



Thèse présentée pour obtenir le grade de

PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph. D)

de

L'INRS-ÉMT (Université du Québec)

Par

Semen GNEDYUK

**Interaction d'impulsions laser femtoseconde
intenses avec une cible solide ultra mince : effet
du contraste laser sur le régime d'interaction**

Le 4 décembre 2016

Jury d'évaluation :

François Vidal Président du jury (INRS-EMT, Canada)

Dimitri Batani Examineur (CELIA, Université de Bordeaux, France)

Michel Piché Examineur (Université Laval, Canada)

Jean Claude Kieffer Directeur de thèse (INRS-EMT, Canada)

Thèse préparée à l'INRS-EMT (Canada).

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jean Claude Kieffer, le directeur du laboratoire ALLS de l'INRS-EMT de Varennes, pour m'avoir bien accueilli au sein de son établissement et les excellentes conditions de travail dont j'ai profité durant ces années de thèse. Évidemment, je remercie M. Kieffer en tant que mon directeur de thèse qui m'a donné cette chance, pour son soutien, son sens de rigueur et son écoute durant cette thèse malgré ses nombreuses responsabilités.

Merci également à tous les membres du jury pour leur collaboration précieuse. J'apprécie beaucoup vos commentaires.

Un grand merci à Sylvain Fourmaux, le vrai expert dans la matière, avec qui j'ai pu effectuer des longues campagnes expérimentales dès mon arrivée à l'INRS à résoudre de différents problèmes et sans qui les expériences n'auraient pas pu se réaliser. Pouvant gérer plusieurs projets en même temps, il a toujours été patient pour partager son expérience en restant disponible pour que les choses avancent bien.

Je remercie sincèrement Kazuto Otani qui était mon collaborateur à partir de la deuxième campagne expérimentale, pour son dévouement, son sens de planification, sa gentillesse, nos discussions et tout le travail durant les semaines interminables d'expériences. Tous les deux, nous étions capables de résoudre beaucoup de problèmes techniques rencontrés. Merci également pour toute l'aide durant l'analyse de données.

Merci à Stéphane Payeur pour son expertise technique, il a toujours su répondre à mes questions et donner un coup de main. Un grand merci à Phillippe Lassonde qui m'a beaucoup aidé surtout durant la deuxième campagne expérimentale, passait de longues soirées au labo et assurait que le laser fonctionne bien. Ses réponses m'ont aidé à mieux comprendre les aspects techniques du système laser. Il a également contribué aux expériences avec l'absorbant saturable.

Je remercie les personnes qui étaient de mon côté au début de la thèse et qui m'ont donné le goût de continuer : Sébastien, Bruno, Ludovic, Anna, Daniele. C'était un vrai travail d'équipe, et chacun a fait sa contribution unique. Bruno était parmi nous plus souvent, sa participation a été importante. Merci pour son aide dans l'analyse de données.

Merci à Tommaso Vinci et Massimiliano Scisciò pour leur disponibilité et leur aide informatique précieuse.

Je voudrais remercier aussi Patrizio Antici et Julien Fuchs pour leur aide et toutes les discussions fructueuses qu'on a eues.

Merci également à François Vidal pour son cours en interaction laser-matière et son intérêt pour mon travail.

Merci à Andreas Ruediger d'avoir accepté de faire partie de mon jury de l'examen doctoral, ce qui m'a permis de mieux m'orienter dans la recherche. Merci à Jean-Pierre Matte pour sa gentillesse et sa curiosité.

Merci à Marc pour son aide au labo, sa bonne humeur et tout le temps passé ensemble.

Je remercie également l'ensemble du personnel administratif et technique de l'INRS, sans qui tout ce travail n'aurait pas été possible. Joël qui a toujours su délivrer un bon faisceau laser et faire de différentes mesures, Marc-Olivier et Pierre-Luc qui ont assuré le côté technique du bon fonctionnement des expériences ainsi que François Poitras, le maître technicien du laboratoire ALLS. Je dois remercier les personnes de l'atelier mécanique : Guy Lebrun pour tous ses beaux dessins et la gestion des installations mécaniques, Léo, Carol et Claude pour tout le travail de précision indispensable pour la réalisation de nos projets.

Enfin, il faut absolument remercier ma famille et Anne-Marie qui m'ont soutenu et encouragé tout au long de mon parcours. Et merci à toutes les personnes de l'INRS que j'ai pu rencontrer durant ces années et qui ont créé une ambiance inoubliable.

Résumé

Le développement technologique continu et rapide des lasers a ouvert la route vers des puissances crêtes et moyennes élevées et des régimes d'interaction laser-matière relativiste. Ainsi, l'accès aux intensités de lumière dépassant 1×10^{18} W/cm² a permis aux chercheurs d'étudier une nouvelle physique avec un grand potentiel d'applications. Il s'agit de la production des sources de rayons X brillantes ultracourtes, la définition de l'équation d'état, les études des plasmas denses et chauds, l'accélération des particules (électrons, protons, ions) à haute énergie et l'activation nucléaire. Une des applications les plus intéressantes de l'accélération de protons par laser est la proton thérapie. Les qualités supérieures des sources de radiation et d'ions générées par laser pourraient en faire une alternative réaliste aux synchrotrons ou les accélérateurs qui sont très coûteux et encombrants.

Le contraste d'intensité d'une impulsion laser est un des paramètres clés pour les intensités laser relativistes et les applications potentielles. Dans le cadre de cette thèse, un accent a été fait sur le rôle du contraste lors de l'interaction laser-matière et son amélioration avec les différentes techniques disponibles tels que le miroir plasma, l'absorbant saturable et XPW. Les résultats de la mise en place de ces outils ont montré une augmentation significative du contraste laser nanoseconde avec le problème du front de montée de l'impulsion laser qui était néanmoins présent. Les tests avec l'absorbant saturable ont prouvé que c'est un moyen potentiel d'amélioration du contraste mais les pertes d'énergie laser restent importantes. Les faisceaux de protons générés sur les deux faces d'une cible solide ont montré des énergies similaires, ce qui signifie la bonne qualité de surface à l'arrivée de l'impulsion laser et l'absence du bruit de fond important. Les mesures de la réflectivité de cible ont également prouvé que le contraste était suffisamment haut.

Les expériences ont été effectuées avec des cibles solides ultra minces et minces pour lesquelles le contraste laser est encore plus important que pour des cibles d'épaisseur micrométrique car le bruit de fond et les pré-impulsions peuvent changer la dynamique d'interaction et même détruire la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Nous avons observé la détente longitudinale et latérale très rapide des cibles, tant sur la face avant qu'arrière. Grâce à l'utilisation d'un interféromètre de Michelson couplé au diagnostic de l'ombroscopie, nous avons pu remonter à la densité électronique du plasma en expansion. Les températures électroniques très hautes sont atteintes, ce qui rend ces cibles intéressantes pour les études de la physique de haute densité d'énergie.

Mots-clés : Interaction laser-matière, plasmas, accélération des particules, contraste laser, cibles solides ultra minces et minces.

Abstract

The continuous and rapid technological development of lasers has opened a way towards high peak and average power and relativistic laser-matter interaction regimes. Thus, the access to light intensities over $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ has allowed researchers to study new physics with a high applications potential. It goes about the generation of ultrashort bright X ray sources, the equation of state definition, hot dense plasmas studies, highly energetic particles acceleration (electrons, protons, ions) and nuclear activation. One of the most interesting applications of laser proton acceleration is proton therapy. The excellent qualities of the radiation sources and the laser generated ion beams could make them a realistic alternative to synchrotrons and the accelerators that are very expensive and bulky.

The laser pulse contrast ratio is one of the key parameters for the relativistic laser intensities and the potential applications. Within the context of this thesis, an accent has been made on the role of the contrast within the laser-matter interaction and its improvement with the different available techniques such as plasma mirror, a saturable absorber or XPW. The results of the implementation of these tools showed a significant increase of the nanosecond laser pulse contrast with a persisting problem of the rising front of the pulse. The tests with the saturable absorber proved that it is a potential tool of the contrast improvement but the energy losses are quite high. The proton beams generated on both sides of a solid target have showed similar energies, which means the good target surface quality before the arrival of the main pulse and the absence of any considerable pulse background. The target reflectivity measurements have proved as well that the contrast was high enough.

The experiments have been made with solid ultra thin and thin targets for which the contrast is even more important than for micrometric targets as the background noise and the pre-pulses can modify the interaction dynamics and even destroy the target before the main pulse arrival. We observed a very rapid longitudinal and lateral target decompression, both on front and rear sides. Thanks to the Michelson interferometer coupled to the shadowgraph diagnostic, we have managed to calculate the plasma electron density. Very high electron temperatures are attained, which makes these targets interesting for the study of High Energy Density Physics.

Keywords: Laser-matter interaction, plasmas, particle acceleration, laser contrast, ultra thin and thin solid targets.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : INTERACTION LASER DE PUISSANCE FEUILLE ULTRA MINCE	7
1.1. Introduction.....	7
1.2. Régime d'interaction laser matière.....	7
1.3. Propagation de l'impulsion laser dans le plasma.....	8
1.4. Force pondéromotrice.....	9
1.5. Absorption du laser dans le plasma	10
1.5.1. Absorption collisionnelle	10
1.5.2. Absorption résonante.....	13
1.5.3. Absorption de Brunel	14
1.5.4. Chauffage relativiste $j \times B$	15
1.6. Hole Boring.....	15
1.7. Accélération d'ions par laser	16
1.7.1. Régime Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)	18
1.7.2. Accélération par pression de radiation	21
1.7.3. Break-Out Afterburner (BOA).....	22
CHAPITRE 2 : INTERACTION LASER DE PUISSANCE FEUILLE ULTRA MINCE. ÉTAT DE L'ART DES EXPÉRIENCES RÉALISÉES	25
2.1. Introduction.....	25
2.2. Notion du contraste de l'impulsion laser inhérent aux lasers à impulsion courte	26
2.3. Chauffage isochoire et détente d'une cible	27
2.3.1. Génération de plasmas denses et chauds (Warm Dense Matter (WDM))	27
2.3.2. Génération des plasmas de haute densité	28
2.4. Émission d'harmoniques.....	30
2.4.1. Génération de l'émission synchrotron cohérente	32
2.5. Transparence induite	33
2.6. Accélération d'ions.....	34

2.6.1.	Effet du contraste laser sur l'accélération d'ions. Influence de l'épaisseur de cible sur les propriétés de faisceaux d'ions	35
2.6.2.	Influence de la focalisation sur les propriétés des faisceaux d'ions	49
2.6.3.	Influence de la composition de la cible sur l'accélération d'ions	52
2.6.4.	Influence de la polarisation du faisceau laser sur l'interaction laser cible nanométrique.....	54
2.6.5.	Études de la divergence d'ions accélérés	54
2.6.6.	L'accélération de protons sur le système 200 TW d'ALLS	55
CHAPITRE 3 : MOYENS EXPÉRIMENTAUX ET DIAGNOSTICS		61
3.1.	Introduction	61
3.2.	Technologie laser CPA	61
3.3.	Système laser 200 TW.....	65
3.4.	Les outils de caractérisation de l'impulsion laser.....	67
3.4.1.	Interférométrie de Phase Spectrale pour la Reconstruction Directe du Champ Électrique (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction (SPIDER)).....	67
3.4.2.	Auto-corrélateur du 3 ^{ème} ordre (caractérisation du contraste).....	70
3.4.3.	Mesures des pré-impulsions	71
3.4.4.	Mesures de l'ESA et du contraste cohérent	73
3.5.	Cibles.....	74
3.6.	Première géométrie expérimentale et focalisation.....	75
3.6.1.	Tache focale	75
3.6.2.	Alignement des cibles	77
3.7.	Deuxième géométrie expérimentale.....	78
3.7.1.	Installation de la nouvelle chambre expérimentale	78
3.8.	Diagnostics	82
3.8.1.	Spectromètre de temps de vol	82
3.8.2.	Visualisation du dessous	83
3.8.3.	Spectralon	84
3.8.4.	Ombroscopie	85
CHAPITRE 4 : L'AMÉLIORATION DE LA QUALITÉ DE L'IMPULSION LASER.....		93
4.1.	Introduction.....	93

4.2.	Amélioration du contraste laser.....	93
4.2.1.	Absorbant saturable.....	94
4.2.2.	Technique XPW.....	99
4.2.3.	Miroir plasma.....	102
4.2.4.	Génération de la seconde harmonique.....	107
4.3.	Optimisation de la focalisation du faisceau laser par miroir déformable.....	108
CHAPITRE 5 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC UNE CIBLE MINCE DE 80 NM...111		
5.1.	Introduction.....	111
5.2.	Énergie de coupure des faisceaux de protons.....	111
5.3.	Expansion de la cible (face avant).....	114
5.4.	Mesures de la réflectivité de la cible.....	115
5.5.	Conclusion.....	117
CHAPITRE 6 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC DES CIBLES ULTRA MINCES (10 NM-30 NM).....119		
6.1.	Introduction.....	119
6.2.	Énergie de coupure des faisceaux de protons.....	119
6.3.	Expansion des cibles ultra minces.....	121
6.3.1.	Expansion de la face avant.....	123
6.3.2.	Expansion de la face arrière.....	133
6.4.	Mesures de la réflectivité des cibles.....	139
6.5.	Conclusion.....	140
CHAPITRE 7 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC DES CIBLES MINCES (200 NM) 143		
7.1.	Introduction.....	143
7.2.	Énergie de coupure des faisceaux de protons.....	143
7.3.	Expansion des cibles minces.....	145
7.3.1.	Expansion de la face avant.....	145
7.3.2.	Expansion de la face arrière.....	151
7.4.	Mesures de la réflectivité de la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al.....	155
7.5.	Conclusion.....	156
CHAPITRE 8 : DISCUSSION DES RÉSULTATS157		

8.1. Comparaison avec les simulations PIC	157
8.2. Discussion des résultats	169
8.3. Conclusion	175
CHAPITRE 9 : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	177
ANNEXE I : IMAGES DES GÉOMÉTRIES EXPÉRIMENTALES	181
I.1. Première géométrie expérimentale	181
I.2. Deuxième géométrie expérimentale.....	183
ANNEXE II : VISUALISATION DE L'EXPANSION DES CIBLES	189
II.1. Expansion des cibles ultra minces (10-30 nm).....	189
II.1.1. Face avant	189
II.1.2. Face arrière.....	191
II.2. Expansion des cibles minces (200 nm).....	194
II.2.1. Face avant	194
II.2.1. Face arrière.....	196
ANNEXE III : ÉPAISSEUR DE PEAU POUR Si_3N_4	197
RÉFÉRENCES.....	199
PUBLICATIONS	209

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Données expérimentales de l'absorption laser par des cibles solides avec un nombre atomique bas. Le laser irradie la cible perpendiculairement (Eliezer, 2002).12

Figure 1.2 : Géométrie d'une onde plane incidente sur un profil de densité de plasma pour la lumière polarisée P (le champ E dans le plan de ∇ne), et pour la lumière polarisée S , (le champ E dans la direction z). Dans le dernier cas la résonance est absente.13

Figure 1.3 : La fonction de Denisov : le comportement auto-similaire de l'absorption résonante pour de grandes longueurs d'échelle de densité (Denisov, 1957). 14

Figure 2.1 : L'intensité normalisée (inverse au contraste laser) pour l'intervalle de temps de -28 ps avant le pic de l'impulsion laser jusqu'à +14 ps (Fourmaux et al., 2011 a).....27

Figure 2.2 : Les énergies de protons maximum obtenues en fonction de l'épaisseur de cible d'Al pour le contraste laser sur cible de 10^{10} (représentées par les croix). La ligne continue est une ligne de tendance approximée à la moyenne sur axe pour chaque épaisseur (cercles). Les données moyennes pour 14° sont représentées par les triangles et la courbe de tendance pointillée. La ligne hachurée représente la limite de détection. L'encadré montre des spectres de protons typiques pour le tir indiqué par l'étoile (Neely, 2006).36

Figure 2.3 : La température efficace (a) et l'efficacité de conversion d'énergie vers les protons avec $E > 0.9$ MeV (b) de la distribution de protons en fonction de l'épaisseur de cible. Les deux courbes montrent les maxima pour des cibles de 100 nm d'épaisseur (Neely, 2006).36

Figure 2.4 : Variation de l'énergie de protons maximum détectable en fonction de l'épaisseur de cible. Les émissions FWD et BWD pour un contraste laser de 10^{10} (10^6) et l'intensité de 5×10^{18} W/cm² (10^{19} W/cm²) sont représentées, respectivement, par des cercles ouverts (remplis) et des carrés (Ceccotti et al., 2007).38

Figure 2.5 : a) Simulations 2D PIC de l'énergie de protons maximum en fonction de l'épaisseur de cible pour une impulsion laser 30 TW qui démontrent des énergies de protons de dizaines de MeV; b) énergie de protons maximum en fonction de l'épaisseur de cible pour différents matériaux; c) transmission laser en fonction de l'épaisseur de cible (1 μ m est Mylar, toutes les autres cibles sont Si₃N₄) (Reed et al., 2007).39

Figure 2.6 : Résultats expérimentaux (sphères, Al; carrés, Si) et courbes théoriques (Al, ligne pointillée; Si, ligne solide) de la dépendance de l'énergie de protons maximum de l'épaisseur des cibles d'Al et Si (Andreev et al., 2009).41

Figure 2.7 : Les spectres d'énergie de protons intégrés angulairement obtenus des RCF pour différentes épaisseurs de cibles et la durée d'impulsion de 320 fs, énergie 1 J et l'intensité de 10^{18} W/cm ² , et le spectre obtenu des simulations PIC 2D (Antici et al., 2007).....	43
Figure 2.8 : Énergies expérimentales maximum et le nombre des protons [(a) and (c)] et des ions de carbone [(b) and (d)] en fonction de l'épaisseur de cible. Les cercles noirs ouverts et remplis et les carrés sont les données expérimentales. Les lignes épaisses sont les estimations du modèle analytique. Les diamants remplis sont les résultats d'un code PIC 2D (Andreev et al., 2008).....	45
Figure 2.9 : Spectres des électrons (a) et des ions de C ⁶⁺ (b) observés d'une cible de feuille DLC de 42 nm d'épaisseur (en rouge) et 5 nm (en bleu). Alors qu'une feuille de 42 nm montre une distribution de type maxwellienne, un pic quasi-mono énergétique est généré dans le cas d'une feuille de 5 nm d'épaisseur. En même temps, l'accélération des ions chute significativement (Kiefer et al., 2009).....	47
Figure 2.10 : Énergie de protons maximum en fonction de l'intensité dans le régime d'interaction d'un haut contraste, une impulsion laser ultra-courte avec de cibles ultra minces mesurée expérimentalement ici et par Neely et al. (2006), Andreev et al. (2008, 2009), et Green et al. (2010) (Brenner, 2011).....	52
Figure 2.11 : Énergie de coupure de faisceau de protons en fonction de l'épaisseur de cible. L'énergie maximum est présentée pour deux durées d'impulsion différentes (30 fs et 100 fs) (Fourmaux et al., 2013).....	57
Figure 2.12 : Énergie de coupure du faisceau de protons en fonction de la durée d'impulsion laser. L'épaisseur de cible est 120 nm (Fourmaux et al., 2013).	58
Figure 3.1 : Évolution historique de l'intensité laser disponible dans le temps (Mourou et al., 2006).	62
Figure 3.2 : Schéma d'un système laser CPA typique et des sources principales de la dégradation du contraste temporel. Les valeurs présentées sur cette figure correspondent à ceux du laser 200 TW de l'INRS-EMT.....	64
Figure 3.3 : Schéma du système laser. C.P. indique les positions des cellules de Pockels. L'énergie et la durée d'impulsion (PLMH) sont données à chaque étape.	66
Figure 3.4 : Spectre laser après compression. La largeur spectrale PLMH est de 55 nm et 72 nm à $1/e^2$ du maximum (Fourmaux et al., 2008).....	66
Figure 3.5 : Une interférogramme simulée (a) et son transformé de Fourier y compris une fonction de filtre du 4 ^{ème} ordre super Gaussienne (b) (Steinke, 2010).	68
Figure 3.6 : Principe d'une installation SPIDER.....	69

- Figure 3.7 : Durée d'impulsion laser mesurée avec la technique SPIDER. Sur cette image la durée d'impulsion PLMH est de 22 fs (ligne orange) et la trace de l'auto-corrélateur est de 33 fs (ligne jaune) (Fourmaux et al., 2008).....69
- Figure 3.8 : a) Principe de fonctionnement d'un auto-corrélateur du 3^{ème} ordre (Steinke, 2010); b) l'intensité normalisée (l'inverse du contraste d'une impulsion laser) pour une durée longue avant l'intensité pic de l'impulsion laser jusqu'à 5.4 ns. L'encadré montre une image agrandie pour l'intervalle de temps entre -500 ps jusqu'à +100 ps. Les pics avec la valeur proche de 10^{-13} (appelés bruit de fond sur le graphe) correspondent à la gamme dynamique de la mesure (Fourmaux et al., 2011b).71
- Figure 3.9 : Mesures des pré-impulsions (sans absorbant saturable additionnel après l'amplificateur régénératif). Deux photodiodes sont utilisées pour superposer l'impulsion principale atténuée (gris clair) par des filtres de densité neutre avec un facteur de calibration connu, et les pré-impulsions (gris foncé) sur la même échelle temporelle (Fourmaux et al., 2011b).....72
- Figure 3.10 : Intensité normalisée (inverse du contraste laser) pour une durée longue avant l'intensité pic jusqu'à 5.4 ns. L'encadré présente une image agrandie pour l'intervalle de temps qui s'étend de -500 ps jusqu'à +100 ps (Fourmaux et al., 2011b).....73
- Figure 3.11 : Schéma de l'installation expérimentale: la ligne noire continue indique la chambre d'interaction à vide, le faisceau principal (FP) est en rouge, le premier faisceau sonde (S1) est en bleu, le deuxième faisceau sonde est en vert, M est le dernier miroir avant la parabole hors axe (PHA), la cible est au centre de la chambre, W est une lame prismatique en verre (wedge en anglais), L1 est un doublet de 25 cm de distance focale, L2 est une lentille de 40 cm de distance focale et L3 est une lentille de 50 cm de distance focale. S est un diffuseur Spectralon. Les deux flèches noires présentent les directions d'accélération d'ions des deux côtés de la cible.....76
- Figure 3.12 : a) Champ proche du faisceau laser après compression. Le diamètre du faisceau est 95 x 100 μ m PLMH. La coupure sur le côté gauche de l'image est due au réseau de diffraction lors du processus de compression; b) champ lointain du faisceau laser après compression; c) profil de la tache focale pendant un tir sur cible après l'optique de focalisation.....77
- Figure 3.13 : Image d'un fil de 25 μ m visualisé avec le faisceau sonde S1 par un système d'imagerie pour le positionnement du point focal et l'alignement du tilt vertical d'une cible.78
- Figure 3.14 : Schéma de l'installation expérimentale: la ligne noire continue indique la chambre d'interaction à vide, le faisceau principal (FP) est en rouge, le faisceau sonde (S) est en vert, M est un miroir qui prélève une partie du faisceau principal avant la parabole hors axe (PHA). Le faisceau arrive sur le miroir plasma (MP) avant d'arriver sur cible, W est une lame prismatique en verre (wedge en anglais), L1 est un doublet achromatique de 10 cm de distance focale et L2 est un doublet achromatique de 40 cm de distance focale. Les

deux flèches noires présentent les directions d'accélération d'ions des deux côtés de la cible.	79
Figure 3.15 : Spectre typique des temps de vols enregistré avec un oscilloscope, les premiers pics à gauche correspondent aux électrons rapides et peuvent être enlevés par des aimants mis à travers l'axe de détection. Des rayons X ne sont pas détectés puisque le scintillateur plastique a une basse sensibilité à de tels rayons. Un signal relativement bas pour des électrons de basse énergie (pour les durées longues) est dû au filtre d'Al protégeant le scintillateur de l'exposition à la lumière.....	82
Figure 3.16 : Schéma du spectromètre TOF.	83
Figure 3.17 : La ligne d'imagerie du centre chambre pour la visualisation du dessous de la cible.	84
Figure 3.18 : (gauche) Image d'une cible visualisée par diffusion de lumière par le système imagerie 'top view' (par en dessous) pour le positionnement latéral et l'alignement du tilt latéral; (droite) Visualisation de l'émission thermique du plasma en expansion.....	84
Figure 3.19 : Les images qui montrent l'expansion d'une cible Si_3N_4 de 15 nm d'épaisseur. La même mesure avec un interféromètre à onde repliée est présentée : a) l'image sans franges (franges nulles) est utilisée comme une référence pour l'imagerie directe. La double flèche désigne la dimension latérale sur laquelle la densité est intégrée et la ligne pointillée correspond à l'axe sur laquelle la longueur d'expansion et la vitesse sont déterminées; b) les franges non-nulles sont introduites parallèlement à la surface de la cible comme référence. La face avant de la cible est à droite de chaque image. Les lignes verticales continues montrent la position de la cible.....	86
Figure 3.20 : Schéma du système d'imagerie : P plasma en expansion normal à l'axe d'entrée de l'interféromètre; C1, C2 – caméras CCD; F1, F2 – filtres de densité optique.....	87
Figure 3.21 : Diagramme du faisceau réfléchi pour un angle du réflecteur en toit différent de 90° (Martin, 1980).	89
Figure 3.22 : Ajustement de l'interféromètre avec un fil de 25 μm au centre de la chambre à basse énergie laser (6.9 mJ) : a) l'image sans franges (franges nulles) est utilisée comme une référence pour l'imagerie directe; b) les franges non-nulles sont introduites pour l'analyse quantitative du plasma en expansion.	90
Figure 3.23 : Schéma de la géométrie expérimentale avec l'interféromètre de Michelson en dehors de la chambre à vide.	90
Figure 3.24 : Représentation de l'expansion de plasma à symétrie cylindrique et sa projection.	92

