Schreiber, S., Sertore, D., Setzer, S., Simrock, S., Sobierajski, R., Sonntag, B., Steeg, B., Stephan, F., Sytchev, K. P., Tiedtke, K., Tonutti, M., Treusch, R., Trines, D., Turke, D., Verzilov, V., Wanzenberg, R., Weiland, T., Weise, H., Wendt, M., Will, I., Wolff, S., Wittenburg, K., Yurkov, M. V., and Zapfe, K. (2002). Generation of gw radiation pulses from a vuv free-electron laser operating in the femtosecond regime. *Physical Review Letters*, 88(10) :104802.

[Borghesi et al., 2002] Borghesi, M., Bulanov, S., Campbell, D. H., Clarke, R. J., Esirkepov, T. Z., Galimberti, M., Gizzi, L. A., MacKinnon, A. J., Naumova, N. M., Pegoraro, F., Ruhl, H., Schiavi, A., and Willi, O. (2002). Macroscopic evidence of soliton formation in multiterawatt laser-plasma interaction. *Physical Review Letters*, 88(13) :135002.

[Born and Wolff, 1988] Born, M. and Wolff, E. (1988). *Principles of Optics*. Addison-Wesley.

[Descamps et al., 2000] Descamps, D., Lynga, L., Norin, J., L'Huillier, A., Wahlstrom, C.-G., Hergott, J.-F., Merdji, H., Salieres, P., Bellini, M., and Hansch, T. W. (2000). Extreme ultraviolet interferometry erometry measurements with high-order harmonics. *Optics Letters*, 25 (2) :135.

[d'Humieres et al., 2005] d'Humieres, E., Lefebvre, E., Gremillet, L., and Malka, V. (2005). Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils. *Physics of Plasmas*, 12(6) :062704.

[Eidmann et al., 2000] Eidmann, K., Meyer-ter-Vehn, J., Schlegel, T., and Huller, S. (2000). Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 62(1) :1202–1214.

[Ferray et al., 1988] Ferray, M., L'Huillier, A., Li, X. F., Lompré, L. A., Mainfray, G., and Manus, C. (1988). Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases. *J. Phys. B*, 21 :L31.

[Filevich et al., 2004] Filevich, J., Rocca, J. J., Marconi, M. C., Smith, R. F., Dunn, J., Keenan, R., Hunter, J. R., Moon, S. J., Nilsen, J., Ng, A., and Shlyaptsev, V. N. (2004). Picosecond-resolution soft-x-ray laser plasma interferometry. *Applied Optics*, 43 (19) :3938.

[Fritzler et al., 2003] Fritzler, S., Malka, V., Grillon, G., Rousseau, J. P., Burgy, F., Lefebvre, E., d'Humieres, E., McKenna, P., and Ledingham, K. W. D. (2003). Proton beams generated with high-intensity lasers : Applications to medical isotope production. *Applied Physics Letters*, 83(15) :3039–3041.

[Hergott et al., 2001] Hergott, J.-F., Salières, P., Merdji, H., Déroff, L. L., Carré, B., Auguste, T., Monot, P., D'Oliveira, P., Descamps, D., Norin, J., Lynga, C., L'Huillier, A., Wahlstrom, C.-G., Bellini, M., and Huller, S. (2001). Xuv interferometry using high-order harmonics : Application to plasma diagnostics. *Laser and Particle Beams*, 19 :35.

[Hooper et al., 1989] Hooper, C. F., Kilcrease, D. P., Mancini, R. C., Woltz, L. A., Bradley, D. K., Jaanimagi, P. A., and Richardson, M. C. (1989). Time-resolved spectroscopic measurements of high density in ar-filled microballoon implosions. *Physical Review Letters*, 63(3) :267.

[Kaluza et al., 2004] Kaluza, M., Schreiber, J., Santala, M. I. K., Tsakiris, G. D., Eidmann, K., ter Vehn, J. M., and Witte, K. J. (2004). Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Physical Review Letters*, 93(4) :045003.

[L'Huillier et al., 2003] L'Huillier, A., Johansson, A., Norin, J., Mauritsson, J., and Wahlström, C.-G. (2003). Applications of high-order harmonics. *Eur. Phys. J. D*, 26 :91.

[Maksimchuk et al., 2000] Maksimchuk, A., Gu, S., Flippo, K., Umstadter, D., and Bychenkov, V. Y. (2000). Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*, 84(18) :4108–4111.

[Malka et al., 2004] Malka, V., Fritzler, S., Lefebvre, E., d'Humieres, E., Ferrand, R., Grillon, G., Albaret, C., Meyroneinc, S., Chambaret, J.-P., Antonetti, A., and Hulin, D. (2004). Practicability of protontherapy using compact laser systems. *Medical Physics*, 31(6) :1587–1592.

[McPherson et al., 1987] McPherson, A., Gibson, G., Jara, H., Johann, U., Luk, T. S., McIntyre, I., Boyer, K., and Rhodes, C. K. (1987). Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4 :595.

[Mora, 2003] Mora, P. (2003). Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18) :185002.

[Moreno et al., 1995] Moreno, J. C., Back, C. A., Cauble, R. C., Koch, J. A., and Lee, R. W. (1995). Time-resolved density measurements of x-ray-heated teflon foils using absorption spectroscopy. *Physical Review E*, 51 :4897–4900.

[NRL, 1994] NRL (1994). *NRl Plasma Formulary.*

[Pukhov, 2001] Pukhov, A. (2001). Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser. *Physical Review Letters*, 86(16) :3562–3565.

[Rocca, 1999] Rocca, J. J. (1999). Table-top soft x-ray lasers. *Review of Scientific Instruments*, 70(10) :3799–3827.

[Roth et al., 2001] Roth, M., Cowan, T. E., Key, M. H., Hatchett, S. P., Brown, C., Fountain, W., Johnson, J., Pennington, D. M., Snavely, R. A., Wilks, S. C., Yasuike, K., Ruhl, H., Pegoraro, F., Bulanov, S. V., Campbell, E. M., Perry, M. D., and Powell, H. (2001). Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Physical Review Letters*, 86(3) :436–439.

[Salieres et al., 1999] Salieres, P., Deroff, L. L., Auguste, T., Monot, P., d'Oliveira, P., Campo, D., Hergott, J.-F., Merdji, H., and Carre, B. (1999). Frequency-domain interferometry in the xuv with high-order harmonics. *Physical Review Letters*, 83(26) :5483–5486.

[Salières et al., 1999] Salières, P., L'Huillier, A., Antoine, P., and Lewenstein, M. (1999). Study of the spatial and temporal coherence of high-order harmonics. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 41 :83.

[Seres et al., 2005] Seres, J., Seres, E., Verhoef, A. J., Tempea, G., Streli, C., Wobrauschek, P., Yakovlev, V., Scrinzi, A., Spielmann, C., and Krausz, F. (2005). Laser technology : Source of coherent kiloelectronvolt x-rays. *Nature*, 433 :596.

[Smith et al., 2002] Smith, R. F., Dunn, J., Nilsen, J., Shlyaptsev, V. N., Moon, S., Filevich, J., Rocca, J. J., Marconi, M. C., Hunter, J. R., and T. W. Barbee,

J. (2002). Picosecond x-ray laser interferometry of dense plasmas. *Physical Review Letters*, 89(6) :065004.

[Theobald et al., 1999] Theobald, W., Hassner, R., Kingham, R., Sauerbrey, R., Fehr, R., Gericke, D. O., Schlanges, M., Kraeft, W.-D., and Ishikawa, K. (1999). Electron densities, temperatures, and the dielectric function of femtosecond-laser-produced plasmas. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 59(3) :3544–3553.

[Theobald et al., 1996] Theobald, W., Hassner, R., Wulker, C., and Sauerbrey, R. (1996). Temporally resolved measurement of electron densities ([greater-than] 10[sup 23] cm[sup - 3]) with high harmonics. *Physical Review Letters*, 77(2) :298–301.

[Zhidkov et al., 2000] Zhidkov, A., Sasaki, A., and Tajima, T. (2000). Emission of mev multiple-charged ions from metallic foils irradiated with an ultrashort laser pulse. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 61(3) :R2224–R2227.

Chapitre 3

Génération d'harmoniques sur cible solide

Ce chapitre présente l'étude de la génération d'harmoniques par réflexion sur une cible solide, au moyen ici d'une impulsion à fort contraste temporel obtenue à l'aide d'un Miroir Plasma. Nous exposons un historique des expériences déjà réalisées sur le sujet, ainsi qu'une discussion des différents modèles théoriques avancés pour expliquer l'origine physique du phénomène. Nous caractérisons ensuite la source XUV obtenue dans nos expériences, avec notamment une mesure absolue de l'énergie produite. Finalement, nous présentons une discussion de l'accord entre nos mesures et les modèles, ainsi qu'une évaluation du potentiel d'utilisation de la source.

3.1 Motivations

Un domaine important d'utilisation des impulsions femtosecondes intenses consiste en la production de sources secondaires, à la fois de rayonnements (UV, X) et de particules, par interaction avec divers types de cibles. En particulier, on va s'intéresser ici au phénomène de génération d'harmoniques d'ordre élevé sur cible solide, qui consiste à observer la production d'harmoniques de la fréquence laser au sein du faisceau réfléchi obtenu par focalisation d'une impulsion ultra-intense sur cette cible.

Ce processus est a priori susceptible de fournir une source XUV intense, dont l'intérêt réside dans les applications que l'on peut imaginer explorer. Ainsi, si

l'on désire réaliser de l'optique non linéaire dans le domaine XUV, il est indispensable de pouvoir disposer d'une source intense. De plus, si on désire étendre les méthodes actuelles de diagnostiques XUV en introduisant des dispositifs de réimagerie avec des grandissements optiques importants, il est indispensable de posséder des sources avec suffisamment d'énergie pour pouvoir obtenir des signaux exploitables. Une alternative en cours de développement et qui fournit déjà des résultats intéressants consiste dans le développement des Lasers à électrons libres (ou Free Electron Laser : FEL) [Ayvazyan et al., 2002]. Cependant, si leurs performances en font des outils uniques, le faible nombre prévu de ces installations de grande taille oblige à devoir considérer des alternatives à l'échelle des laboratoires, et une des pistes privilégiées actuellement consiste donc en cette génération d'harmoniques sur cibles solides.

On vient de voir que les harmoniques d'ordre élevé générées dans les gaz fournissent d'ores et déjà une source très bien caractérisée. Cependant, le phénomène de génération des harmoniques dans les gaz, exposé brièvement dans la partie 2.2.1, ne permet pas d'augmenter indéfiniment l'énergie apportée par l'impulsion laser. Si l'intensité est trop élevée, l'ionisation du gaz devient trop importante, et limite le processus de génération. Si des énergies de l'ordre du μJ ont déjà été démontrées expérimentalement pour des longueurs d'onde autour de 50 nm [Hergott et al., 2002, Takahashi et al., 2002], dépasser ces valeurs demanderait la mise en place d'installation beaucoup plus lourdes, puisqu'il s'agit d'augmenter le volume de l'interaction, ce qui pourrait se faire notamment en utilisant des optiques de très grande focale (plus de 10 m).

Plus fondamentalement, l'étude du rayonnement harmonique réfléchi pourrait représenter un nouvel outil pour étudier le processus très complexe et encore largement mal compris de l'interaction d'une impulsion laser de très haute intensité avec une cible solide (ou plutôt avec un plasma dense présentant un gradient de densité raide). A l'image des immenses progrès dans la compréhension de l'interaction laser-atome qui ont accompagnés les multiples expériences sur la génération d'harmoniques dans les gaz, ou encore à l'image des informations sur les plasmas tirées de l'étude du rayonnement X dur, une étude poussée des caractéristiques de ces harmoniques générées sur cible solide doit immanquablement fournir des éléments cruciaux dans cette perspective.

On va donc s'attacher ici, après un rapide historique des différentes études expérimentales en date et une présentation des modèles théoriques décrivant l'origine des harmoniques, à décrire en détail la réalisation d'une source de ce type sur l'installation UHI 10 équipée du Miroir Plasma et à discuter des implications sur

la compréhension du processus de génération.

3.2 Inventaire historique - Etat de l'art

Les premières observations expérimentales de génération d'harmoniques sur cibles solides remontent au début des années 1980, avec des installations lasers très différentes de celles utilisées au long de cette thèse. En effet, c'est au moyen de lasers CO_2 nanosecondes, capables tout de même d'atteindre des intensités autour de 10^{16} W/cm^2, qu'ont été obtenues toutes les harmoniques jusqu'à l'ordre 46 avec une efficacité remarquablement constante sur l'ensemble du spectre [Carman et al., 1981a, Carman et al., 1981b]. Il est important de remarquer que compte tenu de la grande longueur d'onde du laser (10.6 μm), ces expériences furent les premières à approcher le régime d'interaction relativiste : $a_0 = 1$ pour $I = 1.25 \times 10^{16}$ W/cm^2.

L'interprétation de cette génération [Bezzerides et al., 1982] prend en compte le fait que, compte tenu de la durée de l'impulsion, le plasma a le temps de s'étendre. Alors, en raison de la force pondéromotrice exercée par la lumière incidente, le profil de densité devient beaucoup plus raide au niveau de la densité critique. La création de ce fort gradient de densité expose alors les électrons situés près de la discontinuité, et qui oscillent de part et d'autre, à des forces de rappel très différentes des deux côtés de la discontinuité, menant à un mouvement fortement anharmonique responsable de l'émission détectée. Ce modèle non relativiste prédit que l'émission harmonique a lieu principalement lorsque l'accélération des électrons est maximale, c'est à dire pendant un temps d'environ π/ω_{pmax}, où ω_{pmax} est la fréquence plasma autour de la zone de discontinuité abrupte. Ce modèle reproduit alors bien l'efficacité quasi-constante pour l'émission harmonique jusqu'à la fréquence correspondant à ω_{pmax}, qui représente une fréquence de coupure.

Avec le développement des lasers CPA et des impulsions ultra-courtes, et par suite la possibilité d'atteindre des intensités de 10^{18} W/cm^2, est venue l'idée de tester si le même genre de phénomène pouvait intervenir en régimes pico- et femtoseconde. En effet, le paramètre caractéristique qui décrit l'énergie d'oscillation de l'électron est le produit $I\lambda^2$, où I est l'intensité de l'impulsion et λ sa longueur d'onde. Dès lors, on pouvait penser compenser le facteur perdu en raison de la diminution de la longueur d'onde par l'augmentation de l'intensité. Cependant, il apparaissait aussi probable que le mécanisme ne pouvait être exactement similaire, compte tenu du fait que les plasmas formés n'ont pas le temps d'évoluer pendant la durée

de l'impulsion.

Les premières expériences de ce type ont eu lieu dans les années 1995-1996, avec des lasers aussi bien femtosecondes [Kohlweyer et al., 1995, von der Linde et al., 1995] que picosecondes [Norreys et al., 1996].

Dans le cas de l'utilisation d'impulsions femtosecondes issues d'un laser Titane : Saphir, des impulsions de quelques dizaines de millijoules pour des durées entre 130 et 150 fs envoyées sur des cibles avec une polarisation P, ont permis d'atteindre des intensités proches de 10^{17} W/cm^2, et d'observer toutes les harmoniques (paires et impaires) jusqu'à l'ordre 15.

Dans le cas des impulsions picosecondes, les impulsions à 1,053 μm, d'une durée de 2.5 ps et d'une énergie de 20 J, ont permis d'atteindre des intensités bien plus élevées sur la cible et des ordres harmoniques plus élevés (jusqu'à l'harmonique 68). Cependant, l'observation d'un rayonnement isotrope et l'absence de différence de comportement entre les polarisations S et P sur la cible, semblent suggérer que dans ces conditions, la surface réfléchissante est très déformée. De fait, pour de telles intensités, avec un contraste temporel nanoseconde évalué à 10^{-6}, le piédestal est largement assez intense pour générer un préplasma qui sera le lieu d'instabilités hydrodynamiques suffisantes pour expliquer la diffusion du faisceau incident. Il en résulte que les conditions de génération sont mal maîtrisées, et que la source réalisée est difficilement exploitable à l'heure actuelle.

Ensuite, plusieurs tentatives ont été réalisées pour obtenir des harmoniques d'ordres plus élevés avec des impulsions femtosecondes. [Tarasevitch et al., 2000] ont établi qu'en régime femtoseconde, si on augmente trop l'intensité sans améliorer le contraste, les harmoniques disparaissent. Les auteurs ont tout de même obtenu un faisceau faiblement divergent présentant distinctement les harmoniques jusqu'à l'ordre 20, avec la présence de pics dans le spectre potentiellement attribuables à des harmoniques jusqu'à l'ordre 35. Ces expériences, associées aux nombreuses études théoriques dont on parlera plus loin, mettaient bien en évidence la nécessité d'améliorer le contraste temporel.

A cette fin, une des solutions explorées a été de pratiquer du doublage de fréquence sur l'impulsion en sortie de la chaîne laser. Dans ces conditions, le contraste est fortement amélioré (cf annexe, page 160). Partant d'impulsions de 130 fs, [Teubner et al., 2003] ont obtenu des impulsions de 60 mJ centrées à 395 nm, conduisant après focalisation sur cible en polarisation P à des intensités jusqu'à $5\times$ 10^{18} W/cm^2. Les harmoniques jusqu'à l'ordre 16 de la fréquence double ont été obtenues, ce qui représente les plus courtes longueurs d'onde obtenues par

génération d'harmoniques sur cible solide en régime femtoseconde.

Enfin, récemment, ces mêmes conditions expérimentales ont été utilisées sur des cibles composées de feuilles minces d'aluminium, et en plus des harmoniques présentes dans le faisceau réfléchi, des harmoniques ont aussi été détectées en provenance de la face arrière des cibles [Teubner et al., 2004, Eidmann et al., 2005]. Le spectre des harmoniques détectées présente une coupure claire dans l'efficacité de génération, à une fréquence égale à la fréquence plasma correspondant à la densité électronique maximale de la cible. Ces résultats ont mené à l'élaboration d'un nouveau modèle théorique qui va être exposé dans la suite.

Ainsi, l'énumération rapide des différentes études souligne la diversité des conditions expérimentales permettant d'observer une génération d'harmoniques d'ordre élevé avec des cibles solides. Ce domaine est de plus très récent, et les modèles théoriques n'ont pas encore reçu de vérification expérimentale décisive. On va s'attacher maintenant à décrire les deux modèles principaux existants pour rendre compte de ce phénomène.

3.3 Modèles théoriques de génération

3.3.1 Miroir oscillant relativiste

Parallèlement aux premières expériences réalisées avec des impulsions picosecondes et sub-picosecondes, des premières simulations de l'interaction laser-plasma ont été réalisée dans le but d'étudier le spectre du champ réfléchi. Pour décrire le comportement du plasma, notamment vis-à-vis du champ électromagnétique, on utilise des codes particulaires, ou codes PIC (Particle In Cell). Leur principe consiste à résoudre numériquement les équations de la dynamique et les équations de Maxwell sur une grille, en regroupant les électrons et les ions en pseudo-particules plus grosses afin de rendre les calculs numériques accessibles.

Les codes les plus simples fonctionnent à une dimension. Cependant, même à une dimension, on peut décrire la situation d'une impulsion en incidence oblique par le biais d'une transformation lorentzienne du référentiel, décrit par Bourdier [Bourdier, 1983]. Ce changement de référentiel est illustré sur la figure 3.1.

Les premières simulations de ce type ont été menées par Gibbon [Gibbon, 1996], avant d'être reprises et fortement développées par Lichters *et al* [Lichters et al., 1996]. Un exemple de résultat obtenu avec ce type de calculs est présenté sur la

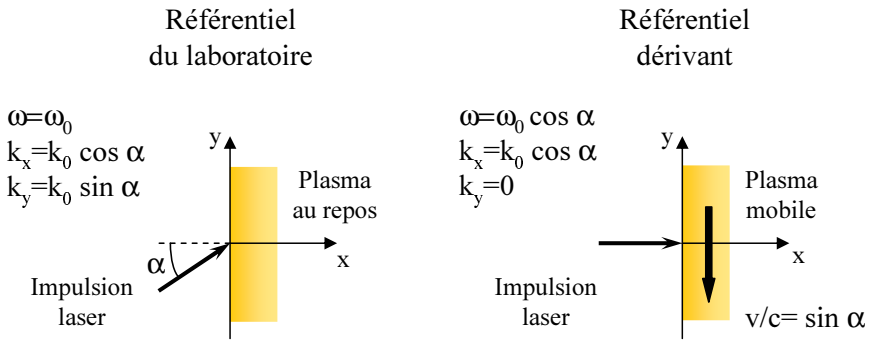


FIG. 3.1: Changement de référentiel effectué pour s'affranchir de l'angle d'incidence. On passe du référentiel du laboratoire, où l'impulsion arrive avec une incidence α, au référentiel dérivant dans lequel le plasma se déplace à la vitesse $v = csin\alpha$. Les correspondances sur la fréquence et le vecteur d'onde sont indiquées.

figure 3.2. Elle représente le cas particulier d'une impulsion polarisée linéairement qui arrive en incidence normale sur un plasma dont la densité électronique initiale est de 4 N_c, où N_c est la densité critique. L'intensité de l'impulsion est caractérisée par le facteur $a_0 = 1$ défini dans l'introduction (page 9). La figure de gauche représente l'évolution de la densité électronique en fonction du temps et de la distance par rapport à la position initiale de la surface. L'échelle de densité est donnée en multiples de la densité critique et l'échelle temporelle en multiples de la période du laser incident.

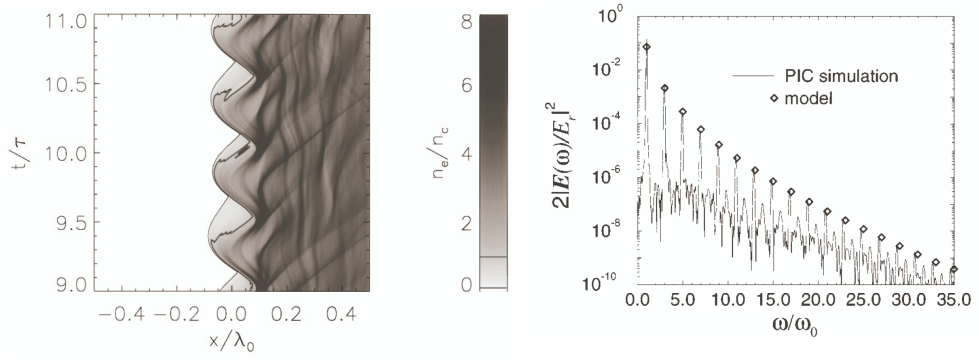


FIG. 3.2: Figure de gauche : carte de densité en fonction du temps et de la distance à la position initiale de la surface. Figure de droite : spectre du faisceau réfléchi, calculé par le code PIC (trait plein) et le modèle du miroir oscillant(losanges). Ces deux graphes correspondent à une situation avec $a_0 = 1$ et $N_e/N_c = 4$. L'incidence est normale. [Lichters et al., 1996] ©American Institute of Physics 1996

On définit la surface critique comme l'ensemble des points à la densité critique. Sur la figure, cette surface critique est représentée par une ligne de niveau, que l'on voit ici osciller à la fréquence double du laser. Sur le graphe de droite de la figure 3.2, on trouve le spectre du champ réfléchi par le plasma. Dans ce cas, on observe la présence de nombreuses harmoniques impaires. L'absence des harmoniques paires s'explique ici par des raisons de symétrie qui existent dans le cas de l'incidence normale.

Ces simulations peuvent être réalisées dans de multiples conditions d'incidence, de polarisation ou de densité électronique du plasma. On met alors notamment en évidence la génération d'un spectre contenant un nombre élevé de pics harmoniques, pairs et impairs, lorsque l'onde incidente est en polarisation P (voir figure 3.3 pour un exemple de spectre calculé), mais aussi l'absence d'une coupure dans le spectre généré (pas de fréquence maximale). Enfin, il ressort que le facteur déterminant pour l'impulsion laser dans l'efficacité de génération est le produit $I\lambda^2$, qui caractérise l'amplitude du mouvement des électrons du plasma dans le champ laser [Gibbon, 1996].

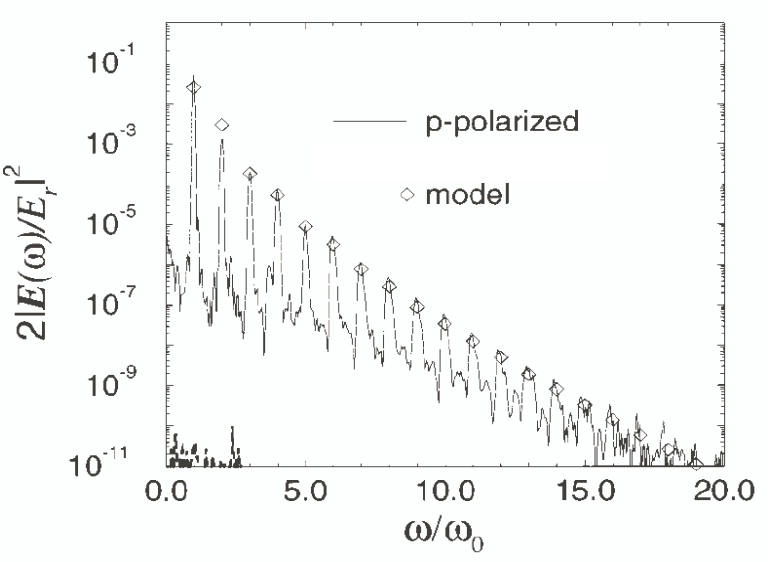


Fig. 3.3: Spectre harmonique obtenu avec le code PIC (trait plein) et le modèle du miroir oscillant (losanges), en polarisation P, pour une incidence de $\alpha = 30°$. ($a_0 = 0.5$ et $N_e/N_c = 4$). [Lichters et al., 1996] ©American Institute of Physics 1996

Cependant, il est difficile de déduire une compréhension intuitive du phénomène de génération à partir des résultats de codes PIC, et il est intéressant d'établir des modèles simples permettant de retrouver les comportements prédits.

Le modèle le plus simple est le modèle du miroir oscillant relativiste ([Bulanov et al., 1994, von der Linde and Rzàzewski, 1996]). Le concept découle directement des cartes de densités électroniques évoquées précédemment. Puisqu'un champ laser est réfléchi par un plasma dont la densité électronique dépasse la densité critique, on peut considérer que l'impulsion est réfléchie par la surface critique. Or, on a vu qu'elle oscillait pendant l'interaction : cette oscillation peut elle expliquer la génération d'harmoniques d'ordre élevé dans le faisceau réfléchi ?

Pour cela, on considère tout d'abord le cas très général de la réflexion sur une interface vide/plasma qui oscille harmoniquement à une fréquence Ω arbitraire, situation représentée schématiquement sur la figure 3.4.

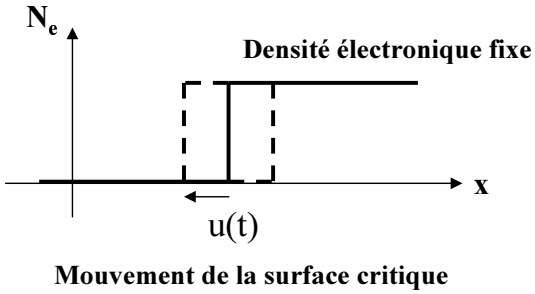


FIG. 3.4: Représentation schématique du miroir oscillant : l'interface vide/plasma est considérée comme une surface abrupte et parfaitement réfléchissante. Le plasma est considéré homogène. Le mouvement oscillatoire de la surface est donné par $u(t)$.

Si le mouvement de la surface est donné par $u(t) = u_0 \sin \Omega t$, l'impulsion incidente de fréquence ω_0 subit une modulation de phase $\Phi(t) = 2u_0(\omega_0/c) \sin \Omega t$. Alors, le champ réfléchi est donné par :

$$E_r \propto e^{-i\omega_0 t} e^{i\phi(t)} = e^{-i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(\chi) e^{-in\Omega t}$$

où $J_n(\chi)$ est la fonction de Bessel d'ordre n, et $\chi = 2\omega_0 u_0/c$. Ce résultat traduit la présence de fréquences satellites autour de ω_0, séparées de Ω. Si les oscillations de la surface se font à une fréquence multiple de la fréquence fondamentale du laser, ces fréquences satellites seront en fait des harmoniques du laser incident.

Il s'agit maintenant de comprendre comment la surface critique peut osciller à une fréquence multiple de la fréquence du laser (ce qui correspond à la situation observée sur la simulation PIC de la figure 3.2). Pour cela, on fait la nouvelle approximation que le mouvement de la surface, qui est le résultat d'un mouvement

collectif des électrons du plasma, est décrit par le mouvement d'un électron unique soumis au champ de l'impulsion. Le mouvement des ions est donc négligé, et on va s'intéresser au mouvement des électrons dans la direction normale à la cible. Il est important de signaler que ces explications sont purement qualitatives, puisque le modèle du miroir oscillant n'utilise pas un mouvement calculé des électrons, mais on ajuste les caractéristiques du mouvement de la surface pour reproduire les résultats numériques.

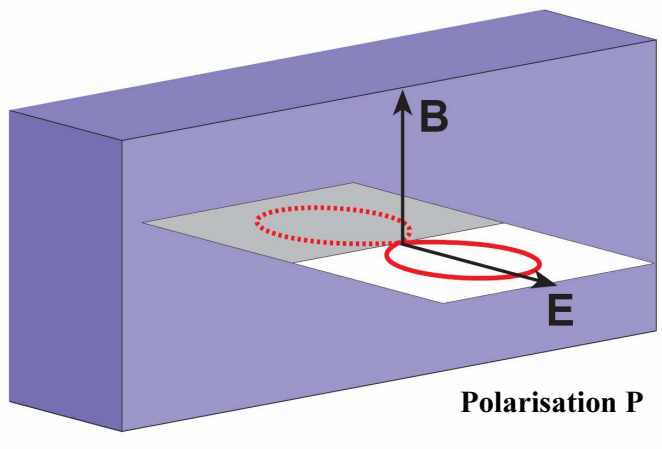


FIG. 3.5: Représentation schématique du mouvement des électrons en présence d'un champ laser très intense en polarisation P. Le mouvement en huit caractéristique est responsable de l'oscillation de la surface critique aux fréquences ω_0 et $2\omega_0$.

Les électrons sont soumis à la force de Lorentz, $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$. Lorsque les intensités sont très élevées, la composante du champ magnétique joue un rôle important, et on retrouve un mouvement en forme de huit, comme illustré sur la figure 3.5 dans le cas de la polarisation P. Dans ce cas, les oscillations dans la direction normale à la cible dues au champ laser sont aux fréquences ω_0 (contribution du champ électrique) et $2\omega_0$ (contribution du champ magnétique). L'oscillation à ω_0 permet d'expliquer l'existence dans le champ réfléchi des harmoniques paires et impaires du fondamental.

Ainsi, le modèle permet d'expliquer l'existence des harmoniques. Cependant, l'efficacité de génération est dans ce cas directement liée à l'amplitude du mouvement de la surface, et donc des électrons. Puisque la vitesse des électrons est limitée par la vitesse de la lumière, cette amplitude est aussi limitée. Cependant, les simulations PIC montrent que l'efficacité augmente lorsqu'on atteint le régime relativiste (et donc cette amplitude limite). Il doit donc exister un autre effet, qui apparaît lorsque la vitesse de la surface devient relativiste. Il s'agit en fait

de tenir compte du temps de propagation fini de la lumière entre la surface et l'observateur : cela revient à prendre en compte l'effet des temps retardés.

Considérons en effet un observateur fixe situé à une distance $D > u_0$. Le temps mis par la lumière pour lui parvenir de la surface oscillante est donné par

$$t_{ret} = t - u(t_{ret})/c + D/c$$

Pour déterminer le mouvement de la surface perçu par l'observateur, on peut résoudre l'équation précédente par itération pour t_{ret}. Cela revient en fait à déterminer, pour tout instant t, la position qu'avait la surface lorsqu'elle à émis le signal lumineux qui parvient à l'observateur à cet instant t. Alors, en partant d'un mouvement harmonique de la surface, on obtient le résultat tracé sur la figure 3.6-a : le mouvement est très anharmonique.

Dans le cadre du modèle du miroir oscillant, cette anharmonicité du mouvement perçu de la surface se traduit directement sur la forme temporelle du champ électrique réfléchi. La figure 3.6-b présente dans sa partie supérieure le champ électrique réfléchi détecté par l'observateur, comparé au champ électrique incident. Là encore, on se rend compte que le champ réfléchi est devenu anharmonique, ce que l'on vérifie directement sur la figure 3.6-c sur laquelle est tracé le spectre du champ électrique réfléchi. Partant d'un mouvement réel sinusoïdal de la surface à la fréquence du laser, on récupère donc un spectre réfléchi contenant un grand nombre d'harmoniques paires et impaires. En conséquence, même un mouvement sinusoïdal d'amplitude finie, mais correspondant à des vitesses relativistes, peut produire beaucoup d'harmoniques en raison de l'anharmonicité induite par les effets de propagation. Il est important de remarquer qu'on a déjà vu que le mouvement réel peut être lui même déjà anharmonique.

Dans le cadre de ce modèle très simple, toutes les harmoniques sont générées par la même surface, ce qui pourrait suggérer que les différentes harmoniques générées sont en phase.Dans ce cas, on peut calculer le champ électrique correspondant à un groupe d'harmoniques. En utilisant le filtre représenté sur la figure 3.6-c, on obtient le champ tracé dans la partie inférieure de la figure 3.6-b. Ce champ possède des caractéristisques singulières, puisqu'il se présente sous la forme d'un train d'impulsions attosecondes (1 as $= 10^{-18}$ s), émises à raison d'une impulsion par cycle optique.

Cette représentation offre une nouvelle vue de l'émission harmonique. On constate en effet sur la figure 3.6-b que les impulsions attosecondes sont émises lorsque la

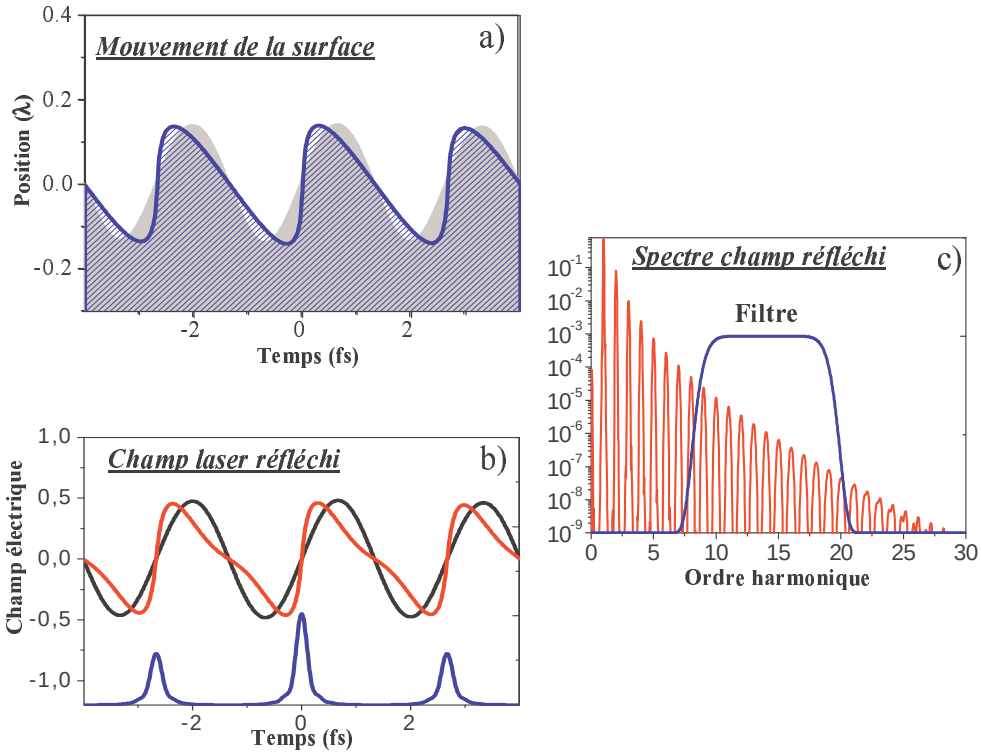


FIG. 3.6: Effet du mouvemement relativiste de la surface. Le graphe a) présente le mouvement réel de la surface (grisé) et le mouvement perçu par l'observateur (bleu). Le champ électrique réfléchi est présenté dans la partie supérieure du graphe b), et son spectre dans le graphe c). En appliquant un filtre fréquentiel sur ce spectre, on retrouve dans le domaine temporel un train d'impulsions attosecondes (partie inférieure graphe b)).

surface se déplace vers l'observateur : cela correspond donc ici à un effet Doppler relativiste.

Pour finir cette présentation rapide du modèle, on peut signaler quelques conséquences susceptibles d'être vérifiées expérimentalement.

– Dans les simulations PIC, en polarisation S, le processus de génération est moins efficace, mais produit toujours toutes les harmoniques.
– Le modèle du miroir oscillant relativiste ne prévoit pas de coupure dans l'extension du spectre. Cette caractéristique est particulièrement apparente sur la figure 3.3, qui présente les simulations issues du code PIC et du modèle du miroir oscillant. Le spectre présente une décroissance régulière, et on peut aussi exclure dans ce cas une coupure correspondant à ω_p, à l'image du modèle proposé pour les impulsions nanosecondes, puisque dans le cas présent cela

correspond à l'harmonique 2 ($N_e/N_c = 4$).
– Les harmoniques ne sont générées que pendant les oscillations relativistes de la surface. Comme celles ci sont dues à la présence du champ laser incident, on en déduit que dans ce modèle, la durée des impulsions harmoniques est au maximum la durée de l'impulsion initiale. Ce serait donc bien un moyen de générer des impulsions XUV intenses femtosecondes.
De plus, on vient de voir que l'émission harmonique peut exhiber une structure à l'échelle attoseconde : un train d'impulsions attosecondes séparées par une période laser.

3.3.2 Emission par oscillations plasmas électroniques

Le modèle du miroir oscillant a longtemps sembler suffire pour expliquer toutes les expériences de génération d'harmoniques d'ordre élevé sur cible solide. Pourtant, plusieurs éléments importants vont à l'encontre de ce modèle comme seule explication de l'origine des harmoniques.

Tout d'abord, on vient de voir que le modèle du miroir oscillant fait intervenir le caractère relativiste du mouvement des électrons. Or, de nombreuses études expérimentales ont détecté des harmoniques d'ordre élevé pour des intensités correspondant à un facteur a_0 sensiblement inférieur à 1 ([Kohlweyer et al., 1995, von der Linde et al., 1995] par exemple).

Ensuite, des expériences récentes sur des feuilles minces ont mis en évidence des harmoniques dont l'origine nécessite un autre mécanisme [Teubner et al., 2004, Eidmann et al., 2005]. Les harmoniques détectées en face arrière dans la direction du faisceau incident ne peuvent résulter d'harmoniques créées en face avant et qui auraient traversé le plasma de la feuille. En effet, celui-ci reste surdense pour toutes les harmoniques détectées. La coupure observée dans le spectre détecté en face arrière est donc un élément de plus forçant à envisager un mécanisme totalement différent.

A la suite de nouvelles simulations particulaires, un nouveau mécanisme a été proposé, faisant intervenir des oscillations plasmas à l'intérieur du plasma inhomogène formé par l'interaction de l'impulsion et de la feuille mince. Ce mécanisme a été énoncé pour expliquer le phénomène en face arrière des feuilles minces, mais il est a priori généralisable aux cibles massives.

Comme dans le modèle précédent, l'impulsion laser produit un plasma à la sur-

face de la cible. Dans le cas où l'impulsion est ultra-courte et possède un bon contraste, le plasma formé passe du vide à la densité du solide sur une distance plus courte que la longueur d'onde du laser. Au sein de ce plasma inhomogène, les électrons vont absorber l'énergie laser (par exemple par le phénomène d'absorption résonante si on est en polarisation P). Une partie de ces électrons peuvent alors aller exciter des oscillations plasmas électroniques à l'intérieur du plasma.

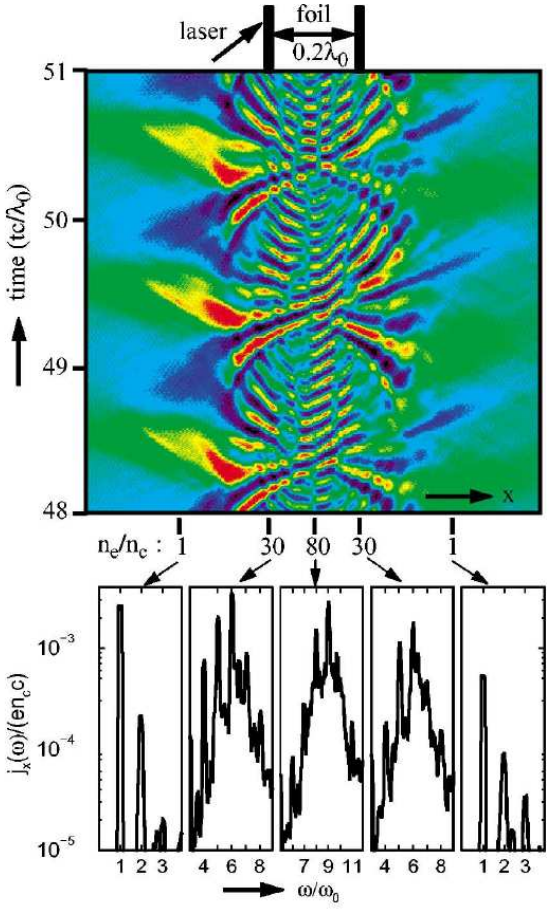


Fig. 3.7: Carte de densité de courant le long de la normale à la cible en fonction du temps, dans le référentiel du laboratoire. Les courbes situées au dessous correspondent au spectre de Fourier de ce courant calculé à différents endroits dans la cible, correspondant à différentes densités électroniques (indiquées sur la carte : $N_e = 1, 30, 80 N_c$). Ces spectres présentent des pics correspondant aux harmoniques du laser incident. [Teubner et al., 2004] ©2004 American Physical Society

Associés à ces oscillations excitées dans le plasma, des courants électriques apparaissent. Ces courants sont illustrés sur la figure 3.7 qui présente la densité de courant le long de la direction perpendiculaire à la cible en fonction du temps,

calculée à l'aide d'un code PIC. Les graphes associés représentent les transformées de Fourier du courant pour différentes positions dans le plasma, correspondant à différentes densités électroniques locales. On constate que les différents courants possèdent des caractéristiques spectrales différentes, à savoir une distribution spectrale avec un maximum pour la fréquence plasma locale.

Ce sont ces courants qui sont considérés comme les sources du rayonnement harmonique. En effet, dans les conditions d'un plasma inhomogène (ce qui est le cas ici en raison du fort gradient de densité), ces oscillations plasmas peuvent rayonner [Sheng et al., 2005]. Comme la phase de ces courants est modulée spatialement dans la direction parallèle à la surface initiale par la même phase que celle du faisceau incident, la lumière émise est générée dans la direction du faisceau incident (respectivement réfléchi en face avant). La présence dans le spectre de pics harmoniques discrets semble résulter du caractère périodique (à chaque cycle optique) de l'émision.

Le caractère relativiste de l'interaction n'intervient pas dans ce modèle, ce qui en fait un bon candidat pour expliquer l'origine des harmoniques dans les expériences réalisées pour des valeurs de $a_0 \leq 1$.

Examinons maintenant quelques conséquences pratiques de ce modèle :

- Il est impossible de produire des harmoniques dont la fréquence dépasse la fréquence plasma correspondant à la densité électronique maximale que l'on peut relever dans le plasma considéré. Cela découle immédiatement de l'impossibilité d'exciter des oscillations plasmas à des fréquences supérieures à cette fréquence plasma maximale.
- L'accélération des électrons qui vont aller exciter les oscillations plasma à l'intérieur du plasma joue un rôle primordial dans le modèle. Les auteurs de [Eidmann et al., 2005] estiment que l'absorption résonante joue un rôle prépondérant dans cette excitation, s'appuyant notamment sur l'inefficacité de génération en polarisation S. On peut cependant envisager d'autres mécanismes, comme l'effet Brunel [Brunel, 1987].
- Les oscillations plasmas responsables de l'émission ne sont présentes que lorsque l'onde incidente excite des électrons du plasma. En conséquence, la génération d'harmoniques ne doit se faire que pendant la présence de l'impulsion incidente, ce qui indique que la durée de l'émission harmonique est ici aussi au plus aussi longue que l'impulsion génératrice.
  Dans le modèle, les différentes harmoniques ne sont pas générées au même endroit dans le plasma, ce qui laisse penser qu'elles ne peuvent pas être complè-

tement en phase entre elles. Ceci devrait se retrouver sur l'éventuelle structure attoseconde de l'émission.

Il est important de remarquer que ce nouveau modèle s'appuie sur des simulations PIC réalisées avec des plasmas très denses (densités électroniques plus d'une centaine de fois supérieure à la densité critique), ce qui explique en grand partie pourquoi cet effet n'a pas encore été exploré, malgré les nombreuses études réalisées sur ce sujet avec des codes PIC. En effet, ces simulations demandent des moyens et des temps de calcul conséquents.

Finalement, même si ce nouveau modèle est très récent et demande encore à être perfectionné, il présente d'ores et déjà une alternative crédible au modèle du miroir oscillant relativiste, d'autant plus qu'il ne nécessite pas des intensités relativistes pour produire efficacement des harmoniques. Expérimentalement, il doit être possible de réaliser des tests des modèles (existence de la coupure, variation de la coupure avec différents paramètres...). De plus, il est possible que les deux modèles correspondent à des régimes d'interaction différents, dont il serait intéressant d'étudier la transition.

3.4 Génération d'harmoniques sur UHI 10

3.4.1 Dispositif expérimental

Schéma général

L'expérience est très simple dans son principe, puisqu'il s'agit de focaliser l'impulsion du faisceau principal sur une cible solide, et d'observer le faisceau réfléchi. La représentation schématisée du dispositif expérimental est présentée sur la figure 3.8.

L'élément particulier de ce montage est cependant l'inclusion du Miroir Plasma, entre la parabole de focalisation et la cible, dans les conditions décrites dans la partie 1.3.2.2. Pour illustrer une nouvelle fois la compacité du montage, une image DAO 3D du montage représentant l'ensemble Miroir Plasma/Cible est représenté en figure 3.10.

Le faisceau infrarouge émergeant de la parabole est dirigé vers la lame traitée anti reflet servant de Miroir Plasma. On arrive toujours sur celui-ci en polarisation S, ce qui implique dans nos conditions que le faisceau repart verticalement. Comme on vient de le souligner, la génération d'harmoniques est plus efficace

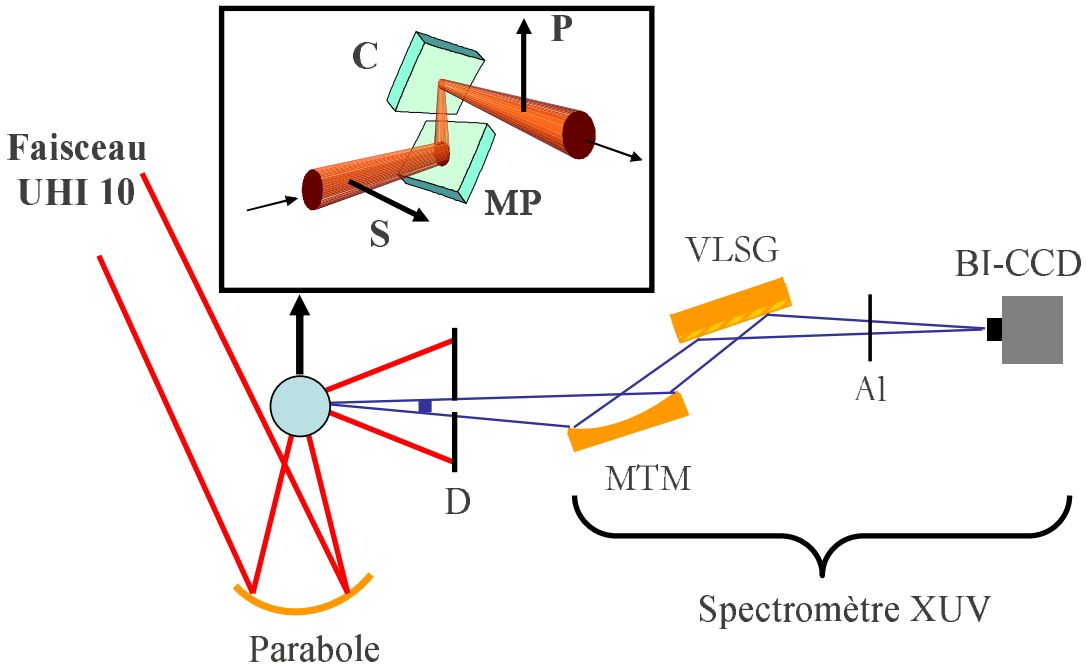


FIG. 3.8: Dispositif expérimental pour la caractérisation de la source harmonique sur cible solide. MP signifie Miroir Plasma, C cible, D diaphragme, MTM miroir torique métallique, VLSG Variable-Line-Spaced Grating : réseau à pas variable, Al filtre d'aluminium de 160 nm d'épaisseur, BI-CCD Caméra XUV illuminée par l'arrière. Le filtre aluminium et la CCD pouvaient être remplacés par des galettes micro-canaux associées à un écran phosphore.

en polarisation P sur la cible . Cela impose alors le placement de la cible perpendiculairement au Miroir Plasma. Afin de renvoyer le faisceau réfléchi dans le plan horizontal pour entrer dans le spectromètre XUV, l'angle d'incidence sur la cible est alors nécessairement fixé à 45°. Le placement relatif de la cible et du Miroir Plasma, ainsi que le suivi des polarisations, est représenté dans l'insert de la figure 3.8.

Les cibles utilisées sont des lames de BK7, de qualité optique, polies à $\lambda/4$ à 632 nm.

Détection XUV

Le faisceau réfléchi par la cible est donc orienté dans la direction du spectromètre XUV, qui est le même que celui utilisé précédemment et décrit dans la partie 2.3.2. Cependant, pour la détection des harmoniques à la sortie du spec-

tromètre, deux solutions techniques ont été utilisées.

En utilisation usuelle, c'est le couple galettes de micro-canaux/écran phosphore imagé sur une caméra CCD décrit précédemment qui était installé. Ce dispositif a pour avantage d'être très sensible, de permettre un réglage simple du gain et de ne pas nécessiter de filtre métallique, les galettes n'étant pas sensibles à l'infrarouge résiduel (partie du faisceau réfléchi qui n'est pas piégé dans le piège à lumière du spectromètre).

Cependant, ce dispositif n'autorise pas de mesures absolues de l'énergie reçue, et c'est pourquoi, lors de la phase de caractérisation de la source, nous avons utilisé un autre type de détecteur : une caméra CCD spécialement préparée pour la détection dans l'XUV, possédant un capteur fin permettant une détection par illumination par l'arrière. L'avantage de cette caméra est que son fonctionnement est parfaitement calibré, et qu'à partir de son signal, on peut remonter à l'énergie absolue incidente sur le capteur. Par contre, l'extrême sensibilité du capteur au rayonnement infrarouge nécessite la mise en place d'un filtre afin de couper l'infrarouge résiduel. Le filtre utilisé est un filtre en aluminium d'une épaisseur de 160 nm, déposé sur une grille de support. La courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde, mesurée au moyen d'une source XUV d'harmoniques générées en gaz, est présentée sur la figure 3.9. Les mesures n'étant réalisées que pour les harmoniques impaires, les valeurs de transmission pour les harmoniques paires ont dues être interpolées.

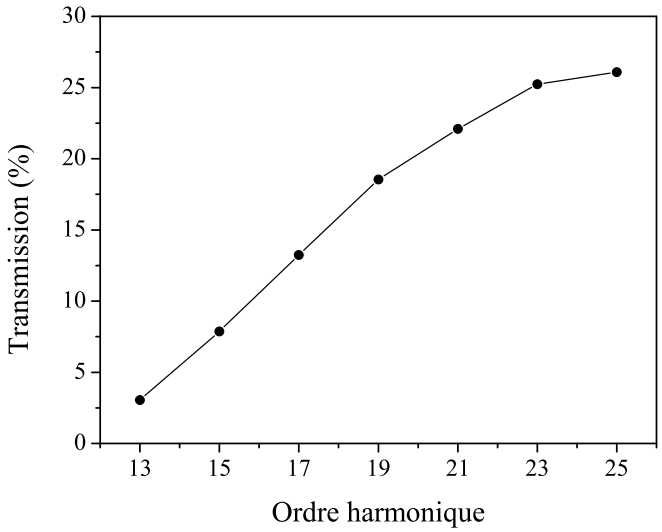


Fig. 3.9: Mesure de la transmission du filtre aluminium de 160 nm d'épaisseur.

Diaphragme

Entre la cible et le spectromètre, on a inséré un diaphragme, situé à 50cm de la cible. Ce diaphragme, dont l'ouverture est de 4 mm de diamètre, représentant à cette distance un angle de collection de 8 mrad, est en fait constitué d'une plaque en verre dépolie percée d'un trou qui a rempli plusieurs rôles :

- Tout d'abord, agir effectivement comme un diaphragme, en limitant l'angle de collection du spectromètre : cela sera utile lorsqu'on cherchera à déterminer la divergence du faisceau.
- Ensuite, bloquer une grande partie de la composante infrarouge du faisceau réfléchi, afin de protéger les optiques du spectromètre.
- Enfin, permettre, en imageant à chaque tir la plaque dépolie, de voir le profil du faisceau réfléchi, à 800 nm, voire à 400 nm après avoir mis en place un filtre interférentiel. Comme nous le verrons plus loin, de la simple observation qualitative du faisceau au niveau de cette plaque dépolie, on pouvait tirer des enseignements sur le fonctionnement du Miroir Plasma et l'effet du piédestal sur la cible.

Ensemble porte-cible/Miroir Plasma

1- Réglage

A la base de ce montage compact, il y a enfin l'ensemble porte cible/Miroir Plasma. Il est intéressant de regarder en détail comment on pouvait régler l'ensemble du dispositif, avant de voir quelques contraintes expérimentales qu'il imposait, et les hypothèses de fonctionnement que l'on devait faire.

Comme on peut le constater sur la figure 3.10, on disposait, à la fois sur le Miroir Plasma et sur la cible de deux réglages principaux : la hauteur via une platine de translation, et l'angle via un goniomètre permettant une rotation autour de l'axe où se situe l'impact lumineux sur chacune des deux lames. La procédure était la suivante :

1. On règle la hauteur du faisceau au centre de l'enceinte lors de l'alignement de la parabole. Le schéma du dispositif est fait pour que le faisceau soit renvoyé verticalement après réflexion sur le Miroir Plasma à la verticale du centre de l'enceinte. Il s'agit donc de régler la hauteur du faisceau de telle manière que l'impact sur le Miroir Plasma soit à la bonne hauteur par rapport à celle de l'axe de sortie, fixée par le fonctionnement optimal des

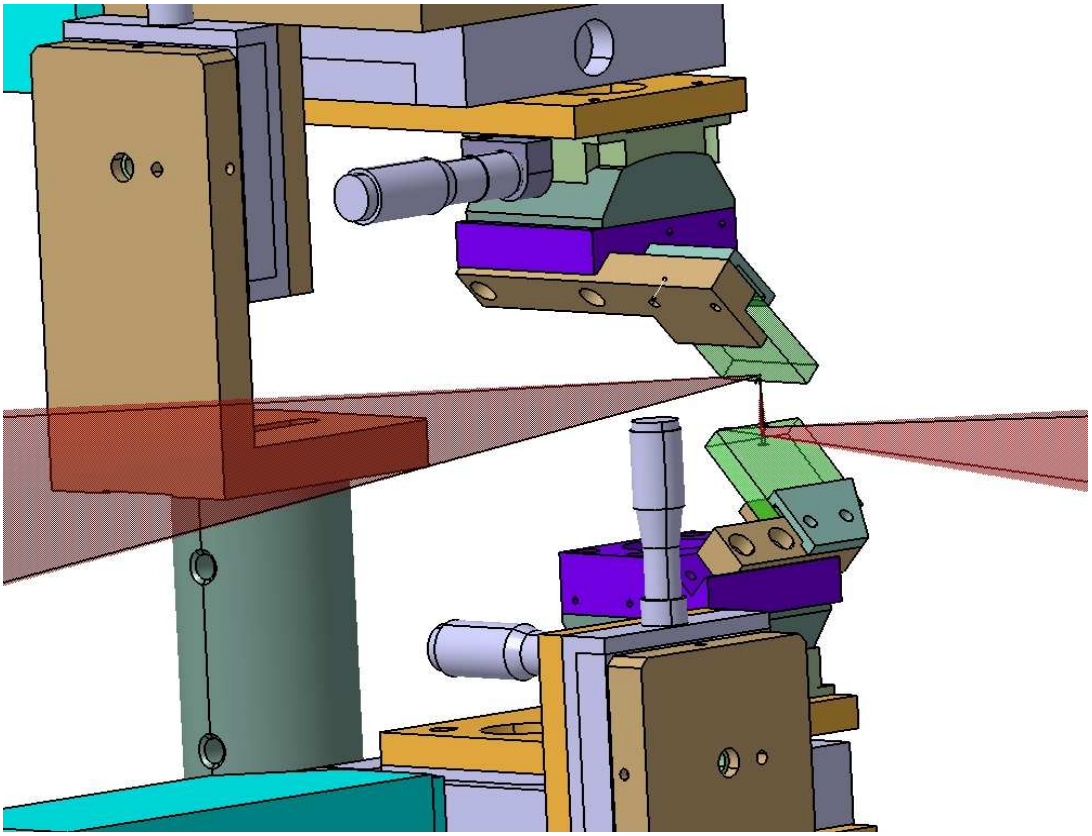


Fig. 3.10: Représentation en DAO de l'ensemble porte cible/Miroir Plasma. Le faisceau arrive de la parabole sur le Miroir Plasma (en bas), il est réfléchi verticalement pour aller frapper la cible (en haut), avec une incidence de 45°en polarisation P. Il repart ensuite vers le spectromètre XUV pour caractériser l'émission harmonique.

optiques du spectromètre XUV. Cette différence de hauteur est fixée par l'écart prévu (12 mm) entre les deux impacts sur le Miroir Plasma et sur la cible.

2. On met en place le Miroir Plasma et on le règle en hauteur pour frapper juste sous l'arête, puis en angle afin de repartir verticalement.
3. On met en place la cible, que l'on va régler en hauteur et en angle jusqu'à obtenir en sortie du système un faisceau horizontal à la bonne hauteur pour rentrer dans le spectromètre.

A l'issue de ces étapes, on dispose directement d'un faisceau qui suit le bon chemin optique. Ensuite, un premier réglage destiné à positionner le foyer sur la cible est réalisé en plaçant une caméra d'imagerie perpendiculairement au faisceau arrivant sur le Miroir Plasma, et imageant le Miroir Plasma et la zone qui le suit.

On enregistre deux images : l'une sans faisceau mais avec le Miroir Plasma en place, et l'autre sans le miroir plasma mais avec un faisceau atténué tirant alors que l'enceinte n'est pas placée sous vide. De cette façon, on réussit à capter sur l'image la zone de claquage dans l'air, représentant le foyer et apparaissant comme une source lumineuse. La comparaison des deux images, permet après mesure de l'écart entre la zone de claquage et la face avant du Miroir Plasma, de régler grossièrement le tirage de la parabole en s'arrangeant pour avoir un écart de 12 mm sur ces images. Bien entendu, un réglage fin du tirage ne peut se faire qu'en observant le signal produit, et en l'optimisant.

2- Fonctionnement

Un premier point important est la possibilité de motoriser le réglage angulaire de la cible. Ceci permet de conserver, même pendant les expériences sous vide, la possibilité de tourner la cible.

Pour des raisons d'encombrement, les mouvements sur les cibles pour atteindre des zones intactes étaient réduits à une translation le long de l'arête, ce qui limitait le nombre de tirs à une quinzaine avant de devoir ré-ouvrir l'enceinte sous vide.

La complexité géométrique du montage a pour autre conséquence d'imposer des contraintes inhabituelles sur les réglages disponibles pendant les expériences. Ainsi, en raison de la présence du Miroir Plasma entre la parabole et la cible, il était très difficile de faire varier l'intensité sur la cible, et en tout cas dangereux de faire varier l'énergie contenue dans le faisceau, au risque de voir le Miroir Plasma ne pas se déclencher ou changer de mode de fonctionnement.

La seule manière réaliste de faire varier l'intensité était donc de défocaliser le faisceau sur la cible. Mais là aussi, la présence du Miroir Plasma complique la situation. Par construction, l'écart géométrique entre les impacts sur le Miroir Plasma et la cible restait fixe. Donc, défocaliser sur la cible revenait à modifier les conditions de focalisation sur le Miroir Plasma aussi. Pourtant, les variations du niveau de signal obtenues en changeant légèrement le tirage de la parabole sont en grande majorité dues à des modifications de comportement sur la cible. En effet, le Miroir Plasma est utilisé dans sa zone de fonctionnement robuste (discutée dans la partie 1.3.1), qui se caractérise par un comportement globalement insensible aux variations de fluence. On peut donc faire l'hypothèse très raisonnable que les variations de fonctionnement du Miroir Plasma sont minimes et insuffisantes pour masquer l'évolution du fonctionnement de la génération d'harmoniques sur la cible.

3.4.2 Résultats

Nécessité du Miroir Plasma

Le rôle indispensable du Miroir Plasma dans le cadre de nos expériences sur UHI 10 a été mis en évidence très simplement en réalisant une comparaison, dans les mêmes conditions de focalisation, de cible et de détection XUV, entre des mesures avec et sans Miroir Plasma. Le montage sans Miroir Plasma était beaucoup plus simple, seule la cible illuminée en polarisation P étant nécessaire. Les résultats sont présentés sur la figure 3.11.

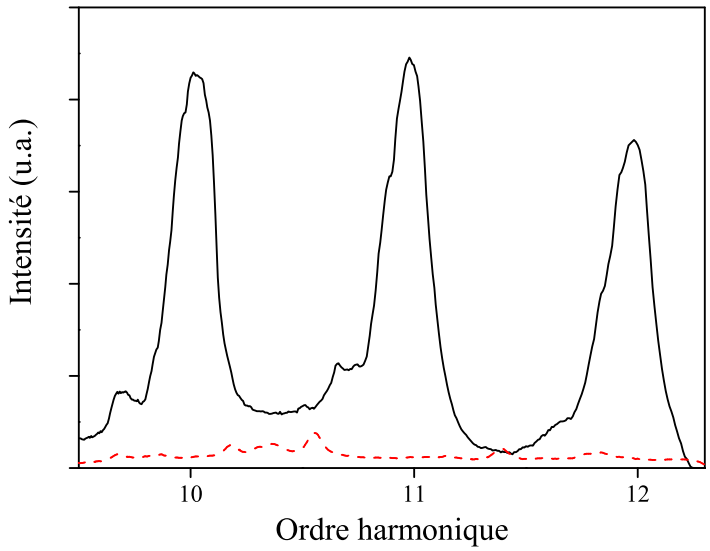


Fig. 3.11: Comparaison du signal XUV mesuré avec (courbe noire-traits pleins) et sans (courbe rouge-pointillés) Miroir Plasma. Sans Miroir Plasma, on ne détecte que l'émission propre du plasma.

Il apparaît clairement que dans nos conditions expérimentales, les harmoniques ne sont produites que lorsque l'on utilise le Miroir Plasma. C'est le signe que le contraste temporel est primordial dans ce genre d'expérience, ce qui confirme les résultats obtenus notamment par [Tarasevitch et al., 2000]. Le faible signal détecté lors de l'expérience sans Miroir Plasma correspond à l'émission propre du plasma formé, qui est nécessairement aussi présente lorsqu'on produit des harmoniques, mais très inférieure en niveau de signal.

Limitation d'un seul Miroir Plasma

Puisque la comparaison avec et sans Miroir Plasma souligne à nouveau le rôle primordial du piédestal, il est intéressant de savoir jusqu'à quelle intensité la

mise en place d'un seul Miroir Plasma suffit pour atteindre un contraste temporel nécessaire. Nous avons donc tenté d'augmenter fortement l'intensité sur la cible en changeant d'optique de focalisation, passant d'une parabole de 500 mm de focale à une parabole de 200 mm de focale. Afin de ne rien changer d'autre dans l'expérience, il s'agissait de s'arranger pour ne pas changer les conditions de fonctionnement du Miroir Plasma, ce qui obligeait à changer l'écart entre les deux impacts sur la cible et le Miroir Plasma, dans le même rapport que le rapport des distances focales des paraboles, soit donc un peu moins de 5 mm.

Dans ces conditions, nous avons encore réussi à observer des harmoniques. Cependant, en faisant varier le tirage de la parabole, et donc la focalisation sur la cible, un comprtement singulier a été ramarqué. Pour une certaine position en tirage, le signal disparaissait totalement, mais réapparaissait de part et d'autre. Une interprétation simple semble s'imposer : la situation où le signal disparaît est celle de la meilleure focalisation sur la cible, c'est à dire lorsque l'intensité est la plus forte. Comme c'est aussi la situation où la fluence du piédestal est la plus forte, celui-ci suffit visiblement alors à déclencher la formation d'un préplasma, ce qui ramène à la situation sans Miroir Plasma. Le fait de défocaliser permet d'éviter ce déclenchement, et donc de retrouver du signal harmonique.

Un autre élément permet d'abonder en ce sens : l'étude qualitative du faisceau infrarouge diffusé sur la plaque dépolie. Lors des tirs qui génèrent des harmoniques, on retrouve toujours le faisceau sur la plaque, qui apparaît avec un profil quasi cylindrique. Lors des tirs à trop forte intensité (et aussi lors des tirs où le contraste est trop mauvais, comme lorsqu'on a enlevé le Miroir Plasma), le faisceau se distord très fortement, voire est complètement diffusé. C'est bien signe que le pré-plasma créé a grandement modifié l'état de surface, si bien que l'énergie se trouve diffusée dans toutes les directions.

Finalement, une évaluation de l'ordre de grandeur de la fluence du piédestal sur la cible permet aussi de retrouver ces résultats. Pour cela, on utilise les données connues sur le contraste du Laser UHI 10 d'après les mesures SEQUOIA (c.f. Fig. 1.29). L'ASE du piédestal dure environ 2 nanosecondes (valeur connue et déterminée par le déclenchement d'une cellule de Pockels).

Dans une situation sans Miroir Plasma, avec un contraste nanoseconde de 2×10^{-6}, la fluence du piédestal atteint sur la cible, dans le cas de la parabole de 500 mm de focale, une valeur de 1200 J/cm^2, ce qui est largement au dessus du seuil typique de dommage nanoseconde pour les diélectriques (≈ 40J/cm^2, voir [Stuart et al., 1995]). Cela rejoint bien l'idée exprimée plus haut qu'alors le préplasma

formé empêche la génération d'harmoniques. Lorsqu'on prend en compte le Miroir Plasma, avec une valeur conservatrice de 10^2 d'amélioration de contraste, on passe à une fluence du piédestal de 12 J/cm^2, en dessous du seuil de dommage, et on évite la formation du pré-plasma. Le comportement observé avec la parabole de 200 mm de focale s'explique aussi en considérant qu'alors la fluence du piédestal au meilleur foyer atteint 72 J/cm^2, ce qui encore une fois dépasse le seuil de dommage.

Ainsi, une simple comparaison entre la fluence du piédestal attendue sur la cible et le seuil de dommage nanoseconde semble bien fournir un critère grossier afin de déterminer si une impulsion sera à même d'être utilisée pour la génération d'harmoniques sur cible solide. On se rend alors compte qu'au niveau de l'intensité atteignable, nos expériences sont encore limitées par le contraste temporel, malgré l'amélioration significative apportée par le Miroir Plasma. Pour pouvoir s'affranchir véritablement du piédestal dans toutes les conditions sur le laser UHI 10, il faudrait par exemple utiliser deux Miroirs Plasma successifs. A ce titre, un système de Double Miroir Plasma avec réimagerie est en cours d'implémentation sur l'installation UHI 10, et devrait permettre à court terme de disposer d'impulsions intenses avec un contraste meilleur que 10^{10}.

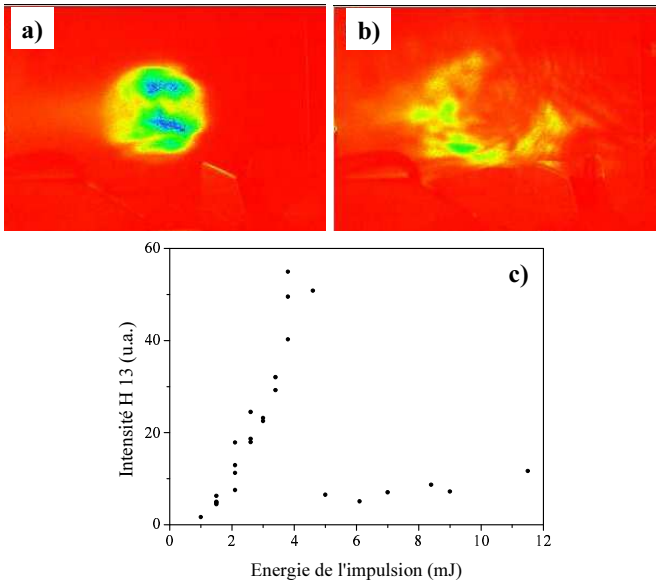


FIG. 3.12: (a et b) Image du faisceau réfléchi par la cible, puis diffusé par le dépoli, pour une énergie d'impulsion de 3 mJ et 5 mJ respectivement. (c) Evolution de l'intensité du signal de l'harmonique 13 (unités arbitraires) en fonction de l'énergie de l'impulsion laser.

Un dernier élément vient encore confirmer et illustrer l'importance critique du contraste temporel. Une nouvelle campagne d'expériences a été tentée sur le laser LUCA dans le cadre de la thèse de C. Thaury au sein de notre groupe. L'idée était d'essayer de détecter des harmoniques générées sur cible solide sans utiliser de Miroir Plasma, ce qui bien sûr oblige à limiter fortement l'énergie que l'on peut mettre dans l'impulsion. La première constatation est que des harmoniques ont été détectées (jusqu'à l'ordre 18), et qu'une transition brutale est observée lorsque l'on augmente l'énergie contenue dans l'impulsion. Après avoir augmenté régulièrement, le niveau de signal chute complètement pour ne représenter plus que de l'émission propre de plasma. Ce comportement du signal harmonique est exactement corrélé au profil du faisceau réfléchi diffusé sur le verre dépoli. La figure 3.12 présente ainsi l'évolution du signal de l'harmonique 13 en fonction de l'énergie de l'impulsion (Fig. 3.12-c), ainsi que deux images du dépoli, réalisées pour une énergie de l'impulsion de 3 mJ (Fig. 3.12-a) et 5 mJ (Fig. 3.12-b). Dans le premier cas, on retrouve le profil quasi « top-hat »du faisceau, et dans le deuxième cas, le faisceau est complètement déformé.

Spectres bruts

Le mécanisme de génération d'harmoniques sur cibles solides permet d'obtenir toutes les harmoniques, paires et impaires. Sur l'installation UHI 10, on a réussi à obtenir jusqu'à l'harmonique 20. La figure 3.13 présente d'ailleurs une image d'un spectre brut d'une mesure monocoup dans la gamme des harmoniques 15 à 20. Ce spectre a été obtenu en utilisant les galettes micro-canaux. On observe ici que le spectre est très régulier, et dépasse encore une fois très largement le signal d'émission incohérente provenant du plasma formé à la surface de la cible.

Cependant, il faut signaler que les spectres harmoniques générés ne sont pour le moment pas parfaitement reproductibles, et on retrouve notamment sur de nombreux spectres des structures spectrales complexes, à l'image de celle présentée sur la figure 3.14 (et la figure 3.11). Un point important à signaler est que les structures se retrouvent toujours sur toutes les harmoniques présentes sur le détecteur lors du tir. En revanche, l'origine de ces structures est encore inconnue. Cependant, on peut spéculer que ce comportement spectral particulier est lié à un phénomène d'élargissement des pics harmoniques, qui pourrait venir par exemple d'un effet Doppler dû au mouvement de la surface pendant l'impulsion. De plus, comme dans l'expérience nous réalisions l'imagerie de la source harmonique, ces structures spectrales peuvent provenir d'une inhomogéneité spatiale de cette source. La description et l'évolution de ces comportements spectraux font

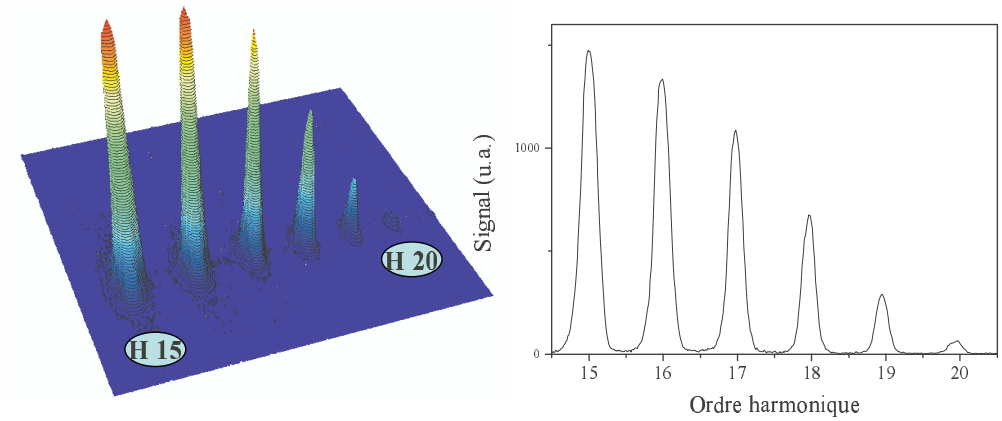


Fig. 3.13: Spectre harmonique brut typique montrant la « coupure », soit l'harmonique 20, plus courte longueur d'onde détectées dans l'expérience. La mesure est faite avec les galettes micro-canaux.

partie des caractéristiques étuidiées plus en détails lors d'expériences sur le laser LUCA dans le cadre de la thèse de C. Thaury, notamment au moyen d'impulsions à dérive de fréquence.