Figure 4.1 : Mesure de la transmission en sortie du compresseur en régime non-linéaire en fonction de l'énergie laser. Les mesures sont effectuées avec une photodiode rapide. Les deux graphiques donnent l'information identique mais les données sur celui à droite sont plus précises car le signal de la photodiode a été acquis avec une sphère intégrante et ne dépend pas de la stabilité de pointage.....	96
Figure 4.2 : Mesures de la tache focale au centre de la chambre : a) front de phase corrigé sans RG850; b) front de phase non corrigé avec RG850; c) front de phase corrigé avec RG850.	96
Figure 4.3 : Mesures de la transmission d'un filtre RG 850 faites avec une photodiode rapide pour trois épaisseurs différentes.	97
Figure 4.4 : Contraste nanoseconde de l'impulsion laser ALLS mesuré avec une photodiode rapide pour trois épaisseurs différentes.	97
Figure 4.5 : Mesures de la transmission du filtre en régime linéaire en fonction de l'épaisseur. Les valeurs de transmission et l'augmentation du contraste d'une impulsion laser sont indiquées en dessous.	98
Figure 4.6 : Mesures du contraste laser avec l'auto-corrélateur du 3 ^{ème} ordre à la sortie du compresseur.	99
Figure 4.7 : Schéma de principe d'un double CPA avec un filtre non-linéaire.....	100
Figure 4.8 : Mesures du contraste picoseconde d'une impulsion laser avec un auto-corrélateur du 3 ^{ème} ordre avec et sans XPW.	102
Figure 4.9 : Principe de fonctionnement du miroir plasma.	104
Figure 4.10 : Carte 2D qui représente les isocontours de la réflectivité instantanée en % calculée au maximum de l'impulsion (à gauche) et les déformations de la surface calculées à la fin de l'impulsion (à droite) en fonction de la fluence et la durée d'impulsion (Doumy, 2006).	105
Figure 4.11 : Calibration du miroir plasma avec (b) le pourcentage d'énergie encerclé en fonction du rayon par rapport au centre de la tache focale et (c) coefficient de réflexion du miroir plasma (Buffechoux, 2011).	106
Figure 4.12 : Le principe de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde. Comme on peut voir, un front d'onde plat produit une image homogène sur le détecteur alors qu'un front d'onde irrégulier produit une image irrégulière. Les déplacements des points irréguliers sur cette figure sont utilisés pour envoyer l'information au miroir déformable (Konnik et al., 2013).	109
Figure 4.13 : Représentation schématique d'un miroir déformable. Sur la figure a) une vue avant planaire de miroirs déformables à 13, 17, 8 segments qui les forment. Sur ces 'miroirs' une tension appliquée change l'épaisseur local. La sous-figure b) montre la structure d'un miroir	

déformable avec un substrat en verre et cuivre, un disque piézoélectrique et des électrodes sous haute tension (Kudryashov et al., 2000).	109
Figure 4.14 : a) (gauche) La carte de phase du front d'onde sans aucune correction (pas de tension appliquée sur les électrodes). La valeur d'erreur moyenne quadratique du front d'onde (RMS, Root Mean Square) est de 0.471λ . (droite) La tache focale laser mesurée avec un système de magnification optique $50\times$. La taille de la tache focale est $8.6 \times 14.8 \mu\text{m}^2$ à $1/e^2$ de l'intensité pic d'une impulsion laser. L'ellipse correspondante contient 52% d'énergie b) (gauche) La carte de phase avec une correction (la tension qui correspond à l'algorithme rétroactif d'une boucle fermée est appliquée sur les électrodes du miroir déformable). La valeur RMS du front d'onde est de 0.063λ . (droite) La taille de la tache focale est $7 \times 7.8 \mu\text{m}^2$ à $1/e^2$ de l'intensité pic d'une impulsion laser. L'ellipse correspondante contient 50.8% d'énergie (Fourmaux et al., 2008).....	110
Figure 5.1 : Schéma d'une cible 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al avec le faisceau laser arrivant sur la face avant.....	111
Figure 5.2 : Énergie de coupure des protons en fonction de l'énergie laser sur cible pour les différentes valeurs de la durée d'impulsion laser: a) face avant; b) face arrière (cible de 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al).	112
Figure 5.3 : Énergie de coupure des protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour les différentes valeurs de l'énergie laser : a) face avant; b) face arrière (cible de 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al).	113
Figure 5.4 : Images d'expansion de plasma par ombroscopie ainsi que l'émission thermique (vue du dessous) pour des cibles de 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al pour les différentes valeurs de l'énergie laser et durées d'impulsion. Le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est 1 ns.....	114
Figure 5.5 : Images du diffuseur Spectralon réfléchissant la lumière laser pendant le tir : a) bas taux de réflectivité ~ 0.1 (énergie laser sur cible 1.33 J, durée d'impulsion laser 32 fs); b) haut taux de réflectivité ~ 0.8 (énergie laser sur cible 1.78 J, durée d'impulsion laser 600 fs).	115
Figure 5.6 : Mesures de la réflectivité de la cible de 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al en fonction de l'intensité laser. A) Les durées d'impulsion laser sont 32 fs et 75 fs; b) Les durées d'impulsion laser sont 150 fs, 300 fs et 600 fs.....	116
Figure 6.1 : Schéma du positionnement de la cible dans les deux géométries expérimentales utilisées: a) l'expansion du plasma est observée sur la face d'incidence du laser (face avant ici); b) l'expansion du plasma est observée sur la face opposée à celle d'incidence du laser (face arrière).	119

Figure 6.2 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de l'énergie laser pour la cible de 15 nm Si ₃ N ₄ . La durée d'impulsion laser est 30 fs.....	120
Figure 6.3 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ . L'énergie laser moyenne est de 1.4 J. Les protons ont été détectés sur la face arrière de la cible.	120
Figure 6.4 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de l'épaisseur de cible. La durée d'impulsion laser est 30 fs.....	121
Figure 6.5 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible utilisés. Le bord du plasma correspond au décalage de franges minimum (environ 0.3 µm) par rapport à l'image de référence. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance. L'énergie laser est 1.4 J. La durée d'impulsion est 30 fs.	123
Figure 6.6 : Position du bord de plasma dans les directions longitudinale et latérale (distances OA et OB respectivement sur la figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 15 nm Si ₃ N ₄ . L'énergie laser est 1.4 J. La durée d'impulsion est 30 fs.	124
Figure 6.7 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible. L'intensité laser est d'environ 4×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion laser est 30 fs.....	125
Figure 6.8 : Le ratio des vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible: a) Cible 15 nm Si ₃ N ₄ ; b) cible 30 nm Si ₃ N ₄ . La durée d'impulsion est 30 fs.	126
Figure 6.9 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ . On compare l'expansion de la face avant mesurée durant la deuxième campagne expérimentale avec les résultats de la campagne expérimentale précédente. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance.....	126
Figure 6.10 : L'expansion longitudinale et latérale de plasma en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ . L'intensité laser est d'environ 1.2×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion laser est de 100 fs.	127
Figure 6.11 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ . Intensité laser est d'environ 1.2×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion est de 100 fs.....	127

- Figure 6.12 : L'expansion de la face avant de la cible de 30 nm Si_3N_4 dans les directions longitudinale (ce qui correspond à la distance OA) et latérale (la distance OB).....128
- Figure 6.13 : Densité électronique sur l'axe longitudinal d'expansion (correspondant à la distance OA) pour une cible de 15 nm Si_3N_4 en fonction de la distance du bord de la cible pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal. La face avant de la cible était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs..... 128
- Figure 6.14 : La position de la densité électronique 10^{19} cm^{-3} en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour les deux épaisseurs de cible. La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs..... 129
- Figure 6.15 : Les isodensités mesurées pour une distance latérale d'expansion qui correspond à deux fois la distance OB. L'épaisseur de cible est de 15 nm, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est de 11.7 ps. L'image avec des franges d'interférence non nulles a) correspond à la zone étudiée. La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. 130
- Figure 6.16 : Les courbes d'isodensités mesurées pour une distance latérale d'expansion qui correspond à deux fois la distance OB. L'épaisseur de cible est de 15 nm, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est de 43.3 ps. L'image avec des franges d'interférence non nulles a) correspond à la zone étudiée; b) isodensité $7.97 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; c) isodensité $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; d) isodensités $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{18} cm^{-3} . La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. 131
- Figure 6.17 : Les isodensités mesurées pour une distance latérale d'expansion qui correspond à deux fois la distance OB. L'épaisseur de cible est de 15 nm, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est de 680 ps. L'image avec des franges d'interférence non nulles a) correspond à la zone étudiée. b) isodensités 10^{19} cm^{-3} ; $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{18} cm^{-3} . La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. 132
- Figure 6.18 : Les images qui montrent l'expansion d'une cible Si_3N_4 de 10 nm d'épaisseur. La même mesure avec un interféromètre à onde repliée est présentée : a) l'image sans franges (franges nulles) est utilisée comme référence pour l'imagerie directe. La double flèche noire désigne la dimension latérale sur laquelle la densité est intégrée et la ligne discontinue correspond à l'axe sur lequel la longueur d'expansion et la vitesse sont déterminées; b) les franges non-nulles sont introduites parallèlement à la surface de la cible comme référence. La face arrière de la cible est à gauche sur chaque image. Les lignes verticales continues montrent la position de la cible..... 133
- Figure 6.19 : Position du bord de plasma (a) composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 6.18; b) composante latérale de l'expansion, distance OB sur l'image 6.18) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible utilisées. Le bord du plasma correspond au décalage de franges minimum (environ $0.3 \mu\text{m}$) par rapport à l'image de référence. Les courbes continues

correspondent à des courbes de tendance. On regarde la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.....	134
Figure 6.20 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible. L'expansion de la face arrière était observée. L'intensité laser était d'environ 4×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion laser est de 30 fs.....	135
Figure 6.21 : Le rapport des vitesses longitudinale et latérale en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour les deux épaisseurs de cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.....	135
Figure 6.22 : Densité électronique de plasma en fonction de la distance de la surface de cible sur l'axe longitudinal d'expansion (distance OA) pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal. L'épaisseur de cible est de 10 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ 4×10^{19} W/cm ²	136
Figure 6.23 : Densité électronique de plasma en fonction de la distance de la surface de cible sur l'axe longitudinal d'expansion (distance OA) pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal. L'épaisseur de cible est de 30 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ 4×10^{19} W/cm ²	136
Figure 6.24 : La position de la densité électronique 5×10^{18} cm ⁻³ en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour les différentes épaisseurs de cible. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.	137
Figure 6.25 : Iso courbes pour les différentes valeurs du décalage de phase mesuré pour le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal de 20 ps. L'épaisseur de cible est 30 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.....	138
Figure 6.26 : Les sections transverses du décalage de phase en fonction de la distance latérale d'expansion. Chaque courbe correspond à une distance de la surface de cible. Le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal de 20 ps. L'épaisseur de cible est 30 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.....	139
Figure 6.27 : Mesures de la réflectivité des cibles de 15 nm Si ₃ N ₄ et 30 nm Si ₃ N ₄ en fonction de l'intensité laser. La durée d'impulsion laser pour la cible de 30 nm est de 30 fs et 100 fs.	139
Figure 7.1 : Schéma du positionnement de la cible dans les deux géométries expérimentales utilisées: a) l'expansion du plasma est observée sur la face d'incidence du	

laser (face avant ici); b) l'expansion du plasma est observée sur la face opposée à celle d'incidence du laser (face arrière).	143
Figure 7.2 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al : a) face avant ; b) face arrière.....	144
Figure 7.3 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de l'énergie laser pour deux cibles de 200 nm d'épaisseur. La durée d'impulsion est 30 fs. Les résultats pour la face arrière sont présentés.	144
Figure 7.4 : L'expansion longitudinale et latérale de plasma en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al. L'énergie laser est de 1.4 J, la durée d'impulsion est 30 fs.....	146
Figure 7.5 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al. L'intensité laser est d'environ 4×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion laser est 30 fs.	146
Figure 7.6 : Le ratio des vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la Figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est 30 fs.	147
Figure 7.7 : L'expansion longitudinale et latérale de plasma en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al. On regarde la face avant de la cible. L'intensité laser est d'environ 1.2×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion laser est de 100 fs.....	147
Figure 7.8 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al. On regarde la face avant de la cible. L'intensité laser est d'environ 1.2×10^{19} W/cm ² . La durée d'impulsion laser est de 100 fs.....	148
Figure 7.9 : L'expansion de la face avant de la cible de 200 nm dans les directions longitudinale (ce qui correspond à la distance OA sur la figure 3.19) et latérale (la distance OB sur la figure 3.19). La durée d'impulsion laser est de 30 fs.	148
Figure 7.10 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour les cibles de 200 nm Si ₃ N ₄ et 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al. On regarde la face avant de la cible. La courbe continue correspond à une courbe de tendance. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.....	149
Figure 7.11 : Densité électronique le long de l'axe longitudinal d'expansion (correspondant à la distance OA sur la Figure 3.19) pour une cible de 30 nm Si ₃ N ₄ /170 nm Al en fonction de la	

distance du bord de la cible pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal : a) 43.3 ps et 66.7 ps après l'arrivée du faisceau principal; b) 147 ps et 267 ps après le faisceau principal. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 149

Figure 7.12 : La position de la densité électronique 10^{19} cm^{-3} en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. 150

Figure 7.13 : Comparaison de l'expansion longitudinale (point A) et de la densité 10^{19} cm^{-3} pour la cible 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs..... 150

Figure 7.14 : Densité électronique sur l'axe longitudinal d'expansion (correspondant à la distance OA sur la figure 6.19) pour une cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$ en fonction de la distance du bord de la cible pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 100 fs. L'intensité laser était d'environ $1.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 151

Figure 7.15 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion correspond à la distance OA sur l'image 6.18, composante latérale de l'expansion à la distance OB) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 200 nm Si_3N_4 . Énergie laser est de 1.1 J. La durée d'impulsion est de 30 fs. Le bord du plasma correspond au décalage de franges minimum (environ $0.3 \mu\text{m}$) par rapport à l'image de référence. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance. 151

Figure 7.16 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la figure 6.18) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 200 nm. 152

Figure 7.17 : Comparaison des vitesses d'expansion des cibles de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$ et 200 nm Si_3N_4 : a) composante longitudinale (correspond à la distance OA sur la figure 6.18); b) composante latérale (correspond à la distance OB sur la figure 6.18). La durée d'impulsion est de 30 fs. L'intensité laser sur cible est de $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 152

Figure 7.18 : Le rapport des vitesses longitudinale et latérale en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 200 nm. 153

Figure 7.19 : Densité électronique de plasma en fonction de la distance de la surface de cible pour l'axe longitudinal d'expansion (distance OA sur la figure 6.18) pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal laser : a) 10 ps, 50 ps et 150 ps après l'arrivée du faisceau principal; b) 75 ps et 100 ps après le faisceau principal. L'épaisseur de cible est de 200 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. .154

Figure 7.20 : Comparaison de la longueur d'expansion du bord de plasma (point A) et de la densité 10^{18} cm^{-3} pour la cible de 200 nm Si_3N_4 . On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.	154
Figure 7.21 : Mesures de la réflectivité de la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$ en fonction de l'intensité laser. La durée d'impulsion laser était de 30 fs et 100 fs, l'énergie laser 1.4 J. 155	
Figure 8.1 : Évolution de l'énergie totale de la simulation dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (Scisciò, 2013).	160
Figure 8.2 : Carte d'énergie cinétique moyenne des protons accélérés pour une impulsion de 30 fs où les zones plus claires indiquent une concentration d'énergie plus importante. Les longueurs sont données en unités de longueur d'onde (800 nm dans ce cas). Le pas temporel (time step) indique l'instant auquel correspond l'image : ici, c'est environ 189 fs après le début de la simulation car $\tau_0 = \tau_{laser} \approx 2.7 \text{ fs}$. (Scisciò, 2013).	161
Figure 8.3 : Spectre d'énergie de protons accélérés sur la face avant (bleu) et arrière (vert) de la cible par une impulsion de 30 fs avec $I_{laser} = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ (Scisciò, 2013).	161
Figure 8.4 : Spectre d'énergie de protons accélérés sur la face avant (bleu) et arrière (vert) de la cible par une impulsion de 100 fs avec $I_{laser} = 0.3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ (Scisciò, 2013).	162
Figure 8.5 : Énergie de protons accélérés avec une impulsion de 100 fs (face avant : bleu et arrière : vert). La tache focale a été ajustée à $d = 4.2 \mu\text{m}$ afin de compenser pour l'utilisation d'une géométrie bidimensionnelle (tous les autres paramètres sont restés non changés par rapport aux simulations précédentes) (Scisciò, 2013).	164
Figure 8.6 : Cartes d'énergie d'électrons pour le cas d'une impulsion de 100 fs (la même configuration que sur la figure 8.2). Les unités sont en termes de $\sim 6.46 \text{ keV}$; l'énergie est moyennée sur la densité de particules de chaque cellule (Scisciò, 2013).	165
Figure 8.7 : Carte de densité des protons dans le cas d'une impulsion de 100 fs. Les unités sont en termes de la densité maximum (ici $\sim 132 n_c$) (Scisciò, 2013).	166
Figure 8.8 : Spectre de protons accélérés avec une impulsion de 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 15 nm.	167
Figure 8.9 : Évolution de l'énergie totale dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 15 nm.	167
Figure 8.10 : Spectre de protons accélérés avec une impulsion de 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 30 nm.	168
Figure 8.11 : Évolution de l'énergie totale dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 30 nm.	168

Figure 8.12 : Spectre de protons accélérés avec une impulsion de 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 200 nm.	169
Figure 8.13 : Évolution de l'énergie totale dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 200 nm.	169
Figure I.1 : Vue de la chambre expérimentale avec les tables des diagnostics.	181
Figure I.2 : Vue de l'intérieur de la chambre expérimentale avec la roue des cibles au centre.	182
Figure I.3 : La roue avec des cibles et le câble de la motorisation à l'intérieur de la chambre.	183
Figure I.4 : Vue de la chambre cylindrique avec le tube d'entrée du faisceau laser à gauche et le tube de la face arrière du spectromètre TOF à droite.	183
Figure I.5 : Vue d'au-dessus de la chambre expérimentale.	184
Figure I.6 : Intérieur de la chambre.	184
Figure I.7 : Intérieur de la chambre près du point de focalisation.	185
Figure I.8 : Intérieur de la chambre.	185
Figure I.9 : Système d'imagerie du faisceau laser après le miroir plasma.	186
Figure I.10 : Extérieur de la chambre du côté opposé à l'entrée du faisceau laser.	187
Figure I.11 : Côté arrière du spectromètre TOF.	187
Figure I.12 : Interféromètre de Michelson à l'extérieur de la chambre.	188
Figure II.1 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour les cibles de 15 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion 30 fs.	189
Figure II.2 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion 30 fs.	190
Figure II.3 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal. Cibles de 30 nm Si_3N_4 , durée d'impulsion 100 fs.	190

Figure II.4 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.....	191
Figure II.5 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 10 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.....	191
Figure II.6 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.....	192
Figure II.7 : Image interférométrique d'expansion de plasma à partir d'une cible de 30 nm 20 ps après l'arrivée de l'impulsion principale. La zone étudiée est indiquée par un rectangle sur l'image de gauche. La surface de la cible en bas est parallèle aux franges d'interférence. L'axe longitudinal est normal à la surface de la cible. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.	192
Figure II.8 : La zone étudiée d'expansion de plasma à partir d'une cible de 30 nm 20 ps après l'arrivée de l'impulsion principale. Les lignes discontinues indiquent les sections transverses prises à différentes distances de la surface de la cible (les valeurs en μm sont indiquées à droite). On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.	193
Figure II.9 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour des cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion laser 30 fs.	194
Figure II.10 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour des cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion laser 100 fs.	195
Figure II.11 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 200 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.....	195
Figure II.12 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 200 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.....	196

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 : Paramètres expérimentaux et les caractéristiques des faisceaux de protons rapportés dans les publications citées.....59

LISTE DES ABRÉVIATIONS

APR	Accélération par pression de radiation
BOA	<i>Break-Out Afterburner</i>
BWD	<i>Backward</i>
CPA	<i>Chirped Pulse Amplification</i>
DLC	<i>Diamond-like carbon</i>
DMP	Double miroir plasma
ESA	Émission spontanée amplifiée
ESC	Émission synchrotron cohérente
FROG	<i>Frequency Resolved Optical Gating</i>
FWD	<i>Forward</i>
KDP	<i>Potassium dihydrogen phosphate</i>
MER	Miroir électronique relativiste
NCH	<i>Non-containing hydrogen</i>
PIC	<i>Particle-in-Cell</i>
PLMH	Pleine largeur à mi-hauteur
PMT	<i>Photomultiplier tube</i>
RCF	<i>Radiochromic film</i>
RPA	<i>Radiation Pressure Acceleration</i>
SPIDER	<i>Spectral Phase Interferometer for Direct Electric field Reconstruction</i>
TNSA	<i>Target Normal Sheath Acceleration</i>
TOF	<i>Time of flight</i>
WDM	<i>Warm Dense Matter</i>
XPW	<i>Cross-polarized wave</i>
XUV	Extrême ultraviolet

INTRODUCTION

L'invention des lasers dans les années 1960 (Maiman, 1960) a ouvert la route vers un développement continu des technologies et de considérables activités scientifiques dans le but d'augmenter la puissance laser. L'amplification des impulsions laser de très courte durée (~ 30 fs) générées avec des cristaux de Ti:Saphir (Le Blanc et al., 1993), grâce à la technique d'amplification par dérive de fréquence à haute énergie (D. Strickland et G. Mourou, 1985) a permis l'augmentation constante de la puissance crête du laser. Les systèmes laser de ce type disponibles commercialement fournissent une puissance crête au-dessus de 100 TW avec une durée d'impulsion de ~ 30 fs et une énergie par impulsion de quelques joules. Avec la focalisation de ces impulsions jusqu'à une tache de quelques microns, on peut atteindre des intensités de l'ordre de 10^{18} - 10^{20} W/cm². Des valeurs d'intensité laser dépassant 10^{21} W/cm² ont été publiées (Yanovsky et al., 2008). L'interaction de telles impulsions avec la matière mène immédiatement à la génération de plasmas denses et chauds. Les électrons qui oscillent dans le champ laser très intense atteignent des vitesses relativistes (Mourou et al., 2006).

Afin de réaliser certaines applications, il est nécessaire d'atteindre des puissances crête et moyenne élevées en même temps. Ces applications incluent la production de sources de rayonnement secondaire à haute luminosité comme sources de rayons X brillantes ultracourtes (Kieffer et al., 1993; Shepherd et al., 1997), la définition de l'équation d'état (Foord et al., 2004), les études des plasmas denses et chauds (Forsman et al., 1998), l'accélération des particules (électrons, protons, ions) à haute énergie (Fritzier et al., 2003) et l'activation nucléaire (Magill, 2003). Une des applications potentielles de l'accélération de protons par laser est la proton thérapie. Les lois d'échelle pour l'accélération publiées en 2006 (Fuchs et al., 2006) montrent que l'intensité laser sur cible doit être augmentée d'une façon importante pour rendre cette application possible (60-250 MeV).

Pour les intensités laser relativistes et les applications évoquées ci-dessus, le contraste d'intensité d'une impulsion laser est un paramètre non-négligeable. Le contraste d'intensité d'une impulsion laser est le rapport entre l'intensité pic de l'impulsion et l'intensité du bruit de fond (pré-impulsion ou piédestal). Il y a plusieurs échelles de temps au profil temporel d'intensité, chacune correspondant à une source particulière de la dégradation du contraste. À l'échelle de quelques ns jusqu'à environ 20 ns, les imperfections d'une impulsion laser amplifiée proviennent de l'oscillateur ou de l'amplificateur régénératif en forme de pré-impulsions. En

dessous de quelques ns, l'Émission Spontanée Amplifiée (ESA) est générée par l'amplification du bruit de fond dans les cristaux amplificateurs qui peut se propager à travers l'amplificateur. L'ESA forme un piédestal en forme de plateau qui s'étend de l'ordre de nanosecondes avant et après le pic de l'impulsion laser. Si l'intensité du piédestal est suffisamment haute, une cible risque d'être détruite avant l'arrivée de l'impulsion principale. A l'échelle de picoseconde, en dessous de quelques dizaines de ps, la compression imparfaite de l'impulsion amplifiée induit également des pré-impulsions. C'est le contraste cohérent de l'impulsion laser qui correspond à la montée de l'impulsion laser vers l'intensité pic.

Un faible contraste a une grande influence sur la dynamique du couplage de l'énergie d'une impulsion laser vers la cible avec la génération d'un pré-plasma qui peut changer le mécanisme d'interaction (Workman et al., 1996).

Un très bon contraste est aussi nécessaire pour l'accélération d'ions (Fuchs et al., 2006). Bien que différents types de cible, y compris des cibles gazeuses, des gouttelettes d'eau, des clusters, des feuilles minces et épaisses, aient été utilisés pour réaliser l'accélération d'ions, les faisceaux d'ions de meilleure qualité sont détectés avec des cibles à feuilles minces. Beaucoup d'expériences rapportées sur l'accélération de protons ont été réalisées avec un contraste de l'impulsion de l'ordre de 10^5 - 10^7 (Roth et al., 2002; McKenna et al., 2002; Spencer et al., 2003; Kaluza et al., 2004). Pour cela, les feuilles d'aluminium d'épaisseurs supérieures à quelques microns sont habituellement utilisées pour assurer que le piédestal de l'ESA n'induit pas l'expansion de la face arrière de la cible (Roth et al., 2002). L'expansion de la face arrière de la cible est sensible tant à l'intensité qu'à la durée du piédestal de l'ESA avant l'arrivée de l'impulsion principale.

Les expériences récentes et les nombreuses simulations dans le domaine de l'interaction laser plasma ont montré que le taux de conversion du laser en énergie d'un faisceau d'ions peut être augmenté par l'utilisation de cibles ultra minces (d'environ 100 jusqu'à quelques nm) (Fuchs et al., 2006) avec le mécanisme TNSA. Dans ce cas, les électrons sont chauffés de manière plus efficace qu'avec une cible d'épaisseur standard, ce qui permet d'augmenter l'énergie des protons. La diffusion angulaire des électrons chauds est moindre à l'intérieur de la cible à cause de sa faible épaisseur; au final le champ accélérateur à la surface arrière est plus fort que dans le cas des cibles plus épaisses (Fuchs, 2007). Lors des expériences effectuées à l'Institut Max-Born à Berlin sur le système laser Ti:Saphir TW de longueur d'onde 810 nm qui émet 1.2 J dans une impulsion laser de 45 fs de pleine largeur à mi-hauteur (PLMH), l'énergie maximum atteinte était de 13 MeV pour les protons et de

71 MeV/nucléon pour les ions de C^{6+} en utilisant la cible de carbone en phase de diamant (Diamond-like Carbon (DLC)). L'épaisseur optimum de la cible était de 5.6 nm (Steinke et al., 2010) dans ces expériences.

L'utilisation des cibles ultra minces permet aussi d'étudier le chauffage isochore à densité solide. La faible épaisseur (de l'ordre de 10 nm ou l'épaisseur de peau du laser) de la cible permet de chauffer directement tout son volume sur une échelle de temps plus courte que le temps de l'expansion hydrodynamique. Des conditions de forte densité et très haute température peuvent être atteintes, ce qui est intéressant pour les études de la matière ionisée dense et chaude (équations d'état, conductivité etc.). La décompression de la matière est très rapide et produit donc de forts gradients de densité. L'intérêt entre autre de l'utilisation de ces processus est de produire des sources de rayons X thermiques ultracourts.