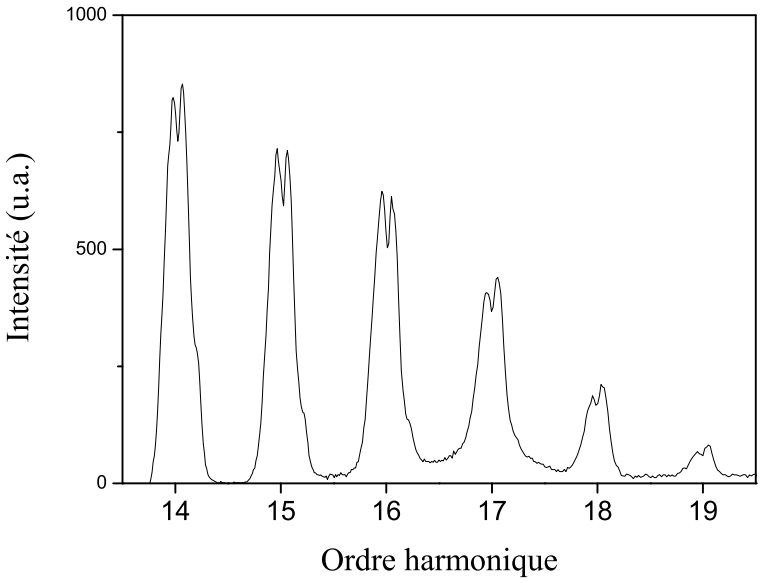


Fig. 3.14: Spectre harmonique brut présentant des structures spectrales.

3.4.3 Caractérisation de la source

Divergence

Si on veut évaluer le potentiel de la source pour des applications, il est essentiel de connaître la divergence des faisceaux harmoniques. Pour l'évaluer, on a profité de la possibilité de modifier légèrement l'angle d'incidence sur la cible. Compte tenu de la faible ouverture procurée par le diaphragme/dépoli (8 mrad), si on tourne légèrement la cible, et donc par la même occasion le faisceau, on ne va pas détecter la même partie du faisceau, mais bien faire un échantillonnage, qui sera d'autant plus précis que le rapport entre la divergence totale du faisceau et l'ouverture du diaphragme est grand. Ceci suppose néanmoins que le processus de génération ne se trouve pas modifié lorsque l'on change faiblement l'angle d'incidence (moins de 2 °).

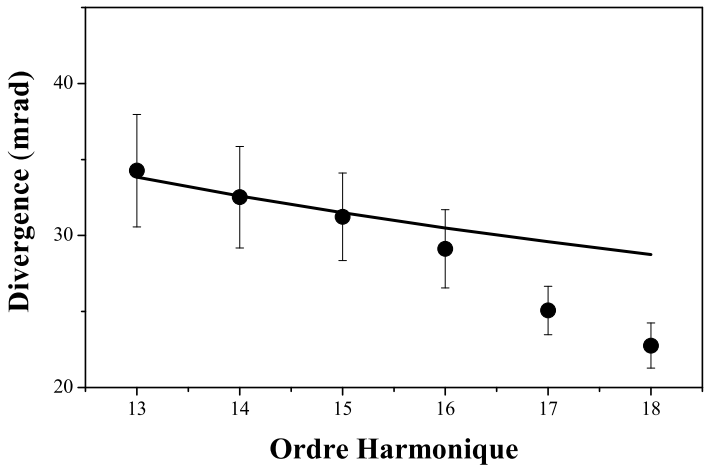


Fig. 3.15: Mesures de divergence pour les harmoniques 13 à 18. On a représenté la largeur totale à mi-hauteur des faisceaux. La courbe pleine représente la courbe $\alpha/\sqrt{n}$, où α est la divergence du fondamental(120 mrad ici), et n l'ordre harmonique. La mesure est réalisée sur une dimension seulement.

La figure 3.15 présente les mesures de divergences réalisées sur les harmoniques de la gamme 13 à 18. Si on suppose que le faisceau fondamental possède un profil gaussien avec une divergence α, et que le processus de génération répond à une loi de puissance pour l'efficacité, à savoir que l'efficacité de génération de la n^{ieme} harmonique évolue comme la puissance n^{ieme} de l'intensité du fondamental, la divergence de l'harmonique n doit valoir $\alpha/\sqrt{n}$. On a donc aussi représenté cette courbe, partant de la valeur pour le fondamental α= 120 mrad. On constate tout d'abord que pour les harmoniques 13 à 16, les résultats semblent suivre assez bien

cette loi, puis une petite déviation est observée. Les valeurs mesurées sont donc au moins 3.5 fois plus faibles que celle du fondamental, ce qui représente une propriété intéressante du point de vue des applications. En effet, partant d'un faisceau fondamental d'ouverture numérique $f/8$, donc d'une divergence relativement forte, on arrive à générer des faisceaux d'une ouverture numérique $\approx f/30$ qui sont beaucoup plus pratiques à manipuler, et beaucoup plus comparable aux conditions obtenues avec les harmoniques générées dans les gaz ($\approx f/100$). De plus, ces faibles divergences sont un indice laissant penser que les harmoniques produites possèdent une bonne cohérence transverse, même si bien évidemment des expériences spécifiques seraient nécessaires pour établir ce point avec certitude.

Mesure absolue d'énergie

Afin de pouvoir déterminer l'énergie contenue dans chaque harmonique produite, il faut disposer d'une référence de signal mesuré. C'est pour cela que l'on a installé la caméra CCD destinée aux mesures XUV. Il s'agit alors de déterminer l'énergie reçue par le capteur CCD à partir du nombre de coups reçus sur les pixels. Pour cela, on prend en compte la réponse du convertisseur analogique/numérique, ainsi que l'efficacité quantique totale du capteur CCD pour la longueur d'onde considérée (c'est à dire prenant en compte l'efficacité primaire de conversion photons/électrons et la formation d'électrons secondaires).

Ces mesures ont été effectuées pour les harmoniques 14 et 15, dont on montre l'image de détection sur la figure 3.16. On remarque sur cette mesure à grande dynamique combien le rapport signal sur bruit (i.e. émission propre du plasma) est bon. Connaissant l'énergie contenue dans les harmoniques 14 et 15 mesurée au niveau du capteur CCD, il faut alors prendre en compte la transmission du filtre aluminium. On obtient alors de quoi calibrer les courbes des spectres intégrés mesurés sur les galettes micro-canaux (sur la gamme de fréquence considérée, la réponse des galettes est constante).

De là, on remonte à l'énergie parvenant dans le spectromètre en prenant en compte la transmission absolue du couple miroir torique/réseau. Cette transmission a été mesurée en utilisant une source XUV accordable d'harmoniques générées dans un jet de gaz montée devant un spectromètre utilisé comme monochromateur. La figure 3.17 présente les mesures de transmission absolue du spectromètre utilisé dans l'expérience. Les valeurs de transmission pour les harmoniques paires sont obtenues par interpolation entre les deux harmoniques impaires voisines.

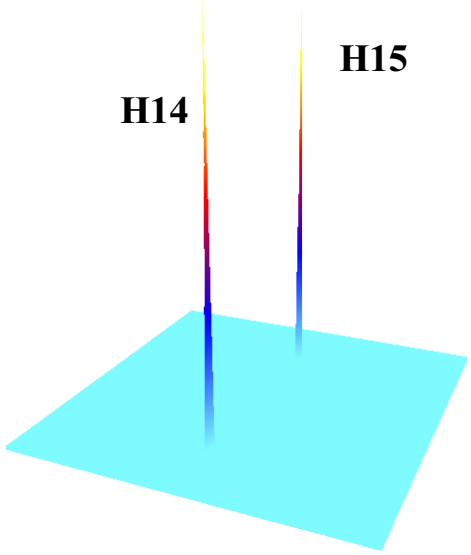


FIG. 3.16: Courbe 3D représentant une mesure réalisée sur la CCD XUV. Sa grande dynamique permet de mettre en exergue le très fort rapport signal sur bruit de la mesure.

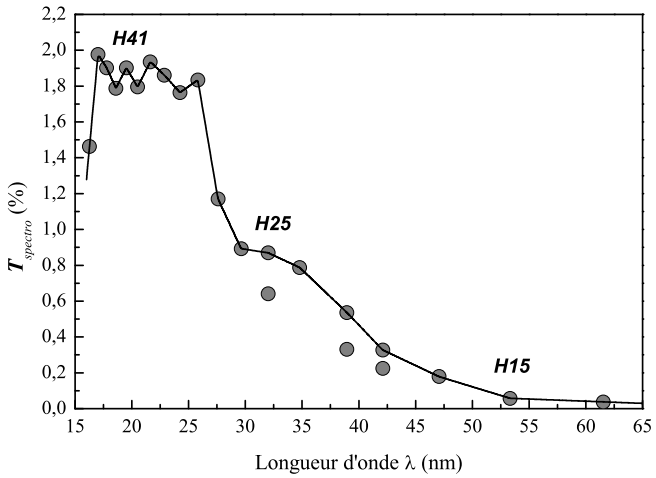


FIG. 3.17: Transmission absolue du spectromètre XUV. Figure tirée de [Hergott, 2001]

On remonte finalement aux valeurs initiales de l'énergie de chaque harmonique produites au niveau de la cible en prenant en compte l'énergie éliminée par le diaphragme, en faisant intervenir bien sûr la divergence des faisceaux (dans le cas des harmoniques dont la divergence n'a pas pu être mesurée, on a extrapolé le comportement à partir des données de la figure 3.15).

Spectre corrigé

Finalement, on obtient la courbe représentée sur la figure 3.18. On constate que le spectre présente une décroissance en n^{-7} jusqu'à l'harmonique 15, n représentant l'ordre harmonique, puis une décroissance bien plus rapide en n^{-22} pour les longueurs d'onde plus courtes, le spectre s'étendant donc jusqu'à l'harmonique 20, qui représente l'ordre le plus élevé que nous avons généré.

Le comportement observé semble indiquer l'existence d'une fréquence de coupure dans le spectre. Aucune autre étude expérimentale précédente n'avait mis en évidence ce genre de comportement, qui a été reproduit de manière robuste dans nos expériences.

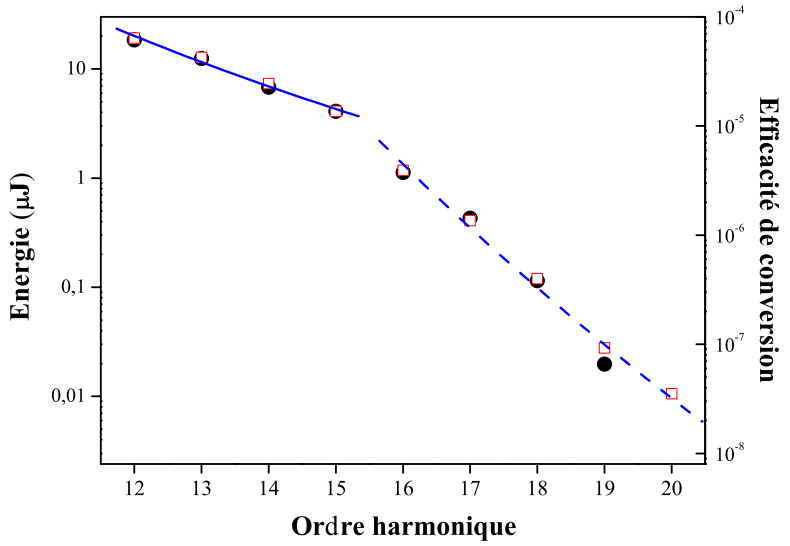


FIG. 3.18: Représentation de l'énergie des différentes harmoniques. L'échelle de droite représente l'efficacité de conversion à partir du fondamental.

L'énergie contenue dans l'harmonique 12 est de 20 μJ, ce qui correspond à l'énergie la plus importante rapportée à cette date pour des impulsions femtosecondes à cette longueur d'onde. L'harmonique 16 contient encore autour d'1 μJ, et l'énergie cumulée émise au delà de l'harmonique 12 atteint environ 45 μJ. Considérant qu'avec le Miroir Plasma environ 400 mJ de lumière infrarouge sont utilisés effectivement sur la cible pour le processus de génération, les efficacités de conversion varient de presque 10^{-4} pour l'harmonique 12 à quelques 10^{-8} pour l'harmonique 20.

3.5 Discussion

3.5.1 Interprétation des résultats expérimentaux

Nous allons voir que nos résultats semblent plus en accord avec le modèle développé dans [Eidmann et al., 2005] qu'avec celui du miroir oscillant relativiste. En particulier, notre observation d'une fréquence de coupure dans le spectre généré n'est pas explicable dans le cadre du modèle du miroir oscillant.

Compte tenu de la densité de la cible utilisée, il est possible a priori de déterminer la densité électronique maximale théorique qui peut être atteinte dans le plasma formé. Si on considère que dans les conditions de nos expériences, les atomes d'oxygène sont complètement ionisés et les atomes de Silicium ionisés 10 fois, on obtient une densité électronique $N_e = 6.8 \times 10^{23}$ cm^{-3}. Comme la densité critique pour une longueur d'onde de 800 nm est de $N_c = 1.7 \times 10^{21}$ cm^{-3}, on obtient :

$$\frac{\omega_{p\,\max}}{\omega_0} = \sqrt{\frac{N_e}{N_c}} \approx 20$$

On constate donc que la coupure observée sur nos mesures pourrait s'interpréter dans le cadre du modèle d'émission par oscillations électroniques décrit précédemment. De nouvelles études vont être réalisées afin de mieux caractériser cette coupure (différents types de cibles, variation de l'intensité...).

Dans nos expériences, les intensités atteintes avec l'utilisation du Miroir Plasma ne nous permettaient pas de vraiment atteindre un régime fortement relativiste. En effet, avec des intensités de 3×10^{17} W/cm^2, on atteint $a_0 \approx 0.4$, qui reste en dessous de la limite du régime $a_0 \approx 1$.

Cela fournit de fait un nouvel élément en faveur de ce modèle pour expliquer nos résultats, sans qu'on puisse éliminer le modèle du miroir oscillant. En effet, on peut émettre l'hypothèse que les deux mécanismes cohabitent, et que le premier (emission d'oscillations plasmas électroniques) domine pour les intensités non-relativistes, alors que le second devient majoritaire lorsque l'intensité est suffisante pour permettre des excursions relativistes aux électrons du plasma.

Si tel est le cas, une étude menée avec une installation laser fournissant des impulsions femtosecondes intenses à très fort contraste temporel doit permettre de mettre en évidence cette transition. C'est évidemment le but espéré avec l'installation du Double Miroir Plasma sur UHI 10.

3.5.2 Perspectives d'utilisation de la source XUV

Filtrage et focalisation

Pour pouvoir utiliser une telle source, il faut éliminer le fondamental, ainsi que les autres harmoniques basses, nécessairement intenses elles aussi. Si on utilise pour cela un filtre en aluminium d'une épaisseur de 100 nm, et en prenant en compte l'inévitable couche d'oxyde qui se forme à la surface, on élimine toutes les harmoniques en dessous de l'ordre 10 (inclus), tout en conservant une transmission de 50% de l'énergie produite au delà de la 12^e harmonique[1].

Ensuite, il faut pouvoir focaliser les impulsions sur une cible de choix. Dans la gamme de longueur d'onde concernée, une possibilité consiste à utiliser simplement un miroir métallique sphérique en incidence quasi normale. Ainsi, en utilisant un miroir en tungstène, on obtient une réflectivité variant entre 20 et 30 % pour les harmoniques considérées ici . Des taches focales de l'ordre de quelques microns sont attendus avec cette méthode (des simulations indiquent une valeur de 1.6 μm). Au bout du compte, il resterait environ 4.5 μJ, répartis entre les harmoniques 12 et 20, focalisés sur la cible.

Influence de la durée des impulsions

L'évaluation de l'intensité sur la cible ne dépend plus alors que de la durée des impulsions. Il serait nécessaire de pouvoir réaliser des mesures directes permettant de la déterminer. Dans cette optique, il est tentant de vouloir adapter directement les nombreuses techniques et méthodes qui ont permis d'étudier ces dernières années les propriétés temporelles des harmoniques générées dans les gaz. La voie paraissant la plus accessible correspondrait à réaliser une auto corrélation au moyen d'un phénomène non linéaire réalisé avec les impulsions XUV générées.

Les différentes études théoriques et les mécanismes qu'elles ont révélés permettent cependant, comme on l'a signalé dans la partie 3.3, de se faire a priori une bonne idée de la répartition temporelle de l'énergie XUV. Ainsi, il est raisonable de dire que la durée de l'emission harmonique ne doit pas dépasser la durée de l'impulsion de départ. Cette hypothèse mène alors à un éclairement crête de l'ordre de quelques 10^{15} W/cm^2.

Cependant, plusieurs harmoniques sont nécessairement présentes, et la valeur de

[1] L'harmonique 11, transmise par le filtre, mais dont l'énergie n'a pas été mesurée pendant l'expérience, n'est pas prise en compte. Cependant, on peut raisonnablement estimer que cela correspond sans doute à un doublement de l'énergie totale.

l'intensité qui vient d'être indiquée correspond à une situation où les différentes harmoniques possèdent des phases relatives aléatoires. Si en revanche celles-ci sont en phase, où reliées par une relation de phase connue, la situation devient complètement différente, et on obtient un train d'impulsions attosecondes, à l'image de ce qui est obtenu avec les harmoniques générées dans les gaz (voir par exemple [Mairesse et al., 2003]).

Dans le cas où les harmoniques générées seraient parfaitement en phase, cela mènerait à une augmentation de l'intensité pic sur la cible par un facteur N-1, où N est le nombre d'harmoniques considérées. Dans le cas des mesures présentées ici, une transformée de Fourier inverse sur le spectre présenté dans la figure 3.18 mène à un train d'impulsions de durée $\approx$ 500 asec. Dans ce cas, les intensités atteintes se situent juste au dessus de 10^{16} W/cm^2. Dans tous les cas cependant, les intensités doivent être suffisantes pour induire des effets non linéaires dans le domaine XUV [Wabnitz et al., 2002, Wabnitz et al., 2005], ce qui permet effectivement d'envisager des mesures d'autocorrélation.

Ces mesures d'énergie et de divergence démontrent bien le potentiel pour le processus de génération d'harmoniques d'ordre élevé sur cibles solides de produire des impulsions énergétiques femtosecondes voire attosecondes dans le domaine XUV. Poursuivre les expériences demandera obligatoirement d'utiliser des installations produisant des impulsions possédant un excellent contraste temporel. De nombreuses études plus systématiques sont encore nécessaires, d'une part pour optimiser le fonctionnement des sources, mais aussi pour déterminer d'autres propriétés des faisceaux produits (en particulier la durée ou la cohérence spatiale) et pouvoir améliorer la description théorique du processus, finalement encore mal compris.

Bibliographie

[Ayvazyan et al., 2002] Ayvazyan, V., Baboi, N., Bohnet, I., Brinkmann, R., Castellano, M., Castro, P., Catani, L., Choroba, S., Cianchi, A., Dohlus, M., Edwards, H. T., Faatz, B., Fateev, A. A., Feldhaus, J., Flottmann, K., Gamp, A., Garvey, T., Genz, H., Gerth, C., Gretchko, V., Grigoryan, B., Hahn, U., Hessler, C., Honkavaara, K., Huning, M., Ischebeck, R., Jablonka, M., Kamps, T., Korfer, M., Krassilnikov, M., Krzywinski, J., Liepe, M., Liero, A., Limberg, T., Loos, H., Luong, M., Magne, C., Menzel, J., Michelato, P., Minty, M., Muller, U.-C., Nolle, D., Novokhatski, A., Pagani, C., Peters, F., Pfluger, J., Piot, P., Plucinski, L., Rehlich, K., Reyzl, I., Richter, A., Rossbach, J., Saldin, E. L., Sandner, W., Schlarb, H., Schmidt, G., Schmuser, P., Schneider, J. R., Schneidmiller, E. A., Schreiber, H.-J., Schreiber, S., Sertore, D., Setzer, S., Simrock, S., Sobierajski, R., Sonntag, B., Steeg, B., Stephan, F., Sytchev, K. P., Tiedtke, K., Tonutti, M., Treusch, R., Trines, D., Turke, D., Verzilov, V., Wanzenberg, R., Weiland, T., Weise, H., Wendt, M., Will, I., Wolff, S., Wittenburg, K., Yurkov, M. V., and Zapfe, K. (2002). Generation of gw radiation pulses from a vuv free-electron laser operating in the femtosecond regime. *Physical Review Letters*, 88(10) :104802.

[Bezzerides et al., 1982] Bezzerides, B., Jones, R. D., and Forslund, D. W. (1982). Plasma mechanism for ultraviolet harmonic radiation due to intense co2 light. *Phys. Rev. Lett.*, 49(3) :202–205.

[Bourdier, 1983] Bourdier, A. (1983). Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. relativistic effects. *Physics of Fluids*, 26(7) :1804–1807.

[Brunel, 1987] Brunel, F. (1987). Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59(1) :52–55.

[Bulanov et al., 1994] Bulanov, S. V., Naumova, N. M., and Pegoraro, F. (1994). Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas*, 1(3) :745–757.

[Carman et al., 1981a] Carman, R. L., Forslund, D. W., and Kindel, J. M. (1981a). Visible harmonic emission as a way of measuring profile steepening. *Phys. Rev. Lett.*, 46(1) :29–32.

[Carman et al., 1981b] Carman, R. L., Rhodes, C. K., and Benjamin, R. F. (1981b). Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in co2-laser-produced plasmas. *Phys. Rev. A*, 24(5) :2649–2663.

[Eidmann et al., 2005] Eidmann, K., Kawachi, T., Marcinkevicius, A., Bartlome, R., Tsakiris, G. D., Witte, K., and Teubner, U. (2005). Fundamental and harmonic emission from the rear side of a thin overdense foil irradiated by an intense ultrashort laser pulse. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, 72(3) :036413.

[Gibbon, 1996] Gibbon, P. (1996). Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction : A coherent "water-window" light source ? *Physical Review Letters*, 76(1) :50–53.

[Hergott, 2001] Hergott, J.-F. (2001). PhD thesis, Université Paris XI.

[Hergott et al., 2002] Hergott, J.-F., Kovacev, M., Merdji, H., Hubert, C., Mairesse, Y., Jean, E., Breger, P., Agostini, P., Carre, B., and Salieres, P. (2002). Extreme-ultraviolet high-order harmonic pulses in the microjoule range. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 66(2) :021801.

[Kohlweyer et al., 1995] Kohlweyer, S., Tsakiris, G. D., Wahlström, C. G., Tillman, C., and Mercer, I. (1995). Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities. *Optics Communications*, 117(5-6) :431–438.

[Lichters et al., 1996] Lichters, R., Meyer-ter-Vehn, J., and Pukhov, A. (1996). Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Physics of Plasmas*, 3(9) :3425–3437.

[Mairesse et al., 2003] Mairesse, Y., de Bohan, A., Frasinski, L. J., Merdji, H., Dinu, L. C., Monchicourt, P., Breger, P., Kovacev, M., Taïeb, R., Carré, B., Muller, H. G., Agostini, P., and Salières, P. (2003). Attosecond synchronization of high-harmonic soft x-rays. *Science*, 302(5650) :1540–1543.

[Norreys et al., 1996] Norreys, P. A., Zepf, M., Moustaizis, S., Fews, A. P., Zhang, J., Lee, P., Bakarezos, M., Danson, C. N., Dyson, A., Gibbon, P., Loukakos, P., Neely, D., Walsh, F. N., Wark, J. S., and Dangor, A. E. (1996). Efficient extreme uv harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Physical Review Letters*, 76(11) :1832–1835.

[Sheng et al., 2005] Sheng, Z.-M., Mima, K., Zhang, J., and Sanuki, H. (2005). Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion. *Physical Review Letters*, 94(9) :095003.

[Stuart et al., 1995] Stuart, B. C., Feit, M. D., Rubenchik, A. M., Shore, B. W., and Perry, M. D. (1995). Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Physical Review Letters*, 74(12) :2248–2251.

[Takahashi et al., 2002] Takahashi, E., Nabekawa, Y., and Midorikawa, K. (2002). Generation of 10 microjoule coherent extreme-ultraviolet light by use of high-order harmonics. *Optics Letters*, 27 (21) :1920–1922.

[Tarasevitch et al., 2000] Tarasevitch, A., Orisch, A., von der Linde, D., Balcou, P., Rey, G., Chambaret, J.-P., Teubner, U., Klopfel, D., and Theobald, W. (2000). Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 62(2) :023816.

[Teubner et al., 2004] Teubner, U., Eidmann, K., Wagner, U., Andiel, U., Pisani, F., Tsakiris, G. D., Witte, K., ter Vehn, J. M., Schlegel, T., and Forster, E. (2004). Harmonic emission from the rear side of thin overdense foils irradiated with intense ultrashort laser pulses. *Physical Review Letters*, 92(18) :185001.

[Teubner et al., 2003] Teubner, U., Pretzler, G., Schlegel, T., Eidmann, K., Forster, E., and Witte, K. (2003). Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 67(1) :013816.

[von der Linde et al., 1995] von der Linde, D., Engers, T., Jenke, G., Agostini, P., Grillon, G., Nibbering, E., Mysyrowicz, A., and Antonetti, A. (1995). Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 52(1) :R25–R27.

[von der Linde and Rzàzewski, 1996] von der Linde, D. and Rzàzewski, K. (1996). High-order optical harmonic generation from solid surfaces. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 63 :499–506.

[Wabnitz et al., 2002] Wabnitz, H., Bittner, L., de Castro, A., Dohrmann, R., Gurtter, P., Laarmann, T., Laasch, W., Schulz, J., Swiderski, A., von Haetten, K., Moller, T., Faatz, B., Fateev, A., Feldhaus, J., Gerth, C., Hahn, U., Saldin, E., Schneldmiller, E., Sytchev, K., Tledtke, K., Treusch, R., and Yurkov, M. (2002). Multiple ionization of atom clusters by intense soft x-rays from a free-electron laser. *Nature*, 420 :482.

[Wabnitz et al., 2005] Wabnitz, H., de Castro, A. R. B., Gurtler, P., Laarmann, T., Laasch, W., Schulz, J., and Moller, T. (2005). Multiple ionization of rare gas atoms irradiated with intense vuv radiation. *Physical Review Letters*, 94(2) :023001.

Conclusion

Le piédestal qui accompagne les impulsions femtosecondes représente l'un des principaux obstacles dans le développement d'expériences utilisant les impulsions issues des lasers les plus intenses avec des cibles solides. Dans cette thèse, nous avons montré que le Miroir Plasma apporte une réponse efficace au problème (chap. 1). Au moyen d'une série d'expériences et d'une modélisation complète du phénomène, nous avons acquis une compréhension poussée du phénomène physique responsable de l'effet.

Ces études nous ont permis notamment de déterminer les conditions techniques de mise en place d'un Miroir Plasma sur une installation laser puissante (multi-terawatt), et de les appliquer sur l'installation du CEA Saclay UHI 10. Nous avons alors obtenus des résultats très prometteurs :

– Mesure directe de l'amélioration du contraste, mesuré à 10^8 pour le contraste nanoseconde
– Pas de dégradation du front d'onde du faisceau (tache focale mesurée inchangée)

Si bien qu'après cette première mise en place d'un Miroir Plasma sur une installation femtoseconde multi-terawatt, nous avons eu la possiblité de réaliser des expériences dans le régime quasi-relativiste sur des cibles solides.

La première application (chap. 2) a consisté à obtenir des plasmas denses issus de l'interaction d'une cible mince avec une impulsion femtoseconde intense, *sans influence du piédestal*. Les propriétes de ces plasmas ont ensuite été sondés au moyen d'un faisceau de courte longueur d'onde et de courte durée, obtenu par génération d'harmoniques d'ordre élevé en focalisant une impulsion sonde infrarouge dans un jet de gaz. Les température (220 eV) et densité électronique (3.1×10^{23} cm^{-3}) initiales ont été déterminées à l'aide d'une modélisation de l'expansion du plasma.

La deuxième application (chap 3) nous a permis de réaliser une nouvelle source XUV intense en focalisant ces impulsions intenses à fort contraste temporel sur

une cible solide. Avec une énergie mesurée de 20 μJ dans l'harmonique 12 (66 nm), il s'agit de la source cohérente femtoseconde la plus intense à l'heure actuelle. Le mécanisme physique à l'oeuvre dans cette génération est toujours assez mal compris. Deux modèles découlant des différentes simulations PIC qui ont été réalisées sont considérés actuellement :
– Miroir oscillant relativiste
– Emission par oscillations plasmas électronique dans un plasma inhomogène
Les résultats obtenus dans les conditions expérimentales de nos expériences s'accordent mieux avec le modèle d'oscillations plasmas. Cependant, d'une part les différents modèles ont encore besoin d'être développés, notamment pour prédire des efficacités de conversion réalistes en comparaison avec les mesures, et d'autre part de nouvelles explorations expérimentales sont nécessaires, mais sont facilitées par l'avènement des impulsions à fort contraste temporel.

Les travaux présentés dans cette thèse trouvent un prolongement naturel dans l'activité du groupe PHI.

Ainsi, les résultats très encourageants obtenus avec le dispositif compact utilisant un Miroir Plasma ont motivé la mise en oeuvre d'un système de Double Miroir Plasma avec réimagerie, dont le principe est décrit dans le chapitre 1. Les résultats préliminaires reportent une efficacité globale de réflectivité de 45%, et un contraste temporel, mesuré avec un autocorrélateur du 3^e ordre à très grande dynamique, de 10^7 à 1 ps et de 10^{10} à $\approx$ 100 ps.

Cet outil sera primordial pour pouvoir étudier la génération d'harmonique sur cible solide dans le régime relativiste, et plus particulièrement la transition vers ce régime, qui devrait fournir de nombreux éléments décisifs dans la discussion entre les différents modèles théoriques. L'exploration de l'interaction de cibles solides dans le domaine relativiste sans effet du piédestal devient aussi possible désormais. On peut envisager de réaliser des expériences de génération de protons sur feuilles minces, ou plus généralement, l'étude des particules induites par laser, et leurs applications à la physique des matériaux. L'ensemble de ces travaux sont au coeur des thèses de C. Thaury et A. Lévy.

Enfin, l'utilisation de la source XUV intense générée sur cible solide est envisagée. Avec les énergies atteintes, on peut en effet envisager soit d'obtenir des effets nonlinéaires avec le rayonnement XUV, soit réaliser des plasmas à la fois denses et froids.

Annexe A

Le contraste temporel des impulsions femtosecondes

A.1 Mesure du profil temporel des impulsions femtosecondes

La caractérisation temporelle d'une impulsion femtoseconde intense sur une large gamme temporelle demande d'accéder au niveau de signal de l'impulsion sur des durées de plusieurs centaines de picosecondes avec une bonne résolution temporelle afin de résoudre également la structure de la composante femtoseconde. On veut aussi avec cette mesure avoir accès au profil réel de l'impulsion, à savoir être capable de distinguer le front avant du front arrière de l'impulsion.

Dans ces conditions, il est nécessaire de faire intervenir un processus non-linéaire afin d'utiliser l'impulsion femtoseconde elle même comme outil de caractérisation permettant d'obtenir la résolution temporelle exigée. De plus, ce processus non-linéaire doit être nécessairement du 3^e ordre pour permettre de distinguer entre les délais positifs et négatifs par rapport au pic de l'impulsion.

Toutes ces caractéristiques se retrouvent dans le principe de fonctionnement des autocorrélateurs du 3^e ordre. En effet, le signal permettant de caractériser le profil temporel de l'impulsion est obtenu en réalisant dans un cristal non-linéaire la somme de fréquence entre une réplique de l'impulsion fondamentale (à la fréquence ω donc) et une autre réplique, préalablement doublée en fréquence en passant dans un autre cristal non-linéaire. En faisant varier le délai entre les deux répliques au moyen d'une ligne à retard capable d'une extension de plusieurs cen-

taines de picosecondes, le signal obtenu à 3ω est alors directement lié au niveau de signal de l'impulsion fondamentale. En effet, le doublage en fréquence de la deuxième réplique étant un phénomène non-linéaire, le rapport entre le niveau de sa composante femtoseconde et de l'émission parasite qui l'entoure est fortement augmenté, ce qui fait que la génération de 3^e harmonique par somme de fréquence dans le cristal n'est efficace que pendant la durée de la composante femtoseconde de la réplique à 2ω, qui interagit donc avec une partie différente de l'impulsion initiale en fonction du délai.

Un moyen d'obtenir une grande dynamique pour la mesure est de faire varier la haute tension appliquée au détecteur du signal à 3ω (photomultiplicateur), et d'utiliser un ensemble de densités optiques neutres parfaitement calibrées, afin de pouvoir conserver l'amplitude du signal détecté au sein de la gamme de fonctionnement de la carte d'acquisition. La génération de 3^e harmonique étant bien un processus non-linéaire du 3^e ordre, cette mesure fournit le profil temporel réel, et permet notamment de décrire des impulsions fortement dissymétriques par rapport au pic de l'impulsion.

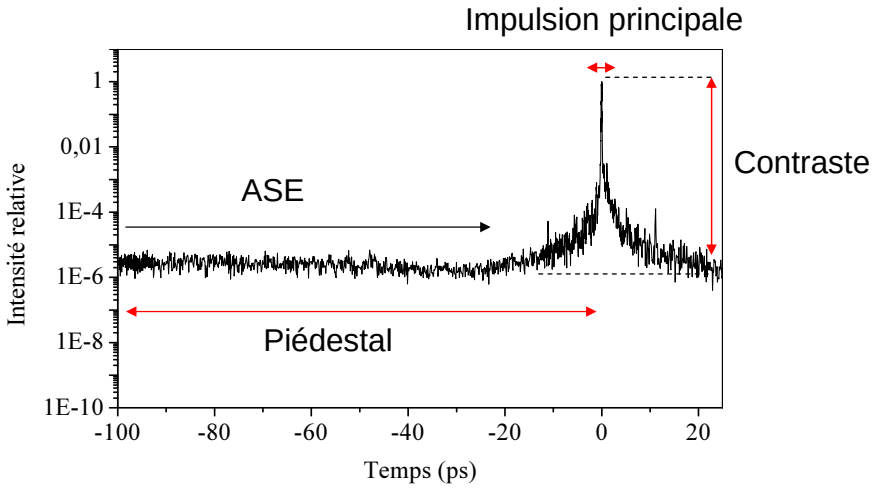


Fig. A.1: Exemple de mesure du profil temporel d'une impulsion femtoseconde par un autocorrélateur du 3^e ordre (Séquoia).

Ce principe est à l'œuvre dans le SEQUOIA, autocorrélateur du 3^e ordre commercial, qui a été développé par Amplitudes Technologies, dans le cadre d'un transfert de technologie avec le Service Photons, Atomes et Molécules du CEA Saclay (P. Monot). Disposant d'une dynamique de mesure $\geq 10^9$, sa résolution temporelle est de 120 fs, et 17 fs séparent deux points de mesure successifs. Chaque point est mesuré sur une moyenne de 3 tirs. Un exemple de mesure de profil temporel d'une

impulsion femtoseconde est donné sur la figure A.1, avec la trace d'autocorrélation du laser UHI 10 du DRECAM, au CEA Saclay, fournissant des impulsions de 60 fs pour une puissance crête de 10 TW.

Rappelons alors quelques définitions des termes utilisés ici. On définit comme piédestal tout le contenu de l'impulsion en dehors de l'impulsion principale. Le contraste sera ici défini comme le rapport entre le niveau de signal du piédestal et de celui du pic de l'impulsion principale.

A.2 Sources du piédestal

La figure A.2 présente un représentation schématique d'une installation typique utilisée pour produire les impulsions femtosecondes intenses : un laser fonctionnant par amplification à dérive de fréquence, ou Chirped Pulse Amplification (CPA) ([Strickland and Mourou., 1985, Backus et al., 1998]). Le laser UHI 10 ayant servi à la mesure présentée en figure A.1 correspond exactement à cette situation. Ce schéma va être utile pour visualiser les sources du piédestal au sein de la chaîne laser.

On va alors distinguer deux sources principales pour le piédestal :

1. **L'ASE** (Amplified Spontaneaous Emission, ou émission spontanée amplifiée) produite dans la chaîne laser. L'ASE correspond à une émission laser qui va se former à partir du bruit de photons au sein de tous les composants de la chaîne laser qui possèdent des éléments capables d'amplifier un signal laser. Cette émission ne possède aucun lien avec les impulsions qui sont injectées dans le laser pour y être amplifiées, et sera donc générée pendant toute la durée du laser de pompe (quelques nanosecondes dans le cas des amplificateurs classiques).

   Comme en particulier elle ne présente aucune relation de phase spectrale spécifique par rapport aux impulsions, l'ASE ne sera pas comprimée temporellement dans le compresseur, et restera donc à peu près uniformément répartie autour de l'impulsion principale. L'ASE provient donc a priori de tous les éléments contenant un cristal laser, à savoir l'oscillateur et les amplificateurs.

   Cependant, l'oscillateur présente très peu d'ASE (le même mécanisme qui favorise le blocage de mode dans la cavité au dépend de l'émission continue défavorise le développement de l'ASE), et le contraste y a été mesuré en

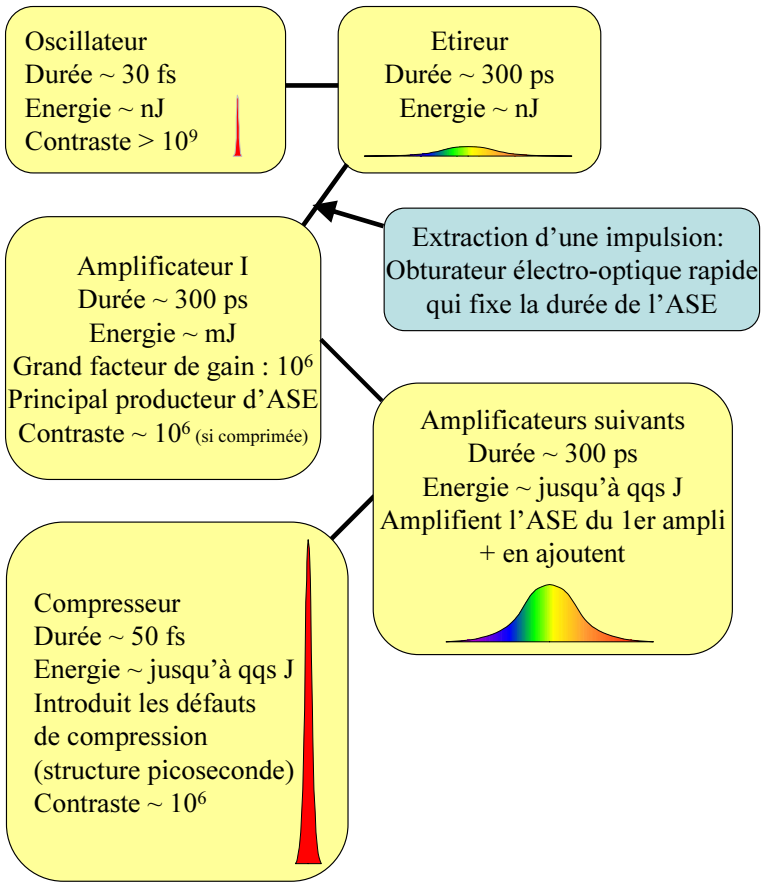


FIG. A.2: Schéma fonctionnel d'une installation laser CPA. Les caractéristiques typiques des impulsions au niveau des différents éléments de la chaîne sont indiquées. Des indications sur les sources du piédestal sont aussi présentes.

sortie aux environs de $10^{-9}/10^{-10}$, si bien que ce sont les différents étages d'amplification qui sont la principale source de l'ASE, et notamment le premier étage. Déjà, l'ASE du premier amplificateur sera amplifiée par les étages suivants. Mais surtout, comme indiqué sur la figure A.2, le gain dans cet étage est très important en ordre de grandeur (typiquement 10^6) par rapport aux gains réalisés dans les étages suivants. L'ASE produite ici domine le signal du piédestal en sortie de chaîne.

Phénomène aléatoire, le niveau de production d'ASE varie tir à tir, caractéristique responsable sur la figure A.1 de variations d'amplitude assez larges dans cette zone de contraste nanoseconde. Sur cette mesure, la valeur du contraste nanoseconde est de 2×10^{-6}, que l'on peut considérer comme une valeur typique de ce genre d'installation.

La durée de cette émission peut être en partie maîtrisée par le biais des mécanismes utilisés pour isoler une impulsion unique envoyée dans les étages amplificateurs. Cette fonction est réalisée au moyen de cellules de Pockels(obturateurs électro-optiques), dont la rapidité de déclenchement, ainsi que la précision temporelle du déclenchement par rapport à l'impulsion (jitter) permettent de maîtriser plus ou moins précisément la durée de l'ASE.

2. **Les défauts intrinsèques de la chaîne laser :** assez reproductibles tir à tir, ils sont liés soit au processus de production de l'impulsion, soit à des défauts permanents de l'installation laser.

   Tout d'abord, on peut considérer les défauts de recompression de l'impulsion [V.Bagnoud and F.Salin, 1998]. Dans le principe des lasers CPA, l'étireur introduit une dispersion spectrale afin d'allonger la durée de l'impulsion. Afin d'obtenir en sortie les impulsions les plus courtes possibles, le compresseur doit alors compenser cette dispersion, ainsi que celle induite par les différents éléments de la chaîne d'amplification. Il a été montré qu'il est impossible de réaliser une compensation parfaite, et que les aberrations résiduelles dans la phase spectrale se traduisent par une structure complexe à l'échelle picoseconde. Il en est également de même du phénomène de coupure spectrale des réseaux (en raison de leur taille finie).

   Enfin, de nombreuses pré-impulsions peuvent être dues à des réflexions parasites sur certaines optiques de la chaîne laser, ou au contraste imparfait de certains éléments optiques utilisés pour isoler les impulsions afin de les injecter dans les étages d'amplification (par exemple des combinaisons Cellules de Pockels/polariseur), ou encore à des cristaux imparfaitement orientés.

A.3 Solutions pour l'amélioration du contraste

Dans le but d'améliorer le contraste temporel, le projet européen SHARP, rassemblant un grand nombre de laboratoires européens impliqués dans le développement et l'utilisation des lasers de très haute intensité, a été lancé [Sharp, 2001]. Son premier objectif était de développer plusieurs versions d'autocorrélateurs à grande dynamique, afin de s'assurer de pouvoir caractériser correctement les améliorations de contraste obtenues avec différentes méthodes, et de pouvoir aider à la calibration de ces appareils (les traces d'autocorrélation présentent notamment de nombreux artefacts dépendant de l'appareil, qui peuvent être éliminés si l'on compare deux mesures sur le même laser réalisées avec deux appareils différents).

Le deuxième objectif était naturellement d'explorer un grand nombre de voies prometteuses pour limiter l'influence du piédestal. Il s'agit tout aussi bien de trouver des moyens de réduire la durée de l'ASE présente autour de l'impulsion principale (on a vu dans la partie 1 que la fluence est souvent le paramètre pertinent dans l'interaction avec une cible) que d'imaginer des solutions capables d'atténuer le signal d'ASE par rapport au signal de l'impulsion principale.

A.3.1 Injection d'impulsions plus intenses

On a vu que l'ASE provient principalement du premier étage d'amplification, surtout en raison du très grand facteur de gain qu'il doit supporter. Une première idée serait donc d'injecter dans ce premier amplificateur des impulsions plus intenses, mais toujours avec un excellent contraste, afin de pouvoir limiter le gain du premier amplificateur, et par suite l'ASE produite.

La première tentative en ce sens consistait à faire subir aux impulsions issues de l'oscillateur un double processus amplification/"nettoyage" au moyen d'un absorbant saturable avant de les introduire dans l'étireur et le reste de la chaîne [Itatani et al., 1998]. Un gain de contraste de l'ordre de 10^2 avait été observé. En effet, les absorbants saturables sont un moyen classique pour atténuer l'ASE dans les lasers conventionnels (non CPA). Leur utilisation dans la chaîne CPA pendant la phase étirée est cependant inadaptée, d'une part en raison de leur effet néfaste sur le spectre des impulsions, et d'autre part parce que le rapport d'intensité réduit entre l'impulsion étirée et l'ASE rend le processus peu efficace. Il en est de même en sortie de compresseur, en raison de la perte d'énergie et des risques de dégradation de la qualité de l'impulsion par effet non-linéaire pendant la traversée de l'optique. Ce concept semble avoir été repris par la société Amplitude Technologie au sein d'un appareil commercial.

Une autre solution, développée notamment par le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), consiste à développer directement des oscillateurs capables de délivrer des énergies plus importantes. Ceci est réalisé en extrayant l'énergie contenue dans la cavité de l'oscillateur plutôt que de récupérer les impulsions en sortie d'un miroir de fuite. Cette extraction est effectuée au moyen d'un élément acousto-optique ou électro-optique inséré dans la cavité. Les performances obtenues pour ce laser sont des impulsions de 70 nJ, pour une cadence de quelques kHz, tout en conservant les qualités principales des cavités fonctionnant en blocage de mode par effet Kerr, à savoir un excellent contraste et une durée d'impulsion très courte.

Il faut signaler finalement qu'une troisième solution consiste à utiliser des lasers à cavité étendue (commercialisés par Femtolaser), pour lesquels une même puissance est répartie sur un plus petit nombre d'impulsions en raison de la taille de la cavité.

A.3.2 Cellules de Pockels rapides

La durée de l'ASE est en grande partie déterminée par la capacité de la chaîne laser à couper efficacement le faisceau pour isoler une impulsion. Cette capacité repose sutout sur la qualité et la rapidité de fonctionnement des cellules de Pockels utilisées. De nouvelles Pockels ont été développées dans le cadre de SHARP, par la société Fastlite, et par une équipe du Max-Planck-Institut fur Quantenoptik (MPQ).

Les deux éléments importants sont la durée de basculement, et le mode de déclenchement, qui est responsable d'un jitter temporel (décalage variable entre le déclenchement et l'impulsion). Dans un cas (MPQ), le jitter est de 100 ps en raison de l'électronique, pour une durée de basculement de 150 ps, menant en pratique (il ne faut pas oublier que l'impulsion est ici étirée, donc longue d'environ 300 ps) à une limitation effective de la durée de l'ASE à 500 ps. Dans l'autre cas (Fastlite), un déclenchement optique, et donc commandé par le laser, est utilisé, menant à un jitter de seulement 2 ps, avec un temps de déclenchement de 50 ps, laissant espérer de très bonnes performances.

A.3.3 Un nouveau type d'amplificateur : l'OPCPA

Une autre option prometteuse est fournie par l'utilisation du phénomène d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence ou Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, OPCPA (voir [Butkus et al., 2004] et références à l'intérieur). Le schéma de principe est présenté en figure A.3.

L'idée est d'utiliser le principe de l'amplification paramétrique avec des impulsions étirées. L'amplification paramétrique fonctionne en envoyant dans un cristal nonlinéaire (BBO, KDP) un faisceau laser intense, mais de spectre étroit (la pompe), avec l'impulsion que l'on désire amplifier. Il y a alors un transfert d'énergie entre les deux impulsions, et on récupère donc l'impulsion de départ très amplifiée. Les caractéristiques de cette amplification sont d'être très large bande, et de permettre des amplifications très importantes.

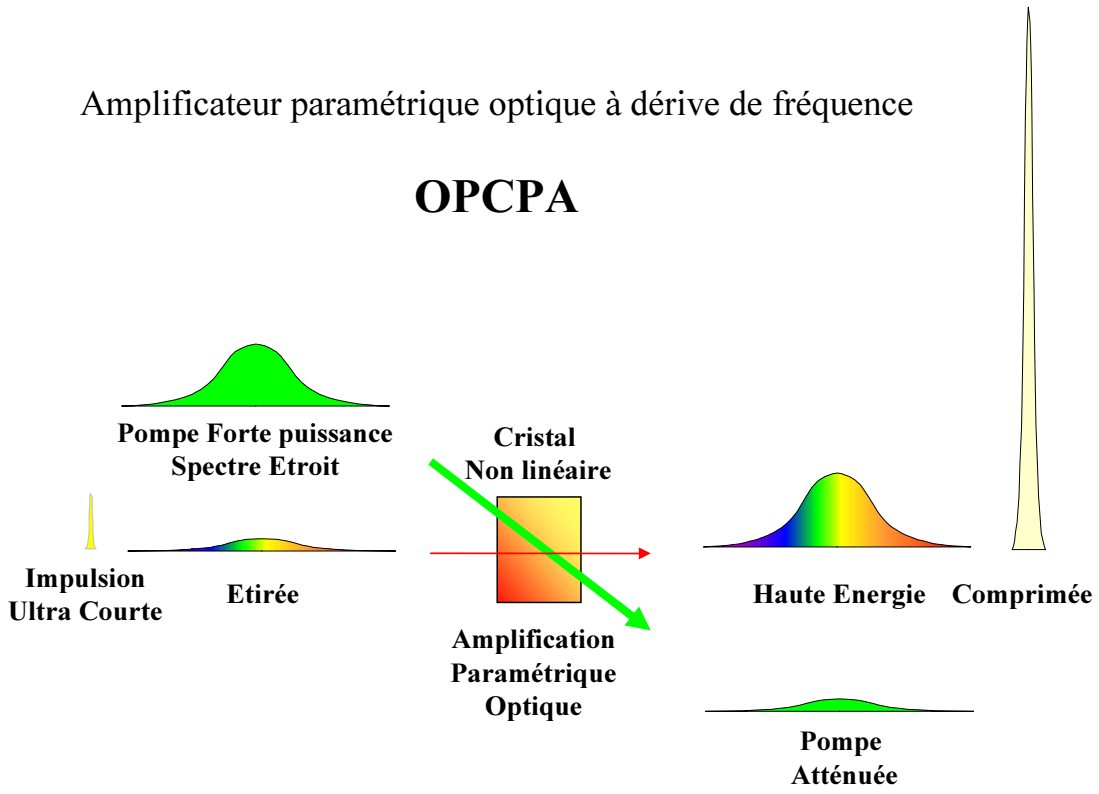


FIG. A.3: Schéma de principe de l'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence.

L'intérêt d'utiliser ce principe pour mettre au point une installation délivrant des impulsions à fort contraste est double :

1. Soit on utilise l'OPCPA pour remplacer dans une chaîne laser classique un amplificateur, et en particulier le premier amplificateur, responsable de la majeure partie de l'ASE. En effet, l'OPCPA permet de réduire fortement la quantité d'ASE produite, majoritairement en diminuant sa durée. En effet, le fait de ne pas posséder de cristal laser fait que l'ASE ne peut être produite que lorsque la pompe est présente dans le cristal, soit donc pour une durée un peu supérieure à la durée de l'impulsion étirée (moins de 500 ps). De plus le phénomène de fluorescence paramétrique responsable de l'ASE ici est deux fois moins important que celui qui a lieu dans les cristaux lasers. On peut donc imaginer réduire très fortement l'ASE à ce point de la chaîne laser. Il est bon de noter que deux schémas sont envisageables : OPCPA dit dégénéré, où la pompe est en fait issue de l'impulsion que l'on veut amplifier elle même, ce qui permet d'avoir une synchronisation parfaite

dans le cristal, et l'OPCPA non dégénéré, où la pompe et l'impulsion à amplifier proviennent de deux lasers différents, introduisant nécessairement un certain jitter dans la superposition des deux impulsions dans le cristal.

2. Soit on construit une chaîne laser entièrement OPCPA, pour utiliser au maximum la très large bande de gain du cristal, qui permet alors de supporter des impulsions très courtes (10 fs) à des énergies importantes (un projet à 11 PW est en cours au Rutherford). Encore une fois, la quantité d'ASE attendue dans ce cas est faible.

A.3.4 Le concept 'Double CPA'

Toujours en partant du fait que c'est dans le premier amplificateur que la majeure partie de l'ASE est produite, un autre concept s'est développé : améliorer le contraste après le premier amplificateur, puis réinjecter l'impulsion dans le reste de la chaîne. Comme cela revient à travailler avec des faisceaux d'une énergie de l'ordre du millijoule, cela ne demande pas a priori de travailler sous vide, et doit permettre ainsi une mise en place moins lourde.

Cependant, il n'est pas envisageable de travailler sur l'impulsion étirée : d'une part elle est longue, et se superpose donc à l'ASE pendant quelques centaines de picosecondes, et d'autre part la différence d'intensité entre l'impulsion et l'ASE n'est pas suffisante pour permettre d'induire des comportements différents pour les deux (à l'image de ce qui se passe dans l'absorbant saturable). Il est donc indispensable de recomprimer l'impulsion en sortie de l'amplificateur, de traiter le faisceau pour améliorer le contraste, puis d'étirer à nouveau l'impulsion avant de la renvoyer dans les étages d'amplifications suivants. C'est pourquoi on appelle ce concept du nom de Double CPA. Un schéma récapitulatif est présenté en figure A.4.

Il reste alors à choisir comment on va améliorer le contraste de ces impulsions millijoules recomprimées. Plusieurs schémas ont été proposés, qui reviennent toujours cependant à la même idée centrale : créer un filtre capable de discriminer entre l'impulsion principale et le piédestal. Ce filtre est alors obligatoirement non linéaire, et utilise l'intensité bien supérieure de l'impulsion principale pour induire un effet non linéaire que ne subit pas le piédestal. Alors, une partie de l'impulsion de départ, principalement issue de l'impulsion principale, va posséder des caractéristiques différentes qui vont permettre son filtrage. Cela se fait bien sûr au prix d'une perte importante de l'énergie de l'impulsion, si bien qu'il est aussi crucial

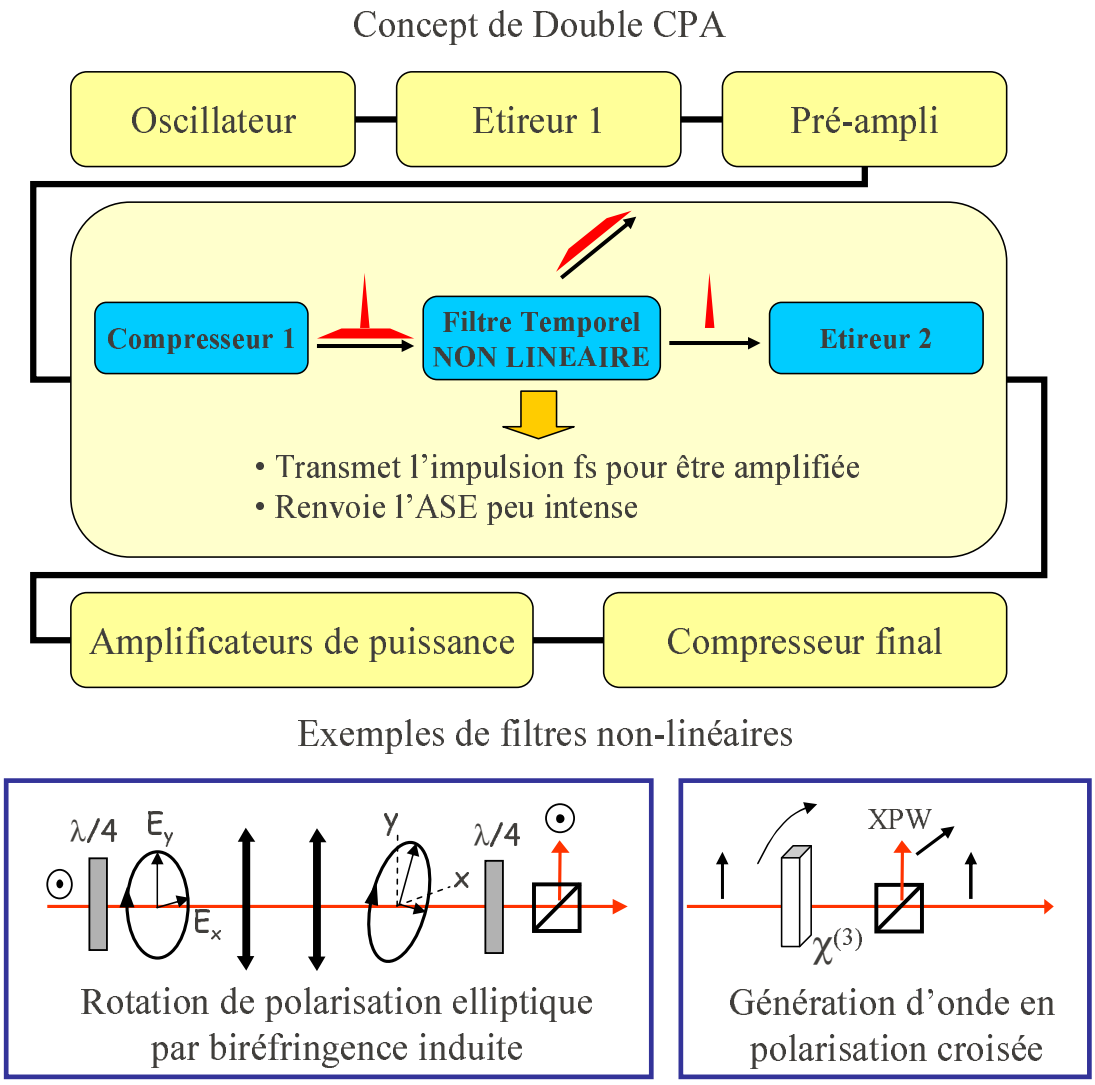


FIG. A.4: Schéma de concept du Double CPA. On décrit aussi sommairement la réalisation technique de deux filtres non-linéaires adaptés aux exigences du Double CPA.

de disposer d'une méthode adaptable à des énergies de quelques millijoules au moins.

En pratique, deux approches semblent à l'heure actuelle très prometteuses. Elles sont représentées succintement sur la figure A.4.

1. La technique de rotation de l'ellipse de polarisation provoquée par biréfringence induite [Homoelle et al., 2002, Jullien et al., 2005b, Kalashnikov et al., 2005]. Elle utilise le fait que tout faisceau polarisé elliptiquement

qui traverse un milieu non-linéaire isotrope voit son ellipse de polarisation subir une rotation dans le plan normal à l'ellipse(on parle de NER, pour Nonlinear Ellipse Rotation [Boyd, 1992]). Or, il est possible de trouver des conditions de focalisation qui font en sorte que l'impulsion principale induise par effet Kerr une non-linéarité dans le milieu qu'elle traverse, alors que le piédestal n'est pas suffisamment intense pour le faire. Alors, l'impulsion principale va subir la NER de façon appréciable, alors que le piédestal ne l'expérimentera pas [Sala and Richardson, 1978].

En pratique, on utilise deux lames de phases identiques (par exemple deux lames quart d'onde ($\lambda/4$)), règlées de façon à compenser leurs effets. Après passage au travers de la première lame, le faisceau, initialement polarisé linéairement, devient polarisé elliptiquement. Il est ensuite focalisé simplement dans l'air, et au voisinage du foyer, l'impulsion principale va donc subir la NER auto-induite et voir son ellipse tourner. Le passage dans la deuxième lame de phase qui doit remettre dans la polarisation linéaire initiale va faire ressortir la partie du faisceau ayant subit la NER avec une polarisation différente, si bien qu'en plaçant un analyseur en sortie, on recupère bien un faisceau issu principalement de l'impulsion principale, la partie du faisceau n'ayant pas subit la NER se voyant quasi totalement rejetée.

L'augmentation de contraste, c'est à dire le facteur d'atténuation de l'ASE, n'est limitée que par les imperfections des optiques, et notamment des polariseurs, puisque c'est bien le facteur d'exctinction du système de polariseurs qui décide de la quantité du piédestal qui le traverse pour se retrouver dans le faisceau. En pratique, on obtient assez facilement des exctinctions de $\geq 10^4$, ce qui fait de cette méthode un excellent améliorateur de contraste.

L'efficacité de transmission en énergie se situe entre 10 et 20 % selon les conditions expérimentales, et la qualité spatiale du faisceau est bien conservée.

2. La technique dite de génération d'onde en polarisation croisée (Cross Polarized Wave generation, ou XPW generation), utilisant un cristal non linéaire(BaF_2) [Jullien et al., 2005a]. Ici, l'effet non-linéaire utilisé est la génération dans le cristal, par un processus de mélange à quatre ondes, d'une onde polarisée orthogonalement à la polarisation du faisceau incident [Minkovski et al., 2004]. Comme il s'agit d'un processus ne faisant intervenir qu'un seul faisceau, l'onde produite et l'onde incidente ont les mêmes caractéristiques spectrales. Ce processus de génération possèdant une dépendance cubique en intensité, de la même façon que pour la NER auto-induite, il aura lieu très préférentiellement pour l'impulsion principale,

tandis que le piédestal ne sera que très légèrement modifié.

Dès lors, la mise en place pratique est assez légère, puisqu'il s'agit de focaliser le faisceau dans le cristal et de le faire passer au travers d'un analyseur croisé avec la polarisation de départ. La nouvelle onde générée sera seule transmise. Comme dans le cas précédent, c'est uniquement le rapport d'extinction entre le polariseur et l'analyseur qui va déterminer l'amélioration du contraste en déterminant quelle proportion de la part du faisceau inchangée va traverser le système. Cependant, il n'y a ici que deux optiques (les polariseurs), ce qui doit autoriser de meilleures performances.

L'efficacité maximale de conversion mesurée jusqu'à maintenant est de 10 %, et les qualités spatiales du faisceau en sortie du filtre sont très bonnes. Toutes ces conditions rendent donc possibles la ré-injection du faisceau dans un deuxième étage CPA.

Ainsi, les techniques de filtrage non-linéaire existent, capables de fonctionner à des énergies de l'ordre du millijoule. Cependant, les pertes en énergie étant assez importantes, la ré-injection dans le reste d'une installation existante ne permet pas de récupérer l'intégralité des performances. Cependant, une première démonstration a été réalisée dans [Kalashnikov et al., 2005], où il est rapporté, en sortie de chaîne laser, des impulsions de 20 mJ avec un contraste nanoseconde de 10^{-10}.

A.3.5 Les méthodes sur faisceau recomprimé

Comme on vient encore de le constater, beaucoup des techniques présentées précédemment sont plus destinées à de futures installations qu'à la modification d'installations existantes. Pourtant, il existe aussi des solutions qui essaient d'améliorer le contraste temporel en bout de chaîne laser. Leur avantage principal est qu'il n'y a plus de source d'ASE après elles, leur désavantage principal est que la perte d'énergie qui les accompagne ne peut plus être compensée.

Une première idée consiste à générer la seconde harmonique du faisceau. Comme c'est un mécanisme non-linéaire, le piédestal ne participe quasiment pas à cette conversion de fréquence. Cette technique a déjà été implémentée avec succès [Teubner et al., 2003], pour des impulsions à 800 nm de 200 mJ et 130 fs, générant 60 mJ à 400 nm. Le contraste n'a pas été mesuré, mais est attendu à 10^{-7} pour le contraste picoseconde et 10^{-10} pour le contraste nanoseconde. Cependant, cette technique n'est plus adaptée si on cherche encore à augmenter l'énergie (problème de filamentation, difficulté de fabrication de cristaux de grande ouverture)

ou diminuer la durée (difficulté de fabrication de cristaux fins, faible efficacité de conversion).

Une seconde idée est bien sûr le Miroir Plasma.

A.4 Conclusion provisoire

La prise de conscience de l'absolue nécessité de disposer d'impulsions dont le niveau d'ASE est suffisamment bas a motivé un grand nombre de recherches qui ont d'ores et déjà abouti à l'apparition de concepts très prometteurs. La plupart des concepts exposés ici sont encore en cours de développement, mais il ne fait pas de doute que toutes les nouvelles installations lasers de forte puissance se doivent de considérer l'ensemble des travaux réalisés dans le cadre de ce projet européen.

Bibliographie

[Backus et al., 1998] Backus, S., III, C. G. D., Murnane, M. M., and Kapteyn, H. C. (1998). High power ultrafast lasers. *Review of Scientific Instruments*, 69(3) :1207–1223.

[Boyd, 1992] Boyd, R. W. (1992). *Non-linear Optics*. Academic Press.

[Butkus et al., 2004] Butkus, R., Danielius, R., Dubietis, A., Piskarskas, A., and Stabinis, A. (2004). Progress in chirped pulse optical parametric amplifiers. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 79 :693–700.

[Homoelle et al., 2002] Homoelle, D., Gaeta, A. L., Yanovsky, V., and Mourou, G. (2002). Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide. *Optics Letters*, 27 (18) :1646–1648.

[Itatani et al., 1998] Itatani, J., Faure, J., Nantel, M., Mourou, G., and Watanabe, S. (1998). Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Optics Communications*, 148 :70–74.

[Jullien et al., 2005a] Jullien, A., Albert, O., Burgy, F., Hamoniaux, G., Rousseau, J.-P., Chambaret, J.-P., Augé-Rochereau, F., Chériaux, G., Etchepare, J., Minkovski, N., and Saltiel, S. M. (2005a). $10^{-}10$ temporal contrast for fem-

tosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation. *Optics Letters*, 30 (8) :920–922.

[Jullien et al., 2005b] Jullien, A., Augé-Rochereau, F., Chériaux, G., Chambaret, J.-P., d'Oliveira, P., Auguste, T., and Falcoz, F. (2005b). High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence. *Optics Letters*, 29 (18) :2184–2186.

[Kalashnikov et al., 2005] Kalashnikov, M. P., Risse, E., Schönnagela, H., and Sandner, W. (2005). Double chirped-pulse-amplification laser : a way to clean pulses temporally. *Optics Letters*, 30 (8) :923–925.

[Minkovski et al., 2004] Minkovski, N., Petrov, G. I., Saltiel, S. M., Albert, O., and Etchepare, J. (2004). Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 21 (9) :1659–1664.

[Sala and Richardson, 1978] Sala, K. and Richardson, M. C. (1978). A passive nonresonant technique for pulse contrast enhancement and gain isolation. *Journal of Applied Physics*, 49(4) :2268–2276.

[Sharp, 2001] Sharp (2001). : Suppression over high dynamic range of ase at the rising edge of ultra-intense femtosecond pulses. `http://wwwy.ensta.fr/~sharp`.

[Strickland and Mourou., 1985] Strickland, D. and Mourou., G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56 (3) :219.

[Teubner et al., 2003] Teubner, U., Pretzler, G., Schlegel, T., Eidmann, K., Forster, E., and Witte, K. (2003). Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 67(1) :013816.

[V.Bagnoud and F.Salin, 1998] V.Bagnoud and F.Salin (1998). Global optimization of pulse compression in chirped pulse amplification. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 4 :445–8.

Annexe B

Collisions coulombiennes

Les collisions électroniques interviennent dans le modèle de Drude afin de caractériser l'absorption d'énergie par les électrons. On définit $\tau_c = 1/\nu_{ei}$ comme le temps moyen entre deux collisions électroniques. Plus ce temps est court (i.e. plus les collisions sont nombreuses), plus l'énergie absorbée est grande.

Dans le plasma, les collisions mises en jeu correspondent à des interactions coulombiennes entre particules chargées (et plus particulièrement des interactions électron/ion). Comme cette force coulombienne s'affaiblit lentement avec la distance, il faut non seulement prendre en compte les collisions directes à courte distance, mais aussi les interactions à plus longue distance. Bien que ne provoquant que de faibles déviations, leur grand nombre les rend finalement prépondérantes. Ceci implique aussi un traitement statistique de ces interactions, qui va consister à considérer l'effet de ces collisions multiples comme un processus de diffusion.

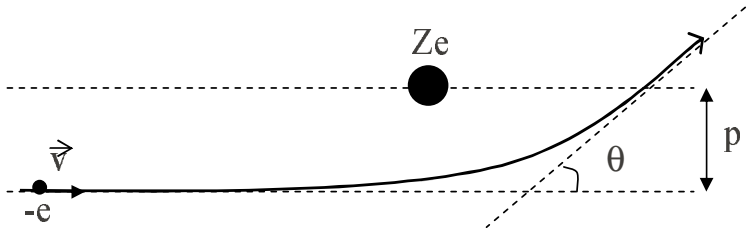


Fig. B.1: Collision Coulombienne. L'électron de charge $-e$ est dévié d'un angle θ par le champ de l'ion de charge Ze. p est le paramètre d'impact.

Une modélisation simple permet de retrouver les paramètres importants qui influencent ces collisions. On considère d'abord que les ions, massifs, restent immobiles par rapport aux électrons. La figure B.1 représente une interaction particu-

lière, caractérisée par son paramètre d'impact p et sa déviation θ. L'effet cumulé des diverses interactions peut être décrit comme la diffusion de la composante normale de la quantité de mouvement ($m_e v_\perp$).

Dans le cas représenté sur la figure B.1, on peut considérer en première approximation que l'interaction dure un temps p/v, pendant lequel l'électron est soumis à une force normale

$$F \approx \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 p^2}$$

conduisant à une variation de l'impulsion normale :

$$\Delta m_e v_\perp \approx \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{vp}$$

Le caractère aléatoire des évènements collisionnels implique que la moyenne de ces variations est nulle, mais le coefficient de diffusion est obtenu en moyennant les carrés de ces variations individuelles sur l'ensemble des collisions. En notant alors n_i la densité d'ions, le coefficient de diffusion est donc :

$$D_{v\perp} = \int \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{1}{v^2p^2} n_i v (2\pi p dp) = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi n_i}{v} \int \frac{dp}{p}$$

Cette intégrale diverge pour des paramètres d'impacts arbitrairement petits ou grands. Cependant, il existe un paramètre d'impact critique, p_0, qui correspond à une déviation de $\pi/2$, et pour lequel la variation de l'impulsion normale vaut donc mv. On a alors :

$$p_0 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2}$$

De même, pour les collisions à grand paramètre d'impact, qui sont aussi celles qui provoquent les plus faibles déviations, il faut tenir compte de l'écrantage du champ des ions par les électrons. Une première approximation consiste donc à fixer un paramètre d'impact maximum p_m égal à la longueur de Debye λ_D du plasma ($\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}$).

Alors, on a

$$D_{v_\perp} = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi n_i}{v} \ln(\Lambda)$$

où $\ln(\Lambda) = \ln(\lambda_D/p_0)$ est le logarithme coulombien, qui représente la différence d'efficacité entre les collisions à grande distance et celles à courte distance.

Ce coefficient de diffusion permet de définir un temps de collision, ou temps de relaxation, qui correspond au temps nécessaire pour que les collisions produisent un changement significatif sur la distribution des vitesses. Compte tenu de la complexité des situations, ce concept n'est pas clairement défini. Ici, on va définir le temps de collisions τ_c par l'équation :

$$D_{v_\perp} \tau_c = v^2$$

Comme on a par ailleurs :

$$(\Delta v_\perp)^2 = v^2 \sin^2 \theta$$

cela revient à considérer que dans un temps τ_c, si le coefficient de diffusion reste constant, l'effet cumulatif des collisions mène à une valeur de $\sin\theta \approx 1$, soit donc une déviation de 90°.

Afin d'évaluer τ_c, on fait en plus l'hypothèse d'une vitesse correspondant à la vitesse thermique :

$$v = \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e}}$$

Alors, on trouve :

$$\tau_c \propto \frac{T_e^{3/2}}{Z^2 n_i \ln \Lambda}$$

Cette formule est souvent nommée formule de Spitzer, d'après [Spitzer, 1962]. On constate notamment que les collisions deviennent moins efficaces lorsque la température électronique augmente ou quand la densité du plasma diminue. Ce modèle n'est cependant pas adapté à tous les types de plasmas, et Lee et More ont développé une modélisation plus précise [Lee and More, 1984], qui prend en compte les dégénérescences et modélise l'écrantage en tenant compte aussi des ions. Pour les basses températures électroniques notamment, l'écart avec la formule de Spitzer est important.

Bibliographie

[Lee and More, 1984] Lee, Y. T. and More, R. M. (1984). An electron conductivity model for dense plasmas. *Physics of Fluids*, 27(5) :1273–1286.

[Spitzer, 1962] Spitzer, L. (1962). *Physics of fully ionized gases, 2nd ed.* Interscience, New-York.

Annexe C

Résolution numérique de l'équation d'Helmholtz

Dans cette annexe, nous allons exposer la méthode de résolution numérique du calcul du champ électrique dans le plasma issu de l'excitation du diélectrique. On a vu que l'équation d'onde décrivant le champ électrique était l'équation d'Helmholtz. Ici, on va se placer dans le cas d'une incidence normale pour simplifier l'explication, mais la méthode est facilement généralisable. Rappelons donc l'équation différentielle vérifiée par le champ dans le plasma :

$$\frac{\mathrm{d}^2 E(z)}{\mathrm{d}z^2} + \varepsilon(z,t)E(z) = 0$$

où $E(z)$ est le champ électrique, et $\epsilon(z,t)$ est la constante diélectrique.

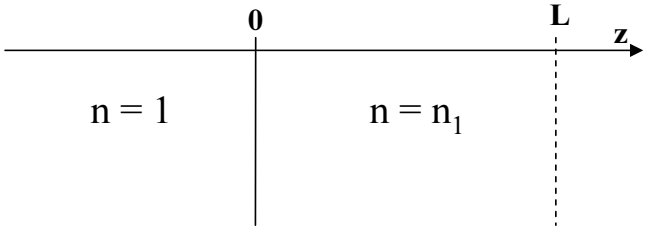


Fig. C.1: Réflexion sur l'interface vide/plasma

Nous avons besoin de calculer explicitement le champ électrique à tout instant en raison de la forte inhomogénéité du milieu. Pour bien comprendre le problème, nous allons commencer par reprendre le cas très simple de la réflexion sur un milieu d'indice constant, qui mène aux formules habituelles de Fresnel. Considérons

donc la situation représentée sur la figure C.1. Dans le cas de la réflexion d'une onde plane, on peut alors écrire :

$$\begin{aligned} E(z) &= E_0(e^{ik_0 z} + re^{-ik_0 z}) && \text{dans le vide} \\ E(z) &= E_0 t e^{ik_1 z} && \text{dans le plasma} \end{aligned}$$

où E_0 est l'amplitude de l'onde incidente, r et t sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission complexes.

Pour déterminer la valeur de ces coefficients, il suffit d'exprimer la continuité du champ électrique et de sa dérivée spatiale à l'interface :

$$\begin{aligned} E(z=0) &= E_0 t = E_0(1+r) \\ \left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}z}\right|_{z=0} &= ik_1 E_0 t = ik_0 E_0(1-r) \end{aligned}$$

D'où on déduit immédiatement les formules de Fresnel (en incidence normale), qui nous permettent de déterminer notamment le champ réfléchi :

$$r = \frac{1-n_1}{1+n_1} \qquad\qquad t = \frac{2}{1+n_1}$$

Cependant, dans le cas d'un plasma inhomogène, on ne peut plus utiliser le raisonnement précédent puisqu'il n'est plus valable de considérer le champ dans le plasma comme une onde plane progressive. Ainsi, dans les équations de continuité, il devient nécessaire de calculer les valeurs à l'interface du champ et de sa dérivée. Pour cela, il faut bien sûr résoudre numériquement l'équation d'Helmholtz.