Plusieurs expériences avec des cibles ultra minces ont été réalisées au sein de l'INRS auparavant (Gallant et al., 1999). Des impulsions subpicoseconde d'émission de type He de faible brillance (500-700 fs), qui indiquaient une décompression très rapide des feuilles d'Al, ont été observées. La durée d'impulsion a été variée de 150 à 400 fs. Avec l'impulsion la plus courte, les résultats montrent que le chauffage proche d'isochore est atteint où la densité et la température du plasma sont plus hautes que celles atteintes avec des cibles épaisses et l'émission X est de plus courte durée. Durant cette thèse j'ai travaillé avec des impulsions plus courtes (de l'ordre de 30 fs et plus), ce qui permet d'étudier dans de nouveaux régimes du chauffage isochore (plus haute température à densité solide). L'objectif de la présente thèse est d'expérimenter les différents moyens de l'amélioration du contraste laser et d'évaluer l'influence de celui-ci sur l'interaction laser cible ultra mince.

L'utilisation d'impulsions ultracourtes et son potentiel pour la génération des plasmas denses chauds ainsi que l'accélération d'ions seront analysés à partir des résultats d'expériences ayant pu être obtenus au cours de plusieurs campagnes sur l'installation 200 TW (25 fs et 5 J) de l'INRS-EMT au Canada.

La thèse sera structurée de la façon suivante :

- Dans le Chapitre 1 les bases de l'interaction entre un laser de puissance et une feuille ultra mince sont présentées. Je décris le régime relativiste d'interaction. Les différents mécanismes d'absorption et d'accélération d'ions qui entrent en jeu sont évoqués.

- Le Chapitre 2 trace l'état de l'art des expériences réalisées avec des feuilles ultra minces en chauffage isochore (génération des plasmas denses et chauds) et la détente d'une cible, l'émission d'harmoniques, la transparence induite et l'accélération d'ions. La notion du contraste d'une impulsion laser est expliquée plus en détail. Les travaux réalisés auparavant au sein du laboratoire ALLS sont également présentés.
- Les moyens expérimentaux et les outils nécessaires aux études de l'interaction laser - cible ultra mince sont décrits dans le Chapitre 3, tels que le système laser 200 TW du ALLS, les outils de la caractérisation d'une impulsion laser y compris les mesures du contraste. Les deux géométries expérimentales utilisées lors de cette thèse seront décrites avec une chambre à vide comme élément central. Les différents diagnostics permettent d'évaluer l'interaction laser plasma.
- Dans le Chapitre 4 il s'agit de l'amélioration de la qualité du faisceau laser. Je présente les techniques utilisées pour l'augmentation du contraste d'une impulsion laser (miroir plasma, absorbant saturable, XPW). Il est aussi important de corriger le front de phase du faisceau laser après sa compression pour obtenir une tache focale optimale. Dans ce but, nous avons utilisé le miroir déformable décrit dans ce chapitre.
- Le Chapitre 5 donne l'information sur l'interaction laser avec une cible mince de 80 nm d'épaisseur, y compris l'analyse qualitative des images de l'ombroscopie et de l'émission thermique du plasma, les énergies de coupure des faisceaux de protons et le taux de réflectivité des cibles.
- Le Chapitre 6 présente les résultats expérimentaux obtenus avec les cibles solides ultra minces (10-30 nm d'épaisseur). L'analyse qualitative et quantitative de l'expansion des cibles est complétée par l'information sur l'énergie des faisceaux de protons accélérés obtenue avec un spectromètre de temps de vol.
- Le Chapitre 7 présente les résultats expérimentaux obtenus avec les cibles solides minces (200 nm d'épaisseur).
- Dans le Chapitre 8 les résultats sont discutés et comparés à des simulations PIC 2D.

- Le Chapitre 9 contient les conclusions sur le travail réalisé et les résultats obtenus ainsi que les perspectives.

CHAPITRE 1 : INTERACTION LASER DE PUISSANCE FEUILLE ULTRA MINCE

1.1. Introduction

L'évolution avancée des technologies laser a permis l'accès aux régimes d'interaction laser-matière relativistes et une toute nouvelle physique. Le Chapitre 1 introduit les propriétés les plus importantes d'une impulsion laser relativiste et donne une description de son interaction avec la matière. La physique pertinente à l'interaction laser-plasma aux intensités relativistes est décrite. Plusieurs mécanismes du transfert de l'énergie laser aux électrons sont présentés. Le sous chapitre 1.7 contient une brève description de différents scénarios d'accélération d'ions.

1.2. Régime d'interaction laser matière

L'ionisation de la matière solide commence à partir de l'intensité laser de $1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ par des mécanismes comme l'absorption multi photonique ou par les collisions produites par le chauffage de la cible. Quand l'intensité atteint $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, le champ électrique du laser est suffisamment fort pour ioniser les atomes par l'effet tunnel et par l'abaissement du potentiel qui lie l'électron à l'atome. Ainsi, dans le régime d'intensités étudié ($I > 1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$), l'impulsion principale interagit directement avec un plasma ayant un degré d'ionisation qui correspond à ce niveau d'intensité.

Si on considère des intensités relativistes, le champ électrique laser crée des oscillations d'électrons du plasma à une vitesse qui se rapproche de celle de la lumière, d'où un traitement relativiste des équations. Il faut tenir compte du champ magnétique de la lumière qui modifie de manière considérable l'interaction à travers la force de Lorentz. Le mouvement d'un électron dans un champ électromagnétique est décrit par l'équation de Lorentz (Gibbon, 2005):

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d(\gamma m_e \mathbf{v})}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

avec le facteur relativiste

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \sqrt{\frac{1+p^2}{m^2 c^2}}. \quad (2)$$

Dans cette équation \mathbf{p} est le vecteur impulsion, \mathbf{E} et \mathbf{B} étant les champs électrique et magnétique d'une onde électromagnétique.

Dans le cas d'électrons non-relativistes ($v/c \ll 1$), le terme $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ peut être négligé, et la vitesse d'oscillation d'électrons maximum v_0 est utilisée pour définir l'amplitude du potentiel vecteur a_0 normalisé caractérisant l'énergie de l'électron :

$$a_0 = \frac{v_0}{c} = \frac{eE_0}{m_e \omega c}. \quad (3)$$

L'intensité laser et le potentiel vecteur sont liés par la relation :

$$I\lambda^2 = 2\pi^2 a_0^2 \frac{\epsilon_0 m_e^2 c^5}{e^2} \approx a_0^2 \times 1.37 \times 10^{18} [W/cm^2 \cdot \mu m^2] \quad (4)$$

avec la permittivité du vide ϵ_0 et la vitesse de lumière dans le vide c .

Ce modèle traite seulement le cas d'un électron libre soumis à un champ laser intense. Cependant, les électrons se déplacent sous l'effet d'une résultante de l'onde laser incidente et réfléchi. La surface de la cible étant presque immédiatement ionisée, la description complète des mécanismes qui rentrent en jeu pendant l'interaction doit tenir compte du plasma dont l'électron fait partie.

1.3. Propagation de l'impulsion laser dans le plasma

Lors de l'interaction d'une impulsion laser avec un plasma, les électrons se déplacent dans le champ intense alors que les ions restent immobiles. Cette séparation de charges crée un champ électrique uniforme et induit une force de rappel. La fréquence de résonance de l'oscillation résultante est la fréquence plasma ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 \bar{\gamma} m_e}}, \quad (5)$$

où $\bar{\gamma}$ est l'augmentation moyenne de la masse d'un électron par cycle (Lefebvre and Bonnaud, 1995):

$$\bar{\gamma} = \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}. \quad (6)$$

Si l'on considère la relation de dispersion des ondes électromagnétiques dans un plasma (Eliezer, 2002):

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2, \quad k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2}, \quad (7)$$

où la fonction diélectrique du plasma ϵ est liée à l'indice de réfraction par $n_R = \sqrt{\epsilon}$, ω_p définit les propriétés du plasma comme étant transparent (sous-dense) si $\omega > \omega_p$ et opaque (surdense) si $\omega < \omega_p$. Le vecteur d'onde k devient imaginaire si $\omega/\omega_p < 1$ et ainsi les champs électriques et magnétiques subissent la décroissance exponentielle. L'onde laser ne peut se propager dans le plasma que si le vecteur d'onde k est réel. Toutefois, une composante évanescente pénètre dans la région surdense jusqu'à une longueur caractéristique, l'épaisseur de peau non-collisionnelle l_s pour laquelle le champ électromagnétique se réduit d'un facteur $1/e$:

$$l_s = \frac{c}{\omega_p}. \quad (8)$$

La transition entre la dispersion et l'absorption ($\omega = \omega_p$) est définie par la densité critique n_c :

$$n_c = \frac{\bar{\gamma} m_e \omega^2 \epsilon_0}{e^2} \approx 1.1 \times \bar{\gamma} \times 10^{21} \left[\frac{\lambda_L}{\mu m} \right] \text{ cm}^{-3}. \quad (9)$$

Comme la valeur de la densité critique est environ 2.5 ordres de grandeur inférieure à la densité solide typique, il est possible que l'impulsion laser incidente soit réfléchi par la surface plasma surdense (surcritique). Mais le faisceau laser incident avec un profil temporel ne sera pas complètement réfléchi. Avec l'ionisation de la cible et le début d'expansion du plasma dans le vide, la partie pic de l'impulsion laser va interagir avec un gradient plasma partiellement sous-dense dans lequel des différents mécanismes d'interaction et d'absorption auront lieu. Puisque la fréquence plasma dépend de l'intensité laser dans le cas relativiste ($\bar{\gamma} > 1$) et la tache focale du laser est supposée avoir le profil gaussien d'intensité, l'indice de réfraction démontre une dépendance spatiale qui peut causer une focalisation. Cet effet est appelé l'auto focalisation relativiste (Hora, 1975).

1.4. Force pondéromotrice

La pression de l'onde électromagnétique incidente sur une surface raide est donnée par la pression de radiation p_L :

$$p_L = \frac{I}{c} (1 + \eta_R), \quad (10)$$

où η_R est le coefficient de réflexion et c est la vitesse de la lumière dans le vide. La force

pondéromotrice par unité de volume est liée au gradient de la pression de radiation mais les champs électromagnétiques doivent être définis pour calculer cette force (Eliezer, 2002).

Dans le cas d'un électron qui se propage avec une vitesse non-relativiste, l'influence du champ magnétique $((\mathbf{v} \times \mathbf{B}))$ est négligeable comparée au champ électrique, et l'électron oscille parallèlement à $E(r)$. La force pondéromotrice dans ce cas est proportionnelle au gradient de E^2 et les électrons seront repoussés de la région de plus hautes intensités. La description complète relativiste prend en considération le facteur $(1/\bar{\gamma})$ (Quesnel and Mora, 1998):

$$f_{P,rel} = -\frac{e^2}{4m_e\bar{\gamma}\omega^2}\nabla E^2(r). \quad (11)$$

L'angle d'éjection d'un électron du point focal par rapport à l'axe de propagation du faisceau laser est défini par le ratio des composantes longitudinale et transverse du vecteur impulsion :

$$\tan \theta = \frac{p_x}{p_y} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}. \quad (12)$$

1.5. Absorption du laser dans le plasma

1.5.1. Absorption collisionnelle

Comme nous avons vu ci-dessus, une impulsion laser intense incidente sur un plasma surdense sera partiellement absorbée. Dans le cas d'intensités laser modérées, un électron absorbe un photon en collision avec un ion ou un autre électron. Le processus est appelé **Absorption collisionnelle** ou **Bremsstrahlung Inverse**.

La fréquence de collisions électron-ion est donnée par (Kruer, 2003),

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \frac{(2\pi)^{1/2} Z_i^2 e^4 n_i \ln(\Lambda)}{(k_B T_e)^{3/2} m_e^{1/2}} \simeq 2.91 \times 10^{-6} \frac{Z_i^2 n_i \ln(\Lambda)}{T_e (eV)^{3/2}} [s^{-1}], \quad (13)$$

avec la densité ionique n_i , le degré d'ionisation Z_i , la température électronique T_e et le logarithme de Coulomb $\ln(\Lambda) = \frac{b_{max}}{b_{min}}$, où b_{max} et b_{min} sont les valeurs maximum et minimum du paramètre d'impact b . Dans un plasma, les interactions lointaines sont écrantées par des particules chargées autour, donc il y a une valeur finie pour la longueur d'interaction $b_{max} = \lambda_D$. λ_D est la longueur de Debye caractérisant la distance d'écrantage des champs dans un plasma :

$$\lambda_D = \frac{v_{te}}{\omega_p} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right), \quad (14)$$

où v_{te} est la vitesse thermique des électrons. La longueur typique d'écart à la neutralité est représentée par la longueur de Debye. Elle définit la façon dont les champs électriques locaux s'établissent. La distance minimum b_{min} est donnée par la distance d'approche la plus proche $b_{min} = l_{pp}$, ce qui donne

$$\Lambda = \frac{\lambda_D}{l_{pp}} = \frac{9N_D}{Z_i}, \quad (15)$$

où $N_D = \frac{4\pi\lambda_D^3 n_e}{3}$ est le nombre de particules dans une sphère de Debye.

Comme la température moyenne électronique est liée au potentiel vecteur, la fréquence de collisions peut être exprimée en fonction de l'intensité laser. Si le temps efficace entre les collisions électron-ion τ_{ei} est plus long que la durée d'impulsion laser t_p

$$\tau_{ei} = 1/\nu_{ei} > t_p, \quad (16)$$

l'interaction peut être considérée non-collisionnelle, parce que les collisions deviennent négligeables avec l'augmentation de la température électronique et la vitesse d'oscillation des électrons est supérieure à leur vitesse thermique, ainsi les mouvements collectifs dominent la dynamique du plasma (Gibbon, 2005). Cette condition est remplie dans notre cas, pour une impulsion laser de l'ordre de 30 fs et l'intensité supérieure à 10^{15} W/cm² qui interagit avec un plasma à la densité solide ($n_i = 10^{23}$ cm⁻³).

Le changement de l'intensité laser I , qui passe à travers un plasma dans la direction z , est donné par

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa_{ib}I, \quad (17)$$

où κ_{ib} est le taux d'amortissement spatial ou le coefficient d'absorption.

Pour un plasma de longueur L , la fraction absorbée de l'énergie laser α_{abs} est donnée par

$$\alpha_{abs} = \frac{I_{in} - I_{out}}{I_{in}} = 1 - \exp\left(-\int_0^L \kappa_{ib} dz\right) \quad (18)$$

où I_{in} et I_{out} sont les intensités laser d'entrée et sortie respectivement. Pour une faible absorption, $\kappa_{ib}L \ll 1$ et ainsi $\alpha_{abs} \cong \kappa_{ib}L$, alors que pour une forte absorption $\alpha_{abs} \rightarrow 1$.

À haute intensité laser, $I > 10^{15}$ W/cm², le champ électrique élevé du laser va modifier la distribution thermique des électrons, ainsi modifiant la fréquence collisionnelle électron-ion ν_{ei} .

Dans ce cas, le taux d'amortissement spatial, κ_{ib} , dépend de l'intensité laser, I . Ainsi, dans ce domaine d'intensités l'absorption collisionnelle est appelée bremsstrahlung non-linéaire.

Pour des intensités laser auxquelles l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ électrique du laser est comparable à leur énergie thermique, la vitesse électronique thermique moyenne au carré, v_{Te}^2 , devient

$$v_{eff}^2 = v_{Te}^2 + v_o^2. \quad (19)$$

Le taux d'amortissement spatial d'énergie laser par bremsstrahlung inverse, κ_{ib} , évolue suivant $T_e^{-3/2} \propto [(v_{eff}^2)^{1/2}]^{-3}$, et à de hautes intensités laser κ_{ib} est remplacé par

$$\kappa_{ib} \rightarrow \frac{\kappa_{ib}}{\left[1 + \left(\frac{v_o^2}{v_{Te}^2}\right)\right]^{3/2}} \propto \frac{1}{E_L^3} \propto \frac{1}{I_L^{3/2}} \quad (20)$$

pour $v_o/v_{Te} > 1$, et avec une expansion de Taylor du dénominateur

$$\kappa_{ib} \rightarrow \frac{\kappa_{ib}}{1 + \frac{3}{2}\left(\frac{v_o^2}{v_{Te}^2}\right)} \quad (21)$$

pour $v_o/v_{Te} < 1$.

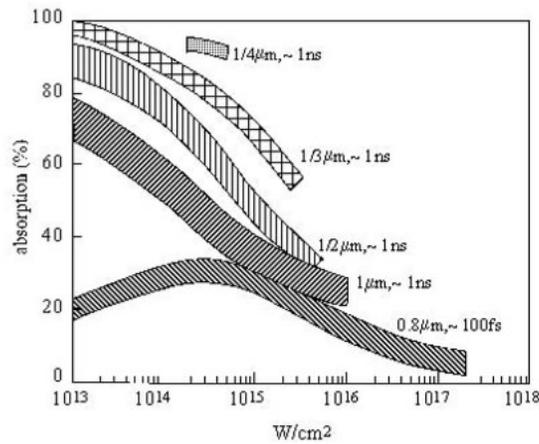


Figure 1.1 : Données expérimentales de l'absorption laser par des cibles solides avec un nombre atomique bas. Le laser irradie la cible perpendiculairement (Eliezer, 2002).

Les valeurs expérimentales de l'absorption pour un solide avec un nombre atomique Z bas (par exemple, aluminium) en fonction de l'intensité laser incidente I_L sont données sur la Figure 1.1. Le comportement est différent entre une impulsion longue (de l'ordre de 1 ns) à

plusieurs longueurs d'onde (0.25 μm , 0.33 μm , 0.5 μm , 1 μm) et une impulsion courte à une longueur d'onde de 0.8 μm .

1.5.2. Absorption résonante

Dans le cas standard (Ginzburg, 1964) une impulsion laser en polarisation P subit un effet tunnel vers la surface de densité critique ($n_e = n_c$), où elle induit une onde plasma (figure 1.2). Cette onde croît en quelques périodes laser et est habituellement réduite soit par collisions à de basses intensités soit par un piégeage des particules et le déferlement de vagues de hautes intensités.

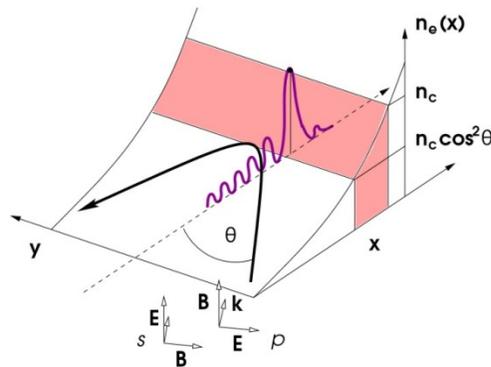


Figure 1.2 : Géométrie d'une onde plane incidente sur un profil de densité de plasma pour la lumière polarisée P (le champ E dans le plan de ∇n_e), et pour la lumière polarisée S , (le champ E dans la direction z). Dans le dernier cas la résonance est absente.

Pour des grandes longueurs d'échelle de densité qui sont habituellement définies par l'inégalité $kL \gg 1$, où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde laser et $L^{-1} = \left| \frac{d}{dx} \log N_e \right|_{x=x_c}$, la fraction d'absorption dépend du paramètre $\xi = (kL)^{1/3} \sin \theta$, où θ est l'angle d'incidence (Denisov, 1957). Dans cette limite, l'absorption angulaire est donnée par la courbe $\phi(\xi)$ présentée sur la figure 1.3.

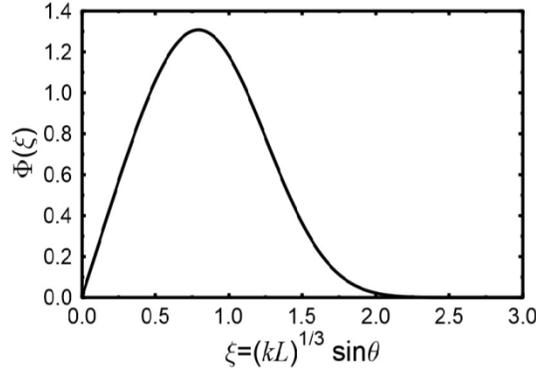


Figure 1.3 : La fonction de Denisov : le comportement auto-similaire de l'absorption résonante pour de grandes longueurs d'échelle de densité (Denisov, 1957).

Elle peut être approximée par

$$\phi(\xi) \simeq 2.3\xi \exp\left(-\frac{2\xi^3}{3}\right), \quad (22)$$

et l'absorption fractionnelle est donnée par:

$$\eta_{ra} = \frac{1}{2}\Phi^2(\xi). \quad (23)$$

Avec un amortissement modéré, l'absorption est d'environ 60% à l'angle d'incidence optimum donné par

$$\sin \theta_{opt} = 0.8(kL)^{-1/3}. \quad (24)$$

Alors, une impulsion laser en polarisation P à incidence oblique sur un gradient plasma est réfléchi à une densité inférieure à la densité critique:

$$n_e = n_c \cos^2 \theta, \quad (25)$$

où θ est l'angle d'incidence. La composante du champ électrique perpendiculaire à la surface de la cible pénètre à travers le point de réflexion et excite une onde plasma électronique résonante. Le spectre énergétique des électrons accélérés se présente sous forme de la distribution de Boltzmann (Forslund et al., 1977).

1.5.3. Absorption de Brunel

Si l'amplitude des oscillations des électrons x_p qui oscillent le long du gradient de densité est supérieure à la longueur de gradient plasma L , la résonance disparaît. L'amplitude des oscillations est définie par

$$x_p \approx \frac{eE_0}{m_e \omega^2} = \frac{v_0}{\omega} \quad (26)$$

et ne peut pas être supérieure à L . Toutefois, les électrons qui sont proches de l'interface plasma-vide peuvent être accélérés dans le vide durant un demi-cycle laser et retourner quand le champ s'inverse. Ils traversent la surface de la densité critique et se propagent dans le plasma surdense, où ils sont en dehors de la sphère d'influence du champ électrique et peuvent accumuler de l'énergie (Brunel, 1987).

1.5.4. Chauffage relativiste $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$

Pour un champ laser incident sur un profil de densité très raide, il y a un autre mécanisme où les électrons sont directement accélérés par le laser qui s'appelle le chauffage relativiste $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, qui a été découvert par Kruer et Estabrook (Kruer and Estabrook, 1985). La différence principale de ce mécanisme avec l'absorption de Brunel est la force motrice qui est la composante $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ de la force Lorentz. Elle oscille dans la direction longitudinale à deux fois la fréquence laser ω . Une onde à la polarisation linéaire $E = \omega E_0 \sin(\omega t - kx)$ crée une force longitudinale :

$$F_x = -\frac{m}{4} \frac{\partial v_0^2(x)}{\partial x} (1 - \cos 2\omega t). \quad (27)$$

Le premier terme peut être identifié comme une composante x de la force pondéromotrice qui pousse les électrons à l'intérieur du gradient plasma. La deuxième composante chauffe les électrons. Ce mécanisme est le plus efficace pour une incidence normale et des vitesses vibrationnelles électroniques qui sont relativistes, pour $a_0 > 1$.

1.6. Hole Boring

La surface de la densité critique est modifiée par la force pondéromotrice, comme nous avons vu précédemment. Sur le bord raide d'un plasma la pression de l'onde électromagnétique incidente est donnée par la pression de radiation (p_L), ce qui induit un perçage de trou (Hole Boring en anglais) dans le plasma surdense. Ceci est le résultat d'un déséquilibre entre le courant ionique dans la cible et la pression de radiation $p_i \ll p_L$ (Wilks et al., 1992), ce qui mène à la formation d'une onde de choc électrostatique qui se propage dans la cible à une vitesse constante. La vitesse peut être calculée en supposant l'équilibre :

$$n_i m_i v_i^2 = \frac{I}{c} (1 + \eta_R), \quad (28)$$

où n_i , m_i et v_i sont la densité ionique, la masse et la vitesse d'un ion respectivement.

Compte tenu de la conservation du nombre et de l'impulsion (Wilks et al., 1992), si on exprime l'intensité laser comme $I = \frac{1}{2} m_e a_0^2 c^3 n_c$, la vitesse ionique peut être obtenue à partir de l'équation précédente :

$$\frac{v_i}{c} = \sqrt{\frac{Z m_e n_c (1 + \eta_R)}{2 m_i n_e}} a_0, \quad (29)$$

avec le nombre de charges ioniques Z . Dans le cas d'un laser avec $a_0 = 5$ qui arrive sur cible avec $\frac{n_e}{n_c} = 500$, cela donne une vitesse de $\sim 0.02c$.

1.7. Accélération d'ions par laser

Dans cette section les mécanismes d'accélération des ions par laser pertinents à cette thèse seront évoqués.

Actuellement, l'accélération directe des ions par le champ laser nécessite l'augmentation de l'intensité des systèmes existants à cause de la masse ionique élevée. L'énergie cinétique qu'une particule chargée de masse m peut gagner est donnée par le potentiel pondéromoteur (Gibbon, 2005; Wilks et al., 1992):

$$\Phi_p = mc^2(\gamma - 1) = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{a_0^2}{1836^2}} - 1 \right). \quad (30)$$

Si le potentiel vecteur $a_0 = 5$, dans le cas des protons $\Phi_p \approx 3.5$ keV, ce qui est négligeable par rapport à la gamme d'énergie des ions de l'ordre de dizaines de MeV. L'intensité laser doit atteindre 5×10^{24} W/cm² ($a_0 = 1836$) pour que les ions soient accélérés à des vitesses relativistes durant un cycle laser, et l'accélération laser est alors en régime de piston (Esirkepov et al., 2004).

Il y a des mécanismes efficaces de transfert d'énergie laser vers les électrons, ce qui mène à de différents chemins d'accélération des ions, dépendamment des paramètres expérimentaux comme l'intensité ou le contraste de l'intensité d'une impulsion laser ainsi que les propriétés de la cible. Les premières expériences effectuées à partir de la fin des années 70 et observant des faisceaux d'ions issus de l'interaction laser-matière n'ont pas atteint les limites

potentielles de l'énergie maximale et des propriétés de tels faisceaux d'ions. Lors de ces premières expériences, des cibles étaient irradiées par des lasers CO₂ ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) avec des durées d'impulsions $< 1 \text{ ns}$ et des intensités $I\lambda^2$ crêtes de l'ordre de 10^{17} - $10^{18} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^2$ (Begay et al., 1982). Les ions provenaient de la face de la cible irradiée par le laser, avec une grande divergence angulaire et une énergie de quelques 100 keV/nucléon. Les protons étaient originaires d'impuretés sur les surfaces des cibles. Ces expériences, reproduites avec un laser Nd:verre à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ont donné des résultats similaires, où l'énergie d'ions était accrue grâce à l'intensité laser augmentée (Fews et al., 1994). Les simulations des expériences ont montré que l'accélération des ions pouvait être traitée du point de vue de l'expansion de plasma dans le vide, considéré isotherme en première approche (Gitomer et al., 1986) ou adiabatique. Les premières simulations PIC (non-collisionnelles) ont prouvé que le rendement de conversion d'énergie dans les ions pouvait être haut (30% de l'énergie vers le plasma), d'autres simulations (Glinsky et al., 1995) et expériences (Guethlein et al., 1995) montraient des valeurs un peu moindres (20% de conversion en énergie des électrons aux ions). La création de lasers ultra-intenses avec des impulsions très courtes a ouvert la route vers des faisceaux d'ions énergétiques et collimatés qui sont plus intéressants que ceux générés auparavant.