Pour cela, on a besoin de connaître des conditions initiales, et il est bien sûr impossible de prendre des conditions initiales à l'interface, puisqu'on ne connait pas le coefficient de réflexion. L'astuce va alors consister à résoudre l'équation différentielle en remontant depuis l'arrière du milieu, en partant d'une région suffisamment éloignée dans la cible pour que les effets de l'absorption du laser soient négligeables. Dans ces conditions, l'indice de réfraction est constant dans l'espace, si bien qu'on peut écrire localement le champ électrique sous la forme d'une onde plane progressive, dont on ignore uniquement l'amplitude.

Ainsi, dans la zone située en $z = L$ (voir fig C.1), on exprime le champ électrique sous la forme d'une onde plane progressive dans la direction positive, de vecteur d'onde $k_1 = n_1\omega/c$, et d'amplitude A à déterminer. On définit alors dans le plasma la fonction $\psi(z,t)$ telle que

$$E(z,t) = A\psi(z,t)$$

avec $|\psi(z = L)| = 1$.

Les conditions initiales s'écrivent donc alors :

$$\begin{aligned} \psi(z = L) &= e^{ik_1 L} \\ \left.\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}z}\right|_{z=L} &= \psi'(z = L) = ik_1 e^{ik_1 L} \end{aligned}$$

L'équation d'Hemholtz étant linéaire, la fonction $\psi(z)$ la vérifie aussi, si bien qu'on peut calculer sa valeur numériquement, à l'aide d'un algorithme de type Runge-Kutta d'ordre 5, en remontant de $z = L$ à $z = 0$. Une fois $\psi(z)$ connue, on déduit directement le coefficient de réflectivité :

$$r = \frac{ik_0\psi(z = 0) - \psi'(z = 0)}{ik_0\psi(z = 0) + \psi'(z = 0)}$$

Ensuite, le champ électrique E(z,t) dans le plasma est déduit des valeurs de $\psi(z,t)$ et de l'amplitude du champ incident en calculant l'amplitude A par :

$$A = E_0 \frac{1 + r}{\psi(z = 0)}$$

Annexe D

Sélection de publications

Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultra-intense laser pulses
G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann
Phys. Rev. E **69**, 026402 (2004).

High order harmonic generation by non-linear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma
P. Monot, G. Doumy, S. Dobosz, M. Perdrix, P. D'Oliveira, F. Quéré, F. Réau, Ph. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier and J.-P. Geindre
Opt. Lett. **29**, 893 (2004).

High order harmonic generation by non-linear reflection of a pedestal-free intense laser pulse on a plasma
G. Doumy, S. Dobosz, P. D'Oliveira, P. Monot, M. Perdrix, F. Quéré, F. Réau, Ph. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier and J.-P. Geindre
Appl. Phys. B **78**, 901(2004).

Probing hot, dense laser-induced plasmas with ultrafast XUV pulses
S. Dobosz, G. Doumy, H. Stabile, P. D'Oliveira, P. Monot, F. Réau, S. Hüller and Ph. Martin
Phys. Rev. Lett **95**, 025001 (2005).

Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses

G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, and Ph. Martin
Service des Photons, Atomes et Molécules, Commissariat à l'Energie Atomique, DSM/DRECAM, CEN Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France

P. Audebert, J. C. Gauthier,* J.-P. Geindre, and T. Wittmann†
Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, F91128 Palaiseau, France
(Received 26 June 2003; published 9 February 2004)

Improving the temporal contrast of ultrashort and ultraintense laser pulses is a major technical issue for high-field experiments. This can be achieved using a so-called ''plasma mirror.'' We present a detailed experimental and theoretical study of the plasma mirror that allows us to quantitatively assess the performances of this system. Our experimental results include time-resolved measurements of the plasma mirror reflectivity, and of the phase distortions it induces on the reflected beam. Using an antireflection coated plate as a target, an improvement of the contrast ratio by more than two orders of magnitude can be achieved with a single plasma mirror. We demonstrate that this system is very robust against changes in the pulse fluence and imperfections of the beam spatial profile, which is essential for applications.

DOI: 10.1103/PhysRevE.69.026402 PACS number(s): 52.38.−r

I. INTRODUCTION

Laser pulses of femtosecond (fs) to picosecond (ps) duration with very high peak powers (up to the PW) and extremely high intensities (up to 10^{21} W/cm^2) [1] are now available in many laboratories. Submitted to such intense light fields, almost any target gets rapidly ionized, and electrons in the resulting plasma oscillate at relativistic velocities. These light pulses therefore open the route to the experimental study of an extreme regime of laser-matter interaction [2], which has only been scarcely explored so far.

These ultrashort and ultraintense laser pulses are obtained with relatively small size subpicosecond laser systems thanks to the chirped pulse amplification (CPA) technique [3]. Two drawbacks of this technique are the presence of a temporal pedestal and of prepulses. The temporal pedestal has two origins: amplified spontaneous emission (ASE), which occurs on a nanosecond (ns) scale, and spectral clipping and residual aberrations of the spectral phase [4], giving rise to temporal structures on a sub-100 ps time scale. As for the prepulses, they are for instance due to the imperfect contrast of some of the optical elements (e.g., Pockel's cell-polarizers combinations) used in this type of laser. In this paper, the temporal contrast at time t is defined as the ratio of the peak intensity of the main laser pulse, and the intensity of the background (pedestal or prepulses) at this time t.

For a number of ultrahigh intensity experiments, it is of prime importance to use very high contrast, prepulse-free laser pulses. This is particularly true for experiments involving laser-solid interaction. For a peak intensity of 10^{18} W/cm^2 at the fundamental frequency of the laser, the energy contained in the pedestal or prepulses at the output of a typical high-power laser is generally high enough to generate a low-density plasma at the surface of a solid target, well before the main pulse. Then, because of the hydrodynamic expansion of this preplasma, the main pulse will not interact with a steep density-gradient solid target. This impedes the study of numerous exciting high-intensity laser-solid interaction processes, such as relativistic harmonics generation on solid surfaces [5], or Brunel absorption [6,7].

Increasing the peak intensity requires a parallel increase of the temporal contrast, so that prepulses and ASE remain at the same intensity level. Consequently, there has been intense research to increase the temporal contrast. This can be achieved either by improving the laser chain, or by cleaning the ultrashort pulse from its pedestal and prepulses at the end of the chain. The main methods studied so far are as follows:

(1) Electro-optic methods, which can remove ns prepulses for systems with a regenerative amplifier [8]; (2) methods based on nonlinear optical processes, such as frequency doubling at the output of the laser [9], clean pulse injection [10], nonlinear Sagnac interferometer [11], optical parametric CPA [12]; (3) self-induced plasma shuttering, also called plasma mirror (PM) [12–17].

In this work, we focus on the self-induced plasma shuttering method. The principle of plasma mirrors is the following. A laser beam is focused on a low-reflectivity vacuum-dielectric interface, so that most of the pedestal and prepulse energy is transmitted. As the intensity increases in time, electrons are excited in the dielectric medium by nonlinear mechanisms such as multiphoton absorption. The medium therefore acquires a ''metallic'' character. If the electron density exceeds the critical density at the laser wavelength (2×10^{21} cm^{-3} at 800 nm), the reflectivity suddenly increases: the plasma mirror is ''triggered,'' and the laser beam is reflected. For a proper choice of the incident fluence on the PM, triggering only occurs at the very beginning of the main pulse, and the reflected beam thus has an improved contrast ratio.

If the fluence is too high, triggering might occur too early, and the pedestal and prepulses will also be partly reflected.

*Present address: CELIA, Université Bordeaux I, 33405 Talence, France.

†Also at Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, Szeged, Hungary.

 ©2004 The American Physical Society

Moreover, with such an early triggering, the motion of the PM surface before and during the main pulse might distort the laser beam wave front, and thus prevent a good subsequent focusing. If the fluence is too low, triggering might occur too late or not occur at all. Therefore, the incident fluence is the most crucial parameter to make an efficient PM.

The first demonstration of an increase in the contrast ratio of a subpicosecond laser with a PM was given in Ref. [12]. A maximum reflectivity of about 50% and a tenfold improvement of the contrast ratio were obtained using a bulk dielectric plate. The authors underlined that the use of an antireflection coating on the dielectric plate would increase the contrast even more. A PM using a liquid jet, which allows to extend the method to high repetition rates, was implemented for the first time in Ref. [14]. The authors studied the reflectivity and contrast enhancement as a function of the incidence angle, polarization, and peak intensity. The highest contrast enhancement with a single PM, by a factor of 500, was reported in Ref. [15], which also emphasized the spatial filtering effect of the PM. A high-dynamic-range autocorrelation of the pulse after the PM provided the first direct evidence of the suppression of the pedestal. No strong distortion of the beam spatial profile was observed for the fluences used.

This paper presents the first detailed experimental and theoretical study of the PM. This study provides all the parameters required to design an efficient plasma mirror system, matched to the characteristics of a given high-intensity laser system.

The experimental study of the PM consisted in measuring the following quantities.

(1) Space and time-integrated reflectivities, using energy meters.

(2) Time-integrated reflectivities with spatial resolution, obtained by imaging the PM surface.

(3) Time- and space-resolved reflectivities. This was done by applying a chirp on the incident pulse. Measuring the spectrum of the reflected pulse then provides its temporal profile in a single shot. This provides a direct evidence of pedestal suppression with a PM, and also gives the turn-on time of the PM.

(4) Distortion of the beam spatial profile in the far-field (PM surface) and the near-field. This was, respectively, achieved by imaging the beam in the plane of the PM surface, and some distance after the PM. The near-field measurements provide qualitative information on the wave-front distortion induced in the PM plane.

(5) Time- and space-resolved position of the PM surface with $\lambda/50$ (16-nm) longitudinal resolution. This was again obtained in a single shot with a chirped incident pulse, by measuring its spectral phase after the PM using spectral-phase interferometry. This provides the time-resolved wave-front distortion induced by the PM.

All these measurements were performed on two types of targets, a bulk dielectric sample (quartz, 10% initial reflectivity in our experimental conditions) and an antireflection coating (less than 0.3% initial reflectivity), for different fluences above the PM triggering threshold. All the presented results are for an *S*-polarized incident beam, with an incidence angle of 45. We have found that the PM gives lower absolute reflectivities with *P*-polarized waves. This is probably due to resonant absorption [18] that occurs for *P*-polarized waves when the critical density is reached.

The theoretical study consisted in calculating the space- and time-dependent electric field and excitation density in the target, and the resulting instantaneous reflectivity. This was done by solving a one-dimensional (1D) Helmholtz equation [19], coupled with a nonlinear population equation describing the ionization of the dielectric target by the incident laser pulse. To simulate the results obtained at the highest intensities, the FILM code [20] was used to study the hydrodynamic expansion of the plasma on a sub-ps time scale.

We describe the experimental setup in Sec. II, and present the experimental results in Sec. III. The two models used in the simulations are described in Sec. IV. Section V is a detailed discussion of the performances of the PM. All fluences given in this paper correspond to the value at the center of the focal spot.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The experiment was performed on the LUCA laser, at Saclay Laser Interaction Center. This is a high-power Ti-sapphire laser based on the CPA technique. A Kerr-lens mode-locked Ti-Sapphire oscillator generates a pulse train of 40 nm spectral width. These pulses are temporally stretched to about 300 ps before being amplified in a Ti-sapphire regenerative amplifier, followed by two four-pass amplifiers. After recompression, the energy per pulse is 100 mJ, and the pulse duration is 60 fs with a central wavelength of 800 nm. A few millijoules only were used in this experiment.

LUCA's contrast has been measured with a third-order cross correlator, and is $\approx 10^6$ one nanosecond before the main pulse, and reaches $\approx 10^4$ two picoseconds before the main pulse. The maximum peak intensity used in all measurements was of the order of a few 10^{15} W/cm^2, leading to maximum pedestal intensities of a few 10^{11} W/cm^2 on a ps time scale, and a few 10^9 W/cm^2 on a ns time scale. This is below the single-shot damage thresholds of dielectrics [21,22]. This suggests that in all our measurements, it was the main pulse, and not the pedestal, that triggered the PM. This is consistent with the fact that, when the oscillator was switched off, the ASE alone did not produce any damage at the target's surface even for multiple-shot exposition.

The experimental setup is shown in Fig. 1. The laser beam is separated into two parts (BS1): the main beam which reflects on the target (T), and a low-flux reference beam. To have the same configurations along the two paths, both the main and reference beams are focused (L1 and L3) and then imaged (L2 and L4), with a similar overall magnification factor. Special care was taken in the design of this experiment to avoid any nonlinearity in the transport of these beams, especially in the lenses and in the windows of the chamber. The main beam, of 18-mm top-hat aperture, is focused on the target with a long focal length MgF_2 lens (L1, $f = 1200$ mm), chosen for its low nonlinear refractive index.

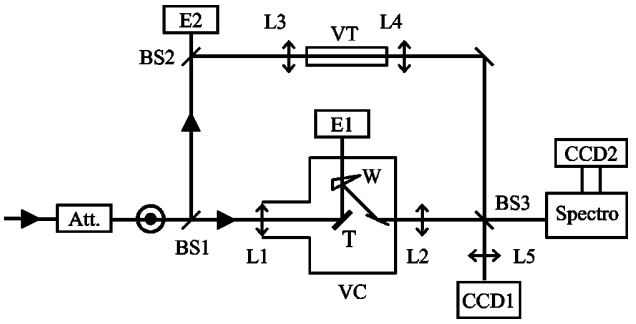


FIG. 1. Experimental setup. Att. stands for beam attenuator, BS for beam splitter, L for lens, T for target, W for wedge, E for energy meter, VC for vacuum chamber, and VT for vacuum tube. L5 was only set when the beam was imaged some distance after the PM surface.

After reflection on the target, a reflection on a wedge (W) is used to reduce the energy going through the output window. The part of the beam transmitted through the wedge is collected in a single-shot calorimeter (E1). The incident energy was simultaneously deduced from the measurement of a leak (BS2) in the reference beam with an identical calorimeter (E2). After proper calibration, the ratio of the reflected and incident energies provides the absolute space- and time-integrated reflectivity.

Both beams were imaged (lenses L2 and L4) on a high-dynamic charge coupled device (CCD) camera (CCD1). The focus of L2 was adjusted to image the target surface. The main beam image then gives access to a space-resolved relative reflectivity, and can also be used to calculate a space-integrated reflectivity. Given the magnification of this imaging setup and the CDD pixel size, a pixel corresponds to 3 μm in the object plane. The f number of L2 was $f/12$, leading to a spatial resolution of ≈ 12 μm. The full width at half maximum (FWHM) of the focal spot on the target measured with this system was 30 μm.

A second lens (L5) could be inserted in addition to L2, to image a plane located 60 cm after the target. In this configuration, comparing the images obtained at low and high intensities enabled to determine the distortion induced by the PM on the near-field beam spatial profile.

Both beams are simultaneously (BS3) imaged on the entrance slit of an imaging spectrometer (800 lines/mm, 1 m focal length).

If the two beams are separated spatially along the slit, this enables to compare their spectra, and measure in a single shot the effect of the PM on the main beam spectrum.

Superimposing the two beams spatially on the slit enables spectral interferometry measurements. This technique is based on the fact that two pulses, separated by a delay τ, interfere when they are sent in a spectrometer where dispersion is larger than the inverse of the delay. We typically used delays of a few ps between the two pulses. This is much larger than the coherence time of both beams. In this case, the relative spectral phase of the two pulses can be exactly extracted from the spectral interferogram fringe pattern using the mathematical treatment described in Ref. [23]. The effect of the PM on the main beam spectral phase is obtained by comparison with a low-energy shot, where the PM does not trigger.

All these measurements have been carried out both on near Fourier-limited pulses (60 fs duration) and on pulses chirped up to 4 ps. This chirp was introduced by setting the distance between the two gratings of the compressor so that the pulse is not recompressed to its Fourier limit. In this way, a quadratic spectral phase (linear chirp) remains on both the main and reference beams after compression.

Measurements using chirped pulses have two interests. First, we can see how the PM performs for longer (ps) pulses. But most interestingly, chirping the pulses makes it possible to follow in time the triggering and possible distortion of the PM in a single shot [24,25]. Indeed, for a pulse with a large chirp (duration large compared to the Fourier limit), there is a one-to-one mapping between time and frequency: each frequency corresponds to an arrival time on the target. To recover the temporal information and have access in a single shot to the behavior of the PM during the whole pulse duration, we only need to perform spectral measurements. The ultimate temporal resolution is the inverse of the spectral bandwidth of the pulse [25]. Typically, pulses have been chirped up to 4 ps and the temporal resolution is of the order of 60 fs.

Again, for measurements with chirped pulses, the main beam and the reference beam can either be spatially separated or superimposed on the spectrometer entrance slit. In the first case, comparing the spectra of the two beams provides the time-dependent reflectivity of the PM. In the second case, interferences between the two spectra, and comparison with a low-intensity reference shot, provide the change of spectral phase induced by the PM on the main beam. As we will see later, this change in spectral phase $\Delta\varphi(\omega(t))$ gives access to the change in position $\Delta z(t)$ of the PM surface, via $\Delta\varphi(\omega(t))=4\pi\cos(\pi/4)\Delta z(t)/\lambda$. The resolution on the spectral phase was limited by noise and was measured to be of the order of 0.1 rad: this corresponds to a $\approx\lambda/50$ (16-nm) resolution on the PM surface position.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Time-integrated reflectivities on quartz and antireflection coatings

Figure 2 shows the time-integrated reflectivity, measured at the center of the focal spot on the PM (i.e., the peak reflectivity), as a function of the fluence of a 60 fs pulse, in the case of quartz and of an antireflection coated dielectric plate.

In the case of quartz, below 5 J/cm^2, the reflectivity is equal to 10%, which is indeed the expected reflectivity for quartz for *S*-polarized 800 nm light at 45 incidence. Above this threshold fluence, the reflectivity increases continuously up to about 70% at 50 J/cm^2. Note that the optical breakdown threshold of quartz at this pulse duration is a few J/cm^2 [21,22,26]. This shows that this PM is a single-shot system. A fresh part of the target is required for each laser shot.

In the case of an antireflection coated dielectric plate, the initial reflectivity is less than 0.3%, while the high-fluence reflectivity is almost the same as for quartz. Thus, the con-

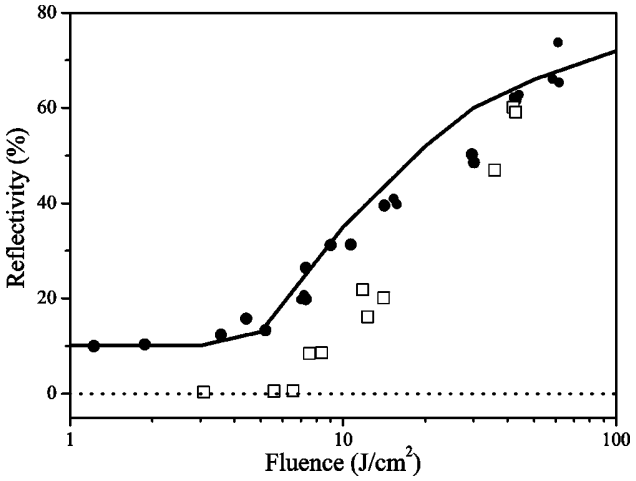


FIG. 2. Peak reflectivity of quartz (full dots) and antireflection coating (hollow squares), for a 60 fs incident pulse, as a function of the incident fluence. Note that with this linear *y* scale, the reflectivity of the antireflection coating at low fluence appears as ≈ 0. Full line: theoretical curve obtained from the population-propagation model.

trast between the high-fluence and low-fluence reflectivities is increased by more than one order of magnitude on this kind of target: as can be seen in Fig. 2, this ratio can reach several hundreds. The fluence at which this PM triggers is almost the same as for quartz. Note that the two reflectivity curves for quartz and the antireflection coating are indeed expected to merge at high fluence: once the plasma gets overdense near the surface, the field only penetrates the target over the skin depth and no longer sees the multiple layers of the antireflection coating.

Figure 3 shows the time- and space-integrated reflectivity (i.e., the overall reflectivity) as a function of the incident fluence, for a 60 fs laser pulse, measured on a bulk quartz sample. Because of the spatial averaging, the overall reflectivity is slightly lower than the peak reflectivity once the PM

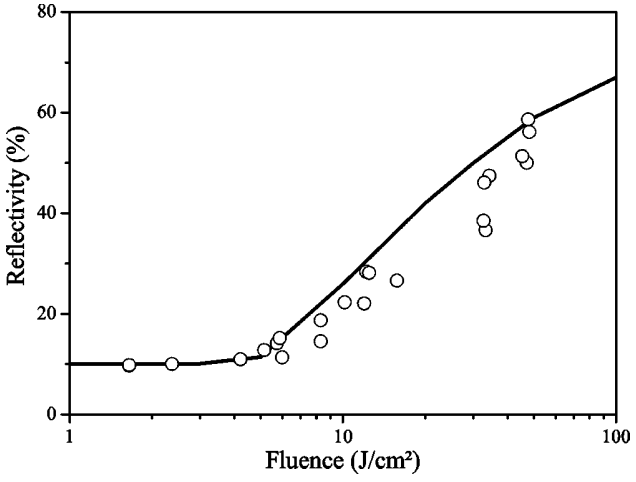


FIG. 3. Overall reflectivity of bulk quartz for a 60 fs incident pulse, as a function of the incident fluence. The full line shows the theoretical curve obtained from the population-propagation model.

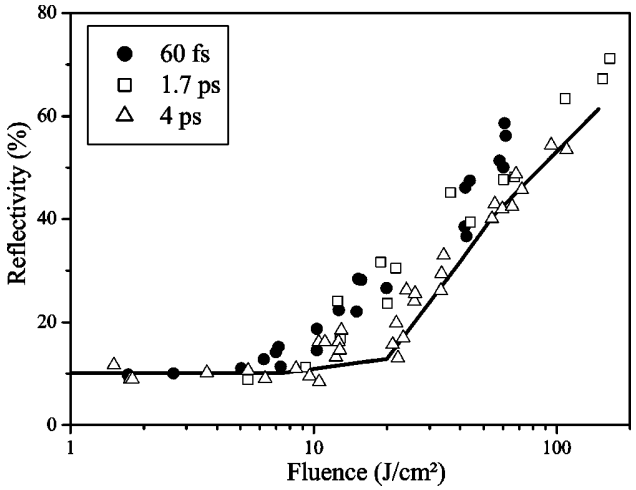


FIG. 4. Overall reflectivity for bulk quartz as a function of the incident fluence, for three different pulse durations. The full line shows the theoretical curve obtained from the population-propagation model for a 4 ps pulse.

triggers. This reflects a decrease of the PM reflectivity with the distance from the center of the focal spot.

Figure 4 shows the overall reflectivity measured for three pulse durations, 60 fs, 1.7 ps, and 4 ps, for a bulk quartz target. In this duration range, we see that the threshold fluence hardly varies with the pulse duration: this clearly indicates that the relevant factor for PM triggering is the incident fluence, and not the incident intensity. A similar behavior has been reported for optical breakdown thresholds of dielectrics [21,22].

B. Beam profiles

Figure 5 shows some cross sections of the main beam intensity profile (60 fs pulse duration) in two different planes: the surface of the target [far field, Figs. 5(a) and 5(b)], and a plane located 60 cm after the target [near-field, Figs. 5(c) and 5(d)]. Two sets of measurements are shown. In the upper panels, the incident fluence was too low for the PM to trigger, while in the lower panels, the incident fluence was 20 J/cm^2, and the PM triggered, as can be checked in Fig. 2.

Comparing the curves in Figs. 5(a) and 5(b) directly shows the effect of the PM on beam intensity profile, while comparing the curves in Figs. 5(c) and 5(d) gives some information on the wave-front distortion induced by the PM. However, this comparison can only be qualitative: for experimental reasons, the laser beam diameter on lens L1 was different for the low- and high-fluence shots.

The low-fluence far-field curve [Fig. 5(a)] shows that the incident beam profile on the target is close to an Airy function. This is the Fourier transform of the top-hat profile of the beam arriving on lens L1. The first Airy ring is clearly visible. On the low-fluence near-field curve [Fig. 5(c)], we observe that as the beam diverges from the target, it progressively recovers its top-hat shape, as expected.

At high fluence, the reflected beam profile in the target plane is still very smooth and clean. The first Airy ring is removed, its intensity being too low to trigger the mirror.

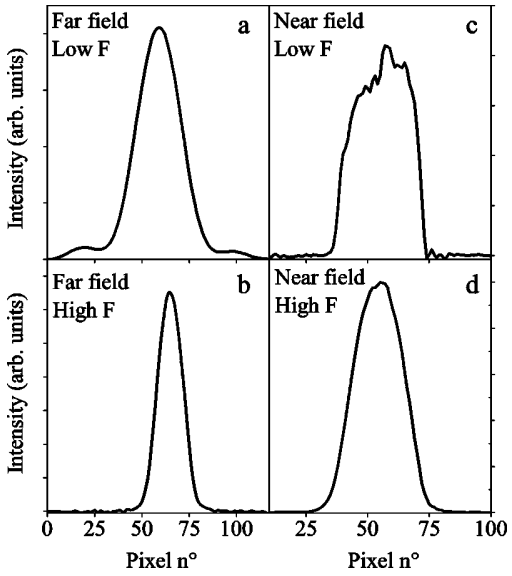


FIG. 5. Spatial profiles of the laser beam (60 fs pulse duration), at the surface of the target (a,b) and 60 cm after the target (c,d). The upper panels correspond to low-fluence shots, where the PM does not trigger, whereas the lower panels are high-fluence shots, where the PM triggered.

This shows that the PM acts as a low-pass spatial filter in the Fourier plane of lens L1.

This filtering effect leads to a smoothing of the sharp edges of the beam in the near field, as can be seen by comparing the low- and high-fluence profiles. These near-field curves also suggest that at this fluence, the PM does not induce a significant distortion of the wave front for a 60 fs pulse. A more accurate and quantitative characterization of the effect of the PM on the wavefront is provided by the interferometric measurements presented below (see Sec. III D).

C. Temporal dynamics of the reflectivity on an antireflection coating

Figure 6 shows the spectrum of the reflected beam, measured at the center of the focal spot, for a laser pulse chirped to 1.1 ps (i.e., 18 times its Fourier limit), for different incident fluences. The frequency scale has been converted into a time scale using the relationship $\omega(t)=t/\phi''+\omega_0$ between instantaneous frequency $\omega(t)$ and time t, where ω_0 is the central frequency and ϕ'' is the group delay dispersion ($\phi''=2.4\times10^4$ fs^2 in this case). This relationship is only valid for sufficiently high chirps. For such pulses, the spectrum directly provides the temporal profile of the pulse.

The triggering of the PM is observed to appear earlier in the pulse as the intensity increases: the higher the intensity, the faster the critical density is reached. The time-averaged reflectivity, which is proportional to the area under the curve, is also seen to increase with the incident fluence.

On the lowest-fluence curves (e.g., 5.4 J/cm^2), the PM is clearly observed to trigger significantly later than the maximum of the incident pulse, i.e., in the falling edge of the pulse. This would not be possible if multiphoton absorption

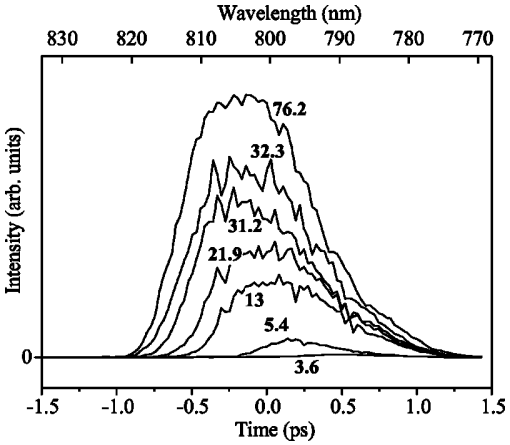


FIG. 6. Spectra of a pulse chirped to 1.1 ps, after reflection on a PM consisting of an antireflection coated plate target, for different incident fluences. The number on each curve indicates the corresponding incident fluence in J/cm^2. These spectra have been normalized by the incident fluence. The time scale has been obtained using the linear relationship between time and frequency for a linearly chirped pulse.

(or tunneling ionization) was the only mechanism involved in the generation of conduction electrons, since the efficiency of such a mechanism quickly falls off after the maximum of the pulse. On the opposite, the electronic avalanche mechanism can explain this observation, since its efficiency increases with the conduction electron density, and varies more gently with the laser field intensity. As we will see, the electronic avalanche mechanism indeed plays an important role in the triggering of the PM.

These curves also clearly show that in the fluence range that we have used, it is indeed the main pulse, and not the pedestal or a prepulse, that triggers the PM. Since we are dealing with an antireflection coating, the reflectivity before the main pulse is of the order of 0.3%, while we know from time-integrated measurements (Fig. 2) that the reflectivity reaches several tens of percent once the mirror is triggered. This implies that the PM improves the contrast by more than two orders of magnitude. In other words, these temporal profiles together with the reflectivity measurements provide a direct evidence of the efficient reduction of the pedestal.

D. Motion of the plasma mirror surface and wave-front distortion

Figure 7 shows a typical spectral interferogram obtained with a pulse chirped to 4 ps, with a fluence of about 140 J/cm^2. The horizontal axis corresponds to the wavelength scale and the vertical axis is the position along the spectrometer's slit. The fringe shift can easily be observed and is particularly strong in the center of the beam.

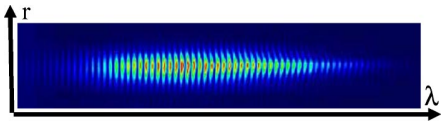


FIG. 7. Typical spectral interferogram for pulses chirped to 4 ps.

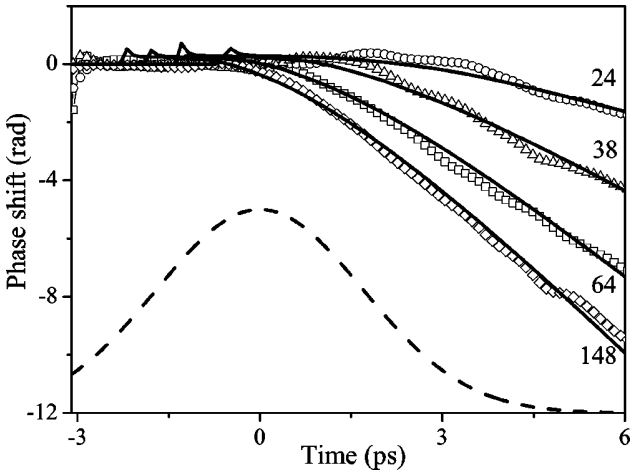


FIG. 8. Measured spectral phase of a pulse chirped to 4 ps, after reflection on the PM, for different incident fluences (hollow symbols). The number on each curve indicates the corresponding fluence in J/cm^2. The lines are theoretical fits obtained with the hydrodynamic code. The time scale was obtained as in Fig. 6, and the incident pulse temporal shape is shown in dashed line as a reference.

This interferogram gives access to the spatially resolved relative spectral phase $\varphi(\omega)$ of the main and reference beam. By subtracting the relative spectral phase $\varphi_0(\omega)$ measured for a low-fluence shot, we obtain the change in spectral phase $\Delta\varphi(\omega)$ induced on the main beam by the PM.

As before, since there is a one-to-one correspondence between time and frequency for such chirped pulses, this measured spectral phase actually is a temporal phase, via the relationship $\Delta\varphi(\omega)=\Delta\varphi(t/\phi''+\omega_0)$ ($\phi''\approx 8.7\times 10^4$ fs^2 for a 4 ps pulse).

There are two possible ways the PM can affect the temporal phase of the main beam: (1) the phase of the PM complex reflection coefficient r varies in time; (2) the surface of the PM moves, thus changing the optical path length of the main beam. Our calculations of the complex reflection coefficient, presented in Sec. IV, show that its phase does not vary by more than π, and that this variation only occurs when the electron density is close to the critical density. For most incident fluences, this only occurs in a narrow time interval. This leaves the motion of the PM surface as the main source of phase shift. The experimental accuracy on $\Delta\varphi(t)$ is about 0.1 rad. As already shown in Sec. II, this gives an accuracy of the order of $\lambda/50$ (16 nm) on the position of the PM surface.

Figure 8 shows the measured temporal phase $\Delta\varphi(t)$ for different incident fluences of a 4 ps pulse. $\Delta\varphi(t)$ is 0 until the PM triggers. It then presents a linear behavior, with a slope that increases as the fluence grows. This is characteristic of a plasma expansion in vacuum, as we will see in Sec. IV. The slope is determined by the velocity of the expansion, which is in a first approximation equal to the ion acoustic velocity. This velocity increases with the ionic temperature, and hence with the incident fluence.

The dependence of $\Delta\varphi(t)$ on the incident fluence implies that the induced phase shift is not homogeneous across the focal spot. In other words, the PM surface gets curved. Furthermore, this curvature varies in time. This possible distortion of the wave front for long pulses and high fluences is one bottleneck of the plasma mirror concept. We will see in Sec. V what ranges of pulse duration and fluence should be used to avoid this kind of distortion.

IV. MODELING OF THE PLASMA MIRROR

In this section, we describe the two models that we have used to describe (1) the optical switching of the PM and (2) its expansion into vacuum.

The first model (''population-propagation model'') describes the ionization of the target (in this case, bulk quartz) with a population equation, and the propagation of the laser field in this inhomogeneously ionized medium, using the Helmholtz wave equation. This model is very simple, but captures the essential physics of the plasma mirror. The second model is a hydrodynamic model based on a Lagrangian fluid code, and is required to describe the regime where the hydrodynamics must be included because the plasma expands into vacuum. The equations describing the ionization of the target and the propagation of the field are equivalent in these two models.

In all these simulations, it is assumed that the pedestal and the prepulses do not affect the target. This can be considered as a prerequisite to make a good plasma mirror (see Sec. V), and, knowing the contrast of the LUCA laser, is a reasonable assumption for the experiments presented in this paper (see Sec. II).

A. The population-propagation model

We consider a plane wave coming from vacuum impinging on the target. The target is initially a pure dielectric, with no electron in the conduction band. Our goal is to calculate the electric field $E(z,t)$ inside the target, taking into account the fact that the target gets ionized by this strong field. Once $E(z,t)$ is known, the reflectivity of the plasma can readily be calculated (see the Appendix).

To describe the field propagation, we use the quasistationary approximation, which consists in considering that the electric field at any point is harmonic in time, at the frequency of the external driving field. It is valid only if the temporal evolution of the dielectric function is slow on the time scale of the incident laser pulse optical cycle. If this is not the case, more sophisticated approaches are required [27].

Assuming that we are in this quasistationary regime, the propagation of an *S*-polarized electromagnetic wave, impinging on a medium defined by its dielectric function $\varepsilon(z,t)$ (with $z>0$), with an angle θ, is described by the Helmholtz equation [19]

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2}+\frac{\omega^2}{c^2}[\varepsilon(z,t)-\sin^2(\theta)]E(z,t)=0, \qquad (1)$$

where ω is the angular frequency of the incident pulse, and c is the speed of light in vacuum. $\epsilon(z,t)$ is the dielectric function of the plasma and is given by the Drude model:

$$\varepsilon(z,t)=n_1^2-\frac{e^2N(z,t)}{\epsilon_0 m^*(\omega^2-i\omega/\tau)}. \quad (2)$$

n_1 is the initial refractive index of the solid, e is the electron charge, m^* its effective mass, and ϵ_0 is the vacuum permittivity. τ is the mean electron collision time, and is assumed to be a constant (e.g., independent of the electronic temperature) in this model. We will see that this approximation is satisfactory up to a certain fluence, above which the plasma gets too hot and expands too much during the laser pulse to consider τ as a constant. $N(z,t)$ is the instantaneous conduction electron density at point z. Its varies in time because of the nonlinear excitation of the dielectric by the high-intensity incident laser pulse. This in turn results in a time dependence of the dielectric constant $\epsilon(z,t)$. $N(z,t)$ also depends on z because once some electrons are in the conduction band, they can absorb some energy from the incident field since the collision time $\tau\neq 0$. The laser field in the dielectric thus becomes inhomogeneous, and so is the excitation density.

Before the main laser pulse, the conduction electron density is assumed to be zero: $N(z,t=0)=0$. Its temporal evolution is then given by a rate equation:

$$\frac{\partial N}{\partial t}=W(N_0-N), \quad (3)$$

where W is the electron excitation rate from the valence band to the conduction band, and N_0 is the bound electron density. We have considered that the excitation is both due to multiphoton absorption and electronic avalanche [21,22], with W given by

$$W=\sigma_n|E(z,t)|^{2n}+\beta\frac{N}{N_0}|E(z,t)|^2. \quad (4)$$

n is the minimum number of photons required to cross the band gap and σ_n is the corresponding cross section. A band gap of about 10 eV for quartz and a photon energy of 1.57 eV leads to $n=6$. Using a tunneling excitation law instead of a multiphotonic mechanism gives very close results [28].

The technique used to solve the coupled system of equations (1) and (3) is described in the Appendix A.

Figure 9 shows the instantaneous conduction electron density $N(z,t)$ in the target, obtained with this model, as a function of z, for various times in the rising edge of a 50 J/cm^2 pulse. The laser pulse duration is 60 fs, but these profiles vary very little with the pulse duration within this model. At early times, the absorption of the laser beam is weak and therefore the target is homogeneously excited on a micron length scale. As intensity increases, the excitation of the target gets higher. This implies that the laser pulse gets attenuated as it penetrates in the target, which leads to an inhomogeneous excitation. When the critical density is overcome, this inhomogeneity gets even stronger, since the laser field does not penetrate further than the skin depth. As can be seen in Fig. 9, at the maximum of the pulse, the excitation density near the surface varies by two orders of magnitude over a distance of about 200 nm only, i.e., smaller than the wavelength of the incident radiation. This is why the WKB approximation or the Fresnel equation cannot be used to calculate the field propagation in the target and the reflection coefficient: to evaluate these quantities properly, the Helmholtz equation has to be solved [19].

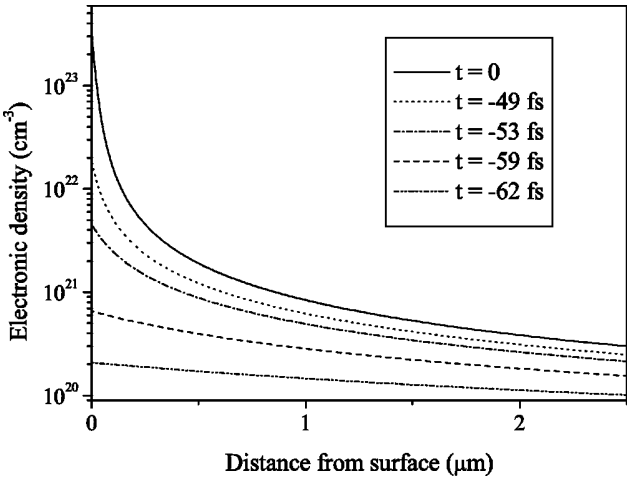


FIG. 9. Spatial profile of the instantaneous conduction electron density $N(z,t)$ in the target, along the beam propagation direction z, at different times in the rising edge of a 50 J/cm^2, 60 fs pulse. $t=0$ corresponds to the peak of the pulse.

Figures 2 and 3 compare the measured fluence dependences of the peak and overall reflectivities with the ones calculated with this model, for a 60 fs laser pulse. Figure 4 shows the same comparison for the overall reflectivity of a 4 ps pulse. The set of parameters used for these calculations is shown in Table I. In all cases, the agreement is very satisfactory. This shows that this simple model, with the set of parameters given in Table I, is adequate to calculate the reflectivity of the PM in a broad range of pulse duration and fluence.

We note that the avalanche coefficient β we have obtained (Table I) is the same as the one deduced from optical breakdown threshold measurements in silica [21,22]. The mean electron collision time τ is in reasonable agreement with the hot electron-acoustic phonon collision times in wide band-gap dielectrics [29,30]. It also has the typical order of magnitude of electron-ion collision times in near-solid-density plasmas at electronic temperatures between 10 and 100 eV [31]. An electron density of 5×10^{23} cm^{-3} approximately corresponds to what would be obtained by ionizing all the electrons except the $1s$ and $2s$ of Si and the $1s$ of O. Given the ionization potentials of these states (>500 eV), this is a realistic value for N_0. The electron effective mass m^* had little influence on the results of the simulations within this model, and was taken to be the free electron mass.

TABLE I. Set of parameters used in the population-propagation model to fit the reflectivity curves of Figs. 2–4.

σ_6 (cm^{12} s^5)	β(cm^2/J)	τ(fs)	N_0 (cm^{-3})
2.3×10^{-178}	11	0.1	5×10^{23}

B. The hydrodynamic model

In order to describe the PM response in the high-intensity regime or for longer interaction times, we need a hydrodynamic simulation, which describes the plasma expansion, and accounts for multionized atomic states and collisional processes in the high temperature plasma. We use FILM, a standard one-dimensional Lagrangian fluid code [20,32]. This code solves fluid equations associated with conservation of energy, momentum, and mass. The electronic thermal conductivity is also included in this code. To close the system of hydrodynamic equations, an equation of state derived from the SESAME library [33] is used. This equation of state provides the temperature, pressure, mean ionization (Z) and electron density for each internal energy and mass density. Knowing the temperature and density, the elastic electron-ion collision frequency is deduced from the model of Lee and More [31], which converges to the Spitzer results for high temperatures [34]. To compute the energy source due to the laser field, the Helmholtz equation is solved as in the simple model previously described, now taking into account the electron-ion collisions to calculate the collision rate.

FILM is not suited to describe the first stage of the excitation, where the mean ionization is low and the target is closer to a solid than to a plasma. We have modified the code to describe this stage and the transition to a plasma. Thus, for $Z<1$, we are using a modified equation of state: in this regime, the internal energy is assumed to be equal to the electron density multiplied by the band-gap energy plus an effective electron thermal energy. This last contribution is a small fraction of the band gap. To account for multiphoton ionization (not included in FILM), which is the dominant process at low electron density, multiphoton absorption is included as an energy source in the energy equation. The electron-phonon collision frequency is used in the Drude equation (2), to calculate the dielectric constant (and therefore the field and the collisional absorption). In order to get a soft transition between the high and low excitation density regimes, the two equations of state are interpolated for $1<Z<2$ and the electron-phonon collision frequency is assumed to be proportional to $(1-Z)$, for $Z<1$. Numerical tests show that the results are insensitive to the details of the interpolation.

The upper graph in Fig. 10 shows the instantaneous reflectivity at time t obtained from this model, as a function of the total energy that has impinged on the target up to time t, for three pulse durations. Since fluence is the relevant physical parameter for the PM, this x scale is well suited to compare the temporal evolutions obtained for a wide range of incident pulse duration. The lower graph shows the corresponding plasma temperatures. Since we are interested in the effects on the reflectivity, these temperatures were taken at the point where the electronic density is equal to the critical density. Once the plasma mirror has triggered, temperatures typically between 10 and 100 eV are reached in the plasma.

In all cases, a rapid increase of the reflectivity is observed when the critical density is overcome, followed by a plateau. This plateau corresponds to a reflectivity of $\approx 65\%$ only,

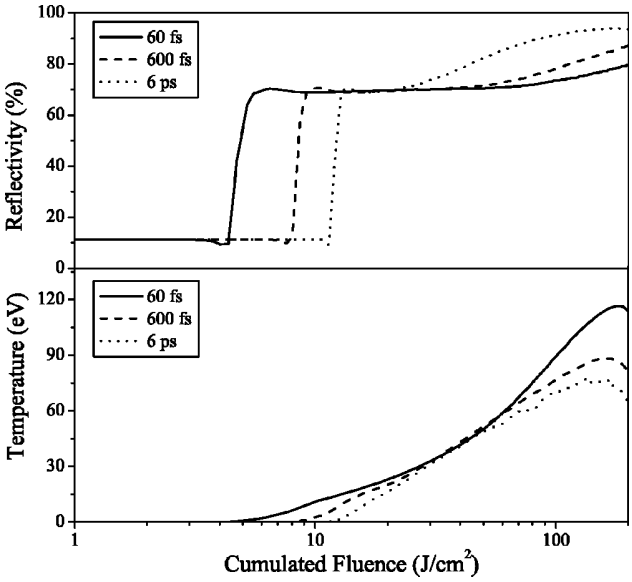


FIG. 10. Upper graph: instantaneous reflectivity as a function of the cumulated fluence for several pulse durations, as obtained from the hydrodynamic model. The total fluence of the incident pulse is 200 J/cm^2 in all cases. Lower graph: corresponding plasma temperatures at the critical density.

because of the high collision rate ($1/\tau \approx 10$ fs^{-1}) in the plasma. This fast increase of the reflectivity and the following plateau imply that the PM acts almost like a high-pass filter with respect to fluence: in a certain fluence range above the triggering threshold, the laser field is reflected with an almost constant reflectivity. The advantages of this feature will appear in the following discussion (Sec. V). The fast increase of the instantaneous reflectivity seen in Fig. 10 is not in contradiction with the smooth dependence of the reflectivity measured experimentally (Figs. 2–4): this smooth dependence is essentially due to the triggering of the PM at earlier times and over larger areas as the incident fluence increases.

In the case of the 60 fs pulse, the reflectivity starts to increase again in the second-half of the pulse (cumulated fluence >100 J/cm^2): this is due to the increase of the electron temperature (see lower graph), which leads to a reduction of the electron-ion collision rate. For ps pulses, the reflectivity increase occurs at lower fluences, corresponding to lower temperatures: in this case, it is mostly due to the expansion of the plasma during the laser pulse, which leads to a decrease of the plasma density and hence of the electron-ion collision rate.

The population-propagation model described previously gives very similar curves, except for the late increase in reflectivity, which can obviously not be described by this simple model.

Figure 8 compares the measured temporal evolution of the reflected beam phase at different fluences with the results obtained with this model. A very good agreement is obtained at all fluences without changing any parameter in the calculation. This model can therefore be used to calculate the phase shift induced by the PM on the reflected beam. As

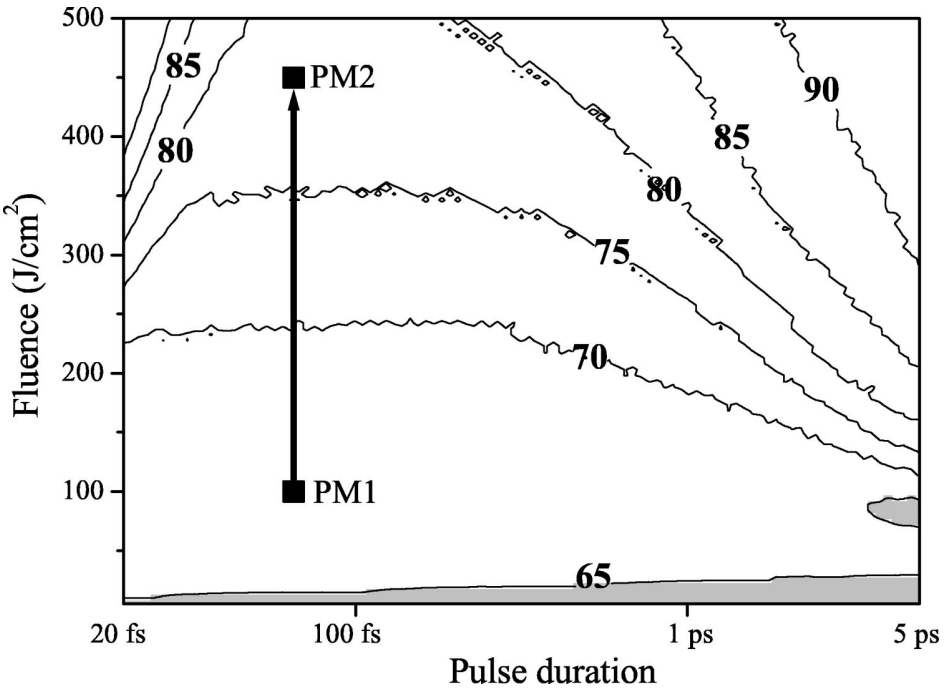


FIG. 11. Reflectivity of the PM at the maximum of the laser pulse, as a function of the duration and fluence of the incident pulse. The area where the PM can be considered to trigger (reflectivity $>65\%$) appears in white. The two points PM1 and PM2 show the typical fluences that could be used in a two-PM system, allowing contrast improvements by several 10^4.

mentioned earlier, it shows that this phase shift originates mostly from the motion of the critical density surface due to the plasma expansion in vacuum. The curves in Fig. 8 show that the plasma only starts to expand after a time t_e, which not surprisingly decreases as the incident fluence increases. After time t_e, it expands with a constant velocity, which is found to be 3×10^7 cm/s for a fluence of 50 J/cm^2, in good agreement with previous experiments [35].

V. DISCUSSION

Our models have been validated by comparison with our experimental data: we can now use them to assess the performances of the PM, and determine its optimal operational fluence as a function of the incident pulse duration.

This optimal fluence is determined by a trade-off between the following constraints: (1) the reflectivity of the PM should be as high as possible at the maximum of the laser pulse; (2) the PM should not distort the beam wave front too much; (3) for an optimal improvement of the contrast, the PM should trigger only in the rising edge of the main pulse. If the triggering does not occur too early in the rising edge, a steepening of this edge can even be induced by the PM (see Fig. 6), which can be highly desirable for some experiments.

Given these constraints, the optimal fluence can be chosen with the help of Figs. 11 and 12, obtained with the models previously described. These figures, respectively, show the reflectivity R of the PM at the spatial and temporal maximum of the laser pulse, and the phase shift it induces at the end of the laser pulse, as a function of the duration and fluence of the incident pulse. In Fig. 11, the gray area indicates the range of parameters where the PM does not trigger. This area was arbitrarily defined by the threshold $R<65\%$. The exact value chosen for this threshold does not matter because the reflectivity varies very strongly with the fluence when $R \lesssim 65\%$. The triggering fluence threshold is almost independent of the pulse duration, as observed experimentally. The gray area on the phase map (Fig. 12) corresponds to an induced phase shift higher than 1 rad ($\approx\lambda/6$), i.e., to a significant distortion of the beam wave front (since this phase shift goes to 0 on the edges of the beam).

Several regimes can be distinguished on the reflectivity map. For pulses shorter than ≈600 fs and fluences between the triggering threshold and ≈300–500 J/cm^2 (depending on the pulse duration), the reflectivity is remarkably insensitive to the fluence, and is $\approx70\%$. This weak dependence is due to the fact that in this range (1) the plasma is extremely overdense whatever the fluence, (2) the collision rate hardly varies with temperature ($T\approx10$–100 eV) [31] and hence with fluence, and (3) the pulse is short enough to neglect the plasma expansion (see Fig. 12). In this regime, the PM is very robust against shot-to-shot fluctuations and spatial inhomogeneities of the fluence, at the expense of an energy loss of $\approx30\%$ at the peak of the pulse. In the same duration range, higher efficiencies of $\approx85\%$ can be obtained by using higher incident fluences, at the expense of robustness: the PM then enters a new regime, where the reflectivity again increases with the fluence, because of the heating of the plasma and the resulting decrease of the collision rate. Figure 12 shows that in this short pulse duration range, the PM hardly induces any distortion of the beam wave front even at the highest fluences considered here, because the plasma does not have time to expand during the main laser pulse.

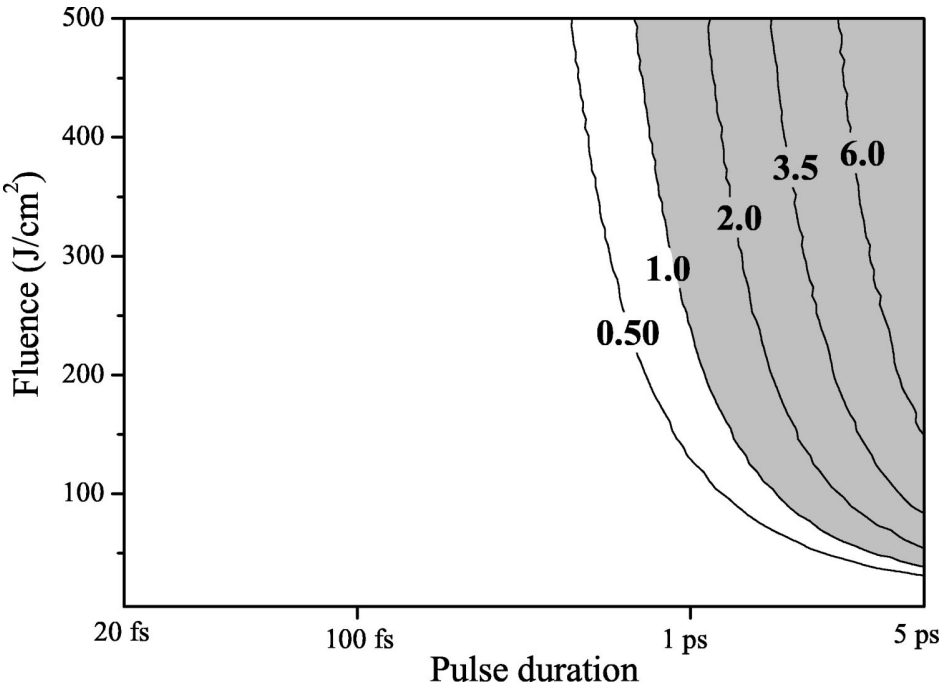


FIG. 12. Phase shift of the reflected field at the end of the laser pulse (1.5 FWHM after the maximum of the pulse), as a function of the duration and fluence of the incident pulse. In the gray area, the PM induces a significant distortion (>1 rad) of the beam wave front.

For pulses longer than ≈ 1 ps, the robust reflectivity regime shrinks. Higher reflectivities can be reached at lower fluences because the plasma expansion has already started at the maximum of the pulse. However, the PM is less robust against fluence variations since the fluence dependence of the reflectivity is stronger. Moreover, the operational fluence range (between the gray area in Fig. 11 and the one in Fig. 12) is of course reduced because of this expansion. For pulses longer than ≈ 5 ps, the PM becomes inadequate since a distortion of the wave front cannot be avoided as soon as the PM triggers.

These two maps can be used to design a PM system suited to a particular high-power laser system, provided the initial temporal contrast of the laser is known. This last information is required to ensure that the PM triggers only in the rising edge of the main pulse: the initial contrast determines the maximum main pulse fluence that can be used on the PM. For fluences higher than this limit, the pedestal or prepulses will trigger the PM. In this case, the contrast improvement will not be optimal, and a strong distortion of the main beam wave front might be induced because of the longer time available for the plasma to expand. With typical contrast of 10^6 on a ns time scale and 10^4 on a ps time scale, this maximum fluence will typically be of the order of 100 J/cm^2 (point PM1 in Fig. 11). As we have seen, an antireflection coated PM used at this fluence leads to an improvement of the contrast by a few 10^2. Depending on the initial contrast, this might not be enough for some high-field experiments, and a second PM might be required to increase the contrast even more [5]. This second mirror can be used at a higher fluence (point PM2 in Fig. 11), since it is triggered by a pulse with a higher contrast. Such a system with two PMs made of antireflection coated plates can lead to an improvement of the contrast by several 10^4.

These two PMs can be implemented in several ways for an actual high-field experiment.

One possibility is to insert them between the target and the short focal length optics used to focus the beam on the target. Such a setup is compact, but is not very flexible and can be challenging to implement. The PMs act in the intermediate field: to avoid severe distortions of the focal spot, one has to be especially careful with the phase and amplitude distortions they might induce. This implies that both PMs should be used in the white area of the phase map, and in the robust regime, where the reflectivity weakly depends on the fluence.

Another possibility is to implement the PMs before the optics that focuses the beam on the target, by inserting them in a long focal length $2f$ line (such as in a spatial filter). The first PM would be located before the focal point of this spatial filter, while the second one would be at the focus. The constraints on the phase and amplitude distortions induced by the second PM are then less severe, since the beam reflected from this mirror will be imaged on the target. Like in our experiment (see Sec. III B), this PM would both act as a temporal and a spatial filter. If the phase distortion induced by this mirror really gets strong, a part of the beam might not be collected by the second optics of the $2f$ line, which would lead to energy losses.

VI. CONCLUSION

We have carried out a detailed experimental study of a plasma mirror temporal filter, aimed at improving the tempo-

ral contrast of high-power ultrashort laser pulses. Besides standard reflectivity measurements, an original method [25] based on the use of chirped laser pulses has allowed us to identify, in a single shot and on a ps time scale, the stages of the construction of a plasma mirror, from the ionization of the target to the plasma expansion in vacuum. This expansion in vacuum has very important practical consequences, since it might lead to distortions of the reflected beam wave front and prevent a good subsequent focusing. Our diagnostic is thus particularly relevant to determine the upper fluence limit for the plasma mirror to work properly.

We have used our experimental results as an accurate benchmark test to validate numerical models of the plasma mirror. These models can then be used to find the optimal working conditions for the plasma mirror, for fs to ps pulses. An essential result of this theoretical study is that the peak plasma mirror reflectivity is hardly influenced by the incident fluence between a few J/cm^2 and a few hundreds of J/cm^2, for pulse durations ranging from a few tens to several hundreds of fs. The plasma mirror is thus very robust against shot-to-shot energy fluctuations, and does not accentuate the possible spatial inhomogeneities of the laser beam. The longest pulse duration that can be handled with a plasma mirror was found to be about 5 ps: beyond this duration, severe distortions of the beam wave front due to the plasma expansion become unavoidable.

Lastly, our measurements have shown that using an antireflection coated dielectric as a target makes it possible to increase the temporal contrast by several 10^2 with a single plasma mirror. Using two plasma mirrors in series should lead to temporal contrasts as high as 10^{10}–10^{11} on a ns time scale, and 10^7–10^8 on a ps time scale. Such contrasts open the route to a whole range of new ultrahigh intensity experiments.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was done under the hospice of the SHARP Contract No. HPRI-CT-2001-50037. P. d'Oliveira and P. Monot are strongly acknowledged for helpful discussions.

APPENDIX

In this appendix, we explain how to solve numerically the coupled equations (1) and (3), and we more particularly specify how to deal with the initial conditions on the electric field $E(z,t)$.

When a plane wave impinges (with an incidence angle taken to be 0 for simplicity) on a medium with a dielectric constant $\epsilon(z)$, a part of the field energy, given by the complex reflection coefficient r, will be reflected back in vacuum ($z<0$), and thus produce standing waves on the vacuum side by interference with the incident beam. The continuity of the electric field and its z derivative at the vacuum-target boundary leads to

$$E_0(1+r)=E(z=0^+), \tag{A1a}$$

$$ik_0E_0(1-r)=\frac{dE}{dz}(z=0^+). \tag{A1b}$$

E_0 is the amplitude of the incoming electric field, and $k_0=\omega/c$. For a strongly inhomogeneous medium such as the plasma mirror (see Fig. 9), the reflection coefficient r cannot be simply obtained from the Fresnel equations, and is therefore unknown. As a result, $E(z=0^+)$ and $dE/dz(z=0^+)$ cannot be calculated from Eqs. (A1), and we have no initial condition to solve the Helmholtz equation (1) in the $z>0$ area.

A solution to this problem consists in solving the Helmholtz equation backward, i.e., from a region far inside the target, where the refractive index is constant in space, to the target surface. We then need an initial condition at a point $z=L$ in this region. Since the medium is almost homogeneous around this point, we know that the electric field is a plane wave propagating in the positive direction of the z axis. Only the magnitude A of this wave is unknown. We define $\psi(z,t)$ by $E(z,t)=A\psi(z,t)$ and $|\psi(z=L)|=1$. The initial conditions on $\psi(z)$ at $z=L$ will thus be

$$\psi(z=L)=\exp(ik_1L), \tag{A2a}$$

$$\psi'(z=L)=ik_1\exp(ik_1L) \tag{A2b}$$

with $\psi'(z)=d\psi/dz$ and $k_1=n_1\omega/c$. Moreover, $\psi(z)$ also obeys the Helmholtz equation since this equation is linear. $\psi(z)$ is thus calculated by solving the Helmholtz equation from $z=L$ to $z=0$. Once $\psi(z)$ is known, Eqs. (A1) can be combined to obtain the reflection coefficient

$$r=\frac{ik_0\psi(z=0)-\psi'(z=0)}{ik_0\psi(z=0)+\psi'(z=0)}. \tag{A3}$$

The actual electric field $E(z,t)$ can then be deduced from $\psi(z,t)$ and the known amplitude of the incident electric field at the surface, using

$$A=E_0\frac{1+r}{\psi(z=0)}. \tag{A4}$$

The electric field is now completely determined at time t. We use its value to calculate the ionization rate W, and the excitation density $N(z)$ at time $t+dt$. Knowing $N(z,t+dt)$ we calculate the dielectric function using Eq. (2). $\epsilon(z,t+dt)$ can then be used in the Helmholtz equation (1), to determine electric field at time $t+dt$.

[1] J.D. Bonlie *et al.*, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **70**, S155 (2000).
[2] D. Umstadter, Phys. Plasmas **8**, 1774 (2001).
[3] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
[4] V. Bagnoud and F. Salin, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **4**, 445 (1998).
[5] I. Watts *et al.*, Phys. Rev. E **66**, 036409 (2002).

[6] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
[7] M. Grimes, A. Rundquist, Y. Lee, and M. Downer, Phys. Rev. Lett. **82**, 4010 (1999).
[8] M. Nantel *et al.*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **4**, 449 (1998).
[9] J. Itatani *et al.*, Opt. Commun. **148**, 70 (1998).
[10] G. Chériaux *et al.*, Conference on Lasers and Electro-Optics, Postconference Technical Digest, 45 (2001).
[11] I. Jovanovic *et al.*, Appl. Opt. **41**, 2923 (2002).
[12] H.C. Kapteyn, M. Murnane, A. Skoze, and R.W. Falcone, Opt. Lett. **16**, 490 (1991).
[13] D.M. Gold, H. Nathel, P.R. Bolton, W.E. White, and L.D.V. Woerkom, Proc. SPIE **1413**, 41 (1991).
[14] S. Backus *et al.*, Opt. Lett. **18**, 134 (1993).
[15] D.M. Gold, Opt. Lett. **19**, 2006 (1994).
[16] Z. Bor *et al.*, Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process. **60**, 365 (1995).
[17] C. Ziener *et al.*, J. Appl. Phys. **A93**, 768 (2003).
[18] J. Freidberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **28**, 795 (1971).
[19] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1988).
[20] J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, N. Grandjouan, and J. Virmont, J. Phys. D **15**, 32 (1983).
[21] B. Stuart *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).
[22] B. Stuart *et al.*, Phys. Rev. B **55**, 5799 (1997).
[23] M. Takeda, H. Ina, and S.J. Kobayashi, J. Opt. Soc. Am. **72**, 156 (1982).
[24] A. Benuzzi-Mounaix *et al.*, Phys. Rev. E **60**, R2488 (1999).
[25] J.-P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo, and J.-C. Gauthier, Opt. Lett. **26**, 1612 (2001).
[26] F. Quéré *et al.*, Europhys. Lett. **56**, 138 (2001).
[27] M. Geissler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2930 (1999).
[28] E.J. Jarque, V. Malyshev, and L. Roso, J. Mod. Opt. **44**, 563 (1997).
[29] M. Fischetti *et al.*, Phys. Rev. B **31**, 8124 (1985).
[30] E. Cartier and F.R. McFeely, Phys. Rev. B **44**, 10 689 (1991).
[31] Y.T. Lee and R.M. More, Phys. Fluids **27**, 1273 (1984).
[32] J.F. Luciani, P. Mora, and J. Virmont, Phys. Rev. Lett. **116**, 237 (1986).
[33] Los Alamos National Laboratory, Technical Report No. LA-UR-92-3407, edited by S.P. Lyon and J.D. Johnson, 1992 (unpublished).
[34] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd ed. (Interscience, New York, 1962).
[35] B.T.V. Vu, A. Szoke, and O.L. Landen, Phys. Rev. Lett. **72**, 3823 (1994).

High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma

Pascal Monot, Gilles Doumy, Sundrine Dobosz, Michel Perdrix, Pascal D'Oliveira, Fabion Quéré, Fabrice Réau, and Philippe Martin

Service des Photons, Atomes et Molécules, Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France

Patrick Audebert, Jean-Claude Gauthier,* and Jean-Paul Geindre

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, F91128 Palaiseau, France

Received October 8, 2003

We demonstrate the use of a plasma mirror to obtain 60-fs 10-TW laser pulses with a temporal contrast of 10^8 on a nanosecond time scale and 10^6 on a picosecond time scale, and we use these high-contrast pulses to generate high harmonics by nonlinear reflection on a plasma with a steep electronic density gradient. Well-collimated harmonics up to 20th order are observed for a laser intensity of $\approx 3 \times 10^{17}$ W/cm^2, whereas no harmonics are obtained without the plasma mirror. © 2004 Optical Society of America

OCIS codes: 140.7090, 190.4160, 320.7080, 350.5400.

The development of very high-intensity subpicosecond lasers has opened the route to the experimental study of an extreme regime of laser–matter interaction,[1] for which one of the key elements is the ability to generate pulses that are extremely clean.

Specifically, for such experiments, it is essential to use laser beams with an extremely high temporal intensity contrast. This is especially true for experiments involving laser–solid interaction: If the pedestal fluence is too high, a preplasma is created at the surface of the solid target before the arrival of the main pulse. As this plasma expands, it prevents the interaction of the main pulse with a steep density-gradient solid target. This impedes the systematic study of numerous exciting high-intensity laser–solid integration processes.

A recent detailed characterization[2] of a plasma mirror (PM) system[3] considerably improved the temporal contrast of high-intensity lasers. This system focuses the laser beam on a low-reflectivity vacuum–dielectric interface, so that most of the pedestal energy is transmitted, whereas the main pulse is reflected, with the medium becoming reflective when the density of conduction electrons generated by the strong field overcomes the critical density at the laser wavelength.

In this Letter we present a direct measurement of the contrast enhancement resulting from the implementation of a PM on a 10-TW laser. To demonstrate the usefulness of such a system for high-intensity experiments, we compare the spectra of high-order harmonics obtained by reflection on a solid target with and without the PM.

The experiments were performed on the UHI10 laser at the Saclay Laser Interaction Center. This Ti:sapphire laser produces pulses of 600-mJ energy and 60-fs duration at a wavelength of 800 nm with a maximum repetition rate of 10 Hz. It is based on the standard chirped-pulse amplification technique.[4]

The first experiment aimed to measure the improvement of the temporal contrast obtained with the PM. To minimize the amplified spontaneous emission (ASE) and prepulse reflection, the PM consisted of an antireflection-coated dielectric plate. The laser beam, focused by an $f/6$ off-axis parabola ($f = 500$ mm), was S polarized with respect to the PM surface to maximize the PM reflectivity when it was triggered.[2] We adjusted the incident fluence to ≈ 60 J/cm^2 by setting the PM at an appropriate distance (12 mm) in front of the focus of the beam. According to Ref. 2, this leads to a peak reflectivity (i.e., at the temporal and spatial maximum of the pulse) close to 70% and to an overall reflectivity (i.e., averaged over space and time) of $\approx 60\%$. Given the initial reflectivity of the multilayer target (less than 0.3% at 800 nm), this is expected to increase the temporal contrast by a factor of >200. After the PM and after attenuation by reflection on wedged silica plates, the reflected beam was collected by an image relay system. We imaged the focal spot of the beam, located 12 mm after the PM, and found it to be 30 μm in radius. This is similar to the focal spot size obtained without a PM, which indicates that the PM does not significantly degrade the beam wave front.

We then measured the temporal contrast of the beam with and without the PM. Here, this was achieved by use of a Sequoia third-order correlator (Amplitude Technologies), which allows one to observe even asymmetric reductions of the pedestal, as opposed to a second-order autocorrelation.[5] The high dynamics of this device ($>10^9$) was obtained by varying the detector (photomultiplier) high-voltage power supply and by using a set of calibrated neutral-density filters, thus keeping the signal within the range of operation of the 12-bit digitizing card. The third-order correlation traces of the laser pulse with (points) and without (curve) the PM are shown in Fig. 1.

The data without the PM were obtained with a maximum repetition rate of 10 Hz. Each point is an average over three shots. The resolution is 120 fs, and 17 fs separates two successive points. On the long time scale, from a few nanoseconds to ≈ 30 ps before the main pulse, the signal of $\approx 2 \times 10^{-6}$ results from ASE. In this range, significant amplitude variations ($\approx 30\%$ rms) of the signal result from the shot-to-shot

0146-9592/04/080893-03$15.00/0 © 2004 Optical Society of America

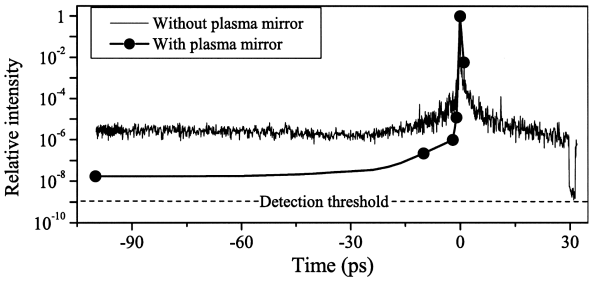


Fig. 1. Comparison of the beam third-order cross correlations with (points) and without (curve) the plasma mirror.

fluctuations of the ASE level. A stronger signal starts 20 ps before the main pulse: Its complex but reproducible structure originates from imperfect pulse recompression (due, for instance, to residual aberrations in the spectral phase of the main pulse), as well as from possible satellite pulses generated in the laser chain.

The cross correlation recorded with the PM comprises many fewer points because of the limited number of shots ($\approx$20) available on the PM target in our configuration. Each point is an average over two to three shots. Nevertheless, it is clear that the contrast has been improved by approximately 2 orders of magnitude, as expected.

The second experiment aimed to use the PM in the same configuration as above to study the interaction of an ultraintense laser pulse with a solid target. Having efficiently reduced the pedestal allows the main laser pulse to interact with a steep electronic density gradient that is much shorter than the wavelength of the laser field. We have concentrated on the high harmonics produced in the specular direction by nonlinear reflection of the laser beam. This process is expected to be sensitive to the steepness of the electron density gradient.[6–8]

In the case of a steep gradient, one possible interpretation of harmonic generation is given by the oscillating-mirror model[9]: The laser field drives an oscillation of the critical density surface of the plasma, giving rise to a phase modulation of the reflected beam. In contrast with high-harmonics generation in gases, both odd and even harmonics are expected at nonnormal incidence. Calculations,[10] as well as experiments,[8] report strong efficiencies leading to extreme-ultraviolet (XUV) pulses in the 1–100-μJ range.

A dielectric target (BK7) is placed at the focus of the parabola, i.e., 12 mm after the PM. It is rotated by 90° with respect to the PM (see Fig. 2), so that the laser beam is P polarized on this target. According to the oscillating-mirror model, this is expected to maximize the harmonic generation. The light reflected from the target is sent in a standard flat-field XUV spectrometer. The target can be rotated by $\pm 5°$ to analyze the XUV angular distribution.

The upper graph in Fig. 3 shows a typical harmonics spectrum obtained in a single shot with this setup. Given the focal-spot diameter, the beam energy, and the reflectivity of the PM, the peak intensity on the target is estimated to be 3×10^{17} W/cm^2. All harmonics, both even and odd, are clearly observed up to the 20th order.

The angular profiles of harmonics 11 and 14 are shown in Fig. 4. The XUV beam divergence is very small, and for the two harmonics shown here, smaller than the fundamental beam divergence (3.3°) as already observed by Tarasevitch *et al.*[6] This is consistent with a nonlinear reflection from a planar surface, which tends to prove that the plasma does not have time to expand, and consequently that the electronic density gradient is steplike.

To definitively prove that using a PM is highly beneficial in studying high-intensity laser–solid interaction, we compare the harmonics spectra, with and without the PM (see the lower graph of Fig. 3). No harmonics are detected when there is no PM: We observe only incoherent plasma emission.

This last result can be interpreted by a simple order-of-magnitude calculation. Since the ASE pedestal lasts $\approx$2 ns in the situation without PM (5×10^5 temporal contrast), the pedestal fluence reaches 1200 J/cm^2, which is well above the typical nanosecond damage threshold of dielectrics ($\approx$40 J/cm^2 for

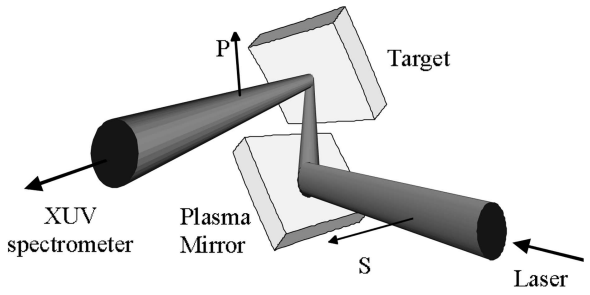


Fig. 2. Geometric configuration for the high-order harmonic generation experiment. The laser beam is S polarized with respect to the PM plane and P polarized with respect to the target plane.

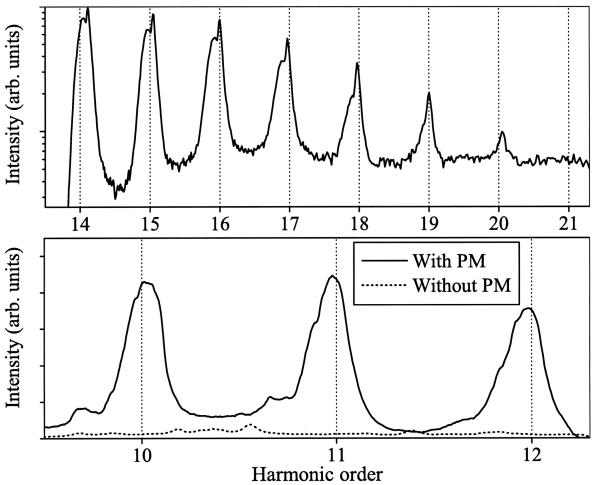


Fig. 3. Upper graph, harmonics 14–20 generated by the nonlinear specular reflection of an intense high-contrast laser pulse obtained with a plasma mirror on a dielectric target. This spectrum was recorded in a single shot. Lower graph, comparison of the harmonics spectra obtained with (solid curve) and without (dashed curve) the plasma mirror.