Esirkepov et al. (2006) ont trouvé une loi d'échelle empirique pour le cas des impulsions laser avec un contraste temporel très haut (une impulsion gaussienne). Grâce à des simulations PIC multiparamétriques il a été établi que l'énergie d'ions maximum pour une intensité laser donnée dépend d'une densité surfacique normalisée :

$$\sigma = \pi \frac{n_e D}{n_c \lambda_L}, \quad (31)$$

où D est l'épaisseur de la cible et λ_L est la longueur d'onde du laser. Dans ce cas, l'énergie maximum des ions est obtenue pour la densité surfacique optimum :

$$\sigma_{opt} \approx 3 + 0.4 \times a_0, \quad (32)$$

où a_0 est l'amplitude du potentiel vecteur normalisé.

La cible simulée contient deux couches : la première couche contient de l'aluminium complètement ionisé et la deuxième couche est un revêtement de protons. Dans le cas de cibles minces et de durée d'impulsion laser optimum, l'énergie des ions maximum suit la loi d'échelle de la racine carrée de la puissance laser. À plus haute intensité, quand la pression de radiation du champ laser devient dominante, la plupart de l'énergie de l'impulsion laser est transformée en énergie d'ions.

En outre, un régime dominé par la pression de radiation est réalisable à des intensités plus basses si on élimine le chauffage électronique en changeant la polarisation de linéaire à circulaire et en utilisant l'incidence normale sur cible (Macchi et al., 2005). Pour ce mécanisme, l'énergie maximum d'ions est proportionnelle à l'intensité laser. Présentement, ce régime est probablement optimal pour les systèmes laser existants en termes d'énergie maximum d'ions, d'efficacité et est le plus intéressant du point de vue comportemental avec l'intensité laser.

L'accélération d'ions par laser dépend d'une grande variété de paramètres. Le but est de trouver l'optimum, en commençant par le régime de Target Normal Sheath Acceleration vers l'Accélération par Pression de Radiation (Radiation Pressure Acceleration ou RPA en anglais).

1.7.1. Régime Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

Comme tous les mécanismes d'accélération d'ions en dessous de l'intensité laser 10^{24} W/cm^2 , le mécanisme TNSA est un mécanisme indirect. L'énergie laser est transférée vers l'énergie cinétique des électrons du plasma qui, à leur tour, accélèrent les ions.

Les premières expériences ont été réalisées par différents groupes au début des années 2000 (Snavely et al., 2000; Hatchett et al., 2000; Maksimchuk et al., 2000). Il a été identifié par la suite que les protons dans le spectre ionique proviennent des couches d'impuretés d'hydrocarbures et de l'eau sur la surface de la cible (Allen et al., 2004). Ces faisceaux d'ions accélérés par laser ont des caractéristiques très intéressantes : la longueur de paquets est très faible, l'accélération ayant lieu sur $\sim 10 \mu\text{m}$; le spectre d'énergies est continu jusqu'à l'énergie de coupure; la taille de la source étant de l'ordre de quelques μm ; le faisceau est laminaire (avec une correspondance parfaite entre l'angle d'émission et la position des particules lorsqu'elles sont émises : dans l'espace des phases angle-position le faisceau se retrouve suivant une droite parfaite), son émittance¹ est 10-100 fois plus faible que dans des accélérateurs conventionnels (Borghesi et al., 2004; Sokollik et al., 2008). Le taux de conversion de l'énergie laser vers l'énergie cinétique d'ions est $\leq 1\%$ (Fuchs et al., 2006). Wilks et al. ont présenté un scénario (Wilks et al., 2001) à partir duquel les lois d'échelle ont été déduites. Elles décrivent l'accélération comme une expansion isotherme d'un plasma non-collisionnel (Mora, 2003; Albright et al., 2006) dépendant de plusieurs paramètres (Fuchs et al., 2006; Schreiber et al., 2006). Ils ont trouvé que l'accélération des ions est effectuée perpendiculairement aux faces de

¹ L'émittance transverse normalisée se calcule de la manière suivante : $\varepsilon_N = (|p|/mc) [\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2]^{1/2}$ où m est la masse des ions, c est la vitesse de la lumière, x indique la position des particules dans l'enveloppe du faisceau et $x' = p_x/p_z$ est la divergence des particules, si l'axe de propagation est z .

la cible avec un petit angle de divergence, qui peut être expliqué par la courbure de la gaine accélératrice (Brambrink et al., 2006). On peut distinguer deux régimes TNSA différents par le contraste d'une impulsion laser, c'est-à-dire la relation entre l'intensité pic de l'impulsion principale et l'intensité du piédestal. Comme le mécanisme TNSA est basé sur l'absorption de l'impulsion laser dans le plasma sous-dense sur la face avant de la cible, le piédestal de l'impulsion doit être assez intense pour ioniser les atomes et, d'autre part, assez faible pour ne pas endommager la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Ainsi, le contraste d'une impulsion laser nécessaire pour la réalisation de ce mécanisme reste dans la gamme 10^{-5} - 10^{-9} en fonction du système laser utilisé.

Le piédestal d'une impulsion laser crée un plasma sous-dense sur la face avant de la cible, et l'impulsion principale interagit avec ce pré-plasma qui a un profil de densité exponentiel. La longueur caractéristique où la densité diminue de solide à critique est $L = c_s \tau_p$, où c_s est la vitesse du son et τ_p est la durée d'impulsion laser. L est de l'ordre de quelques microns. Le taux de transfert de l'énergie laser vers l'énergie cinétique des électrons est donné par la loi d'échelle suivante :

$$\eta \approx a(I_L \lambda^2)^{3/4} \approx 1.68 \times 10^{-15} \times I_L^{3/4} [W/cm^2], \quad (33)$$

les valeurs typiques sont 10-50% (Snavely et al., 2000; Malka et al., 1997; Amiranoff, 2001).

Initialement, les ions restent immobiles alors que les électrons sont accélérés dans la direction du gradient de densité du pré-plasma. Lors de leur propagation dans la cible, les électrons chauds sont déviés par des électrons froids ou les ions. En sortant de la cible sur la face arrière, une grande partie des électrons retourne dans la cible sous la force de leur champ auto-induit car leur énergie n'est pas suffisante pour s'échapper. Nous avons un équilibre avec un nombre constant d'électrons sortis de la feuille. La distance de l'écart des électrons de la cible est définie par une longueur caractéristique égale à la longueur de Debye

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}, \quad (34)$$

avec la température des électrons chauds T_e qui est donnée par le potentiel pondéromoteur. La densité électronique n_e derrière la cible peut être estimée par le nombre d'électrons chauds à partir de l'efficacité η , le volume qu'ils occupent et l'angle de divergence. Le champ électrique quasi électrostatique établi est défini par

$$F_0 \approx \frac{k_B T_e}{e \lambda_D}, \quad (35)$$

qui atteint les valeurs de l'ordre de TV/m pour l'intensité laser de 10^{19} W/cm². Les atomes à proximité de la face arrière sont immédiatement ionisés par le champ.

L'accélération des ions peut être modélisée comme une expansion isotherme qui donne un spectre de forme maxwellienne et une énergie de coupure raide (Mora, 2003)

$$E_{max} \approx 2Zk_B T_e \left(\ln \frac{2\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_E}} \right)^2, \quad (36)$$

avec le nombre d'Euler e_E et la fréquence ionique du plasma $\omega_{pi} = \sqrt{Zn_{e0}e^2/\epsilon_0 m_i}$, où Zn_{e0} est la densité ionique initiale et m_i est la masse d'un ion. Le temps d'accélération t est de l'ordre de la durée d'impulsion laser τ_L . La meilleure approximation du temps d'accélération des résultats expérimentaux, $t \approx 1.3\tau_L$ a été trouvée par Fuchs et al. Les lois d'échelle déduites par ce groupe montrent que l'énergie de coupure des faisceaux de protons augmente avec l'intensité laser selon une loi en racine carrée de l'intensité pour des impulsions longues (≥ 300 fs) et proportionnellement à l'intensité pour des impulsions courtes. Le mécanisme principal impliqué dans la génération de ces faisceaux de protons est l'accélération électrostatique de protons sur la face arrière (non-irradiée) de la cible (Fuchs et al., 2006).

Pour privilégier l'accélération des ions plus lourds que les protons, la couche contaminante peut être enlevée de la cible par chauffage résistif ou par ablation laser (Zepf et al., 2003; Hegelich et al., 2006, 2002). La géométrie de la cible peut être modifiée pour atteindre un spectre d'ions quasi-monoénergétique avec un écart d'énergie $< 20\%$. Des cibles à masse limitée ont été l'objet d'études théoriques (Psikal et al., 2006) et expérimentales (Henig et al., 2009a) grâce à une augmentation anticipée de l'efficacité et de l'énergie d'ions maximum comparé à l'utilisation des cibles de feuilles d'épaisseur similaire. Il a été démontré dans plusieurs publications (McKenna et al., 2007; Sokollik et al., 2008) que la gaine électronique sur la face arrière de la cible s'étend latéralement en diminuant le champ accélérateur. Le but d'utiliser des cibles à masse réduite est de réduire cette étendue électronique en réduisant la surface de la cible. Dans ce cas, les électrons sont confinés plus longtemps et sur une plus petite surface, les champs accélérateurs étant ainsi plus forts. Une autre modification à faire est une application d'un point enrichi d'hydrogène sur la face arrière de la feuille pour augmenter la quantité de protons dans la partie centrale (Schwoerer et al., 2006; Pfothenauer et al., 2008).

Le mécanisme TNSA fonctionne pour certaines limites du contraste de l'impulsion laser et peut être modélisé par une expansion isotherme d'un plasma quasi neutre pour une durée de temps de l'ordre d'une impulsion laser (Albright et al., 2006; Schreiber et al., 2006). Ce modèle

n'est plus approprié pour un très haut contraste ($< 10^{-11}$) et une impulsion courte, car la longueur caractéristique du plasma est de l'ordre de la longueur de Debye des électrons chauds. Le modèle d'une expansion adiabatique est plus pertinent pour décrire cette situation (Murakami and Basko, 2006; Andreev et al., 2008, 2009). Les électrons recirculent entre la cible et les gaines de Debye, d'une part sur la face avant irradiée par le laser et d'autre part sur la face arrière (Sentoku et al., 1999). Si on suppose que le nombre d'électrons chauds qui restent à l'extérieur de la cible (comme dans le cas de TNSA standard) est constant, cela donne la dépendance de l'énergie ionique maximum en fonction de l'épaisseur de la cible.

Pour les épaisseurs de cible de l'ordre de quelques 100 nm, l'étape principale de l'accélération d'ions dans le plasma en détente commence après l'impulsion laser. L'accélération continue presque de façon symétrique de deux côtés de la cible et diminue après le refroidissement adiabatique des électrons rapides.

1.7.2. Accélération par pression de radiation

Un nouveau mécanisme d'accélération d'ions par laser a attiré beaucoup d'attention vers la fin des années 2000 (Macchi et al., 2005, 2010; Zhang et al., 2007) dans lequel les particules sont accélérées directement par la pression de radiation laser. Il a été démontré qu'à une intensité laser de l'ordre de 10^{24} W/cm² le RPA (Radiation Pressure Acceleration en anglais) domine les autres mécanismes et que les ions pourraient atteindre des vitesses relativistes durant un cycle laser (Esirkepov et al., 2004).

Le scénario RPA comprend deux phases : 1) la phase initiale, dans laquelle les électrons sont accumulés jusqu'à un équilibre car les ions de la cible sont toujours immobiles à ce stade initial et le champ électrique de rappel s'établit. Plus tard, les ions commencent à se déplacer couche par couche. 2) La deuxième phase est la voile lumineuse (light sail), où les ions de la cible effectuent un mouvement balistique sous l'effet du champ électrique induit par les électrons déplacés et comprimés qui agissent comme un miroir plasma accéléré. En quelques cycles d'impulsion laser un état quasi-stationnaire est établi et le nuage de plasma s'étend avec son centre de masse se propageant à une vitesse presque constante.

Macchi et al. (2005) ont trouvé que le RPA peut fonctionner à des intensités plus basses (6×10^{18} – 3×10^{20} W/cm²) si l'on utilise la polarisation circulaire et l'incidence normale. La composante longitudinale de la force Lorentz disparaît, les électrons n'oscillent plus, et la génération d'électrons chauds (nécessaire pour TNSA) est supprimée. Grâce à la polarisation

circulaire, la pression sur les électrons est maintenue constante, ce qui crée une forte séparation de charge et une accélération efficace des ions dans la direction du faisceau laser quand on utilise une cible dont l'épaisseur est proche de l'épaisseur de peau (quelques nm). Des études théoriques ont démontré son grand potentiel à augmenter l'énergie de coupure des faisceaux d'ions mono énergétiques ainsi que le taux de couplage de l'énergie laser vers les ions (~10%). Les premières expériences, avec un très haut contraste et une intensité élevée nécessaires pour ce mécanisme, ne semblaient pas donner des résultats satisfaisants. Henig et *al.* (2009b) ont présenté des caractéristiques spectrales qui sont liées aux effets de RPA, c'est-à-dire l'évolution du profil spectral des ions de carbone en fonction de la polarisation à des énergies ioniques modérées. Kar et *al.* (2012) ont utilisé un laser délivrant ~200 J d'énergie sur cible en impulsions longues (700-900 fs) pour obtenir des spectres ioniques qui montrent des bandes étroites de protons et des ions de carbone avec des énergies plus hautes (dans le domaine de 5-10 MeV/nucléon) et des flux importants. Les caractéristiques spectrales et leur dépendance des paramètres laser et des cibles mettent en évidence un scénario multi espèces de l'accélération par pression de radiation dans le régime de la « voile lumineuse » (light sail), ce qui est cohérent avec les calculs analytiques et les simulations PIC 2D. La loi d'échelle obtenue indique que l'on peut obtenir les pics monoénergétiques d'énergie de 100 MeV/nucléon en améliorant les caractéristiques du laser et de la cible. Kim et *al.* (2013) ont utilisé des cibles ultra minces en polymère (10-100 nm) pour atteindre l'énergie maximum des protons de 45 MeV avec une impulsion laser polarisée linéairement d'intensité jusqu'à 3.3×10^{20} W/cm². L'accélération de protons est expliquée par un mécanisme hybride incluant TNSA, RPA et l'expansion libre par explosion de Coulomb. La transition de la loi d'échelle pour l'énergie de protons de $I^{1/2}$ à I est observée comme résultat du mécanisme d'accélération hybride.

1.7.3. Break-Out Afterburner (BOA)

Le mécanisme Break-Out Afterburner (BOA) (Yin et al., 2006, 2007; Albright et al., 2007; Palaniyappan et al., 2012) est un autre processus d'accélération qui semble présenter l'avantage d'utiliser des intensités plus basses (~ 10^{20} W/cm²) et des impulsions plus longues (~500 fs) qui ont une énergie pouvant être plus haute d'un à deux ordres de grandeur.

Le mécanisme BOA fonctionne de la façon suivante: une impulsion à intensité ultra haute interagit avec une cible ultra mince (~quelques épaisseurs de peau) de densité solide ($n_e \sim 10^{23}$ cm⁻³). Le laser chauffe les électrons jusqu'à un γ haut et induit l'expansion hydrodynamique de la cible. À un temps $t_1 \sim 0.1$ ps après l'arrivée du pic de l'impulsion laser, la

cible subit la transparence relativiste ($n_e/n_{cr}\gamma \approx 1$) et la phase BOA commence (Palaniyappan et al., 2012). Le laser se propage à travers la cible et pousse les électrons vers l'avant en créant des champs électrostatiques qui transfèrent l'énergie des électrons aux ions de manière efficace; cette énergie est refournie immédiatement par le laser. La phase BOA continue jusqu'à ce que la densité de la cible en expansion devienne trop basse pour que le couplage soit efficace, au moment $t_2 = 0.6$ ps après le pic de l'impulsion laser quand la cible devient sous-dense ($n_e/n_{cr} < 1$). Hegelich et al. (2013) ont augmenté l'énergie des ions de carbone jusqu'à 44 MeV/nucléon, c'est-à-dire dix fois plus haute que celle publiée pour des ions de carbone accélérés avec TNSA.

Alors que la physique dans les deux derniers régimes, RPA et BOA, est différente, ils se distinguent tous les deux de TNSA par le fait que le laser interagit directement avec des électrons qui se co-propagent avec les ions. Avec le mécanisme TNSA, l'accélération d'ions est découplée du laser par une cible épaisse ($> \mu\text{m}$). Les champs accélérateurs sont plus forts que pour le mécanisme TNSA et durent plus longtemps, ainsi assurant un gradient de champ plus fort et une distance efficace d'accélération plus longue. Également, pour RPA et BOA les espèces avec la haute charge Z voient les mêmes champs ou plus forts que les protons qui les suivent alors que dans TNSA les champs sont écrantés par les protons pour des espèces plus lourdes. La dynamique différente de BOA mène à une distribution angulaire d'ions fondamentalement différente de TNSA. Une augmentation considérable de l'énergie et de la qualité du faisceau ($\Delta E/\bar{E}$) par rapport au régime TNSA est atteinte. Le BOA permet également d'améliorer l'efficacité de conversion de l'énergie laser ($\sim 4\%$) vers l'énergie du faisceau d'ions quasi-monoénergétique comparé au régime TNSA (Yin et al., 2011). Le défi technique principal est de trouver une cible qui reste surdense quand le pic d'impulsion laser arrive et, en même temps, est assez mince pour la réalisation du mécanisme. Cela demande des impulsions laser à contraste ultra haut et des cibles stables, nanométriques, autoportantes avec un haut ratio d'aspect (rapport de largeur sur épaisseur) ($\sim 10^5$) et une épaisseur nanométrique.

CHAPITRE 2 : INTERACTION LASER DE PUISSANCE FEUILLE ULTRA MINCE. ÉTAT DE L'ART DES EXPÉRIENCES RÉALISÉES

2.1. Introduction

L'interaction d'une impulsion laser ultra courte d'intensité relativiste avec des cibles ultra minces dont l'épaisseur est largement inférieure à la profondeur de pénétration thermique² et égale ou inférieure à l'épaisseur de peau³, a été le sujet de beaucoup d'efforts ces dernières années. Plusieurs expériences ont été effectuées dans la gamme entre 10^{18} W/cm² et 10^{20} W/cm² avec des durées d'impulsion de plusieurs dizaines de fs à plusieurs centaines de fs. Pour les intensités au-dessus de 10^{18} W/cm², le contraste d'une impulsion laser (le piédestal de l'ESA) et le temps de montée deviennent critiques.

Dans la section 2.2 le contraste de l'impulsion laser est défini à différentes échelles temporelles. Il est brièvement expliqué quels sont les problèmes potentiels de l'interaction laser cible ultra mince liés au contraste laser inhérent aux impulsions courtes. Dans la section 2.3 les premières expériences avec des cibles ultra minces sont présentées dont le but était la génération de la matière dense chaude et des plasmas de haute densité afin de réaliser le chauffage isochores. Une autre application évoquée dans la section 2.4 est l'émission d'harmoniques d'ordre élevé. La section 2.5 aborde les expériences concernant la transparence induite par la décroissance de la densité du plasma vers des conditions de transmission relativistes. Les différents aspects de l'accélération d'ions avec des cibles ultra minces sont évoqués dans la section 2.6, y compris les résultats obtenus précédemment avec le système laser ALLS 200 TW. Le résumé des résultats publiés sur l'accélération d'ions est présenté à la fin du chapitre au tableau 1.

² La longueur de pénétration thermique est donnée par $l \sim (Dt)^{1/2}$, où D est le coefficient de diffusion de chaleur, $D = k_0/C_i$, k_0 étant la conductivité thermique d'équilibre conventionnelle d'une cible, C_i – la capacité thermique (par unité de volume) de la cible.

³ L'épaisseur de peau l_p est définie comme profondeur dans un plasma où la radiation électromagnétique peut pénétrer (voir Annexe III).

2.2. Notion du contraste de l'impulsion laser inhérent aux lasers à impulsion courte

Le contraste d'une impulsion laser a une grande importance sur l'interaction de l'impulsion laser avec la matière et sur l'accélération des ions. Le système laser génère le bruit de fond qui précède une impulsion laser. Le contraste est le rapport entre l'intensité de l'impulsion principale et celle du bruit de fond. À partir des simulations hydrodynamiques 1D, la densité électronique du préplasma généré sur la face avant par la préimpulsion est approximée par

$$n_e = n_{e0} e^{-x/L_g}, \quad (37)$$

où n_{e0} est la densité électronique initiale ($\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$), $L_g = \left(1/n_e \cdot \left(\frac{dn_e}{dx}\right)\right)^{-1}_{n_e=n_c}$. Ici, la décroissance de la densité électronique est décrite par une loi exponentielle, L_g étant une longueur caractéristique qui s'appelle la longueur de gradient plasma.

Il est important d'analyser l'état de ce préplasma et ses caractéristiques pour comprendre les résultats obtenus. Pour ceci, il faut connaître le profil temporel de l'intensité du bruit de fond qui crée le préplasma. Il y a plusieurs échelles de temps du profil temporel, chacune correspondante à une source particulière de la dégradation du contraste. De quelques ns jusqu'à environ 20 ns, le faible contraste d'une impulsion laser amplifiée par rapport aux impulsions proches provient de l'oscillateur ou de l'amplificateur régénératif et se présente en forme des pré-impulsions. A l'échelle inférieure à quelques ns, une contribution importante au bruit de fond est l'Émission Spontanée Amplifiée (ESA) générée par l'amplification du bruit de fond dans les cristaux amplificateurs qui peut se propager à travers l'amplificateur. L'ESA forme un piédestal en forme de plateau qui s'étend de l'ordre de la nanoseconde avant et après le pic de l'impulsion laser, en fonction de la vitesse d'obturation des cellules de Pockels (ou polariseurs). Si l'intensité du piédestal de l'ESA est suffisante et contient une fraction considérable de l'énergie totale de l'impulsion, il peut générer un plasma, ce qui peut modifier le régime d'interaction laser plasma. Le profil de la région d'interaction change, les champs électromagnétiques sont induits, et l'absorption laser est modifiée également. Sous l'action du piédestal, une cible va se détendre et disparaître avant l'arrivée de l'impulsion principale. A l'échelle picoseconde, en dessous de quelques dizaines de ps, le bruit de fond peut également contenir des pré-impulsions qui proviennent de la compression incomplète de l'impulsion amplifiée à cause de la dégradation du spectre laser, des réflexions parasites ou du taux

d'extinction fini des polariseurs (Figure 2.1). A ce niveau, le contraste de l'impulsion laser est appelé contraste cohérent et correspond à la montée de l'impulsion laser vers l'intensité pic.

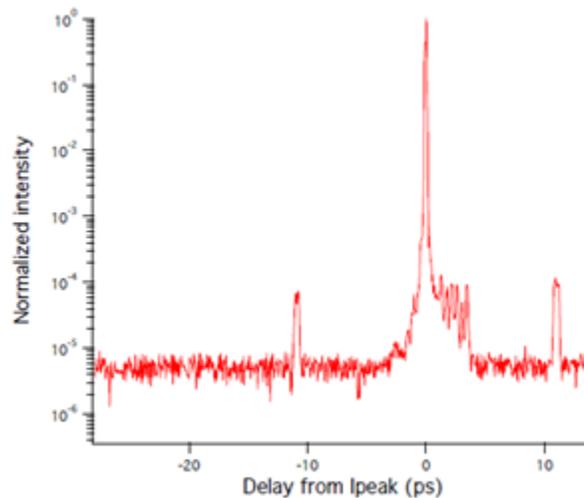


Figure 2.1 : L'intensité normalisée (inverse au contraste laser) pour l'intervalle de temps de -28 ps avant le pic de l'impulsion laser jusqu'à +14 ps (Fourmaux et al., 2011 a).

Dans notre travail nous avons cherché à avoir le contraste le meilleur possible pour les expériences d'interaction laser matière avec des cibles ultra minces. La perturbation de la cible doit être limitée pour accélérer des ions à des énergies élevées.

Différentes techniques comme l'utilisation d'absorbant saturable (Itatani et al., 1998) ou la génération de polarisation croisée (XPW) (Petrov et al., 2001) aident à améliorer le contraste d'une impulsion laser mais réduisent en même temps son énergie.

2.3. Chauffage isochore et détente d'une cible

2.3.1. Génération de plasmas denses et chauds (Warm Dense Matter (WDM))

Le régime de la matière dense chaude (Warm Dense Matter en anglais (WDM)) est un état de matière qui se trouve à la frontière entre la matière condensée et la physique des plasmas. Alors qu'il n'y a pas de limite exacte, par commodité, le WDM est considéré comme une région du diagramme de phase caractérisée par des températures dans la gamme de 1 à 100 eV et des densités qui varient entre 0.1 et 10 fois la densité solide.

Une base pour la génération et le sondage de WDM par le chauffage isochore des feuilles nanométriques a été développée dans (Forsman et al., 1998) et (Widmann et al., 2004). Dans ce schéma, une cible d'or ultra mince est choisie pour que son épaisseur soit inférieure à la distance balistique des électrons excités. Ainsi, le chauffage est quasi uniforme dans la direction longitudinale. Le chauffage ultra rapide par une impulsion femtoseconde crée des électrons hautement excités semi-instantanément en gardant le réseau atomique dans un état froid non-perturbé. De cette façon, un état non-équilibré de matière dense et chaude est initié. À cause de la constante de couplage électron-phonon basse dans l'or, le chauffage du réseau atomique par des électrons excités est supposé être lent dans une feuille d'or nanométrique. Des mesures optiques sont effectuées avant la transition vers l'état liquide et l'expansion hydrodynamique afin de sonder les propriétés de l'or dense et chaud avec des gradients spatiaux minimum. Un paramètre clé caractérisant la matière chaude et dense est la fonction diélectrique qui a été mesurée pour les feuilles d'or chauffées de façon isochore. Les résultats ont révélé de nouveaux phénomènes et propriétés de l'or chaud et dense comme un comportement quasi-stationnaire dans le temps. À l'intensité laser basse et intermédiaire ($<10^{17}$ W/cm²), il a été démontré que la conduction thermique chauffe l'épaisseur de la cible avant qu'un refroidissement hydrodynamique considérable ait lieu (Ao et al., 2006).

2.3.2. Génération des plasmas de haute densité

Les premières expériences avec cibles ultra minces étaient motivées par le chauffage isochore à densité solide (Kieffer et al., 1994; Saemann et al., 1999) pour la génération des plasmas à haute température (de quelques eV jusqu'à quelques centaines d'eV) et haute densité. Les intensités laser utilisées étaient basses et intermédiaires ($<10^{18}$ W/cm²). Le but était de chauffer la cible en gardant un plasma à densité solide pendant l'impulsion laser. Le spectre satellite de type lithium était utilisé pour les études de la physique non stationnaire et non maxwellienne lorsque l'échelle de longueur du gradient de densité est grande par rapport à la longueur d'onde laser et la transition vers la physique des plasmas de densité solide à l'équilibre thermodynamique local lorsque l'échelle de longueur du gradient est très courte (Kieffer et al., 1994). Ces plasmas sont les sources potentielles d'impulsions ultra-courtes brillantes de rayons X (Kieffer et al., 1993; Shepherd et al., 1997), et servent pour la détermination des équations d'état (Foord et al., 2004) et pour les études de plasmas denses et chauds (Forsman et al., 1998).

Comme le contraste de l'impulsion laser a une importance cruciale pour l'interaction avec une cible ultra mince, dans ces expériences il a été amélioré à l'aide du doublage de fréquence avec un cristal de dihydrogèno phosphate de potassium (KDP).

La conductivité thermique joue un rôle dominant lors du chauffage de plasma par une impulsion femtoseconde, donc si l'épaisseur de cible d est inférieure à la longueur de conductivité thermique, une augmentation considérable de la température des électrons du plasma doit être obtenue. Dans le cas d'une cible de carbone, une réduction de l'épaisseur jusqu'à 10-30 nm mène à une montée de la température T_e de 200 jusqu'à 400 eV pour 10^{15} W/cm² et de 600 jusqu'à 4000 eV pour 10^{16} W/cm² (Dzhidzhoev et al., 1996). Le rendement des rayons X augmente de 3×10^{-4} jusqu'à 2×10^{-3} pour $d = 20$ nm et décroît légèrement pour une cible plus mince. Ce phénomène n'a pas lieu pour des cibles d'épaisseur plus élevée qui sont composées d'éléments plus lourds ($A > 20$). L'émission des raies spectrales d'ions de type He et H d'éléments atomiques légers peut être une source de rayons X mous picoseconde. Pour générer des rayons X de $\lambda \geq 1$ nm, il a été proposé d'utiliser des intensités modérées de 10^{15} - 10^{16} W/cm². Le surchauffage de plasma se produit à des intensités plus hautes et mène à une élongation de l'impulsion de rayons X ou à des structures temporelles d'une double impulsion. Le coefficient de conversion d'énergie laser en l'émission d'ions fortement ionisés d'éléments à de bas numéros atomiques était d'environ 0.1%. Cette efficacité peut être augmentée par préchauffage de la cible qui induit, en même temps, l'élongation des impulsions de rayons X.

Actuellement, deux méthodes ont été proposées afin de générer le plasma à haute densité à partir des feuilles ultra minces solides. La première consiste en un compromis judicieux entre l'énergie laser et la durée d'impulsion (quelques centaines de fs) pour induire l'effet de confinement par pression de radiation qui limite l'expansion du plasma chaud pendant l'impulsion laser (Gallant et al., 1999; Peyrusse et al., 1995). Toutefois, cette méthode explorée par l'INRS est restreinte à une gamme très étroite de paramètres. La qualité du faisceau et les effets 2D/3D doivent être pris en considération. Les expériences précédentes réalisées à l'INRS ont montré qu'à 10^{18} W/cm² (400 fs), une feuille de 50 nm se décompressait à une vitesse inférieure à celle anticipée avec les simulations 1D. Des impulsions subpicoseconde d'émission de type He de faible brillance (500-700 fs), qui indiquaient une décompression rapide des feuilles d'Al, ont été observées. La durée d'impulsion a été variée de 150 à 400 fs. Avec l'impulsion la plus courte, les résultats montrent que le chauffage proche d'isochore est atteint où la densité et la température du plasma sont plus hautes que celles atteintes avec des cibles

épaisses et l'émission X est de plus courte durée. Il y a une transition du régime de chauffage isochore avec des impulsions de 150 fs au régime de l'explosion de la feuille avec des impulsions de 400 fs. L'expansion de la cible a lieu pendant le chauffage, la pression pondéromotrice et/ou la durée de l'impulsion laser étant trop faible ou trop longue. Dans ce cas, le dépôt d'énergie se ferait dans un plasma à densité plus basse que la densité solide (Gallant et al., 1999). Avec une impulsion courte (150 fs) d'intensité de 5×10^{19} une diminution du refroidissement par conduction a été atteinte par l'utilisation de feuilles de 25 nm (Shepherd et al., 1997). Le confinement efficace du plasma par la force pondéromotrice d'une impulsion laser incidente sur une cible d'Al a été rapporté. Les résultats indiquent l'existence d'un optimum de l'intensité laser d'environ $(5-7) \times 10^{17}$ W/cm² pour la génération de ce type de plasmas denses, alors que le confinement nécessite une durée d'impulsion PLMH supérieure à 300 fs (Peyrusse et al., 1995).

La deuxième méthode est basée sur l'utilisation d'une impulsion assez courte (quelques dizaines de fs) pour chauffer la cible quasi instantanément plus vite que le temps d'expansion hydrodynamique.

2.4. Émission d'harmoniques

L'émission d'harmoniques des feuilles minces de carbone et d'aluminium qui restent surdenses lors de l'interaction, irradiées par des impulsions longues de 150 fs doublées en fréquence à $\lambda = 395$ nm et les intensités pic de quelques 10^{18} W/cm² a été étudiée (Teubner et al., 2004). Ici, pour la première fois l'émission d'harmoniques sur la face arrière a été rapportée à partir de cibles ultra minces d'épaisseur d'une fraction de $\lambda_0 = 395$ nm dans le domaine d'intensités 'modérées' en dessous de la limite relativiste de $a_0 = 1$.

Pour éviter une expansion précoce des feuilles minces par la formation de préplasma et pour assurer un gradient de densité raide nécessaire pour la génération d'harmoniques efficace, la lumière laser était doublée en fréquence à $\lambda_0 = 395$ nm. Les feuilles minces d'aluminium ou carbone d'épaisseur de 50 à 400 nm ont été utilisées. En plus des harmoniques émises de la face arrière de la feuille, des harmoniques réfléchies d'ordre ≥ 5 ont été étudiées.

Dans le cas d'une cible de carbone de 60 nm d'épaisseur, l'efficacité de conversion du faisceau laser en harmoniques diminuait fortement de la 9^{ème} à la 10^{ème} harmonique. Au-delà de cette coupure, il n'y avait pas d'harmoniques qui dépassaient le bruit expérimental. Les efficacités de conversion des harmoniques réfléchies montrent une dépendance similaire de

l'ordre d'harmoniques à celle des harmoniques sur la face arrière, bien qu'elles soient plus intenses.

L'émission de la face avant est plus intense que celle de la face arrière même pour les feuilles les plus minces. La variation de l'intensité laser I_L a montré que les hautes harmoniques à la face arrière étaient toujours présentes même lorsque l'intensité était réduite d'un facteur 10. Leur efficacité suit la loi d'échelle similaire à celle observée pour des harmoniques de face avant à partir de cibles massives. Par exemple, l'efficacité de la 7^{ème} harmonique change suivant l'expression $\eta_7 \propto I_L^\alpha$, avec α entre 1 et 2.

À partir des simulations PIC il a été conclu que l'émission d'harmoniques est due à des courants électriques coulant dans la feuille dans une région où la fréquence d'harmoniques $q\omega_0$ (avec $q = 1, 2, \dots, \omega_0$ étant la fréquence laser) est proche de la fréquence plasma locale. L'excitation de ces courants résonants est attribuée à des électrons énergétiques qui se propagent de la zone d'interaction dans la feuille. L'harmonique la plus élevée générée de cette façon est proche de la fréquence plasma de la feuille dense. Au-dessus de cette fréquence une coupure a lieu, qui est observée dans l'expérience et la simulation et peut aider à déterminer la densité maximum dans la feuille durant l'interaction.

La réflexion de la lumière d'un miroir se déplaçant à la vitesse proche de celle de la lumière a été anticipée comme une route vers des impulsions de rayons X brillants. Pour un miroir relativiste idéal, la puissance pic de la radiation réfléchie peut considérablement dépasser celle de la radiation incidente à cause de l'augmentation de photons et la compression temporelle qui l'accompagne. Pour la première fois il a été démontré que des miroirs relativistes denses peuvent être créés de l'interaction d'une impulsion laser de haute intensité avec une cible mince autoportante d'échelle nanométrique (Kiefer et al., 2013). Les structures miroirs décalent la fréquence d'une impulsion laser contre-propageant de l'infrarouge à l'extrême ultraviolet avec une efficacité $>10^4$ fois plus haute que dans le cas de diffusion incohérente.

Des cibles autoportantes d'épaisseur nanométrique étaient irradiées avec une impulsion de pompe à haute intensité ultra-relativiste (6×10^{20} W/cm²), alors qu'une plus faible impulsion 'sonde' contre-propageante était focalisée à 10^{15} W/cm² – suffisamment faible pour ne pas perturber la dynamique de l'interaction. Un spectre modulé périodiquement s'étendant jusqu'à la longueur d'onde de ~ 60 nm est observé, montrant l'émission périodique de miroirs électroniques relativistes (MER) qui se propagent avec $\gamma_{max} \sim 2$ suivant l'axe de l'impulsion

sonde. De tels MER diffusent la radiation incidente de façon cohérente jusqu'à une fréquence de $\sim 14\omega_L$.

2.4.1. Génération de l'émission synchrotron cohérente

Un nouveau régime d'interaction a été identifié dans lequel des nanoaccumulations denses d'électrons sont formées à la frontière plasma-vide qui donnent une radiation XUV/rayons X cohérente par l'émission synchrotron cohérente (ESC). Des spectres ont été observés avec une signature caractéristique spectrale de l'ESC : une diminution lente d'intensité, I , avec un ordre d'harmonique haut, n , comme $I(n) \propto n^{-1.62}$ avant une chute rapide d'efficacité (Dromey et al., 2012). La fréquence de la chute ω_{rs} est liée à δ , l'étendue spatiale, et γ_{max} , le facteur de Lorentz relativiste maximum, de la nanoaccumulation. Ces nanoaccumulations denses d'électrons peuvent être périodiquement formées et accélérées durant chaque cycle laser à l'interface vide - plasma pour des interactions à l'incidence oblique. Pour des interactions de quelques cycles (<5), la condition nécessaire pour l'émission des portions de l'ESC par de telles nanoaccumulations en réflexion spéculaire est une longueur d'échelle de la densité du plasma ultracourte.

L'observation spécifique du mécanisme ESC en réflexion spéculaire pendant les interactions à incidence oblique n'est pas simple du point de vue expérimental. L'exigence d'une haute intensité d'interaction ($>>10^{18}$ W/cm²) typiquement sous-entend l'utilisation d'impulsions laser de nombreux cycles ($>>5$), ce qui produit une évolution des paramètres plasma, en particulier, le profil de densité du plasma devient comparable à λ_{laser} , la longueur d'onde laser. Cette évolution empêche les conditions spécifiques nécessaires pour la génération ESC d'être maintenues (ou même atteintes) pour la durée entière de l'impulsion. Au contraire, l'évolution du plasma vers des longueurs d'échelle de densité relativement plus longues favorise la domination du mécanisme de MER sur l'ESC lors de l'interaction.

Pour étudier la génération de l'ESC en transmission avec des feuilles ultra minces, des feuilles de carbone de type diamant ont été placées au point focal du laser normalement au faisceau incident, ce qui donnait des intensités d'interaction pic de $\sim 4 \times 10^{20}$ W/cm². Le spectre d'harmoniques typique obtenu en transmission montre une basse fréquence de coupure $25 < n_c < 26$. La présence de cette coupure de basse fréquence est une indication claire du maintien d'une densité proche de celle solide au moment de la génération de l'ESC avec des feuilles de 200 nm et confirme l'ESC sur la face avant de la feuille.

La dépendance de l'ESC générée par laser transmise à travers des feuilles minces de la polarisation a été étudiée expérimentalement par Yeung et *al.* (2014) Le processus de génération d'harmoniques paraît être quasiment supprimé pour la polarisation circulaire ouvrant une possibilité de génération d'impulsions attosecondes isolées par sélection de polarisation. Des simulations PIC supposent que des impulsions laser actuelles sont capables de générer des impulsions XUV attosecondes isolées avec de hautes énergies d'impulsion.

2.5. Transparence induite

À 10^{19} W/cm², les expériences avec des impulsions relativement longues (300 fs) ont montré qu'une feuille de 50 nm se décompressait durant l'impulsion et la transparence auto-induite et hole boring ont été observés (Fuchs et al., 1998). La propagation d'une impulsion laser subpicoseconde (400–600 fs) de haut contraste jusqu'à 2×10^{19} W/cm² à travers des plasmas préformés surdenses et longs a été étudiée expérimentalement dans (Fuchs et al., 1999 a). Les cibles de CH de 300 nm et 110 nm Al + 580 nm CH ont été utilisées. Les valeurs de transmission jusqu'à 10% sont mesurées dans des plasmas à des densités pic initiales au-dessus de $10 n_c$. Les résultats sont comparés à des calculs analytiques de l'effet hole boring. La force pondéromotrice du faisceau laser peut pousser le plasma surdense, créer un canal, et mener à des niveaux de transmission similaires aux valeurs expérimentales. Dans la deuxième partie de ces travaux (Fuchs et al., 1999 b), la propagation d'une impulsion de 300 fs doublée en fréquence d'intensité jusqu'à 5×10^{18} W/cm² à travers des feuilles minces (50 nm à 2 μ m) plastiques ou d'Al est étudiée. Les valeurs de transmission sont identiques. Les feuilles minces sont chauffées rapidement par des électrons rapides, le plasma se détend, et la densité décroît vers des conditions de transmission relativiste durant l'impulsion.

La dynamique de l'interaction laser-plasma a été observée en régime transparent surdense avec une résolution temporelle de ~ 50 fs en mesurant les intensités réfléchies et transmises et les phases temporelles associées, avec des cibles de carbone de 10-100 nm (Palaniyappan et al., 2012). Les mesures sont obtenues en utilisant la technique FROG (Frequency-Resolved-Optical-Gating) (Trebbino, 2002) en monotir. Une analyse approfondie de la phase temporelle de l'impulsion laser réfléchie (650 fs, 80 J, $I = 2 \times 10^{20}$ W/cm², $a_0 = 13$) donne une vision de la dynamique de la surface critique du plasma durant l'interaction laser-plasma. Dans le cas d'une cible de 100 nm d'épaisseur, les résultats ont montré une expansion de plasma vers le faisceau laser au début de l'interaction provenant du chauffage de la cible par le piédestal de l'impulsion laser incidente atteignant $\sim 2 \times 10^6$ ms⁻¹ à -1.5 ps. Ce mouvement est

inversé rapidement par la force pondéromotrice du laser qui dépasse rapidement la pression thermique du plasma et déplace le plasma dans la direction de propagation du laser. La vitesse de la surface critique de l'expérience atteint le maximum de $0.03c$ avant la transparence. L'impulsion transmise par le plasma est raccourcie de 650 fs à l'entrée à 408 fs. Sa phase temporelle est indicative d'une montée en densité efficace et un rôle du facteur de Lorentz. En comparaison, la lumière réfléchie d'une feuille de carbone de $1\ \mu\text{m}$ ne montre pas une chute brusque claire de la réflectivité de plasma. Sa phase temporelle indique une vitesse beaucoup plus basse de la surface critique que pour le cas de la cible de 100 nm. Les mesures pour une cible de 10 nm montrent la réduction de la durée d'impulsion laser transmise de 40%.

Les mesures supplémentaires du raccourcissement d'une impulsion transmise à cause de la transparence relativiste en utilisant l'autocorrélation monotir ont été effectuées pour des cibles de 10, 20 et 75 nm. La pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) de l'impulsion diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de cible. Le spectre laser transmis correspondant pour les cibles de 10 et 75 nm montre l'élargissement spectral consistant avec le raccourcissement d'impulsion observé et la modulation de la phase temporelle. Après l'intégration des spectres mesurés, il se trouve que la portion de l'énergie optique transmise diminue jusqu'à 20% et 12% pour les cibles de 10 nm et 20 nm, respectivement. Pour la feuille de 75 nm, l'énergie mesurée chutait à 1% (Palaniyappan et al., 2012).

2.6. Accélération d'ions

L'accélération d'ions par le champ électrostatique induit par des électrons rapides qui traversent une feuille mince (target normal sheath acceleration en anglais, voir 1.7.1) a été abordée théoriquement par le modèle d'expansion du plasma (Mora, 2003). Malgré l'utilisation répandue de ce mécanisme pour l'interprétation d'expériences, il est plus pertinent pour des cibles épaisses que des feuilles ultra minces. Dans une feuille ultra mince le champ laser direct peut jouer un rôle important dans la dynamique des électrons et l'expansion de feuille. L'accélération directe d'une feuille ultra mince par la pression de radiation laser à des intensités supérieures à $10^{21}\ \text{W}/\text{cm}^2$ a été proposée comme un moyen de génération d'un grand nombre d'ions énergétiques relativistes (voir 1.7.2). L'utilisation de la polarisation circulaire a été proposée pour réduire le chauffage électronique et en même temps accélérer et concentrer les ions par le champ électrostatique de charge d'espace à l'avant de l'impulsion laser (Yan et al., 2010). Au-dessus de $10^{23}\ \text{W}/\text{cm}^2$, l'accélération par pression de radiation est présumée être dominante indépendamment de la polarisation laser (Esirkepov et al., 2004).

L'accélération par pression de radiation a été rapportée pour une épaisseur de cible optimum de 5.3 nm (feuilles de carbone de type diamant) irradiée à $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ par une impulsion laser de 45 fs à polarisation circulaire (Henig et al., 2009b). Les expériences avec une impulsion de 45 fs à polarisation linéaire focalisée sur des feuilles ultra minces de 3 nm à 50 nm d'épaisseur à l'intensité de l'ordre de $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, ont démontré l'accélération d'ions par mouvement collectif d'électrons induit directement par le champ laser à l'intérieur de cibles partiellement transparentes d'une épaisseur inférieure à l'épaisseur de peau (5.6 nm) (Steinke et al., 2010). L'instabilité de Rayleigh-Taylor d'une feuille mince de 5 nm accélérée par le mécanisme de pression de radiation a été observée récemment avec des impulsions longues (660 fs) et plus haute intensité de $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ (Palmer et al., 2012).

2.6.1. Effet du contraste laser sur l'accélération d'ions. Influence de l'épaisseur de cible sur les propriétés de faisceaux d'ions

Neely et al. (2006) ont étudié l'influence de l'épaisseur de cible sur l'efficacité de conversion d'énergie laser vers les protons et la distribution d'énergie. À l'intensité de 10^{19} W/cm^2 , le piédestal ESA génère typiquement une onde de choc de 8 $\mu\text{m/ns}$ dans des feuilles d'Al. Ainsi, pour travailler avec des cibles plus minces que 1 μm , le contraste d'une impulsion laser $>10^8$ ou le piédestal de durée plus courte sont nécessaires pour garder la surface arrière de la cible non-perturbée. Pour atteindre de telles conditions, un miroir plasma a été utilisé (voir 4.2.3). L'impulsion laser est focalisée sur des feuilles d'Al minces à l'angle d'incidence de 30° . L'intensité pic sur cible atteint 10^{19} W/cm^2 . Les spectres de protons des feuilles d'Al dans la gamme de 20 nm-30 μm sont enregistrés et un exemple typique d'émissions à 0° et 14° par rapport à l'axe normal à la cible est montré dans l'encadré sur la figure 2.2. L'énergie maximum de protons détectable est tracée en fonction de l'épaisseur de cible (figure 2.2). L'énergie moyenne E_{max} pour une épaisseur de feuille donnée atteint son pic à 4 MeV pour 0.1 μm et ensuite diminue légèrement jusqu'à 3 MeV pour les cibles de 0.02 μm . Pour des cibles ultra minces et minces, à la même énergie incidente sur cible, E_{max} est toujours plus basse avec le contraste laser plus bas, tout en étant comparable pour des cibles plus épaisses que quelques microns. Les spectres de protons montrent la distribution de type Boltzmann quasi mono température (voir l'encadré de la figure 2.2). Le nombre de protons/MeV/Sr, $N(E, \phi)$, peut être approximé par une simple distribution de la forme $N(E, \phi) = N_0(\phi)\exp[-E/T(\phi)]$, où E est l'énergie des protons en MeV, $N_0(\phi) = N(0, \phi)$ est extrapolé des données à $E = 0$, et $T(\phi)$ est la température en MeV de la distribution.

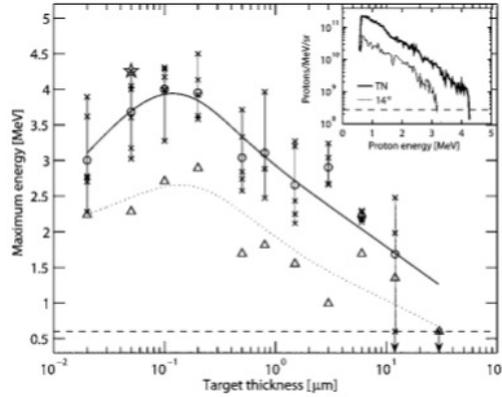


Figure 2.2 : Les énergies de protons maximum obtenues en fonction de l'épaisseur de cible d'Al pour le contraste laser sur cible de 10^{10} (représentées par les croix). La ligne continue est une ligne de tendance approximée à la moyenne sur axe pour chaque épaisseur (cercles). Les données moyennes pour 14° sont représentées par les triangles et la courbe de tendance pointillée. La ligne hachurée représente la limite de détection. L'encadré montre des spectres de protons typiques pour le tir indiqué par l'étoile (Neely, 2006).

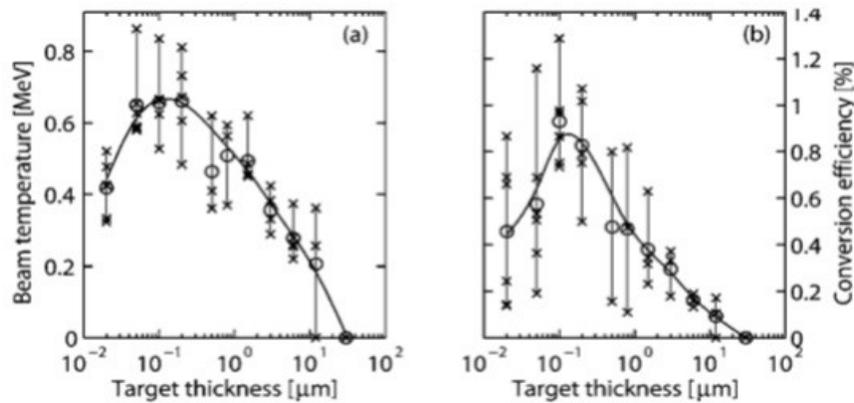


Figure 2.3 : La température efficace (a) et l'efficacité de conversion d'énergie vers les protons avec $E > 0.9$ MeV (b) de la distribution de protons en fonction de l'épaisseur de cible. Les deux courbes montrent les maxima pour des cibles de 100 nm d'épaisseur (Neely, 2006).

La courbe des températures approximées en fonction de l'épaisseur des cibles est présentée sur la figure 2.3. Les données montrent une augmentation de la température efficace des protons avec la réduction de l'épaisseur de cible, avec la température qui augmente de 0.2 MeV à $12 \mu\text{m}$ jusqu'à la température maximum de 0.65 MeV pour des cibles d'épaisseur de 0.1 μm et après diminuant jusqu'à 0.4 MeV pour des cibles de 0.02 μm . $N_0(0)$ est relativement indépendant de l'épaisseur de cible avec une valeur moyenne de 10^{12} protons/MeV/Sr. L'efficacité de conversion d'énergie laser en protons de 1% pour des protons avec $E > 0.9$ MeV, est obtenue pour la première fois avec une impulsion courte du laser Ti:Saphir et l'énergie laser sur cible aussi basse que 0.3 J.

Le nombre de protons accélérés augmente d'environ un facteur de 10 et leur énergie moyenne augmente également avec la réduction de l'épaisseur de cible. L'augmentation de la température et la densité d'électrons chauds sur la face arrière permettent d'augmenter la température des faisceaux de protons dans des cibles minces. La dépendance observée de E_{max} de l'épaisseur de cible peut avoir des origines différentes dans différentes gammes d'épaisseur. Grâce à un contraste amélioré, l'épaisseur peut être réduite jusqu'à une épaisseur de cible encore plus mince, et un régime où l'étendue transverse peut être négligée est atteint. Dans ce cas, E_{max} continue à croître, probablement à cause de l'augmentation de la recirculation avec la diminution de l'épaisseur de la cible (Mackinnon et al., 2002). La réduction de E_{max} en dessous de l'épaisseur optimum de 100 nm peut être due au contraste temporel picoseconde fini.

Ceccotti et al. (2007) ont rapporté une étude d'accélération de protons en utilisant les feuilles de Mylar de différentes épaisseurs comme cibles, sous conditions du contraste laser bas (10^6) et ultra-haut (10^{10}). La durée d'impulsion laser était de 65 fs. Ils ont effectué des mesures simultanées de l'émission de protons derrière la cible dans la direction laser (FWD) et devant la cible, du côté opposé à la direction laser (BWD). Pour les deux directions, l'influence de la polarisation du faisceau laser sur les énergies maximum de protons est rapportée. Le contraste intrinsèque de 10^6 du faisceau est augmenté jusqu'à 10^{10} grâce à un 'double miroir plasma' (voir 4.2.3). Sous conditions du haut contraste, les qualités spatiales de la tache focale sont préservées alors que l'énergie laser est réduite d'un facteur de 2. Les intensités pic maximum proches de 5×10^{18} W/cm² (haut contraste) et 10^{19} W/cm² (bas contraste) sont atteintes.

Sur la figure 2.4 les mesures d'énergies de protons maximum détectables sont présentées pour les différentes épaisseurs de cible et le contraste laser varié. En plus de protons, des quantités importantes d'ions énergétiques (essentiellement Cⁿ⁺) ont été détectées sur les deux surfaces des cibles.