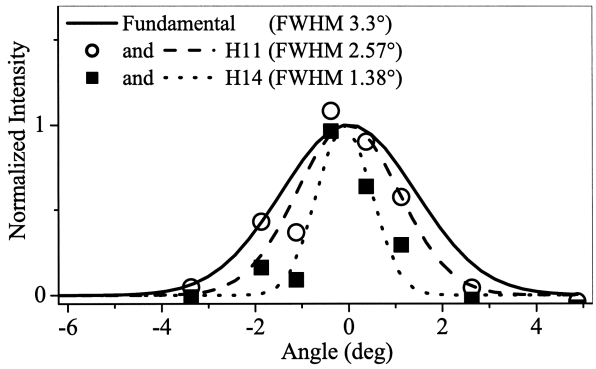


Fig. 4. Angular distributions of the 11th and 14th harmonics compared with that of the fundamental beam. The dashed and dotted curves show Gaussian fits to the experimental data.

silica). Thus an expanding preplasma is formed that eventually prevents an efficient high-harmonic generation. On the other hand, the contrast gain with the PM lowers the pedestal fluence to 12 J/cm^2, which is below the damage threshold, thus preserving the steplike density gradient and leading to harmonic generation.

This calculation is confirmed by our last experiment, in which we focused the laser beam more tightly on the target ($f/2.5$ parabola) to reach an intensity of 2×10^{18} W/cm^2. Under these conditions no harmonics could be detected, and a strong diffusion of the fundamental beam was observed after the target. The previous calculation predicts a pedestal fluence of 72 J/cm^2, which is above the damage threshold of the target. Simply comparing the pedestal fluence to the nanosecond breakdown threshold of the target thus appears to give a rough criterion to determine whether the temporal contrast of a femtosecond pulse is good enough for a high-field laser–solid experiment.

We note that harmonics have been observed by other groups in experiments performed at higher laser intensities[11,12] without a high temporal contrast or even using a well-defined prepulse. These harmonics were created mainly in the plasma expanding in front of the surface. In the strongly relativistic regime ($>10^{19}$ W/cm^2) the ponderomotive force overcomes the thermal pressure, resulting in a steepened density profile. In this regime the critical density surface is rippled and a broad angular distribution is observed[12] in contrast with the present work.

Our work shows that systematic studies of ultrahigh-intensity laser–plasma interactions with steep electron density gradients by use of a well-characterized plasma mirror are possible, which, to our knowledge, had not been demonstrated so far. However, to extend these studies in the truly relativistic regime ($I\lambda^2 \approx 10^{18}$ W/cm^2 and above) will require the use of two successive plasma mirrors,[7] resulting in temporal contrasts of 10^{10}–10^{11} on a nanosecond time scale and 10^7–10^8 on a picosecond time scale.

This work was partly supported by the European Union under SHARP contract HPRI-CT-2001-50037.
G. Doumy's e-mail address is doumy@drecam.cea.fr.
*Present address, Centre Lasers Intenses et Applications, Université Bordeaux I, 33405 Talence, France.

References

1. D. Umstadter, J. Phys. D **36,** R151 (2003).
2. G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, Phys. Rev. E **69,** 026402 (2004).
3. H. C. Kapteyn, M. Murnane, A. Skoze, and R. W. Falcone, Opt. Lett. **16,** 490 (1991).
4. D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56,** 219 (1985).
5. D. M. Gold, Opt. Lett. **19,** 2006 (1994).
6. A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, P. Balcou, G. Rey, J.-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpfel, and W. Theobald, Phys. Rev. A **62,** 23816 (2000).
7. I. Watts, M. Zepf, E. L. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, R. Allott, R. J. Clarke, D. Neely, and P. A. Norreys, Phys. Rev. E **66,** 36409 (2002).
8. U. Teubner, G. Pretzler, T. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, and K. Witte, Phys. Rev. A **67,** 13816 (2003).
9. R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, Phys. Plasmas **3,** 3425 (1996).
10. P. Gibbon and E. Forster, Plasma Phys. Controlled Fusion **38,** 769 (1996).
11. M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norreys, U. Andiel, A. E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J. S. Wark, and K. Witte, Phys. Rev. E **58,** R5252 (1998).
12. P. Norreys, M. Zepf, S. Moustaizis, A. P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F. N. Walsh, J. S. Wark, and A. E. Dangor, Phys. Rev. Lett. **76,** 1832 (1996).

Appl. Phys. B 78, 901–904 (2004)
DOI: 10.1007/s00340-004-1483-9

Applied Physics B
Lasers and Optics

G. DOUMY[1,✉]
S. DOBOSZ[1]
P. D'OLIVEIRA[1]
P. MONOT[1]
M. PERDRIX[1]
F. QUÉRÉ[1]
F. RÉAU[1]
PH. MARTIN[1]
P. AUDEBERT[2]
J.C. GAUTHIER[3]
J.P. GEINDRE[2]

High order harmonic generation by non-linear reflection of a pedestal-free intense laser pulse on a plasma

[1] DSM/DRECAM/SPAM, CEA-Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France
[2] Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France
[3] CELIA, Université Bordeaux I, 33405 Talence, France

Received: 3 November 2003/Revised version: 14 January 2004
Published online: 30 March 2004 • **© Springer-Verlag 2004**

ABSTRACT We demonstrate the influence of the prepulses and ASE of ultrashort pulses interacting with a solid target by addressing the direct comparison of the harmonic spectra generated by reflection onto a solid target with and without the introduction of a plasma mirror system. Harmonics up to the 20th of the fundamental of the Ti-Sa laser are clearly visible in a situation free from any plasma expansion.

PACS 42.65. Ky; 52.38.-r; 52.38.Ph; 52.50.Jm

1 Introduction

Laser pulses in the femtosecond to picosecond duration with very high peak powers and extremely high intensities are now available in many laboratories. They open the route to the experimental study of an extreme regime of laser-matter interaction, which has only been scarcely explored so far [1]. When such intense beams are focused onto solid targets, the energy contained in the pedestal or prepulses is generally high enough to generate a low-density plasma at the surface, well before the main pulse. As this plasma expands, it prevents the interaction of the main pulse with a steep density-gradient solid target. Thus, the increase of the temporal contrast between the pedestal and the main peak appears to be essential for the study of numerous exciting high-intensity laser-solid interaction processes such as harmonic generation onto solid targets, which have been shown to be very sensitive to the plasma scale length [2, 3]. Plasma mirror devices [4–6] constitute an attractive approach to solve this problem. Basically, a plasma mirror (PM) is an optical switch, triggered by the main pulse itself. It is composed of a dielectric plate that transmits the pedestal while the main pulse is reflected by the self-generated over critical plasma. According to our previous study [6], for a fluence of 60 J/cm^2, the density of electrons generated in the conduction band overcome the critical density for the laser wavelength (1.7×10^{21} cm^{-3} @ 800 nm) and the peak reflectivity reaches 70%. Given the initial reflectivity of the anti-reflection coated plate (0.3%), the PM is expected to increase the temporal contrast by a factor > 200.

Here we report a direct measurement of the contrast enhancement provided by a PM implemented on the UHI 10 TW laser facility. The usefulness of such a device is demonstrated by the comparison of high order harmonics generated by non-linear reflection with and without PM.

2 Experimental set-up

The experiments were performed on the UHI10 laser of the Saclay Laser Interaction Center facility (SLIC). The Ti : Sapphire laser produces pulses of 600 mJ energy and 60 fs duration at a wavelength of 800 nm, with a maximum repetition rate of 10 Hz. It is based on the standard chirped pulse amplification technique [7]. The experimental setup is shown in the Fig. 1.

The laser is focused onto a solid target (SiO_2) by a $f = 500$ mm off-axis parabola into a vacuum chamber pumped down to 10^{-5} mbar. The PM is inserted before the target. The light reflected from the target is sent toward a flat field XUV spectrometer through the hole of a diffusive screen. The spectrometer is composed of a toroidal mirror and a diffraction grating. The efficiency of the grating is of 0.01% under these conditions. The signal is detected by a microchannel

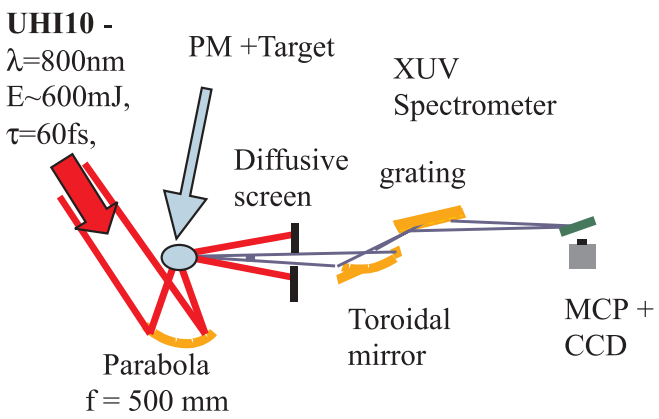


FIGURE 1 Schematic of the experimental setup

✉ Fax: +33-1/6908-1213, E-mail: doumy@drecam.cea.fr

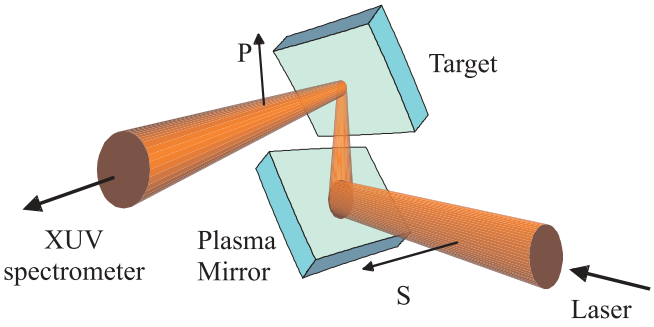


FIGURE 2 Details of the plasma mirror and target assembly. The laser is polarized in the horizontal plane. The Incidence is S on the plasma mirror and P on the target

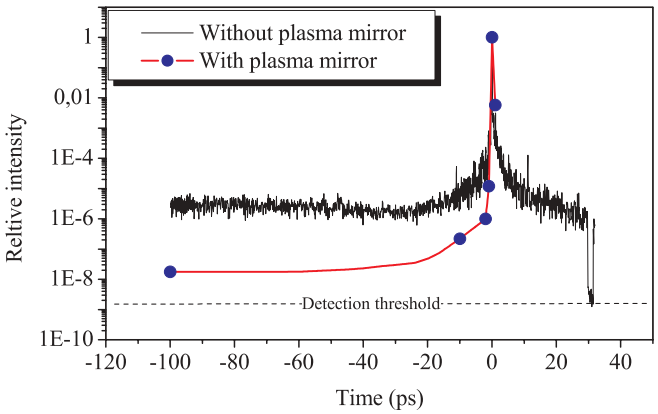


FIGURE 3 Comparison of the laser temporal profile with (*dots*) and without (*line*) plasma mirror, recorded with a third order high dynamic correlator

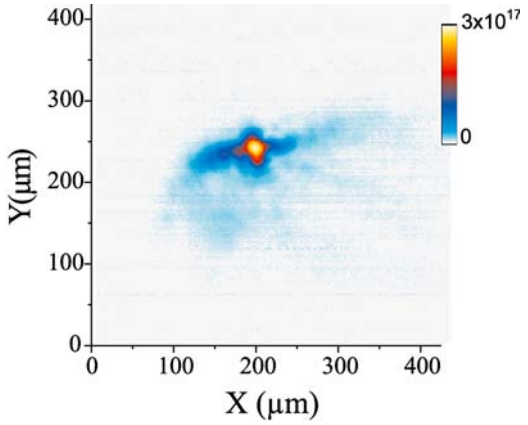


FIGURE 4 2D map of the laser intensity expressed in W/cm^2 in the focal plane, after reflection by the PM

plate assembly and the phosphor screen is imaged onto an eight bits CCD camera. The light incident on the diffusive screen is imaged onto a CCD camera to help alignment into the spectrometer. The target can be rotated over ten degrees in order to analyse the angular XUV distribution. The target can be removed, and the beam reflected by the PM is sent toward an image relay system (magnification = 6) after attenuation by wedged plates. We can then measure the beam radius and the contrast, using a third order correlator. The PM/target couple is shown in detail in Fig. 2.

The target is located in the close field (12 mm) of the PM at the focal distance of the 50 cm off-axis parabola. The laser field is horizontally polarized so that the polarization is respectively orthogonal to the incident plane on the plasma mirror (S) and within the polarization plane on the target. This specific arrangement is required to optimize the PM reflectivity and the harmonic generation by the target. Both angles of incidence were set to 45°.

3 Results

3.1 *Plasma mirror*

The temporal profiles of the laser pulse with (dots) and without PM (line) are shown in Fig. 3. They were measured with a "SEQUOIA" (Amplitude technologies) third order correlator. The high dynamic of this device ($> 10^9$) is obtained by varying the detector (photomultiplier) high voltage power supply and by using a set of calibrated neutral density filters, thus keeping the signal within the range of operation of the 12 bits digitizing card. The trace without the PM has been obtained using the maximum repetition rate of 10 Hz. Each point is an average over three shots. The resolution is 120 fs and 17 fs separates two successive points. The large amplitude variation of the signal visible before the main peak results from the shot-to-shot fluctuations of the ASE level. We note that without the plasma mirror, the ASE level is of 2×10^{-6} on the ns time-scale. On the picosecond time scale, the trace exhibits some prepulses whose level is of 10^{-3} to 10^{-4}. This is the region of the so-called "coherent" contrast, which in our case extends from -20 ps to -1 ps. The number of points on the temporal profile recorded with PM is limited by the 20 shots available on each plasma mirror substrate. Each point on the figure is an average over 2 or 3 shots. Nevertheless, the direct comparison of the profiles obtained with and without PM shows clearly that the contrast has been improved by about two orders of magnitude as expected.

The beam profile was imaged in the focal plane, after reflection by the PM. The images were recorded at maximum incident power. Figure 4 shows the corresponding 2D map of intensity, assuming a 70% PM reflectivity, as previously measured [6]. The spot radius is found to be 30 μm, and the maximum intensity is 3×10^{17} W/cm^2. No significant difference with the beam profile without PM is found.

3.2 *High order harmonic generation*

The second experiment consisted of using the PM to study the interaction of an ultra-intense laser pulse with a steplike plasma-vacuum interface. The steep density gradient is generated from interaction with the main pulse with a solid target once the pedestal has been efficiently reduced by the PM. We have concentrated on the high order harmonics generated in the specular direction. In contrast with harmonics generated in gases which results from coherent on-axis scattering, harmonics produced by steplike plasmas result from non-linear reflection by the overcritical layer as explained by the simple physical model of the oscillating mirror [8–10]: the laser field drives an oscillation of the critical density surface of the plasma, giving rise to a phase modulation of the reflected beam. Both odd and even harmonics are expected

at non-normal incidence. Calculations [11] as well as experiments [12] report strong efficiencies leading to XUV pulses in the 1–100 μJ range.

Figure 5 shows the harmonics spectrum obtained in a single shot with the PM, in the 35 to 60 nm range. We note that harmonics up to $N = 20$ are easily visible. In contrast with harmonics generated in gases, odd and even harmonics are produced with similar efficiencies. The harmonic signal is so large that the plasma incoherent emission gives a negligible contribution to the spectra.

Figure 6 shows the angular profile of H11 and H14. The XUV beam is well collimated, the harmonics divergence being smaller than the fundamental (3.3 degrees). This tends to corroborate that harmonics originate from non-linear reflection from a perfect planar surface, which implies that the plasma is quasi free of expansion [2] and consequently that the gradient density is step-like.

To definitively prove that the PM device is highly beneficial to study high intensity laser-solid interaction, we have compared the XUV spectra recorded with and without the PM. The resulting spectra are shown in Fig. 7. No harmonic signal can be observed without the plasma mirror, while the background emission is well above the detection threshold.

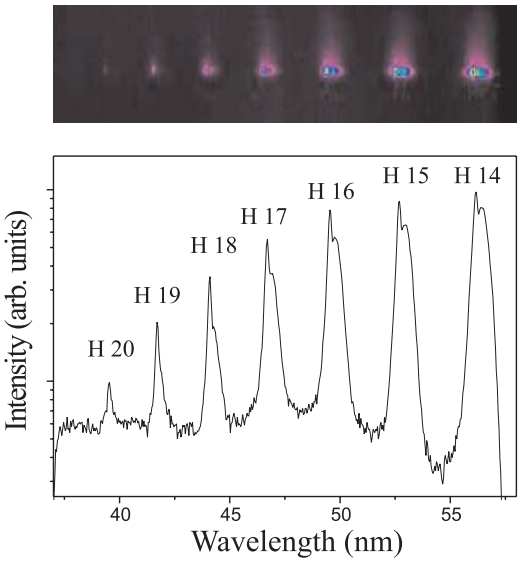


FIGURE 5 Harmonic spectra generated by non-linear reflection onto the solid target. The PM is used to increase the temporal contrast. Harmonics from the 14th to the 20th are recorded in single shot

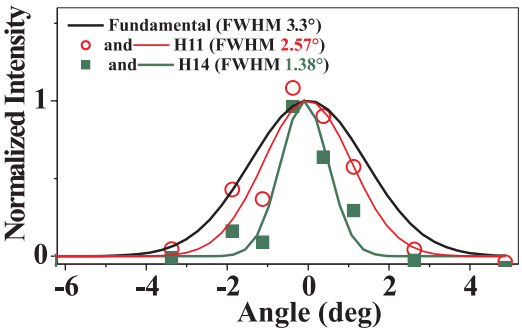


FIGURE 6 Angular distribution of the 11th and the 14th harmonics, compared with the incident laser width

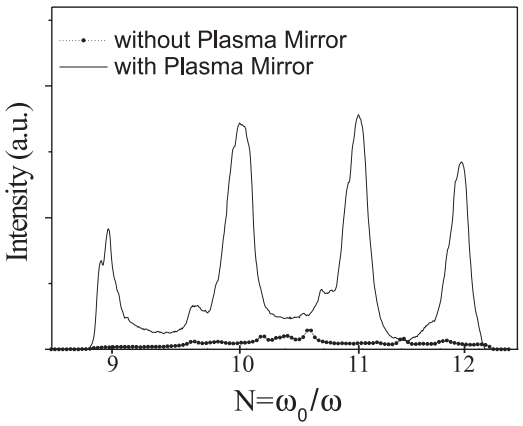


FIGURE 7 Comparison of the harmonic spectra with (*solid line*) and without (*dashed line*) plasma mirror

The potential influence that harmonics generated on the PM surface itself could have on the high harmonic generation on the target has not been explored experimentally. Due to the actually low intensities on the PM, this influence is expected to be negligible, but this possibility would have to be studied furthermore.

The final experiment consisted of increasing the peak intensity by a factor of six using a focusing optic with a smaller focal length ($f = 200$ mm parabola). The distance between the PM and the target was adjusted to keep the spot size on the PM identical to that used previously. In that case, the intensity at the focus on the target is estimated to 2×10^{18} W/cm^2. Under these conditions, no harmonics could be detected, and instead of being reflected, the fundamental beam was strongly scattered by the target as observed on the diffusive screen.

These last results can be interpreted by a simple order of magnitude calculation. Figure 8 shows the nanosecond fluence as a function of the distance to the target normalized to the Rayleigh length (Zr). When no PM is used, the ASE pedestal is measured to be 2×10^{-6} of the maximum power and lasts about 2 ns. For the $f = 500$ mm parabola (Zr = 450 μm), the corresponding fluence in the target plane ($z = 0$) reaches 1200 J/cm^2 well above the nanosecond dam-

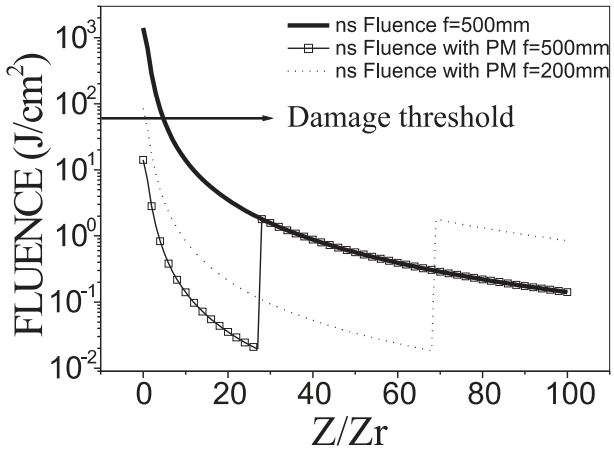


FIGURE 8 Fluence of the nanosecond pedestal as a function of the distance to the target, with and without PM for the $f = 500$ mm parabola, and for the $f = 200$ parabola. The *arrow* indicates the damage threshold which is 60 J/cm^2

age threshold of dielectrics ($60\,\mathrm{J/cm^2}$ for silica [6]). Thus, an expanding pre-plasma is formed, which prevents efficient harmonic generation. On the opposite, as soon as the PM is set (at $Z/\mathrm{Zr} = 27$) the contrast gain lowers the pedestal fluence to $12\,\mathrm{J/cm^2}$, below the damage threshold. In the case of the $f = 200\,\mathrm{mm}$ parabola, despite the PM set at $Z/\mathrm{Zr} = 70$ ($Zr = 75\,\mu\mathrm{m}$), the fluence in the target plane is $72\,\mathrm{J/cm^2}$, above the damage threshold. We then conclude that in our conditions, the generation of harmonics strongly falls down when the damage threshold is overcome.

We note that harmonics have been observed by other groups in experiments performed at higher laser intensities [3, 13], without a high temporal contrast, or even using a well-defined prepulse. These harmonics were mainly created in the plasma expanding in front of the surface. In the strongly relativistic regime ($> 10^{19}\,\mathrm{W/cm^2}$), the ponderomotive force overcomes the thermal pressure, and this results in a steepened density profile. In this regime, the critical density surface is rippled and a broad angular distribution is observed [12] in contrast with the present work.

4 Conclusion

We have performed an experimental study of laser-plasma interaction using a plasma mirror temporal filter devoted to the improvement of the temporal contrast of high-power ultrashort laser pulses. Lastly, our measurements have shown that using an anti-reflection coated dielectric as a target makes possible to increase the temporal contrast by 100 with a single plasma mirror. Using this device, we are able to produce well collimated, plasma expansion free, high order harmonics. However, to extend these studies in the highly relativistic regime will require the use of two successive plasma mirrors [14], which should lead to temporal contrasts of 10^{10}–10^{11} on a ns time scale. It should allow systematic studies of ultrahigh intensity laser-plasma interaction with steep electronic density gradients, which are still lacking so far.

REFERENCES

1 S. Chen, A. Maksimchuk, D. Umstadter: Nature **396**, 653 (1998)
2 A. Tarasevitch, A. Orisch, D.v.der Linde, P. Balcou, G. Rey, J.-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpfel, W. Theobald: Phys. Rev.A **62**, 23 816 (2000)
3 M. Zepf, G.D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D.M. Chambers, P.A. Norreys, U. Andiel, A.E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J.S. Wark, K. Witte: Phys. Rev. E **58**, R5252 (1998)
4 H.C. Kapteyn, M. Murnane, A. Skoze, R.W. Falcone: Opt. Lett. **16**, 490 (1991)
5 D.M. Gold: Opt. Lett. **19**, 2006 (1994)
6 G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, T. Wittmann: Phys. Rev. E **69**, 026402 (2004)
7 D. Strickland, G. Mourou: Opt. Commun. **56**, 219 (1985)
8 R. Lichters J.M. Vehn, A. Pukhov: Phys. Plasma **3**, 3425 (1996)
9 P. Gibbon: Phys. Rev. Lett. **76**, 50 (1996)
10 D.v.de Linde, K. Rzazewski: Appl. Phys. B: Lasers Opt. **63**, 499 (1996)
11 P. Gibbon, E. Forster: Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 769 (1996)
12 U. Teubner, G. Pretzler, T. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, K. Witte: Phys. Rev. A **67**, 13 816 (2003)
13 P. Norreys, M. Zepf, S. Moustaizis, A.P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C.N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F.N. Walsh, J.S. Wark, A.E. Dangor: Phys. Rev. Lett **76**, 1832 (1996)
14 I. Watts, M. Zepf, E.L. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A.E. Dangor, R. Allott, R.J. Clarke, D. Neely, P.A. Norreys: Phys. Rev. E **66**, 36 409 (2002)

Probing Hot and Dense Laser-Induced Plasmas with Ultrafast XUV Pulses

S. Dobosz,[1] G. Doumy,[1] H. Stabile,[1] P. D'Oliveira,[1] P. Monot,[1] F. Réau,[1] S. Hüller,[2] and Ph. Martin[1]
[1]*Service des Photons, Atomes et Molécules, Commissariat à l'Energie Atomique, DSM/DRECAM, CEN Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France*
[2]*Centre de Physique Théorique, Ecole Polytechnique, CNRS UMR 7644, F-91128, Palaiseau, France*
(Received 11 March 2005; published 5 July 2005)

In this Letter, we demonstrate the instantaneous creation of a hot solid-density plasma generated by focusing an intense femtosecond, high temporal contrast laser on an ultrathin foil (100 nm) in the 10^{18} W/cm^2 intensity range. The use of high-order harmonics generated in a gas jet, providing a probe beam of sufficiently short wavelengths to penetrate such a medium, enables the study of the dynamics of this plasma on the 100 fs time scale. The comparison of the transmission of two successive harmonics permits us to determine the electronic density and the temperature with accuracies better than 15%, never achieved up to this date in the regime of laser pulses at relativistic intensity.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.025001 PACS numbers: 52.50.Jm, 52.70.Kz

In the past years, thanks to the development of both ultraintense and ultrahigh-contrast lasers, the study of solids in yet inaccessible matter states, namely, hot dense matter, has become possible. In this context, a number of fundamental processes have been discussed, such as vacuum heating [1], relativistic harmonics generation [2,3], or penetration of ultraintense light into dense matter through the anomalous skin effect, hole boring, or self induced transparency [4].

Recently a strong growing interest has appeared for thin foils as efficient targets for the generation of multi-MeV ions [5,6] and collimated proton beams [7].

Investigations of the dynamics of plasmas at solid density suffer from the complexity to set up efficient diagnostics and also from the high sensitivity of thin foils to the laser pedestal causing prematurely its expansion.

In contrast to low-density plasmas, dense plasmas cannot be studied using optical probes in the visible domain. Light with a given wavelength λ will be reflected once the electron density exceeds the critical density n_{cr} (cm^{-3}) $= 1.1 \times 10^{21}$ cm$^{-3}/[\lambda\ (\mu\text{m})]^2$. In addition, light is refracted for even slightly lower density if the medium exhibits a sharp density gradient. Large deflection angles imply significant spatial blurring and reduce the spatial resolution. These two adverse effects (reflection and refraction) can be significantly reduced by using a short wavelength probe. This explains why XUV techniques provide the essential means of probing dense samples in a wide range of scientific endeavors such as inertial confinement fusion, laser-plasma interaction physics, as well as high temperature and high density laboratory plasmas for astrophysics. Based on XUV wavelengths, a lot of time-dependent techniques have been developed going from the nanosecond [8] to the picosecond [9,10] time scale. Recently, using an x-ray laser, a picosecond imagery interferometric method has been demonstrated and utilized to provide two-dimensional maps of overdense plasmas on the picosecond time scale [11].

Subpicosecond temporal resolution requires ultrashort duration sources. A pioneering study using high-order harmonics of laser light generated in a gas jet [12] was done by Theobald *et al.* [13]. By measuring the harmonics absorption, they demonstrated for the first time the relevance of this source, allowing for the determination of the electron density and temperature of a plasma generated on a thin foil in the 10^{14} W/cm^2 range using a 0.7 ps, 248 nm KrF laser.

To produce solid-density plasmas in the high intensity range, it is necessary to improve significantly the contrast ratio of the laser pulse. Indeed, because of either imperfect compression or amplified spontaneous emission (ASE), background light accompanies the short intense pulse at the focus. With peak intensities around 10^{18} W/cm^2 and a typical contrast ratio of 10^6, the pedestal alone is sufficiently powerful to create a preplasma well before the arrival of the main pulse. As a consequence, the high intensity part of the laser pulse interacts with a plasma with a non-negligible density gradient instead of a quite sharp interface between vacuum and solid-density matter. Hence the laser energy is deposited closer to the critical density region of a long scale length plasma rather than directly at solid density, corrupting the direct instantaneous heating of the matter at solid density. Recently, significant progress in the ASE suppression have been accomplished with the so-called plasma mirror (PM) [14,15]. This is an optical switch, triggered by the main pulse itself. The laser beam is sent on a low reflectivity vacuum-dielectric interface which transmits most of the pedestal, whereas the main pulse is reflected by the self generated overcritical plasma. This tool has been used to observe well collimated high-order harmonics from massive solid targets [16]. However, although the experimental observations strongly indicated that the preplasma was properly suppressed before the main interaction, a direct demonstration of its absence was not achieved.

 © 2005 The American Physical Society

In this work, using a PM, we probe a solid-density plasma produced by the interaction of a relativistic highly contrasted laser pulse with an ultrathin foil by measuring *the absolute transmission* (in percent of the incident beam) of high-order harmonics generated in a gas jet. We will clearly show by imaging the interaction zone, using as a probe a near infrared (800 nm) pulse, that the reflection/refraction of the probe occurs only *after* the passage of the main pulse providing the evidence that no overdense plasma is generated before the main pulse. In a second step, by using XUV wavelengths, we will *measure* the actual electronic density and thus prove that the plasma is indeed created at the solid density. The subsequent evolution is then followed on the picosecond time scale and the confrontation with hydrodynamic simulations allows for a determination of the electronic temperature.

In our experiment, the plasma is generated by the main pulse of the UHI10 laser (SLIC facility, Saclay, France), which provides pulses of 600 mJ in 60 fs at 800 nm. The experimental setup is reported in Fig. 1. The laser beam, focused with an $f/6$ off-axis parabola ($f = 500$ mm), is s polarized on the target as well as onto the PM surface in order to maximize the PM reflectivity once triggered. In order to adjust the incident fluence on the PM to about 60 J/cm^2 [15], it is set 12 mm before the focus. Under these conditions, the contrast can be improved by a factor ≥ 200, while keeping a peak reflectivity of 70%. As detailed in [16], the intensity on the target is then as high as 3×10^{17} W/cm^2, with a nanosecond temporal contrast of at least 10^8. The target consists of a 100 nm-thick self-supporting polypropylene foil $(C_3H_6)_n$ with a density of 0.9 g/cm^3. This foil, maintained between two aluminum drilled plates, is moved at each shot to show an intact area.

An auxiliary low-energy IR beam is used to probe the time-dependent target transmission. The beam crosses the foil with an angle of 47° and a time delay line is used to adjust the pump-probe delay. This beam is defocused in order to illuminate a much larger spot (2 mm) than the pump beam waist (50 μm). The transmitted probe beam is imaged in the target plane onto a CCD camera. Since the foil is initially transparent to visible light, any reduction of the probe transmission reveals the creation of a plasma. The temporal synchronization of both pump and probe beams is achieved by using a dielectric plate placed right beneath the foil target by probing the creation of the optical damage induced by the pump (strongly attenuated in order to avoid any influence of the pedestal).

The evolution of the transmission as a function of the delay between the probe and the pump (the zero delay represents the temporal superposition) is reported in Fig. 2(a)—without the PM—and Fig. 2(b)—with the PM. Without the PM, it appears clearly on the Fig. 2(a) that, 1 ns before the arrival of the main pulse, an opaque zone is already present. This originates from the reflection and/or the refraction of the IR probe on a preplasma. This result is explained by the interaction with the pedestal of the pump pulse, creating on the nanosecond time scale an overcritical plasma evolving insignificantly on the picosecond range.

Figure 2(b) illustrates the role of the PM. Because of the contrast improvement, the energy contained in the ASE is no longer sufficient to ionize the target, so that the plasma is just created around the peak intensity. As discussed in [17], the utilization of a transparent target is also expected to avoid the (neutral) vaporization of the target. The opaque region corresponding to the overcritical plasma evolves significantly on a few picoseconds' time scale and is also the result of the refraction and reflection of the probe.

By using the PM and going to shorter wavelengths, we should now be able to measure directly the initial electronic density and follow its evolution. The corresponding setup is presented in Fig. 1. The secondary IR beam of UHI10 laser is focused with a 1 m focal length lens in a pulsed argon gas jet to generate harmonics. They are then

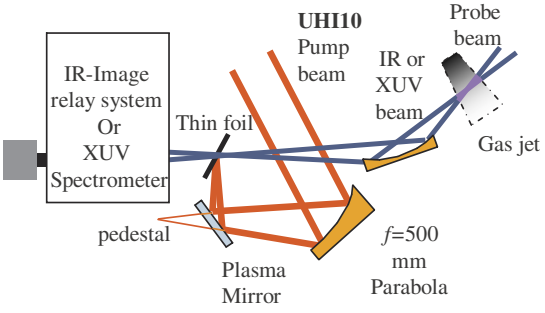


FIG. 1 (color online). Schematic experimental setup. The main 10 TW IR beam is focused onto a thin polypropylene foil. A plasma mirror filtering the laser pedestal is set before the focus. An IR probe beam can be used to image the foil transmission. A gas jet can be inserted to generate high-order harmonics, analyzed after propagation through the foil by an XUV spectrometer.

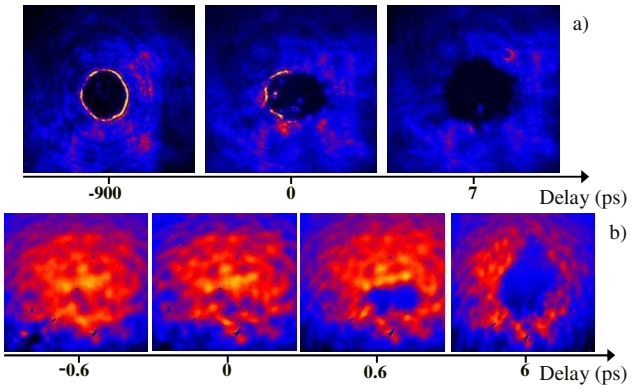


FIG. 2 (color online). Transmission of an 800 nm probe through a 100 nm thin foil with (up) and without (down) the presence of a preplasma caused by ASE.

focused onto the target by a toroidal mirror. The harmonics, being s polarized with respect to the target at an incident angle of 47°, follow exactly the same path as the IR beam in the previous set of experiments. Harmonics transmitted through the plasma are then separated in a spectrometer composed of a toroidal mirror and a gold coated grating (700 lines/mm). The detector is an ensemble of two microchannel plates coupled to a phosphor screen. The spectrum is then imaged onto an 8 bit CCD camera. We measured that, without pump shot, the absorption is total through the foil for the H19 and H21.

Since the imaginary part of the plasma refractive index is a function of both the electronic density and the temperature, the *absolute* transmission measurement of two harmonics results in the determination of this couple of parameters. In order to obtain the best accuracy, we selected two neighboring specific harmonics, chosen so that their corresponding critical densities enclose the maximum expected density reached during the experiment. In the high intensity regime reached herein, the target is expected to be fully ionized, leading to a maximum 3.1×10^{23} cm^{-3} electronic density. Taking into account the angle of incidence, the critical densities $n_{\mathrm{cr}} = 1.1 \times 10^{21}/(\lambda^2 \times \cos^2\theta)$ of H19 and H21, respectively, 2.9×10^{23} and 3.5×10^{23}, are found to enclose satisfactorily the plasma density. In these conditions, the transmission measurement results in a direct determination of the electronic density with an optimum accuracy better than ~15% in the 10^{23} cm^{-3} range.

In Fig. 3, we display the evolution of the measured transmission of both harmonics (H19 and H21) as a function of the delay with the main pump beam. The transmitted signal for both harmonics corresponds to the same laser shot. The shot to shot stability of the harmonics signal is better than 5% and the experimental points are obtained

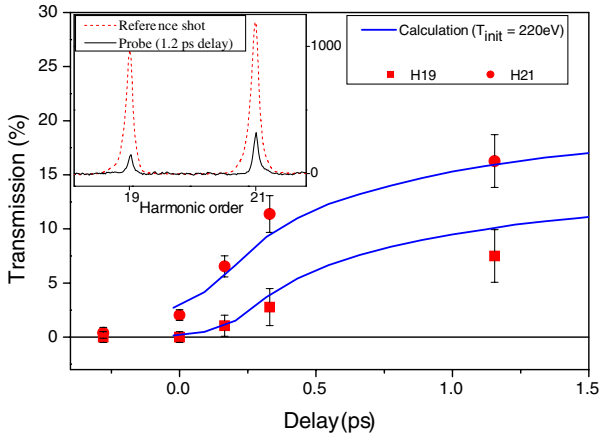


FIG. 3 (color online). Temporal evolution of the transmission of H19 and H21 through the plasma. Full lines: calculation. Inset: respective harmonic spectra for both harmonics for two shots: one without a target (reference) and for a 1.2 ps delay between the pump and the probe (arbitrary units).

by the integration of the spectra shown in the inset of Fig. 3. After each shot, a reference signal is recorded through the exploded foil. The transmission is then calculated as the ratio of the signal over the reference. The first shot (approximately 250 fs before the interaction of the pump with the target) confirms the results presented in the first part of the article: with the PM, the foil is intact, the prepulse-free pump beam interacts hence with a solid density target. The second shot (which establishes more precisely the zero delay for plasma expansion), represents in fact exactly the situation described above, H21 being weakly (~2%) transmitted while H19 shows no observable transmission. The electronic density is then consequently comprised between 2.9 and 3.5×10^{23} cm^{-3}, consistent with the hypothesis of a fully ionized plasma.