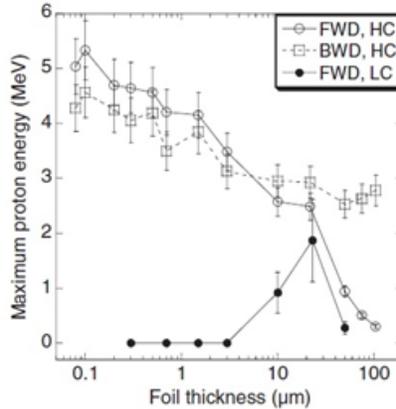


Figure 2.4 : Variation de l'énergie de protons maximum détectable en fonction de l'épaisseur de cible. Les émissions FWD et BWD pour un contraste laser de 10^{10} (10^6) et l'intensité de 5×10^{18} W/cm² (10^{19} W/cm²) sont représentées, respectivement, par des cercles ouverts (remplis) et des carrés (Ceccotti et al., 2007).

Pour des cibles plus minces que 20 μm, il a été observé qu'avec la diminution de l'épaisseur de cible jusqu'à 80 nm, les énergies BWD et FWD augmentent de façon identique. L'énergie maximum, environ 5 MeV, a été obtenue pour une épaisseur de 0.1 μm. La fluence du piédestal du faisceau laser étant plus basse que le seuil d'endommagement de la cible, les faces irradiée et arrière de la cible sont toutes les deux planes à l'arrivée de l'impulsion principale. Les protons sont supposés d'être accélérés dans les deux directions par pratiquement la même séparation de charges. Comme conséquence, l'accélération TNSA (voir TNSA) efficace est possible pour les protons sur la face avant qui doivent montrer la même énergie maximum, la collimation et le nombre que les protons en face arrière.

Une étude de la génération de protons et de la transmission du faisceau laser pour trouver une approche pertinente au régime de l'explosion coulombienne dirigée a été effectuée par Reed et al. (2007). À l'intensité $\sim 3 \times 10^{20}$ W/cm², le laser était focalisé sur des cibles de différentes épaisseurs.

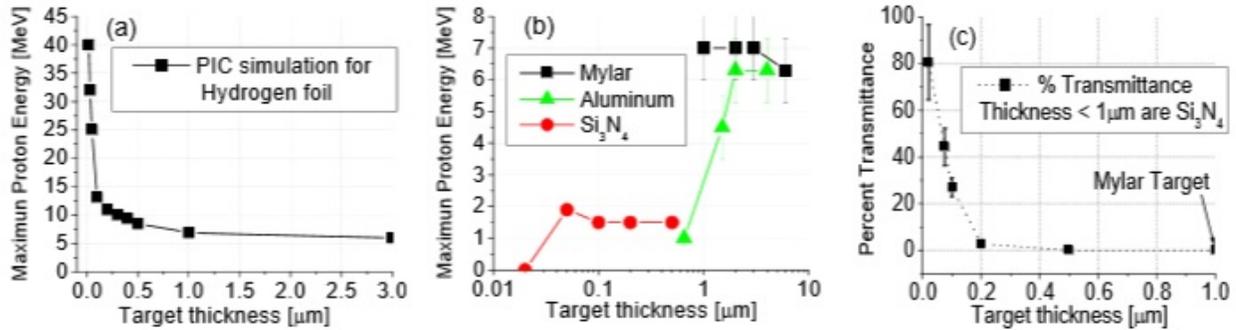


Figure 2.5 : a) Simulations 2D PIC de l'énergie de protons maximum en fonction de l'épaisseur de cible pour une impulsion laser 30 TW qui démontrent des énergies de protons de dizaines de MeV; b) énergie de protons maximum en fonction de l'épaisseur de cible pour différents matériaux; c) transmission laser en fonction de l'épaisseur de cible (1 μm est Mylar, toutes les autres cibles sont Si_3N_4) (Reed et al., 2007).

Pour étudier l'accélération d'ions avec des cibles ultra minces, les cibles de nitrure de silicium (Si_3N_4) ont été utilisées qui sont diélectriques et transparentes avec une haute température de fusion et une épaisseur uniforme. Les feuilles de nitrure de silicium donnent relativement la même énergie de protons pour l'épaisseur de 50-500 nm. Tout de même, la cible de 20 nm d'épaisseur ne générerait aucun signal de protons, de rayons X ou de rayons γ , probablement à cause du pied de l'impulsion de ~ 30 ps qui a une intensité supérieure à 10^{12} W/cm². Le plateau pour l'énergie de protons de Si_3N_4 veut dire que le contraste de l'ESA du laser et le piédestal de ~ 30 ps sont suffisants pour les épaisseurs jusqu'à 50 nm. Mais la cible de 20 nm est détruite, probablement à cause du piédestal de l'impulsion avant l'arrivée de l'impulsion principale. En réduisant l'épaisseur et mesurant la transmission correspondante, il est possible de tester les conditions du contraste laser. La transmission mesurée à travers des cibles de 200 et 500 nm de nitrure de silicium et 1 μm de Mylar est $\sim 0\%$, comme vu sur la figure 2.5 c. La transmission augmente graduellement pour des cibles plus minces que 200 nm avec une transmission quasi entière pour des feuilles de 20 nm, ce qui confirme l'hypothèse sur le piédestal et le contraste de l'ESA. Les simulations PIC 2D montrent que les lasers 30 TW à l'impulsion courte et haut contraste sont capables d'accélérer des faisceaux de protons jusqu'à l'énergie de ~ 40 MeV.

Dollar et al. (2013a) ont étudié l'accélération d'ions à l'intensité de 2×10^{21} W/cm² (le vecteur potentiel $a_0 = 30$) en présence d'une grande variété de paramètres, y compris le contraste laser, l'angle d'incidence, et l'épaisseur de cible. Les tendances de l'énergie maximum des protons ont été observées ainsi que l'évidence de l'amélioration des gradients d'accélération en utilisant un double miroir plasma (DMP) comparé à des techniques de nettoyage d'impulsions. Des gradients d'accélération de très haute efficacité ont été générés,

accélérant la couche contaminante et également des ions de haut état de charge de la cible. Les cibles étaient positionnées soit à 45°, soit à l'incidence normale.

Deux cas ont été étudiés, un où seulement les capacités de nettoyage d'impulsion intérieures du laser sont utilisées (XPW) (voir 4.2.2), et l'autre où les DMP sont utilisés également. Avec seulement le XPW sans miroirs plasma, une puissance laser deux fois plus haute peut être délivrée à la cible. En même temps, pour des cibles d'épaisseurs inférieures à 3 μm aucun signal de protons n'était détecté et des larges signaux de lumière transmis indiquent que la densité électronique a chuté en dessous de n_c . À 45°, où l'intensité pic est inférieure d'un facteur de $\sqrt{1/2}$, les protons peuvent être observés à une épaisseur de 0.05 μm . Quand la même énergie est emmenée à la cible avec un DMP, une augmentation considérable d'énergie de protons maximum était observée. Dans le cas de XPW, les protons et les ions de carbone étaient les seules espèces accélérées en quantités importantes. Avec le DMP, plusieurs autres espèces ioniques sont observées, y compris la silice, l'azote et l'oxygène. Les états de charge de ces ions ont des valeurs plus hautes. Bien que les espèces complètement ionisées aient le rapport charge-masse trop similaire pour distinguer, les ions Si^{13+} et O^{7+} peuvent être clairement observés.

Les données expérimentales montrent une claire différence de la force du champ électrique pour les deux régimes de contraste étudiés. Principalement des ions de carbone sont observés dans le cas de XPW, et à des états de charges plus bas. Le champ de la gaine accélératrice doit d'abord ioniser et après accélérer des ions. L'absence d'espèces ioniques autres que carbone et protons démontre également que la force et la durée du champ électrique sont insuffisantes pour ioniser et accélérer des ions plus lourds tels que oxygène et azote, et que l'écrantage important du champ électrique a lieu. C'est le mécanisme qui était décrit dans (Kaluza et al., 2004) avec l'expansion de plasma sur la face arrière qui est attribuée à l'ESA. Dans le cas d'un DMP, ce mécanisme n'a pas lieu car la face arrière de la cible n'est pas perturbée, et le champ électrique plus haut accélère des ions à l'intérieur de la cible à des états de charge très hauts. Entre autre, les espèces ioniques de Si^{13+} , qui apparaissent à l'intensité de 10^{21} W/cm^2 , sont clairement visibles. Ceci correspond à un champ électrique de $8.7 \times 10^{13} \text{ V/m}$. Bien que les ions soient probablement ionisés par l'ionisation collisionnelle, l'existence de tels états de charge hauts est une évidence des champs électriques extrêmement forts qui existent dans la limite ultra propre. Une cible sans couche d'hydrocarbure contaminant permet d'accélérer des ions de l'intérieur de manière efficace. À des angles d'incidence obliques avec un DMP, le faisceau de protons dévie seulement pour les cibles les plus minces.

Ceci est probablement dû à la déformation de la cible qui a lieu lors de l'accélération, où la pression de radiation peut déformer la cible fortement durant l'impulsion laser. Il est peu probable que cela soit dû à une déformation importante de la cible par la pré-impulsion, car la pré-impulsion devrait générer un pré-plasma et diminuer le champ électrique, ce qui n'a pas été observé expérimentalement.

Andreev et *al.* (2009) ont travaillé avec des impulsions laser de 40 fs, 800 mJ qui peuvent être focalisées jusqu'à l'intensité maximum sur cible de $\sim 2 \times 10^{19}$ W/cm². Ils ont étudié l'influence du contraste d'une impulsion laser amélioré sur l'accélération d'ions. Les cibles d'Al et Si d'épaisseur variée de 30 nm jusqu'à 1 μ m ont été utilisées. Il est présumé que la température de la cible initiale diminue d'un facteur de 100 quand le contraste laser augmente de 10^8 à 10^{10} . La vitesse de l'onde de choc diminue d'un ordre de grandeur. Comme dans le cas de Neely et *al.* (2006), la vitesse de 8 μ m/ns est suffisante pour l'arrivée du choc sur la face arrière d'une cible mince de 100-200 nm durant le piédestal de l'ESA. Les résultats théoriques qui décrivent la variation de l'énergie de protons en fonction de l'épaisseur de cible pour le paramètre $c_s t_{Lp} \approx 0.5$ μ m sont différents des résultats expérimentaux de 10% tout au plus. L'épaisseur optimum selon la modélisation est de $0.2 c_s t_{Lp} \approx 100$ nm, ce qui est proche de la valeur expérimentale (figure 2.6). Cette épaisseur est proche du seuil de transparence pour le faisceau laser dans le plasma.

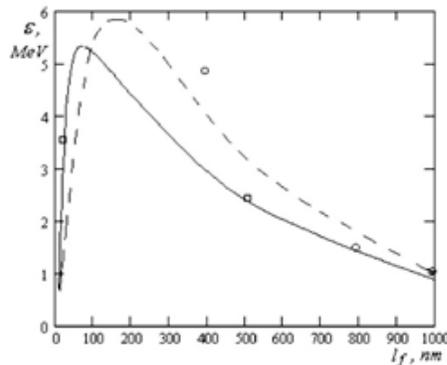


Figure 2.6 : Résultats expérimentaux (sphères, Al; carrés, Si) et courbes théoriques (Al, ligne pointillée; Si, ligne solide) de la dépendance de l'énergie de protons maximum de l'épaisseur des cibles d'Al et Si (Andreev et *al.*, 2009).

L'utilisation de cibles ultra minces nanométriques augmente l'énergie de coupure des protons de quelques fois comparé à des cibles d'épaisseur micrométrique. L'optimum d'énergie maximum de protons qui proviennent de la couche de contaminant dépend de l'épaisseur de la feuille du substrat. En ce qui concerne l'accélération d'ions, l'épaisseur optimum du substrat est

proche de l'épaisseur optimum de la feuille non-contaminée et les faisceaux d'ions ont une distribution angulaire étroite. Le haut contraste d'une impulsion laser et la longueur d'échelle du plasma sur la face arrière inférieure à la longueur de Debye ne changent pas l'énergie d'ions maximum, mais l'épaisseur de feuille optimum augmente de façon significative. La réduction de l'énergie d'ions quand l'épaisseur de cible diminue est liée à l'augmentation de la longueur d'échelle de la densité inhomogène dans le rayon de Debye des électrons chauds.

Pirozhkov et *al.* (2009) ont comparé l'accélération de protons pour des bandes de cibles d'épaisseur de 1 μm à 200 nm. La courte durée d'impulsion et une petite tache focale permettaient d'atteindre l'intensité pic de 10^{20} W/cm². Les énergies de protons des cibles d'Au d'épaisseur 1 μm étaient supérieures à celles des cibles plus minces. Même si le contraste nanoseconde était suffisamment haut, la cible était probablement perturbée par le piédestal picoseconde ou par des pré-impulsions à quelques dizaines de picosecondes avant l'impulsion principale.

Afin de comprendre l'influence du contraste laser dans les expériences, les diagnostics du contraste laser basés sur la mesure de la réflectivité de la cible ont été utilisés. La dépendance de la réflectivité spéculaire R de cibles planes irradiées a été étudiée en variant la position de la cible T . T était mesurée dans la direction du faisceau, avec $T = 0$ correspondant à la meilleure focalisation. Le contraste laser était en régime normal et haut en utilisant un miroir plasma (MP) avec une réflectivité de 0.6. Les cibles d'Al étaient de 2 μm et 50 nm d'épaisseur avec un MP.

La réflectivité mesurée $R(T)$ chute avec l'augmentation de l'intensité. Le niveau de réduction diminue avec l'amélioration du contraste. Au meilleur contraste, la réflectivité de cible restait haute même à la meilleure focale, où l'intensité est supérieure à 10^{19} W/cm² ($a_0 \gg 1$). Pour certains tirs, la réflectivité à haut contraste atteint 0.75 ± 0.1 à des intensités relativistes. La haute réflectivité peut être due à des gradients de densité raides et l'absorption plus basse en régime relativiste à cause du taux de collisions réduit et l'absence de la résonance à cause des non-linéarités. La courbe de réflectivité peut être utilisée comme un moyen rapide et pratique de vérifier l'effet des pré-impulsions, du piédestal et/ou de l'ESA sur la cible. Le ratio des surfaces de la tache focale à la position de cible où la réflectivité commence à baisser vers le minimum et la tache focale minimum possible donnent une estimation de l'amélioration du contraste nécessaire.

En même temps que la réflectivité, des spectres de protons ont été mesurés le long de l'axe normal à la face arrière. Dans le cas de haut contraste, l'énergie de protons était la plus haute à la meilleure position focale et diminuait graduellement avec la défocalisation de deux côtés. Dans le cas d'un contraste bas, l'énergie de protons maximum diminuait près de la focale parce que la face arrière de la cible était perturbée et très loin de la focale à cause de la réduction de l'intensité.

L'accélération de protons a été étudiée avec une impulsion relativement longue (1 J, 320 fs) en validant les résultats avec des simulations (Antici et al., 2007). Des faisceaux de protons étaient accélérés jusqu'à l'énergie maximum d'environ 7.3 MeV à partir de cibles aussi minces que 30 nm irradiées à 10^{18} W/cm² à l'incidence normale avec un rapport estimé entre le pic de l'intensité laser et l'intensité du piédestal d'une impulsion laser de 10^{11} . Ceci représente une augmentation de 10 fois en énergie de protons comparé aux plus hautes énergies qui peuvent être obtenues en utilisant des impulsions avec un contraste non amélioré et des cibles plus épaisses (>5 μ m) à la même intensité. Les cibles sont des membranes planes de Si₃N₄ de 30 nm d'épaisseur avec ou sans un revêtement d'Al d'épaisseur variable. Les spectres des faisceaux de protons mesurés pour les cibles de différentes épaisseurs sont montrés à la figure 2.7.

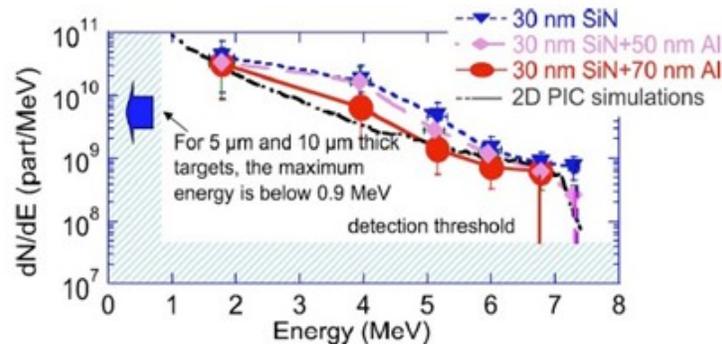


Figure 2.7 : Les spectres d'énergie de protons intégrés angulairement obtenus des RCF pour différentes épaisseurs de cibles et la durée d'impulsion de 320 fs, énergie 1 J et l'intensité de 10^{18} W/cm², et le spectre obtenu des simulations PIC 2D (Antici et al., 2007).

Le ratio de conversion d'énergie laser vers les protons calculé en considérant les protons au-dessus de 1.8 MeV (respectivement 4 MeV) est 4% (resp. 1.1%) pour une cible de 30 nm d'épaisseur, 3.7% (resp. 0.9%) pour une cible de 80 nm, et 2% (resp. 0.4%) pour une cible de 100 nm. La distribution angulaire des faisceaux de protons observée est irrégulière par rapport à celle qui est observée à des énergies maximum similaires pour les cibles métalliques

épaisses. Ceci peut être dû soit à la déformation de la face arrière lors de l'accélération car la surface arrière de la cible n'est plus un solide froid ou à une tache focale non optimisée suite à l'amélioration du contraste.

Ce travail a été poursuivi avec une étude expérimentale de la variation de la densité du plasma de la cible (Antici et al., 2009). Des protons de haute énergie sont observés seulement pour deux configurations extrêmes, les feuilles à haute densité et les plasmas à la densité quasi critique ayant des gradients élevés. Les feuilles solides froides donnent des protons les plus énergétiques avec un meilleur profil du faisceau. L'intensité laser dans la tache focale était $\sim 10^{19}$ W/cm². Afin d'explorer différentes conditions du plasma, des feuilles d'Al de quelques μm d'épaisseur ont été utilisées ainsi que des membranes planes ultra minces de nitrure de silicium (Si₃N₄) de 30 nm d'épaisseur qui étaient recouvertes d'aluminium d'épaisseur variable. L'énergie laser contenue dans le piédestal précédant l'impulsion laser principale est utilisée pour varier les conditions plasma au moment de l'interaction principale. Ainsi, en variant l'épaisseur de cibles ultra minces, il est possible de créer des feuilles explosées de haute densité et des plasmas longs de basse densité.

Deux pics d'énergie de protons ont été observés, un pour l'épaisseur de 1 μm et l'autre pour 50 nm, ce qui donne l'énergie maximum de protons de ~ 8 MeV pour la cible de 50 nm et ~ 12 MeV pour la cible de 1 μm . Le maximum observé dans cette expérience dépendait entièrement des conditions de la pré-impulsion et pourrait avoir lieu à une épaisseur de cible différente pour des conditions expérimentales différentes. Il y a deux conditions de plasma favorables pour l'accélération de protons énergétiques: (i) des feuilles froides solides où il n'y a pas de gradient plasma à l'interface d'accélération et (ii) des plasmas de densité proche de critique où un compromis entre l'absorption laser réduite et le chauffage électronique local à l'interface entre le plasma accélérateur de protons et le vide donne des forts champs accélérateurs.

Un modèle analytique a été présenté dans (Andreev et al., 2008) et est utilisé dans la description de l'accélération d'ions par laser à ultra haut contraste. Il décrit correctement la variation des énergies maximum et la population en fonction de l'épaisseur de cible. L'efficacité du modèle a été vérifiée par expérience sur des cibles minces de Mylar avec des épaisseurs entre 0.1 et 10 μm et des feuilles de carbone entre 80 et 25 nm. L'intensité laser était de 10^{18} W/cm². Les spectres de protons étaient enregistrés simultanément dans la direction laser (FWD) et opposée à la direction laser (BWD). L'énergie maximum FWD d'ions C⁴⁺ et de protons était de 3.5 et 2 MeV respectivement, et l'épaisseur de feuille optimum d'environ 100 nm. Les

énergies maximum expérimentales de protons et C^{4+} ainsi que la variation du nombre de particules (en unités relatives) en fonction de l'épaisseur de cible sont présentées sur la figure 2.8.

Les valeurs données par le modèle sont en assez bon accord avec le code PIC et les résultats expérimentaux. L'épaisseur optimum qui dépend des paramètres laser et de la densité de la cible, peut augmenter l'énergie d'ions accélérés et leur nombre. Ils ont montré que l'accélération d'ions dans une cible mince continue après la fin de l'impulsion laser presque symétriquement des deux côtés de la cible et diminue après le refroidissement adiabatique des électrons rapides.

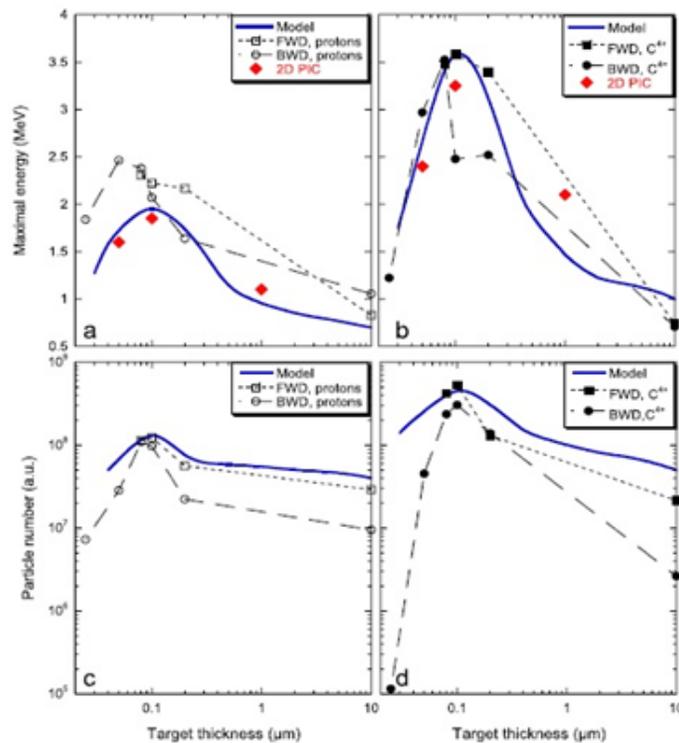


Figure 2.8 : Énergies expérimentales maximum et le nombre des protons [(a) and (c)] et des ions de carbone [(b) and (d)] en fonction de l'épaisseur de cible. Les cercles noirs ouverts et remplis et les carrés sont les données expérimentales. Les lignes épaisses sont les estimations du modèle analytique. Les diamants remplis sont les résultats d'un code PIC 2D (Andreev et al., 2008).

Les caractéristiques des électrons et des ions ont été observées lors de l'interaction d'une impulsion laser ultra intense pour des feuilles de DLC (Diamond Like Carbon, carbone en phase diamant) de 3 à 58 nm d'épaisseur (Kiefer et al., 2009). Le faisceau laser était focalisé jusqu'à l'intensité pic de $I_L = 2 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ équivalente à $a_0 \sim 12$. Les électrons mesurés avec les feuilles de 42 nm ressemblent beaucoup à une distribution de type maxwellienne similaire à

ce qui a été observé dans des travaux précédents sur l'accélération à partir de cibles dans le domaine d'épaisseur de μm (Cowan et al., 1999). La température des électrons chauds peut être déduite d'une approximation exponentielle comme $k_B T = 12 \text{ MeV}$.

En contraste, les électrons générés par l'interaction d'une feuille de 5 nm montrent des caractéristiques très différentes. Dans ce cas, une composante quasi-mono énergétique distinguée dont le pic d'énergie observée est de 30 MeV avec une étendue de 9 MeV rms (moyenne quadratique). La charge mesurée localisée dans les limites de la moyenne quadratique du pic d'électrons est de 7 pC. L'énergie totale dans le spectre des électrons au-dessus de 20 MeV a augmenté de plus de 2.5 fois avec une réduction de l'épaisseur de cible de 42 nm à 5 nm.

Une forte corrélation est évidente en comparant les données électroniques avec des spectres d'ions obtenus simultanément présentés sur la figure 2.9 b. Quand l'épaisseur de la feuille est réduite et la distribution d'énergie des électrons évolue dans une forme non-maxwellienne qui a un pic à des plus hautes énergies, les valeurs de coupure correspondantes pour les ions chutent. Des énergies maximum de 160 MeV ont été obtenues pour les ions de carbone C^{6+} complètement ionisés et de 37 MeV pour les protons pour le tir sur une cible de 42 nm présenté, chutant à 60 MeV et 19 MeV respectivement pour le cas de 5 nm quand les électrons s'évadent de la feuille. La chute de l'accélération d'ions efficace observée devient encore plus dramatique si le contenu énergétique total est pris en compte dans les spectres d'ions mesurés. En effet celle-ci diminue de plus d'un facteur 20 quand le spectre entier est intégré comparé au cas de 42 nm.

Pour des cibles épaisses, la plupart des électrons restent liés à la feuille à cause de leurs champs électriques auto-induits et sont responsables de l'accélération efficace des ions. Pourtant, en diminuant l'épaisseur de cible jusqu'à 5 nm, une chute considérable d'énergies d'ions était observée alors qu'un caractère quasi monoénergétique apparaît dans le spectre d'électrons. Cette tendance peut être interprétée par la disparition du champ électrique longitudinal qui accélère les ions quand une fraction majeure de la population électronique est séparée de façon permanente de la feuille. Donc, les tendances observées peuvent être attribuées au fait que la plupart des électrons ont pu s'échapper de la cible ultra mince, et l'accélération d'ions met en évidence le régime d'évasion d'électrons (electron breakout).

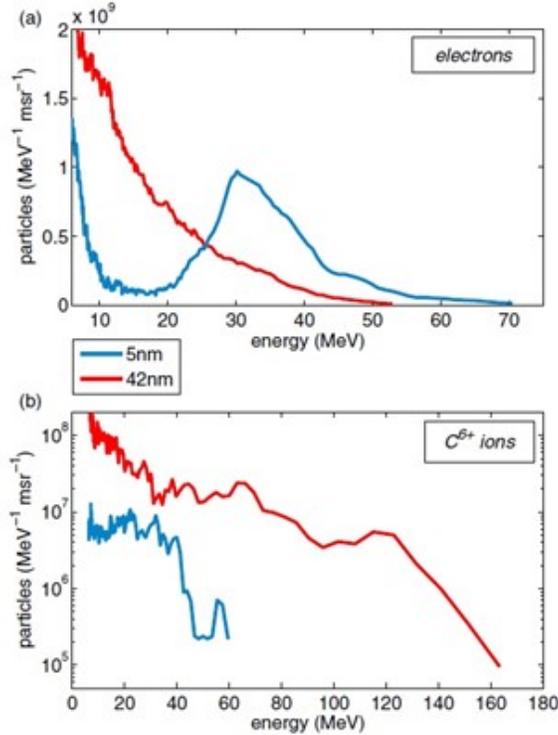


Figure 2.9 : Spectres des électrons (a) et des ions de C⁶⁺ (b) observés d'une cible de feuille DLC de 42 nm d'épaisseur (en rouge) et 5 nm (en bleu). Alors qu'une feuille de 42 nm montre une distribution de type maxwellienne, un pic quasi-mono énergétique est généré dans le cas d'une feuille de 5 nm d'épaisseur. En même temps, l'accélération des ions chute significativement (Kiefer et al., 2009).