After the creation process of the plasma, namely, after the main pulse (60 fs), the transmission of the harmonics increases because the plasma expansion begins. It becomes subcritical for H19 ($< 2.9 \times 10^{23}$ cm^{-3}) after 200 fs, both density and temperature start to decrease. A qualitative model of the hydrodynamic evolution on the basis of an adiabatic expansion was developed in Ref. [13]: assuming an expansion with increasing plasma size $d = d_0 + vt$, where v is the relative speed between both outer profile edges, $v \lesssim 2(2/\gamma - 1)(\gamma Z k_B T_e/m_i)^{1/2}$ (m_i being the ion mass) the density and the temperature decrease in time like $n_e(t) = n_{e0}[d_0/d(t)]$ and $T_e(t) = T_{e0}[n_e(t)/n_{e0}]^{\gamma-1}$, respectively, with $\gamma = 5/3$. An estimate for the light transmission T in a homogeneous foil of size d can be computed using Fresnel's formula for the reflectivity R, giving $T = (1 - R)^2 \exp(-\kappa d)$, where $\kappa = \kappa(T_e, n_e)$ denotes the extinction coefficient. We have opted, however, for a more accurate description of the time evolution of the target by computing the expansion with a one-dimensional hydrodynamic code. Furthermore, the light transmission of both harmonics is computed by simultaneously solving the Helmholtz equation (assuming that the light refraction existing even in the UV region of the spectra is the same for both harmonics). Indeed, with a thickness of a few hundred nanometers and a radial extension of tens of microns, it is reasonable to infer an expansion orthogonal to the surface justifying a one-dimensional simulation. The code hence describes the adiabatic rarefaction propagating into the bulk of an initially almost boxlike shaped density profile, and thus describes properly the early kinetics, and follows the expansion afterwards. The temperature and density profiles inside the bulk are assumed to be uniform initially, which is reasonable for such ultrathin foils. We have for simplicity assumed an ideal gas equation of state (EOS), disregarding heat transport, which is consistent with an adiabatic model.

For the solution of the Helmholtz equation for s-polarized light, we use the Drude model in order to compute the refractive index in which the electron-ion collision frequency ν_{ei} is required. The value of

ν_{ei} is calculated with Spitzer's formula, given by $\nu_{ei}[s^{-1}] = 2.9 \times 10^{-6} Z^2 n_i\ (\mathrm{cm}^{-3}) T_{e,\mathrm{eV}}^{-3/2} \ln\Lambda$, with $\ln\Lambda$ being the Coulomb logarithm [18]. The initial electron density is taken as $3.1 \times 10^{23}\ \mathrm{cm}^{-3}$, while the value of T_{e0} is the only variable allowing to "adjust" the simulation to the experimental data (besides the uncertainty of the onset of the rarefaction from the bulk target, assumed to be of the order of 30–50 fs).

The results are shown in Fig. 3, where the best fit is obtained for an initial temperature of 220 eV with an uncertainty of ± 20 eV (deduced from the spread of the simulation results staying inside the experimental error bars), i.e., better than 15%. We hence observe a very good agreement between experimental data and simulations. The temperature is naturally higher than those seen in Ref. [13] performed at lower intensity and in the same range than previewed in the simulations of Ref. [19] for intensities $\sim 10^{17}\ \mathrm{W/cm^2}$ at normal incidence and somewhat different material conditions (aluminum foil).

The assumption of an ideal gas EOS in the simulations justifies itself by the good agreement with the experimental results and the sufficiently high temperature deduced. We have also checked that it is legitimate to neglect radiative recombination as well as three-body collisions, and hence to consider $Z(= 8)$ to be constant over the 1.5 ps range after the main laser pulse. From the simulation we see that after 1.5 ps, the electron density has dropped from $3.1 \times 10^{23}\ \mathrm{cm}^{-3}$ to $5 \times 10^{22}\ \mathrm{cm}^{-3}$ and the electron temperature from 220 to 65 eV, sufficiently above the Fermi energy ($E_F \simeq 16$ eV). Under these conditions the plasma proves to be on the lower boundary of an almost ideal state, moderately coupled, and weakly degenerate: the coupling coefficient, $\Gamma = Z^2 e^2 n_i^{1/3}/(4\pi\epsilon_0 k_B T_{e0})$ is of the order of $\Gamma \sim 1$, and the degeneracy parameter $k_B T_{e0}/E_F \gtrsim 10$. We find that under such hot and dense plasma conditions where degeneracy and coupling effects are marginal, Spitzer's formula within the Drude model describes quite reliably the matter dynamics (we checked that degeneracy corrections to ν_{ei} do not cause significant change). No extra absorption processes (e.g., ionization or bound-bound or free-free transitions) contribute significantly to the absorption as already seen in [13].

In conclusion, we have demonstrated that the technique based on high-order harmonics generation probe beams is suitable to probe overdense plasmas, in particular, over short time scales with a 100 fs temporal resolution. Under our laser conditions, and, in particular, thanks to the "plasma mirror," we succeeded in accessing an almost ideal plasma state at solid density and a temperature of about 220 eV which does not show expansion until the end of the laser pulse. The temperature, deduced from the hydrosimulations, is estimated to be precise within an error of $\sim 15\%$, as well as the electronic density. The plasma produced in this work originated from an ultrathin foil irradiated with an ultra high intensity cleaned laser pulse. However, we believe that this technique could be used to probe any laser-produced plasma for applications in ignition problems, highly correlated systems, or intense XUV produced plasma, in the "hot and dense" matter state, still experimentally hardly accessible by other means.

This work was supported by the European Communities under the contract of Association between EURATOM and CEA within the framework of the European Fusion Program. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

[1] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
[2] P. Gibbon and E. Förster, Plasma Phys. Controlled Fusion **38**, 769 (1996).
[3] D. Umstadter, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R151 (2003).
[4] D. Giulietti *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3194 (1997), and references therein.
[5] A. Pukhov, Phys. Rev. Lett. **86**, 3562 (2001).
[6] A. Zhidkov, A. Sasaki, and T. Tajima, Phys. Rev. E **61**, R2224 (2000).
[7] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov, Phys. Rev. Lett. **84**, 4108 (2000).
[8] J. C. Moreno, C. A. Back, R. C. Cauble, J. A. Koch, and R. W. Lee, Phys. Rev. E **51**, 4897 (1995).
[9] J. C. Kieffer, Z. Jiang, A. Ikhlef, C. Y. Cote, and O. Peyrusse, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 132 (1996).
[10] J. Workman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2324 (1995).
[11] R. F. Smith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 065004 (2002).
[12] P. Salières, A. L'Huillier, Ph. Antoine, and M. Lewenstein, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **41**, 83 (1999).
[13] W. Theobald, R. Hassner, C. Wulker, and R. Sauerbrey, Phys. Rev. Lett. **77**, 298 (1996); W. Theobald *et al.*, Phys. Rev. E **59**, 3544 (1999).
[14] H. C. Kapteyn, M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcone, Opt. Lett. **16**, 490 (1991).
[15] G. Doumy *et al.*, Phys. Rev. E **69**, 026402 (2004).
[16] P. Monot *et al.*, Opt. Lett. **29**, 893 (2004).
[17] K. B. Wharton *et al.*, Phys. Rev. E **64**, 025401(R) (2001).
[18] S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Clarendon, Oxford 2004).
[19] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, Th. Schlegel, and S. Hüller, Phys. Rev. E **62**, 1202 (2000).

Table des figures

1 Schéma fonctionnel Laser CPA 10

2 Exemple de mesure SEQUOIA 11

3 Effet du piédestal sur les cibles solides 13

1.1 Schéma de principe du Miroir Plasma 19

1.2 Dispositif expérimental sur LUCA 22

1.3 Spectres et interferogramme 25

1.4 Une impulsion à dérive de fréquence 27

1.5 Réflectivité crête pour une impulsion de 60 fs 28

1.6 Réflectivité totale pour différentes durées d'impulsion 29

1.7 Réflectivité totale pour différentes durées d'impulsion 30

1.8 Profils spatiaux du faisceau 32

1.9 Dynamique temporelle - Spectres bruts 34

1.10 Dynamique temporelle - Réflectivité instantanée 35

1.11 Interférogramme typique 36

1.12 Phases spectrales démontrant l'expansion du plasma 38

1.13 Excitation électronique 43

1.14 Profil spatial de densité électronique dans le diélectrique 45

1.15 Réflectivité instantanée 45

1.16 Comparaison Modèle/expériences pour la réflectivité crête 46

1.17 Comparaison Modèle/expériences pour la réflectivité totale 47
1.18 Profils spatiaux de réflectivité 48
1.19 Comparaison déclenchement avec et sans avalanche électronique . 49
1.20 Seuils 50
1.21 Réflectivité instantanée - Température électronique 54
1.22 Modélisation du déplacement de la surface du Miroir Plasma . . . 56
1.23 Carte de Réflectivité du Miroir Plasma 57
1.24 Carte de distorsion du Miroir Plasma 59
1.25 Montage compact Miroir Plasma 62
1.26 Montage réimagerie Miroir Plasma 63
1.27 Schéma UHI10 64
1.28 Tache focale UHI 10 après le Miroir Plasma 66
1.29 Mesure directe de l'amélioration du contraste sur UHI 10 66

2.1 Energie protons en fonction de l'épaisseur de la feuille mince . . . 73
2.2 Energie protons en fonction de la durée du piédestal 74
2.3 Réfraction par un plasma 75
2.4 Spectre typique de génération d'harmonique dans les gaz 78
2.5 Modèle à 3 étapes de génération d'harmonique dans les gaz 80
2.6 Transmission filtre aluminium 81
2.7 Génération en faisceau annulaire 81
2.8 Montage expérimental de l'expérience de [Theobald et al., 1996] . 82
2.9 Rapport harmoniques 5/7 84
2.10 Meilleur accord 85
2.11 Schéma expérimental sans Miroir Plasma avec la sonde visible . . 88
2.12 Transmission de la sonde visible sans Miroir Plasma 89

2.13 Schéma expérimental avec la sonde harmonique sans Miroir Plasma 90
2.14 Spectre expérimental de la sonde harmonique sur UHI 10 91
2.15 Mesure de la transmission de l'harmonique 11 92
2.16 Schéma expérimental global avec Miroir Plasma 93
2.17 Image DAO 3D du montage Miroir Plasma/Cible 95
2.18 Transmission de la sonde visible avec Miroir Plasma 97
2.19 Evolution temporelle de la transmission de H19 et H21 99
2.20 Evolutions temporelles de la densité et de la température 101
2.21 Evolution temporelle des taux de collision 102
2.22 Comparaison Hydro/adiabatique 103

3.1 Changement de référentiel 116
3.2 Résultats de code PIC 116
3.3 Spectre harmonique en polarisation P. 117
3.4 Miroir oscillant 118
3.5 Mouvement des électrons 119
3.6 Effet des temps retardés 121
3.7 Simulation Teubner 123
3.8 Dispositif expérimental de la source harmonique sur cible solide . 126
3.9 Transmission mesurée du filtre aluminium 127
3.10 Image DAO Miroir Plasma/cible 129
3.11 Comparaison avec et sans Miroir Plasma 131
3.12 Energie harmonique en fonction de l'énergie de l'impulsion 133
3.13 Spectre harmonique typique 135
3.14 Spectre harmonique avec structure spectrale 135
3.15 Mesures de divergence 136

3.16 Mesure absolue sur CCD XUV 138

3.17 Transmission absolue du spectromètre XUV 138

3.18 Spectre harmonique calibré en énergie 139

A.1 Exemple de mesure SEQUOIA 150

A.2 Schéma fonctionnel Laser CPA 152

A.3 Schéma de principe de l'OPCPA 156

A.4 Concept Double CPA 158

B.1 Collision coulombienne 163

C.1 Réflexion sur l'interface vide/plasma 167

Bibliographie

[Atzeni and Meyer-ter-Vehn, 2004] Atzeni, S. and Meyer-ter-Vehn, J. (2004). *The Physics of inertial fusion.* Clarendon Press, Oxford.

[Audebert et al., 2005] Audebert, P., Renaudin, P., Bastiani-Ceccotti, S., Geindre, J.-P., Chenais-Popovics, C., Tzortzakis, S., Nagels-Silvert, V., Shepherd, R., Matsushima, I., Gary, S., Girard, F., Peyrusse, O., and Gauthier, J.-C. (2005). Picosecond time-resolved x-ray absorption spectroscopy of ultrafast aluminum plasmas. *Physical Review Letters*, 94(2) :025004.

[Ayvazyan et al., 2002] Ayvazyan, V., Baboi, N., Bohnet, I., Brinkmann, R., Castellano, M., Castro, P., Catani, L., Choroba, S., Cianchi, A., Dohlus, M., Edwards, H. T., Faatz, B., Fateev, A. A., Feldhaus, J., Flottmann, K., Gamp, A., Garvey, T., Genz, H., Gerth, C., Gretchko, V., Grigoryan, B., Hahn, U., Hessler, C., Honkavaara, K., Huning, M., Ischebeck, R., Jablonka, M., Kamps, T., Korfer, M., Krassilnikov, M., Krzywinski, J., Liepe, M., Liero, A., Limberg, T., Loos, H., Luong, M., Magne, C., Menzel, J., Michelato, P., Minty, M., Muller, U.-C., Nolle, D., Novokhatski, A., Pagani, C., Peters, F., Pfluger, J., Piot, P., Plucinski, L., Rehlich, K., Reyzl, I., Richter, A., Rossbach, J., Saldin, E. L., Sandner, W., Schlarb, H., Schmidt, G., Schmuser, P., Schneider, J. R., Schneidmiller, E. A., Schreiber, H.-J., Schreiber, S., Sertore, D., Setzer, S., Simrock, S., Sobierajski, R., Sonntag, B., Steeg, B., Stephan, F., Sytchev, K. P., Tiedtke, K., Tonutti, M., Treusch, R., Trines, D., Turke, D., Verzilov, V., Wanzenberg, R., Weiland, T., Weise, H., Wendt, M., Will, I., Wolff, S., Wittenburg, K., Yurkov, M. V., and Zapfe, K. (2002). Generation of gw radiation pulses from a vuv free-electron laser operating in the femtosecond regime. *Physical Review Letters*, 88(10) :104802.

[Backus et al., 1993] Backus, S. et al. (1993). Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target. *Optics Letters*, 18 (2) :134.

[Backus et al., 1998] Backus, S., III, C. G. D., Murnane, M. M., and Kapteyn, H. C. (1998). High power ultrafast lasers. *Review of Scientific Instruments*,

69(3) :1207–1223.

[Benuzzi-Mounaix et al., 1999] Benuzzi-Mounaix, A., Koenig, M., Boudenne, J. M., Hall, T. A., Batani, D., Scianitti, F., Masini, A., and Santo, D. D. (1999). Chirped pulse reflectivity and frequency domain interferometry in laser driven shock experiments. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 60(3) :R2488–R2491.

[Bezzerides et al., 1982] Bezzerides, B., Jones, R. D., and Forslund, D. W. (1982). Plasma mechanism for ultraviolet harmonic radiation due to intense co2 light. *Phys. Rev. Lett.*, 49(3) :202–205.

[Borghesi et al., 2002] Borghesi, M., Bulanov, S., Campbell, D. H., Clarke, R. J., Esirkepov, T. Z., Galimberti, M., Gizzi, L. A., MacKinnon, A. J., Naumova, N. M., Pegoraro, F., Ruhl, H., Schiavi, A., and Willi, O. (2002). Macroscopic evidence of soliton formation in multiterawatt laser-plasma interaction. *Physical Review Letters*, 88(13) :135002.

[Born and Wolff, 1988] Born, M. and Wolff, E. (1988). *Principles of Optics*. Addison-Wesley.

[Bourdier, 1983] Bourdier, A. (1983). Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. relativistic effects. *Physics of Fluids*, 26(7) :1804–1807.

[Boyd, 1992] Boyd, R. W. (1992). *Non-linear Optics*. Academic Press.

[Brunel, 1987] Brunel, F. (1987). Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59(1) :52–55.

[Bulanov et al., 1994] Bulanov, S. V., Naumova, N. M., and Pegoraro, F. (1994). Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas*, 1(3) :745–757.

[Butkus et al., 2004] Butkus, R., Danielius, R., Dubietis, A., Piskarskas, A., and Stabinis, A. (2004). Progress in chirped pulse optical parametric amplifiers. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 79 :693–700.

[Carman et al., 1981a] Carman, R. L., Forslund, D. W., and Kindel, J. M. (1981a). Visible harmonic emission as a way of measuring profile steepening. *Phys. Rev. Lett.*, 46(1) :29–32.

[Carman et al., 1981b] Carman, R. L., Rhodes, C. K., and Benjamin, R. F. (1981b). Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in co2-laser-produced plasmas. *Phys. Rev. A*, 24(5) :2649–2663.

[Cheriaux et al., 1996] Cheriaux, G., Rousseau, P., Salin, F., Chambaret, J. P., Walker, B., and Dimauro, L. F. (1996). Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Optics Letters*, 21 (6) :414–416.

[Descamps et al., 2000] Descamps, D., Lynga, L., Norin, J., L'Huillier, A., Wahlstrom, C.-G., Hergott, J.-F., Merdji, H., Salieres, P., Bellini, M., and Hansch, T. W. (2000). Extreme ultraviolet interferometry erometry measurements with high-order harmonics. *Optics Letters*, 25 (2) :135.

[d'Humieres et al., 2005] d'Humieres, E., Lefebvre, E., Gremillet, L., and Malka, V. (2005). Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils. *Physics of Plasmas*, 12(6) :062704.

[Dromey et al., 2004] Dromey, B., Kar, S., Zepf, M., and Foster, P. (2004). The plasma mirror—a subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments*, 75(3) :645–649.

[Eidmann et al., 2005] Eidmann, K., Kawachi, T., Marcinkevicius, A., Bartlome, R., Tsakiris, G. D., Witte, K., and Teubner, U. (2005). Fundamental and harmonic emission from the rear side of a thin overdense foil irradiated by an intense ultrashort laser pulse. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, 72(3) :036413.

[Eidmann et al., 2000] Eidmann, K., Meyer-ter-Vehn, J., Schlegel, T., and Huller, S. (2000). Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 62(1) :1202–1214.

[Ferray et al., 1988] Ferray, M., L'Huillier, A., Li, X. F., Lompré, L. A., Mainfray, G., and Manus, C. (1988). Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases. *J. Phys. B*, 21 :L31.

[Filevich et al., 2004] Filevich, J., Rocca, J. J., Marconi, M. C., Smith, R. F., Dunn, J., Keenan, R., Hunter, J. R., Moon, S. J., Nilsen, J., Ng, A., and Shlyaptsev, V. N. (2004). Picosecond-resolution soft-x-ray laser plasma interferometry. *Applied Optics*, 43 (19) :3938.

[Freidberg et al., 1972] Freidberg, J. P., Mitchell, R. W., Morse, R. L., and Rudsinski, L. I. (1972). Resonant absorption of laser light by plasma targets. *Physical Review Letters*, 28(13) :795–799.

[Fritzler et al., 2003] Fritzler, S., Malka, V., Grillon, G., Rousseau, J. P., Burgy, F., Lefebvre, E., d'Humieres, E., McKenna, P., and Ledingham, K. W. D. (2003). Proton beams generated with high-intensity lasers : Applications to medical isotope production. *Applied Physics Letters*, 83(15) :3039–3041.

[Geindre et al., 2001] Geindre, J.-P., Audebert, P., Rebibo, S., and Gauthier, J.-C. (2001). Single-shot spectral interferometry with chirped pulses. *Optics Letters*, 26 (20) :1612.

[Gibbon, 1996] Gibbon, P. (1996). Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction : A coherent "water-window" light source ? *Physical Review Letters*, 76(1) :50–53.

[Gold, 1994] Gold, D. (1994). Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter. *Optics Letters*, 19 (23) :2006.

[Hecht, 1987] Hecht, E. (1987). *Optics*. Addison-Wesley.

[Hergott, 2001] Hergott, J.-F. (2001). PhD thesis, Université Paris XI.

[Hergott et al., 2002] Hergott, J.-F., Kovacev, M., Merdji, H., Hubert, C., Mairesse, Y., Jean, E., Breger, P., Agostini, P., Carre, B., and Salieres, P. (2002). Extreme-ultraviolet high-order harmonic pulses in the microjoule range. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 66(2) :021801.

[Hergott et al., 2001] Hergott, J.-F., Salières, P., Merdji, H., Déroff, L. L., Carré, B., Auguste, T., Monot, P., D'Oliveira, P., Descamps, D., Norin, J., Lynga, C., L'Huillier, A., Wahlstrom, C.-G., Bellini, M., and Huller, S. (2001). Xuv interferometry using high-order harmonics : Application to plasma diagnostics. *Laser and Particle Beams*, 19 :35.

[Homoelle et al., 2002] Homoelle, D., Gaeta, A. L., Yanovsky, V., and Mourou, G. (2002). Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide. *Optics Letters*, 27 (18) :1646–1648.

[Hooper et al., 1989] Hooper, C. F., Kilcrease, D. P., Mancini, R. C., Woltz, L. A., Bradley, D. K., Jaanimagi, P. A., and Richardson, M. C. (1989). Time-resolved spectroscopic measurements of high density in ar-filled microballoon implosions. *Physical Review Letters*, 63(3) :267.

[Itatani et al., 1998] Itatani, J., Faure, J., Nantel, M., Mourou, G., and Watanabe, S. (1998). Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Optics Communications*, 148 :70–74.

[Jullien et al., 2005a] Jullien, A., Albert, O., Burgy, F., Hamoniaux, G., Rousseau, J.-P., Chambaret, J.-P., Augé-Rochereau, F., Chériaux, G., Etchepare, J., Minkovski, N., and Saltiel, S. M. (2005a). $10^{-}10$ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation. *Optics Letters*, 30 (8) :920–922.

[Jullien et al., 2005b] Jullien, A., Augé-Rochereau, F., Chériaux, G., Chambaret, J.-P., d'Oliveira, P., Auguste, T., and Falcoz, F. (2005b). High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence. *Optics Letters*, 29 (18) :2184–2186.

[Kalashnikov et al., 2005] Kalashnikov, M. P., Risse, E., Schönnagela, H., and Sandner, W. (2005). Double chirped-pulse-amplification laser : a way to clean pulses temporally. *Optics Letters*, 30 (8) :923–925.

[Kaluza et al., 2004] Kaluza, M., Schreiber, J., Santala, M. I. K., Tsakiris, G. D., Eidmann, K., ter Vehn, J. M., and Witte, K. J. (2004). Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Physical Review Letters*, 93(4) :045003.

[Kapteyn et al., 1991] Kapteyn, H., Murnane, M., Skoze, A., and Falcone, R. (1991). Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters*, 16 (7) :490.

[Kohlweyer et al., 1995] Kohlweyer, S., Tsakiris, G. D., Wahlström, C. G., Tillman, C., and Mercer, I. (1995). Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities. *Optics Communications*, 117(5-6) :431–438.

[Lee and More, 1984] Lee, Y. T. and More, R. M. (1984). An electron conductivity model for dense plasmas. *Physics of Fluids*, 27(5) :1273–1286.

[L'Huillier et al., 2003] L'Huillier, A., Johansson, A., Norin, J., Mauritsson, J., and Wahlström, C.-G. (2003). Applications of high-order harmonics. *Eur. Phys. J. D*, 26 :91.

[Lichters et al., 1996] Lichters, R., Meyer-ter-Vehn, J., and Pukhov, A. (1996). Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Physics of Plasmas*, 3(9) :3425–3437.

[Los Alamos National Laboratory,] Los Alamos National Laboratory. *Rep LA-UR-92-3407 State equation database (SESAME).*

[Mairesse et al., 2003] Mairesse, Y., de Bohan, A., Frasinski, L. J., Merdji, H., Dinu, L. C., Monchicourt, P., Breger, P., Kovacev, M., Taïeb, R., Carré, B., Muller, H. G., Agostini, P., and Salières, P. (2003). Attosecond synchronization of high-harmonic soft x-rays. *Science*, 302(5650) :1540–1543.

[Maksimchuk et al., 2000] Maksimchuk, A., Gu, S., Flippo, K., Umstadter, D., and Bychenkov, V. Y. (2000). Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*, 84(18) :4108–4111.

[Malka et al., 2004] Malka, V., Fritzler, S., Lefebvre, E., d'Humieres, E., Ferrand, R., Grillon, G., Albaret, C., Meyroneinc, S., Chambaret, J.-P., Antonetti, A., and Hulin, D. (2004). Practicability of protontherapy using compact laser systems. *Medical Physics*, 31(6) :1587–1592.

[McPherson et al., 1987] McPherson, A., Gibson, G., Jara, H., Johann, U., Luk, T. S., McIntyre, I., Boyer, K., and Rhodes, C. K. (1987). Studies of multiphoton

production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4 :595.

[Minkovski et al., 2004] Minkovski, N., Petrov, G. I., Saltiel, S. M., Albert, O., and Etchepare, J. (2004). Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 21 (9) :1659–1664.

[Mora, 2003] Mora, P. (2003). Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18) :185002.

[Moreno et al., 1995] Moreno, J. C., Back, C. A., Cauble, R. C., Koch, J. A., and Lee, R. W. (1995). Time-resolved density measurements of x-ray-heated teflon foils using absorption spectroscopy. *Physical Review E*, 51 :4897–4900.

[Mourou and Umstadter, 1992] Mourou, G. and Umstadter, D. (1992). Development and applications of compact high-intensity lasers. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 4(7) :2315–2325.

[Norreys et al., 1996] Norreys, P. A., Zepf, M., Moustaizis, S., Fews, A. P., Zhang, J., Lee, P., Bakarezos, M., Danson, C. N., Dyson, A., Gibbon, P., Loukakos, P., Neely, D., Walsh, F. N., Wark, J. S., and Dangor, A. E. (1996). Efficient extreme uv harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Physical Review Letters*, 76(11) :1832–1835.

[NRL, 1994] NRL (1994). *NRl Plasma Formulary.*

[Perry et al., 1999a] Perry, M. D., Pennington, D., Stuart, B. C., Tietbohl, G., Britten, J. A., Brown, C., Herman, S., Golick, B., Kartz, M., Miller, J., Powell, H. T., Vergino, M., and Yanovsky, V. (1999a). Petawatt laser pulses. *Optics Letters*, 24 (3) :160.

[Perry et al., 1999b] Perry, M. D., Stuart, B. C., Banks, P. S., Feit, M. D., Yanovsky, V., and Rubenchik, A. M. (1999b). Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials. *Journal of Applied Physics*, 85(9) :6803–6810.

[Pukhov, 2001] Pukhov, A. (2001). Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser. *Physical Review Letters*, 86(16) :3562–3565.

[Quéré, 2001] Quéré, F. (2001). *Etude des mécanismes d'excitation électronique associés au claquage des diélectriques induit par un champ laser intense.* PhD thesis, Université Paris VI.

[Quéré et al., 2001] Quéré, F. et al. (2001). Time-resolved study of laser-induced breakdown in dielectrics. *Europhysics Letters*, 56 (1) :138.

[Rocca, 1999] Rocca, J. J. (1999). Table-top soft x-ray lasers. *Review of Scientific Instruments*, 70(10) :3799–3827.

[Roth et al., 2001] Roth, M., Cowan, T. E., Key, M. H., Hatchett, S. P., Brown, C., Fountain, W., Johnson, J., Pennington, D. M., Snavely, R. A., Wilks, S. C., Yasuike, K., Ruhl, H., Pegoraro, F., Bulanov, S. V., Campbell, E. M., Perry, M. D., and Powell, H. (2001). Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Physical Review Letters*, 86(3) :436–439.

[Sala and Richardson, 1978] Sala, K. and Richardson, M. C. (1978). A passive nonresonant technique for pulse contrast enhancement and gain isolation. *Journal of Applied Physics*, 49(4) :2268–2276.

[Salieres et al., 1999] Salieres, P., Deroff, L. L., Auguste, T., Monot, P., d'Oliveira, P., Campo, D., Hergott, J.-F., Merdji, H., and Carre, B. (1999). Frequency-domain interferometry in the xuv with high-order harmonics. *Physical Review Letters*, 83(26) :5483–5486.

[Salières et al., 1999] Salières, P., L'Huillier, A., Antoine, P., and Lewenstein, M. (1999). Study of the spatial and temporal coherence of high-order harmonics. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 41 :83.

[Seres et al., 2005] Seres, J., Seres, E., Verhoef, A. J., Tempea, G., Streli, C., Wobrauschek, P., Yakovlev, V., Scrinzi, A., Spielmann, C., and Krausz, F. (2005). Laser technology : Source of coherent kiloelectronvolt x-rays. *Nature*, 433 :596.

[Sharp, 2001] Sharp (2001). : Suppression over high dynamic range of ase at the rising edge of ultra-intense femtosecond pulses. `http://wwwy.ensta.fr/~sharp`.

[Sheng et al., 2005] Sheng, Z.-M., Mima, K., Zhang, J., and Sanuki, H. (2005). Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion. *Physical Review Letters*, 94(9) :095003.

[Smith et al., 2002] Smith, R. F., Dunn, J., Nilsen, J., Shlyaptsev, V. N., Moon, S., Filevich, J., Rocca, J. J., Marconi, M. C., Hunter, J. R., and T. W. Barbee, J. (2002). Picosecond x-ray laser interferometry of dense plasmas. *Physical Review Letters*, 89(6) :065004.

[Spitzer, 1962] Spitzer, L. (1962). *Physics of fully ionized gases, 2nd ed.* Interscience, New-York.

[Strickland and Mourou., 1985] Strickland, D. and Mourou., G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56 (3) :219.

[Stuart et al., 1996] Stuart, B. C., Feit, M. D., Herman, S., Rubenchik, A. M., Shore, B. W., and Perry, M. D. (1996). Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical Review B (Condensed Matter)*, 53(4) :1749–1761.

[Stuart et al., 1995] Stuart, B. C., Feit, M. D., Rubenchik, A. M., Shore, B. W., and Perry, M. D. (1995). Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Physical Review Letters*, 74(12) :2248–2251.

[Tajima and Mourou, 2002] Tajima, T. and Mourou, G. (2002). Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics. *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, 5 :031301.

[Takahashi et al., 2002] Takahashi, E., Nabekawa, Y., and Midorikawa, K. (2002). Generation of 10 microjoule coherent extreme-ultraviolet light by use of high-order harmonics. *Optics Letters*, 27 (21) :1920–1922.

[Takeda et al., 1982] Takeda, M., Ina, H., and Kobayashi, S. (1982). Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72(1) :156–160.

[Tarasevitch et al., 2000] Tarasevitch, A., Orisch, A., von der Linde, D., Balcou, P., Rey, G., Chambaret, J.-P., Teubner, U., Klopfel, D., and Theobald, W. (2000). Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 62(2) :023816.

[Teubner et al., 2004] Teubner, U., Eidmann, K., Wagner, U., Andiel, U., Pisani, F., Tsakiris, G. D., Witte, K., ter Vehn, J. M., Schlegel, T., and Forster, E. (2004). Harmonic emission from the rear side of thin overdense foils irradiated with intense ultrashort laser pulses. *Physical Review Letters*, 92(18) :185001.

[Teubner et al., 2003] Teubner, U., Pretzler, G., Schlegel, T., Eidmann, K., Forster, E., and Witte, K. (2003). Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 67(1) :013816.

[Theobald et al., 1999] Theobald, W., Hassner, R., Kingham, R., Sauerbrey, R., Fehr, R., Gericke, D. O., Schlanges, M., Kraeft, W.-D., and Ishikawa, K. (1999). Electron densities, temperatures, and the dielectric function of femtosecond-laser-produced plasmas. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 59(3) :3544–3553.

[Theobald et al., 1996] Theobald, W., Hassner, R., Wulker, C., and Sauerbrey, R. (1996). Temporally resolved measurement of electron densities ([greater-than] 10[sup 23] cm[sup - 3]) with high harmonics. *Physical Review Letters*, 77(2) :298–301.

[Umstadter, 2001] Umstadter, D. (2001). Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers. volume 8, pages 1774–1785. AIP.

[Umstadter, 2003] Umstadter, D. (2003). Relativistic laser-plasma interactions. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36(8) :R151–R165.

[V.Bagnoud and F.Salin, 1998] V.Bagnoud and F.Salin (1998). Global optimization of pulse compression in chirped pulse amplification. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 4 :445–8.

[von der Linde et al., 1995] von der Linde, D., Engers, T., Jenke, G., Agostini, P., Grillon, G., Nibbering, E., Mysyrowicz, A., and Antonetti, A. (1995). Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 52(1) :R25–R27.

[von der Linde and Rzàzewski, 1996] von der Linde, D. and Rzàzewski, K. (1996). High-order optical harmonic generation from solid surfaces. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 63 :499–506.

[Vu et al., 1994] Vu, B.-T. V., Szoke, A., and Landen, O. L. (1994). Time-resolved probing of electron thermal transport in plasma produced by femtosecond laser pulses. *Physical Review Letters*, 72(24) :3823–3826.

[Wabnitz et al., 2002] Wabnitz, H., Bittner, L., de Castro, A., Dohrmann, R., Gurtter, P., Laarmann, T., Laasch, W., Schulz, J., Swiderski, A., von Haetten, K., Moller, T., Faatz, B., Fateev, A., Feldhaus, J., Gerth, C., Hahn, U., Saldin, E., Schneldmiller, E., Sytchev, K., Tledtke, K., Treusch, R., and Yurkov, M. (2002). Multiple ionization of atom clusters by intense soft x-rays from a free-electron laser. *Nature*, 420 :482.

[Wabnitz et al., 2005] Wabnitz, H., de Castro, A. R. B., Gurtler, P., Laarmann, T., Laasch, W., Schulz, J., and Moller, T. (2005). Multiple ionization of rare gas atoms irradiated with intense vuv radiation. *Physical Review Letters*, 94(2) :023001.

[Zhidkov et al., 2000] Zhidkov, A., Sasaki, A., and Tajima, T. (2000). Emission of mev multiple-charged ions from metallic foils irradiated with an ultrashort laser pulse. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 61(3) :R2224–R2227.

[Ziener et al., 2003] Ziener, C., Foster, P. S., Divall, E. J., Hooker, C. J., Hutchinson, M. H. R., Langley, A. J., and Neely, D. (2003). Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence. *Journal of Applied Physics*, 93(1) :768–770.

Résumé :

Les progrès continus dans le développement des installations laser ont permis l'obtention d'impulsions ultra-brèves atteignant des intensités focalisées très élevées ($I > 10^{18}$ W/cm²). A ces intensités, la matière présente des comportements non-linéaires nouveaux, dus au fait que les électrons sont accélérés à des vitesses relativistes. L'accès expérimental à ce régime d'interaction sur des cibles solides a longtemps été interdit en raison de la présence autour de l'impulsion femtoseconde d'un piédestal (résultant notamment de l'émission spontanée amplifiée (ASE) présente dans la chaîne laser) suffisamment intense pour modifier l'état de la cible.

Au cours de cette thèse, nous avons tout d'abord caractérisé, expérimentalement et théoriquement, un dispositif permettant une amélioration du contraste temporel de l'impulsion : le Miroir Plasma. Celui-ci consiste à focaliser l'impulsion sur une cible diélectrique de sorte que le piédestal est transmis, alors que l'impulsion principale est réfléchie par formation d'un plasma surcritique à la surface. L'installation d'un tel dispositif sur le laser UHI 10 (CEA Saclay – 10 TW – 60 fs) nous a alors permis d'étudier l'interaction d'impulsions ultra-intenses à fort contraste temporel avec des cibles solides.

Dans un premier temps, nous avons réussi à générer et caractériser des plasmas denses résultant de l'interaction directe de l'impulsion principale femtoseconde avec des cibles minces (100 nm). Cette caractérisation a été réalisée au moyen d'une source XUV obtenue par génération d'harmoniques d'ordre élevé dans un jet de gaz rare.

Dans un second temps, nous avons étudié expérimentalement le phénomène de génération d'harmoniques d'ordre élevé sur cible solide, encore mal compris, mais qui potentiellement fournira une nouvelle source XUV ultra-courte et intense.

Abstract:

The continuous progress in the development of laser installations has already lead to ultra-short pulses capable of achieving very high focalized intensities ($I > 10^{18}$ W/cm²). At these intensities, matter presents new non-linear behaviours, due to the fact that the electrons are accelerated to relativistic speeds. The experimental access to this interaction regime on solid targets has long been forbidden because of the presence, alongside the femtoseconde pulse, of a pedestal (mainly due to the amplified spontaneous emission (ASE) which occurs in the laser chain) intense enough to modify the state of the target.

In this thesis, we first characterized, both experimentally and theoretically, a device which allows an improvement of the temporal contrast of the pulse: the Plasma Mirror. It consists in adjusting the focusing of the pulse on a dielectric target, so that the pedestal is mainly transmitted, while the main pulse is reflected by the overcritical plasma that it forms at the surface. The implementation of such a device on the UHI 10 laser facility (CEA Saclay – 10 TW – 60 fs) then allowed us to study the interaction between ultra-intense, high contrast pulses with solid targets.

In a first part, we managed to generate and characterize dense plasmas resulting directly from the interaction between the main pulse and very thin foils (100 nm). This characterization was realized by using an XUV source obtained by high order harmonics generation in a rare gas jet.

In a second part, we studied experimentally the phenomenon of high order harmonics generation on solid targets, which is still badly understood, but could potentially lead to a new kind of energetic ultra-short XUV sources.