Choi et *al.* (2011) ont présenté la fabrication d'une cible ultra mince à partir d'un polymère conjugué (F8BT), et l'observation simultanée d'ions accélérés et de la radiation de la 2^{ème} harmonique lors de l'irradiation par une impulsion laser de ultra haut contraste. Une impulsion laser d'une durée inférieure à 35 fs était focalisée jusqu'à l'intensité pic de 4×10^{19} W/cm². Les caractéristiques des ions accélérés étaient étudiées dépendamment de l'angle d'observation. L'épaisseur des cibles fabriquées variait de 10 à 500 nm. Les spectres d'énergie de protons mesurés à $\theta = 0^\circ$ ont montré une décroissance exponentielle avec une chute rapide à l'énergie de coupure E_{max} . Les cibles de F8BT de 70 nm d'épaisseur ont montré une énergie maximum E_{max} de 8 MeV. Tous les états de charge des ions de carbone sont accélérés, les énergies maximum de ~18 MeV sont obtenues pour les ions de C⁵⁺ et C⁶⁺. L'énergie de coupure de protons E_{max} ainsi que le nombre absolu de protons détecté dans une unité d'angle solide pour des énergies >2 MeV $dN_{tot}/d\Omega$ sont toujours les plus hauts dans la direction normale à la cible ($\theta = 0^\circ$). Cette tendance est confirmée par le spectre d'électrons qui dépend de l'angle d'observation. L'accélération de protons prédominante suivant la normale à la cible signifie que TNSA est le mécanisme principal.

Bien que les dépendances entre E_{max} et $dN_{tot}/d\Omega$ de l'épaisseur de cible soient faibles, un optimum est trouvé aux alentours de 70 nm. L'optimum pourrait résulter de la compétition de deux tendances opposées. Quand la cible devient plus mince, (i) la recirculation et le reflux d'électrons chauds à l'intérieur de la cible pendant l'impulsion laser peut davantage augmenter la densité d'électrons chauds n_h et (ii) l'énergie laser absorbée dans la cible est réduite, ce qui peut entraîner une réduction de la température d'électrons chauds T_h .

La génération de 2ω est sensible à la qualité de surface des cibles. La cible de F8BT a une bonne qualité de surface avec une valeur moyenne quadratique de la rugosité inférieure à quelques dizaines de nm, par exemple, <6 nm pour la cible de 100 nm d'épaisseur; au contraire, elle est comparable à la longueur d'onde laser pour les cibles d'Al. La bonne qualité de surface initiale et une très courte phase d'expansion de plasma, à cause de l'utilisation d'impulsions à ultra haut contraste, ont comme résultat une surface plasma plane et permettent la génération efficace d'une radiation réfléchie spéculaire.

Les dépendances des $E_{2\omega}/E_\omega$ et E_{max} de l'intensité laser ont été estimées en variant la position de la cible aux alentours de la meilleure position focale. La génération de 2ω est plus sensible à l'intensité laser que l'accélération de protons.

Robinson et *al.* (2009) ont présenté les résultats d'une expérience effectuée avec des cibles d'Al et plastiques (CH) de 50-200 nm et 6 μm d'épaisseur, et un haut contraste laser, dans laquelle des maxima larges étaient observés dans le spectre d'énergie de protons entre 0.5 et 1.4 MeV. Ces pics spectraux larges n'étaient pas observés en utilisant des cibles plus épaisses (6 μm). Le flux de protons dans les pics est beaucoup plus important que dans la même gamme d'énergies pour les cibles épaisses. Il a été conclu que des champs magnétiques quasi-statiques sur la face arrière de la cible sont responsables de la génération des pics spectraux. Le champ magnétique quasi-statique va influencer fortement le spectre de protons par déviations qui dépendent du temps de présence du proton dans le champ.

Safronov et *al.* (2008) ont étudié l'efficacité de l'accélération de protons de la face arrière d'une cible irradiée à l'intensité de $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ en fonction de son épaisseur. Pour réduire l'effet de l'ESA, un commutateur optique supplémentaire basé sur une cellule de Pockels était utilisé dans l'amplificateur. Des cibles d'Al de 0.2-5 μm d'épaisseur et des cibles double couche de polycarbonate de 55 nm couvert de 30-40 nm d'Al étaient utilisées dans ces expériences. Le rendement des ions augmente rapidement avec la diminution de l'épaisseur de la cible. Les expériences ont montré que la qualité de surface de la cible affecte fortement le rendement de particules accélérées pour des cibles ultra minces (< 0.2 μm). Certaines cibles de 0.2 μm

d'épaisseur avaient une grande rugosité de surface. Le rendement d'ions de telles cibles était significativement plus bas que celui obtenu avec des cibles de bonne qualité de surface. L'énergie maximum de protons rapides observée était quasiment insensible à l'épaisseur de cible et était de ~ 7 MeV pour l'énergie laser de 6.5 J.

2.6.2. Influence de la focalisation sur les propriétés des faisceaux d'ions

Une méthode simple pour augmenter la génération d'ions avec des impulsions laser femtoseconde a été démontrée en défocalisant le faisceau laser sur la surface de cible (Xu et al., 2012). Quand la défocalisation est optimale, la population de protons de basse et moyenne énergie est augmentée de façon significative alors que l'énergie de coupure de protons ne change quasiment pas. Pour une feuille de 50 nm, la population de protons de 1 MeV est augmentée de 90 fois quand le décalage est de 300 μm comparé à celle pour la forte focalisation du laser. Ainsi, le rendement de protons total peut être augmenté de plus d'un ordre de grandeur même si l'intensité laser pic chute. L'énergie de protons peut être également augmentée de façon efficace.

Les expériences étaient réalisées avec des feuilles d'aluminium de 50 nm et 2 μm d'épaisseur. L'intensité laser pic était réduite de 5×10^{19} W/cm² jusqu'à l'ordre de 10^{16} W/cm² en changeant le décalage de 0 (la meilleure position de focalisation) jusqu'à 500 μm , alors que l'énergie laser était tenue constante. À la meilleure focalisation, l'énergie de coupure pour les tirs à haut contraste (avec un miroir plasma) était d'environ 6 MeV, alors qu'elle était réduite jusqu'à 2.4 MeV quand le miroir plasma n'était pas utilisé. L'énergie de coupure maximum (3.5 MeV) à bas contraste est atteinte quand l'intensité laser est d'environ 2.8×10^{18} W/cm² (décalage de 50 μm). L'énergie laser pour les tirs à bas contraste était plus importante que pour le haut contraste.

Quand le laser est fortement focalisé, l'énergie de coupure pour la feuille de 2 μm est d'environ 6 MeV et est supérieure à celle obtenue avec la feuille de 50 nm. Dans le cas de feuilles plus épaisses, la formation de plasma sur la face arrière induite par le piédestal de l'ESA peut être effectivement supprimée, créant ainsi un champ accélérateur plus fort.

Les distributions spatiales montrent également une augmentation évidente d'émission de protons par défocalisation. Pour 50 nm d'Al, la dose de protons peut être augmentée de 17 fois par la défocalisation optimum du faisceau laser.

L'augmentation significative de faisceaux de protons par défocalisation peut être expliquée par deux facteurs. Quand le faisceau laser est défocalisé, l'intensité du piédestal de l'ESA va diminuer. L'effet de l'expansion du plasma et des ondes de choc induites par l'ESA sur l'accélération de protons est bien réduit, surtout dans des cibles minces. Ainsi, le champ de la gaine accélératrice peut être établi de manière plus efficace que dans le cas de la forte focalisation, ce qui mène à une accélération plus efficace. Le deuxième facteur est une population plus grande d'électrons rapides d'énergie modérée et basse générée grâce à la surface focale plus large.

Le nombre de protons accélérés à partir de la face arrière peut être décrit approximativement par $N_p = \pi d_L^2 \lambda_D n_p$, où d_L est la taille transverse du champ de la gaine, λ_D est l'épaisseur de la gaine et n_p est la densité de protons ionisés. Une importante population d'électrons pour des taches focales larges peut induire un champ de gaine sur une large surface de la face arrière.

La variation des spectres d'ions et du profil de faisceau avec la taille de la tache focale a été étudiée pour des feuilles minces d'Al (50 nm and 6 μ m) irradiées à des intensités jusqu'à 2×10^{19} W/cm² en utilisant des impulsions laser de haut contraste (10^8) (Green et al., 2010). Les résultats montrent que l'énergie de protons maximum est atteinte pour une forte focalisation pour les deux épaisseurs de cible, mais avec l'augmentation de la taille de la tache, le flux ionique à des énergies plus basses (0.1-1 MeV) semble atteindre son pic à des tailles de la tache significativement plus grandes.

Cette étude a été effectuée en plaçant la cible à une position hors de la meilleure focalisation pour augmenter la surface d'irradiation. L'intensité était réduite jusqu'à environ 10^{16} W/cm² pour les cibles les plus minces. Le flux a augmenté à des intensités 100-500 fois inférieures qu'à la meilleure focale, ce qui était tout à fait inattendu. Ceci a été interprété comme une combinaison potentielle de quatre effets : une augmentation géométrique de l'émission de protons due à l'augmentation de la taille de la tache focale et ainsi la zone d'émission d'ions, un changement de la divergence du faisceau à cause de la taille de la tache, une augmentation temporelle car les électrons sont moins susceptibles d'échapper à la région d'accélération (la distance que les électrons rapides peuvent parcourir durant l'impulsion laser étant très inférieure à la taille de la tache focale défocalisée) et la réduction de l'émission de protons à cause de la réduction de l'intensité laser.

Avec le contraste de 10^8 , l'énergie maximum des protons était obtenue quand la feuille était proche de la meilleure focale. Dans le cas des feuilles d'Al de 50 nm d'épaisseur, à la meilleure focale une valeur de 3.5 MeV était obtenue.

À la meilleure focale, les spectres de protons obtenus avec la feuille de 6 μm peuvent être décrits comme une distribution d'ions simple à température unique en accord avec les résultats des autres groupes. Ce n'est pas le cas avec les feuilles de 50 nm, où la distribution a un pic de 0.8 MeV et les niveaux de flux sont beaucoup plus élevés que dans le cas de 6 μm . La différence de forme spectrale à la meilleure focale entre les deux épaisseurs de cible a été attribuée à l'effet de focalisation magnétique qui est plus fort à l'arrière des cibles les plus minces. Un fort champ B focalisant des protons sur la face arrière de la cible, qui croît rapidement pendant la durée de l'impulsion laser, focalise une portion de la distribution de protons. Ceci a comme résultat une surfocalisation des protons de basse énergie et ainsi une déviation du point d'observation axial. De façon similaire, la focalisation optimum des protons d'énergies intermédiaires (environ 1 MeV dans ce cas) pourrait mener à un signal sur axe plus intense et ainsi un pic distinct observé dans les spectres d'ions pour le cas de 50 nm à la meilleure focale (Robinson et al., 2009).

La loi d'échelle du flux et d'énergie maximum de protons accélérés a été déduite en fonction de l'énergie d'une impulsion laser dans la gamme de 15-380 mJ à des intensités de 10^{16} - 10^{18} W/cm² (Brenner et al., 2011). La durée d'impulsion laser et l'épaisseur de cible de pellicule plastique étaient fixées à 40 fs et 25 nm, respectivement, alors que la taille de la tache focale et l'énergie laser étaient variées. Le faisceau était focalisé sur une cible de pellicule plastique de 25 nm à l'intensité de 2×10^{19} W/cm². L'énergie laser délivrée à la cible était variée d'environ 15 mJ à environ 350 mJ pour deux diamètres de tache focale de 20 μm et 60 μm et ensuite l'énergie laser était tenue constante alors que le diamètre de la tache focale était varié de 20 μm jusqu'à 140 μm .

Les résultats indiquent que si l'énergie proton maximum dépend de l'énergie laser et du diamètre de la tache focale, le flux de protons est avant tout lié à l'énergie de l'impulsion laser dans les conditions étudiées. Les mesures montrent que l'augmentation de l'énergie laser par un ordre de grandeur a comme résultat une augmentation de plus de 500 fois du flux de protons observé. Toutefois, une augmentation de l'intensité laser d'un ordre de grandeur en réduisant la taille de la tache focale laser, à l'énergie laser constante, mène à une augmentation du flux de

protons observé de moins de 10 fois. Une relation claire entre le flux de protons intégré et l'énergie laser peut être approximée par une exponentielle qui est comme $E_L^{2.1 \pm 0.3}$.

En supposant que l'énergie maximum du faisceau de protons généré peut être corrélée à la température des électrons relativistes qui sont accélérés directement par laser sur la face avant (Lefebvre et al., 2010), selon la loi d'échelle de Beg et al. (1997) les énergies de protons pic devraient suivre la tendance $I_L^{0.33}$ pour $I_L < 10^{19}$ W/cm², qui est en accord proche avec la tendance de variation du diamètre de la tache focale. En outre, comparant les valeurs mesurées de E_{pmax} à l'énergie laser maximum avec une accumulation de celles qui étaient obtenues avec une énergie laser similaire et sous des conditions similaires (un haut contraste, impulsions ultra courtes avec une cible ultra mince), il est évident qu'elles sont en très bon accord avec une augmentation lente dans la gamme d'intensités d'intérêt (voir figure 2.10), avec la tendance qui continue au-dessus de la limite d'intensité du travail présenté.

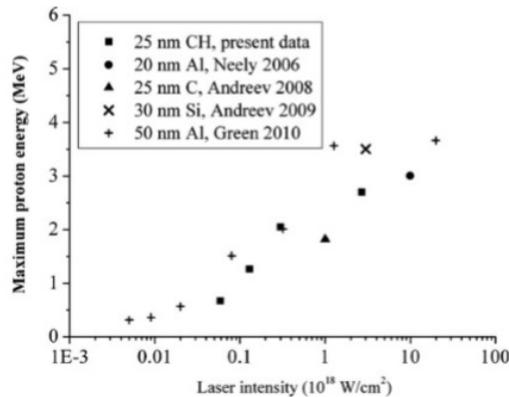


Figure 2.10 : Énergie de protons maximum en fonction de l'intensité dans le régime d'interaction d'un haut contraste, une impulsion laser ultra-courte avec de cibles ultra minces mesurée expérimentalement ici et par Neely et al. (2006), Andreev et al. (2008, 2009), et Green et al. (2010) (Brenner, 2011).

2.6.3. Influence de la composition de la cible sur l'accélération d'ions

Quand une cible nanométrique ($\ll 1 \mu\text{m}$) composée de plus d'une espèce est irradiée à une haute intensité laser $>10^{20}$ W/cm², différentes espèces ioniques ayant des ratios charge-masse comparables peuvent se propager dans la même direction et obtiennent presque la même vitesse. Une telle co-propagation favorise des ions plus lourds qui peuvent gagner une énergie plus haute que l'énergie des protons. Ceci peut indiquer l'établissement d'un autre mécanisme d'accélération tel que l'accélération par pression de radiation (APR). Avec l'augmentation de l'épaisseur de cible, le mécanisme APR est supprimé et le mécanisme TNSA

devient plus dominant. Pour cette raison, l'énergie par nucléon de protons et celle des ions plus lourds divergent graduellement.

Les expériences suivantes (Dollar et al., 2013b) ont montré une augmentation de l'énergie maximum quand des cibles contenant de l'hydrogène étaient utilisées au lieu de celles sans hydrogène. L'utilisation de cibles plastiques de $<1 \mu\text{m}$ d'épaisseur donnait des énergies de protons maximum qui étaient 20%-100% plus hautes qu'avec des cibles inorganiques d'épaisseur équivalente, y compris Si_3N_4 et Al. Des énergies de protons jusqu'à 20 MeV ont été mesurées avec un flux de 10^7 protons/MeV/sr. Les deux types de cibles, contenant l'hydrogène (CH) ou sans hydrogène (NCH), montraient une augmentation de l'énergie de protons maximum alors que l'épaisseur de cible diminuait jusqu'en dessous de $1 \mu\text{m}$, mais les gains d'énergie étaient moins importants pour des cibles de moins de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Quand l'épaisseur de cible était $1 \mu\text{m}$ et moins, l'énergie maximum pour les cibles CH était supérieure à celle pour les cibles NCH. Le nitrure de silicium et Mylar sont des matériaux diélectriques avec des seuils d'endommagement au-dessus de l'intensité de l'ESA. Toutefois, ils sont très différents en contenu d'hydrogène. La composition chimique de Mylar est environ 30% d'hydrogène alors que le contenu d'hydrogène dans une cible du nitrure de silicium provient de la vapeur d'eau ou d'autres impuretés adsorbées sur la surface. Bien que les feuilles de nitrure de silicium de 500 nm d'épaisseur soient différentes seulement d'un facteur 2 en épaisseur (comparé à $1 \mu\text{m}$ de Mylar), une chute brusque d'énergie de protons a été observée de 7 MeV (Mylar) à $\sim 1.5 \text{ MeV}$ (Si_3N_4) (Reed et al., 2007).

Pour des cibles NCH, les cibles ultra minces étaient disponibles mais il n'y avait aucune augmentation considérable pour les cibles plus minces. Les cibles d'Al et de Si_3N_4 ont également montré des résultats similaires malgré la différence des matériaux indiquant que les détails de la composition chimique de la cible ne semblent pas être importants.

La différence de l'énergie de protons maximum était la plus importante pour les cibles CH les plus minces, où l'énergie de protons maximum dépassait 20 MeV pour plusieurs tirs. Les paraboles de Thomson et CR 39 montrent des quantités considérables de protons d'énergie au-dessus de 20 MeV. L'énergie de protons maximum observée pour chaque tir avec les cibles de Si_3N_4 était de 15 MeV.

L'absorption d'énergie laser par des électrons chauds est influencée par la densité électronique de la cible. Éventuellement, la température et la densité efficaces des électrons dans la gaine accélératrice vont définir l'énergie maximum qui peut être atteinte par TNSA. La couche contaminant pour les cibles NCH est un matériau hydrogénique inhomogène qui existe

dans quelques nanomètres de la surface de la cible. Au contraire, les cibles CH donnent une quantité continue de protons à travers la cible et la couche contaminant. Pour des cibles minces, où le champ électrique est le plus haut, il n'est pas clair pour une couche contaminant typique quelles sont les conditions optimum de la gaine. En outre, la gaine à la frontière entre le plastique et les contaminants hydrocarbonés et son évolution temporelle est probablement très différente comparé à celle entre une cible NCH et sa couche de contaminant.

2.6.4. Influence de la polarisation du faisceau laser sur l'interaction laser cible nanométrique

L'interaction d'une impulsion laser courte avec des cibles nanométriques a été étudiée en utilisant la polarisation linéaire et circulaire à l'incidence normale (Dollar et al., 2012). Il a été observé que, avec la diminution de l'épaisseur de la cible, le chauffage électronique par laser commence à se produire pour la polarisation circulaire menant à l'accélération d'ions contaminants normale à la cible (TNSA), alors que pour des cibles plus épaisses aucune accélération ou chauffage électronique n'est observé. Pour la polarisation linéaire, toutes les cibles ont montré des distributions d'énergie exponentielles avec des températures électroniques similaires, tant pour des faisceaux de protons que carbone. Pour 30 nm Si_3N_4 , la polarisation linéaire générait des protons avec une énergie maximum moyenne de ≈ 13 MeV. Ceci est consistant avec les expériences réalisées auparavant (Dollar et al., 2011). L'énergie maximum des protons et d'ions de carbone moyenne augmente légèrement quand l'épaisseur de cible est réduite.

Quand une lame quart d'onde était insérée (c.-à-d., la polarisation circulaire), les énergies de protons maximum étaient basses (6 MeV) pour la cible de 100 nm et augmentaient rapidement avec la diminution de l'épaisseur de cible (12 MeV à 30 nm). Les spectres d'énergie étaient exponentiels. L'énergie d'électrons maximum augmentait également avec la réduction d'épaisseur, telle que pour la cible de 30 nm d'épaisseur les spectres étaient similaires à ceux pour le cas linéaire mais considérablement plus faibles pour le cas de 100 nm.

2.6.5. Études de la divergence d'ions accélérés

La divergence des ions rapides générés à partir de cibles ultra minces a été étudiée dans (Andreev et al., 2010). Les feuilles minces de CH ont été utilisées avec l'épaisseur de 0.1 à 100 μm . L'intensité laser était de 3×10^{18} W/cm^2 . Les protons peu énergétiques sont

fortement divergents et suivis par une espèce de plateau pour des valeurs d'énergie intermédiaires avec une réduction de divergence brusque proche de l'énergie de coupure. La petite divergence des protons d'énergie intermédiaire signifie que le faisceau de protons est bien collimaté.

Les mesures de divergence du faisceau de protons ont également été effectuées dans (Dollar et al., 2013a). À l'angle d'incidence de 45° , le demi-angle de divergence de protons au-dessus de 1 MeV était en dessous de 12.5° pour chaque épaisseur de cible. Au-dessus de 4.25 MeV, toutes les épaisseurs donnaient des faisceaux de protons avec l'angle de divergence de moins de 11° . Les cibles d'épaisseurs de $0.5 \mu\text{m}$ ou plus avaient un signal de protons pic qui restait directement sur la normale de cible. En même temps, les cibles de $0.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur ou moins avaient un signal de protons pic qui était entre 2° et 9° par rapport à l'axe laser, avec une déviation plus importante pour les cibles plus minces.

À l'incidence normale, les énergies de protons maximum sont encore plus hautes. Avec un DMP, pour des cibles épaisses, l'énergie maximum de protons moyenne est d'environ 5 MeV. L'énergie maximum moyenne augmentait avec la décroissance de l'épaisseur de cible, jusqu'à environ 12.5 MeV à 30 nm. Pour les épaisseurs de cible d'un μm et moins, l'état de charge de carbone dominant est celui complètement ionisé. L'énergie par nucléon ne suit pas la même tendance que pour les protons, montrant à la place une croissance rapide quand l'épaisseur de cible diminue. À l'épaisseur de cible de $0.3 \mu\text{m}$, la vitesse des ions de carbone est presque la même que celle des protons.

2.6.6. L'accélération de protons sur le système 200 TW d'ALLS

Les protons ont été également accélérés sur le système laser 200 TW du laboratoire ALLS utilisé durant cette thèse (Fourmaux et al., 2013). Les protons générés sur la face arrière et avant des cibles solides minces (épaisseurs de 15 nm à $90 \mu\text{m}$) ont été caractérisés, avec l'intensité d'une impulsion laser jusqu'à 10^{20} W/cm^2 , la durée d'impulsion 30 à 500 fs, et l'énergie d'impulsion 0.1 à 1.8 J.

Comme cibles, les membranes du nitrure de silicium (Si_3N_4) de 15 et 30 nm d'épaisseur étaient utilisées pour assurer la meilleure planéité. Un revêtement d'aluminium d'épaisseur variée est déposé sur certaines membranes de 30 nm d'épaisseur, donnant des épaisseurs totales de 30 nm à $1 \mu\text{m}$.

La réflectivité de la cible est maximisée pour une impulsion de 100 fs. Au-dessus de cette durée, un plasma de grande longueur d'échelle évolue et absorbe le laser de manière plus efficace. En dessous de 100 fs, la réflectivité diminue. Ceci peut être dû à la force pondéromotrice, la réflexion non spéculaire ou la conversion d'énergie en harmoniques. L'énergie de coupure de protons était mesurée en fonction de la distance entre la position de la meilleure focalisation et celle de la cible (avec l'énergie et la durée d'impulsion fixées). Une défocalisation de 100 μm de la tache focale laser a comme résultat une réduction de 25% de l'énergie de protons maximum, alors que pour une défocalisation de 300 μm , l'énergie de coupure est réduite de 30%.

Dans le cas de la cible de 120 nm d'épaisseur, les protons accélérés dans les directions avant et arrière ont des énergies très similaires, comme déjà démontré par Ceccotti et *al.* (2007): sous conditions de haut contraste temporel, il n'y a pas de pré-impulsion induisant l'expansion de plasma et les deux faces de la cible sont planes à l'arrivée de l'impulsion principale. Donc, les protons sont probablement accélérés dans les deux directions par une séparation de charges planaire similaire. L'énergie de coupure pour le faisceau d'ions augmente linéairement avec l'énergie d'impulsion laser quand une impulsion de durée constante de 30 fs est utilisée. Éventuellement, l'accélération de protons est plus dépendante de l'énergie du faisceau laser pour des impulsions laser courtes (<100 fs).

À l'intensité laser constante et égale à $6.1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, l'énergie de coupure de protons augmente avec la durée d'impulsion laser jusqu'à plusieurs centaines de fs, après quoi elle devient presque constante. Le résultat obtenu est en accord avec Fuchs et *al.* (2006) et avec des modèles d'expansion dans le vide d'un plasma isotherme induite par une composante d'électrons chauds (Mora, 2003).

La figure 2.11 représente l'énergie de coupure de protons observée en fonction de l'épaisseur de cible, pour la face avant et arrière de la cible. L'énergie de coupure est trouvée pour une durée d'impulsion laser de 30 fs (points remplis) et 100 fs (points vides), en gardant E_{laser} fixée, et en changeant I_{laser} . Alors que l'épaisseur de cible est réduite, l'énergie de protons maximum augmente pour les deux directions (avant et arrière), et cela pour les deux durées d'impulsion. Ceci montre que les électrons chauds accélérés par laser contribuent à l'accélération de protons de manière plus efficace quand les cibles sont plus minces : comme leur circulation longitudinale à l'intérieur de la cible est plus courte, ils perdent moins d'énergie en recirculant dans la cible. Les électrons peuvent faire des aller-retours entre les gaines avant et arrière de la cible pour des temps plus longs dans des cibles plus minces, ainsi augmentant

la densité efficace de la gaine qui induit le potentiel électrostatique qui crée le mécanisme d'accélération. En plus, quand la cible est ultra mince, l'absorption laser-plasma est plus efficace à cause de la décompression de la cible, ce qui permet un chauffage en volume des électrons plus efficace, et éventuellement une augmentation de l'énergie de coupure du faisceau de protons.

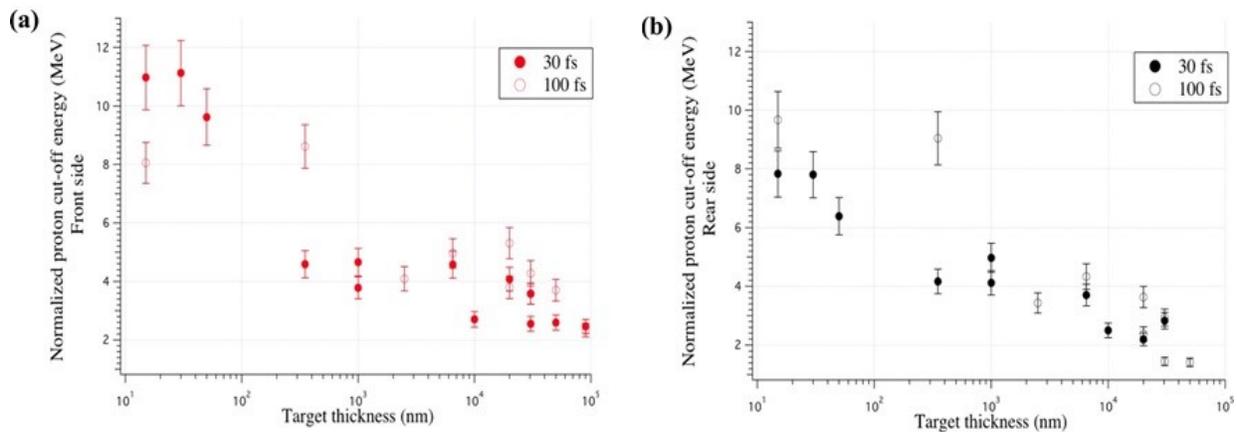


Figure 2.11 : Énergie de coupure de faisceau de protons en fonction de l'épaisseur de cible. L'énergie maximum est présentée pour deux durées d'impulsion différentes (30 fs et 100 fs) (Fourmaux et al., 2013).

Pour étudier l'impact de la durée d'impulsion laser plus en détail, la durée d'impulsion laser était variée systématiquement en gardant l'énergie d'impulsion constante, l'épaisseur de cible était de 120 nm. Les résultats sont présentés sur la figure 2.12 pour les faces avant et arrière de la cible (figures 2.12a et 2.12b respectivement). Sur la figure 2.12a, un maximum lisse est observé pour l'énergie de coupure de protons en fonction de la durée d'impulsion laser. Cette tendance a lieu pour des électrons accélérés dans la direction arrière, quand on utilise une durée d'impulsion de 100 ± 50 fs. Ce comportement n'est pas observé dans la direction de propagation du laser (vers l'avant) (figure 2.12b), et dans ce cas, l'énergie de protons n'est pas significativement plus haute pour la durée d'impulsion laser la plus courte.

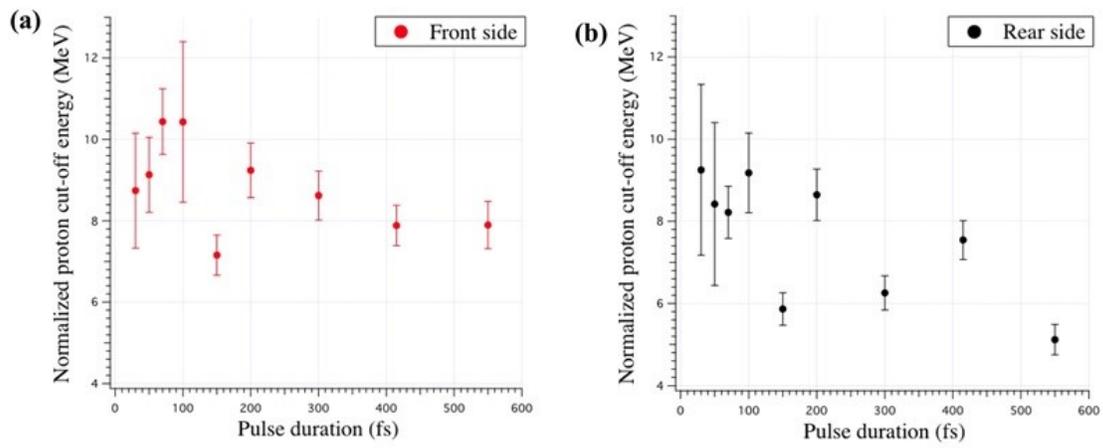


Figure 2.12 : Énergie de coupure du faisceau de protons en fonction de la durée d'impulsion laser. L'épaisseur de cible est 120 nm (Fourmaux et al., 2013).

Tableau 1 : Paramètres expérimentaux et les caractéristiques des faisceaux de protons rapportés dans les publications citées

Référence	Intensité (W/cm ²)	T _{laser} (fs)	Contraste laser	Angle d'incidence (°)	Cible	Épaisseur de cible (µm)	E _{max} mesurée (MeV), face avant	E _{max} mesurée (MeV), face arrière	
Neely 2006	10 ¹⁹	33	10 ⁻¹⁰	30	Al	0.1		4	
						0.02		3	
Ceccotti 2007	10 ¹⁹	65	10 ⁻⁶	45	Mylar	20		1.8	
	5 × 10 ¹⁸	32	10 ⁻¹⁰			0.1	~4.5	~5.3	
Reed 2007	3 × 10 ²⁰	30	10 ⁻¹¹	~25	Si ₃ N ₄	0.05		2	
					Mylar	1-3		7	
					Al	2-4		6.3	
Dollar 2013a	2 × 10 ²¹	40±2	10 ⁻¹¹	45	Si ₃ N ₄	0.05		1.95	
			10 ⁻¹⁵			0.03		~10	
						0.03		12.5	
Andreev 2009	~3 × 10 ¹⁸	40	10 ⁻¹⁰	0	Si	0.03		3.5	
						0.5		2.5	
					Al	0.4		4.9	
						0.8		1.5	
Pirozhkov 2009	2 × 10 ¹⁹	50	10 ⁻¹⁰	35	Al	0.05		~3	
Antici 2007	10 ¹⁸	320	10 ⁻¹¹	0	Si ₃ N ₄	0.03		~7.3	
Antici 2009	~10 ¹⁹	320	10 ⁻¹⁰	0	Si ₃ N ₄ + Al	0.05		~8	
					Al	1		12	
Andreev 2008	10 ¹⁸	65	10 ⁻¹⁰	45	Mylar	0.1		~2.2	
					C	0.05	~2.5		
Kiefer 2009	2 × 10 ²⁰	500	5 × 10 ⁻¹⁰ (pré-pulses)	0	DLC (Diamond Like Carbon)	0.042		37	
			2 × 10 ⁻¹² (ns)						
						0.005		19	
Choi 2011	4 × 10 ¹⁹	<35	10 ⁻¹¹	22.5	F8BT	0.07		8	
Robinson 2009	10 ¹⁹	40	10 ⁻⁸	66.5	CH	0.05		5	
					Al	0.05		5	
						0.2		5	
Safronov 2008	~10 ¹⁹	800-1000	~4 × 10 ⁻⁶	0	Al	0.2-5		~7	
					Polycarbonate +Al	0.085-0.095		~7	
Xu 2012	5 × 10 ¹⁹	50	10 ⁻⁸	30	Al	0.05		~6	
			10 ⁻⁶					2.4	
	2.8 × 10 ¹⁸		10 ⁻⁶					~3.5	
	1.7 × 10 ¹⁷							~3	
	4.4 × 10 ¹⁶							~1	
Green 2010	2 × 10 ¹⁹	40	10 ⁻⁸	45	Al	0.05		3.5	
Brenner 2011	2.8 × 10 ¹⁸	40	10 ⁻⁸	45	Plastique	0.025		2.7	
	5.9 × 10 ¹⁶							0.7	
Dollar 2013b	2 × 10 ²¹	40	10 ⁻¹⁵	0	Si ₃ N ₄	0.03		15	
					Parylene N (CH ₂)	0.1		20	
Dollar 2012	2 × 10 ²¹	40	10 ⁻¹⁵	0	Si ₃ N ₄	0.03		12-13	
						0.1		6-12	
Andreev 2010	3 × 10 ¹⁸	65	10 ⁻¹⁰	45	CH	0.1-100		0.45-3.8	
Fourmaux 2013	~10 ²⁰	30	10 ⁻¹²	45	Si ₃ N ₄	0.015	11	7.9	
							0.03	11.2	7.9
							0.05	9.7	6.4
							0.11	8.8	9.3
							0.015	8.1	9.7
							0.11	10.4	9.2

CHAPITRE 3 : MOYENS EXPÉRIMENTAUX ET DIAGNOSTICS

3.1. Introduction

Les études fondamentales de l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste demandent des champs électromagnétiques à des très hautes intensités ($I_L > 10^{18}$ W/cm²). Afin d'atteindre cette intensité, il faut générer une impulsion laser de quelques Joules avec une durée de quelques dizaines de femtosecondes. La génération de telles impulsions est obtenue avec le système laser 200 TW au laboratoire ALLS à l'INRS.

Dans ce chapitre, le principe de la technologie laser CPA et le système laser 200 TW du laboratoire ALLS sont d'abord présentés. Le sous-chapitre 3.4 décrit ensuite les outils de caractérisation (durée, contraste, pré-impulsions) de l'impulsion femtoseconde. Les chambres expérimentales utilisées au laboratoire ALLS durant cette thèse sont présentées ainsi que la mise en place et les différents diagnostics utilisés lors des expériences. Les deux géométries implémentées dans les deux campagnes expérimentales seront abordées ainsi que les diagnostics utilisés pour visualiser l'expansion rapide du plasma chaud (l'ombroscopie) et évaluer la qualité de l'interaction laser-plasma (le spectromètre de temps de vols). Finalement, les méthodes de déconvolution des données expérimentales sont décrites.

3.2. Technologie laser CPA

L'effet laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) découvert en 1960 a permis l'utilisation des sources lumineuses monochromatiques (à bande étroite de longueur d'onde) et cohérentes spatialement et temporellement (dans l'espace et le temps). Ces propriétés avantageuses ont ouvert la route vers de nombreux développements en recherche fondamentale et appliquée, ainsi que des applications industrielles (soudage au laser), médicales (chirurgie au laser) ou publiques. Grâce à l'augmentation de la puissance des lasers de plus de dix ordres de grandeur depuis leur invention et l'accès à des intensités laser élevées, des nouveaux régimes d'interaction étudiés en théorie ou par la simulation numérique sont explorables de nos jours. Ce progrès s'est fait au fur et à mesure des innovations technologiques qui ont permis d'augmenter l'efficacité des milieux amplificateurs en diminuant de manière considérable la durée d'impulsion. Les premiers lasers pouvaient délivrer seulement quelques kilowatts pour une durée d'impulsion de quelques microsecondes. Un grand travail

d'amélioration technique (modulation du facteur de qualité de la cavité, laser à verrouillage de modes) a permis de diminuer la durée d'impulsion jusqu'à la picoseconde. À la fin des années 1970, les lasers à CO₂ (longueur d'onde 10.6 μm) généraient jusqu'à quelques 10¹⁶ W/cm² en quelques nanosecondes. La technologie laser qui évoluait lentement jusqu'au milieu des années 1980, a ensuite connu une progression technologique significative qui a permis une augmentation de plusieurs ordres de grandeur des intensités disponibles, comme le montre la figure 3.1.

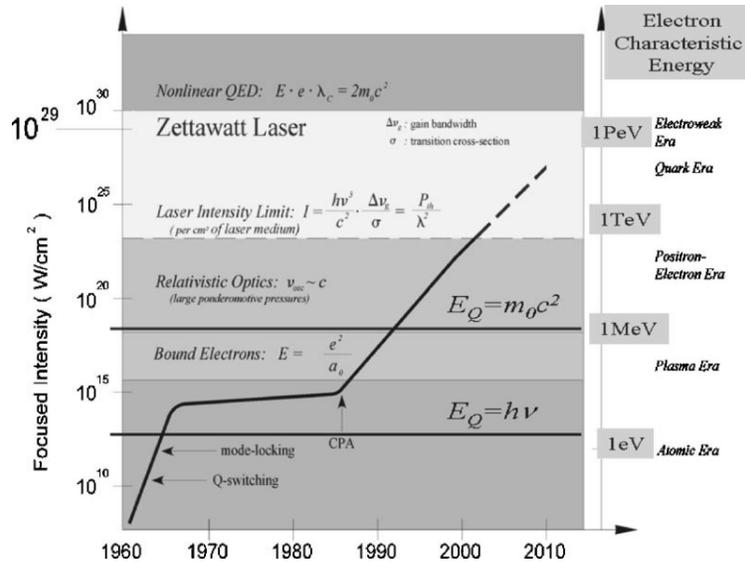


Figure 3.1 : Évolution historique de l'intensité laser disponible dans le temps (Mourou et al., 2006).

La première étape de l'évolution vers les intensités relativistes a été marquée par le remplacement des milieux amplificateurs excimères et colorants élaborés dans les années 1960 et 1970 par des matrices solides comme Ti:saphir ou néodyme-verre. La fluence de saturation de ces matériaux qui est de l'ordre de l'énergie maximum qu'on peut extraire d'un amplificateur, a été ainsi augmentée de 3-4 ordres de grandeur. L'amplification d'une impulsion laser femtoseconde était limitée à quelques mJ car une impulsion laser à des intensités de GW/cm² peut endommager les cristaux amplificateurs à cause des effets non-linéaires (comme l'auto focalisation) induits par le changement de l'indice de réfraction des milieux traversés. Ces effets non linéaires dans la chaîne amplificatrice ont été réduits grâce à la réalisation de l'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification, CPA en anglais) (Strickland et Mourou, 1985). Grâce à cette technique, une amplification jusqu'au niveau du Pétawatt devient possible.

Au-dessus de la densité de puissance 1 GW/cm^2 pour les impulsions subpicosecondes, l'indice de réfraction devient dépendant de l'intensité laser :

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (38)$$

Compte tenu de la variation spatiale de l'intensité du faisceau laser, ceci va modifier le front d'onde du faisceau selon l'intégrale B

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I dx, \quad (39)$$

où n_2 est le premier coefficient non linéaire de l'indice de réfraction. B désigne la perturbation du front d'onde accumulée sur une distance L . Pour des applications relativistes, l'intégrale ne doit pas être supérieure à quelques dixièmes de radian. Au-delà, l'impulsion laser sera immédiatement autofocalisée et la propagation des filaments va dégrader les caractéristiques de départ des impulsions et le système laser. Pour diminuer l'effet de ces perturbations, la technique CPA est utilisée pour amplifier une impulsion étirée dans le temps pour réduire l'intensité et l'intégrale B . Actuellement utilisée dans tous les lasers à ultra-haute intensité, la technique CPA comprend trois étapes décrites dans la figure 3.2.

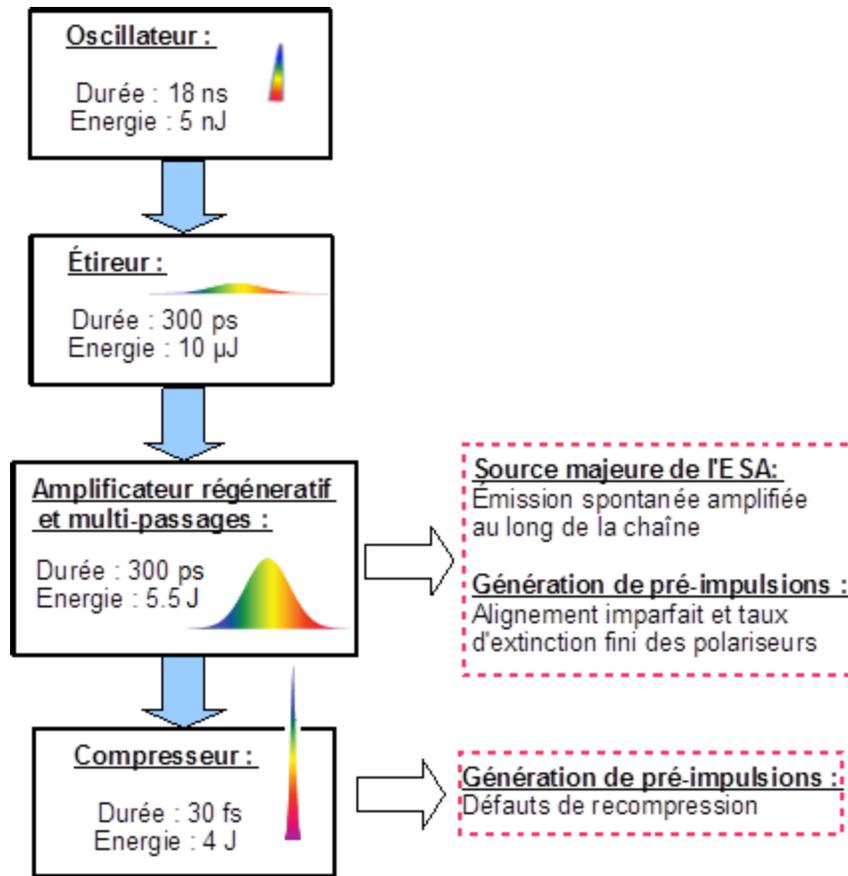


Figure 3.2 : Schéma d'un système laser CPA typique et les sources principales de la dégradation du contraste temporel. Les valeurs présentées sur cette figure correspondent à celles du laser 200 TW de l'INRS-EMT.

L'impulsion générée dans un oscillateur (nJ et de l'ordre de 20 fs) est étirée temporellement avec une paire de réseaux de diffraction (l'étireur) d'un facteur 10^3 à 10^5 , les différentes composantes spectrales étant séparées. L'impulsion chirpée (ayant une variation de la longueur d'onde en fonction du temps) est par la suite amplifiée dans plusieurs amplificateurs de gain d'énergie de 10^6 à 10^{12} . Elle est ensuite recomprimée dans un compresseur, qui a le rôle inverse de l'étireur, pour resynchroniser les différentes longueurs d'onde et réduire la durée d'impulsion.

En outre, pour éviter tout endommagement des éléments de la chaîne laser, la fluence (J/cm^2) sur les optiques est diminuée par l'élargissement du faisceau laser. Le faisceau, en général de l'ordre de 10 à 50 cm de diamètre, est ensuite focalisé à la fin de son parcours par une parabole hors axe qui permet d'obtenir une tâche focale la plus proche de la limite de diffraction, entre 4 et 20 μ m de diamètre (PLMH) en fonction du diamètre initial du faisceau et la

parabole utilisée. Ainsi, des intensités au-dessus de 10^{20} W/cm² sont atteintes actuellement sur des systèmes comme le laser 200 TW de l'INRS-EMT (3J et 30 fs) (Fourmaux et al., 2008).

3.3. Système laser 200 TW

Le système laser 200 TW a été fabriqué par Amplitude Technologies à partir de la technologie Ti:saphir d'amplification par dérive de fréquence. Le schéma du système laser utilisé est présenté sur la figure 3.3. Le laser se compose d'un oscillateur, d'un « booster » de contraste qui contient un étage d'amplification avec un absorbant saturable; d'un étireur fait d'une paire de réseaux de diffraction qui augmente la durée d'impulsion jusqu'à 350 ps PLMH; d'un amplificateur régénératif; de trois étages d'amplification multi-passe pour atteindre l'énergie d'une impulsion maximum de 7.5 J avant la compression et d'un compresseur dans une chambre à vide pour recomprimer l'impulsion jusqu'à 25 fs. Le taux de répétition du laser est 10 Hz avec une longueur d'onde centrale de 800 nm et une énergie de 5.4 J (après compression), ce qui donne plus de 200 TW de puissance crête. Le diamètre final du faisceau est 100 mm. Le faisceau est transporté quelques mètres vers une chambre expérimentale et focalisé sur une cible par une parabole hors axe. L'énergie maximum avant focalisation est de 4 J, ce qui correspond à 55% d'énergie à l'entrée du compresseur et 160 TW de puissance crête sur la cible.

Pour atteindre une haute intensité, il est important de mesurer la durée d'impulsion laser précisément et de façon reproductible. L'oscillateur fonctionne à la fréquence 64.1 MHz (un aller-retour en 15.6 ns) avec une impulsion de départ de 18 fs avec une largeur de bande spectrale de 100 nm. Deux filtres dispersifs acousto-optiques (Dazzler and Mazzler) sont utilisés pour contrôler la distribution de la phase spectrale de l'impulsion et limiter la réduction de la largeur spectrale par le gain qui a lieu dans les différents étages d'amplification. Le premier se trouve après l'étireur pour contrôler les phases spectrales alors que le deuxième est placé à l'intérieur de la cavité régénérative afin de contrôler l'amplitude spectrale de l'impulsion. Après compression la bande spectrale PLMH d'une impulsion de 55 nm est atteinte (figure 3.4) avec une durée d'impulsion qui est mesurée avec un interféromètre de phase spectrale pour la reconstruction directe du champ électrique (Spectral Phase Interferometer for Direct Electric field Reconstruction ou SPIDER en anglais). Habituellement, il est possible de générer la durée d'impulsion de 25 fs.

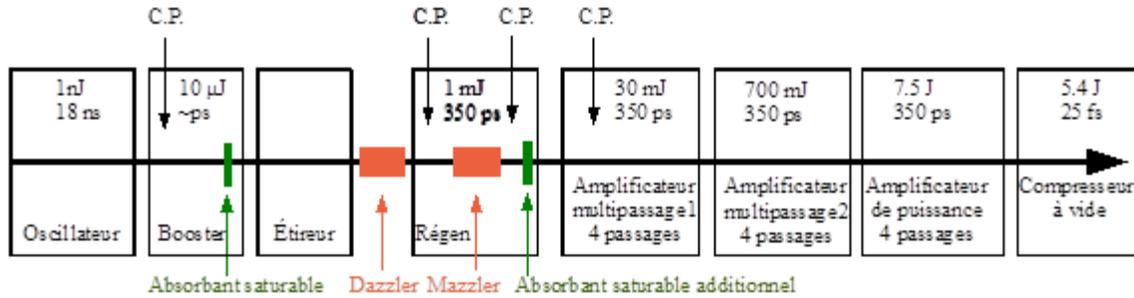


Figure 3.3 : Schéma du système laser. C.P. indique les positions des cellules de Pockels. L'énergie et la durée d'impulsion (PLMH) sont données à chaque étape.

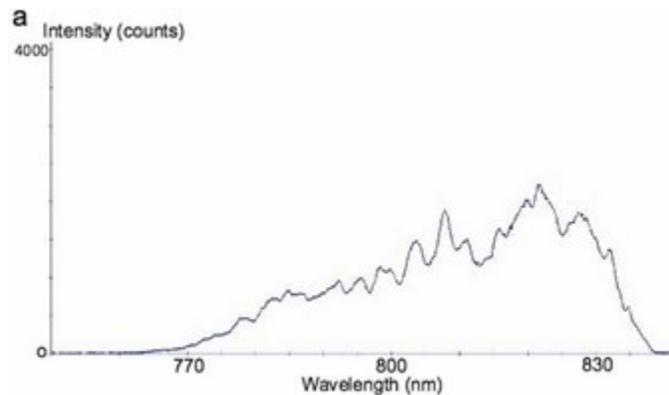


Figure 3.4 : Spectre laser après compression. La largeur spectrale PLMH est de 55 nm et 72 nm à $1/e^2$ du maximum (Fourmaux et al., 2008).

L'étage booster comprend un amplificateur en anneau à 14 passages (la taille du cristal 6 mm) pompé par une impulsion de 8 mJ à 532 nm provenant d'un laser à néodyme doublé en fréquence; l'amplificateur est suivi d'un absorbant saturable RG 850 de 2 mm d'épaisseur pour augmenter le contraste de l'impulsion. L'énergie d'une impulsion en sortie est de 10 μJ. Le gain de l'amplificateur est de 10^4 et la transmission de l'absorbant saturable est de 45%. La fluence sur l'absorbant saturable est 10 mJ/cm^2 . Le temps d'un aller-retour de la cavité régénérative est 11 ns avec un facteur d'amplification de 10^3 (avec l'énergie de pompage de 12 mJ). L'énergie en sortie de deux amplificateurs à 4 passages est 30 mJ et 700 mJ respectivement (avec l'énergie de pompage de 120 mJ avec un cristal amplificateur de 6 mm de diamètre et 1.6 J avec un cristal carré de 16 mm respectivement). L'étage d'amplification final est pompé par quatorze lasers Nd:YAG de pompe (avec l'énergie totale de pompe 16 J et un cristal amplificateur carré de 50 mm) pour amplifier l'impulsion laser jusqu'au maximum de 7.5 J. Tous les cristaux amplificateurs sont refroidis à l'eau sauf le dernier étage qui est refroidi de façon cryogénique à 140 K.

Quatre cellules de Pockels sont utilisées dans le système laser pour isoler l'impulsion principale et augmenter le contraste laser : la première, placée dans l'étage booster, réduit le taux de répétition du laser de 64.1 MHz à 10 Hz; la deuxième, à l'entrée de la cavité régénérative, sert à l'alimenter; la troisième, à l'intérieur de la cavité régénérative, permet à l'impulsion amplifiée de sortir et la dernière, située entre la cavité régénérative et le premier étage multi-passage, réduit le niveau de la pré-impulsion. Le temps d'ouverture typique des cellules de Pockels pour tourner la polarisation et isoler effectivement une impulsion laser est de 4 ns.

3.4. Les outils de caractérisation de l'impulsion laser

3.4.1. Interférométrie de Phase Spectrale pour la Reconstruction Directe du Champ Électrique (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction (SPIDER))

La technique décrite dans cette section est utilisée pour mesurer la durée d'impulsion laser du système 200 TW.

L'interférométrie spectrale est une méthode de mesure de la différence de phase dans le domaine de fréquences de deux impulsions laser qui se propagent suivant deux trajectoires optiques différentes. La configuration expérimentale comprend un interféromètre (par exemple, Michelson) et un spectromètre qui détecte l'intensité spectrale des deux impulsions laser recombinaées. L'interférogramme spectral résultant montre une forte modulation d'intensité le long de l'axe de fréquence et, dans le cas de deux impulsions identiques, une période de modulation spectrale ω constante qui donne la séparation temporelle des impulsions $\tau = 2\pi/\omega$.

Dans le cas de l'interférométrie spectrale à décalage, comme SPIDER, les fréquences de deux répliques identiques de l'impulsion d'entrée sont légèrement décalées l'une par rapport à l'autre. L'interférogramme spectral mesuré donne

$$S(\omega_c) = |\tilde{E}(\omega_c)|^2 + |\tilde{E}(\omega_c + \Omega)|^2 + 2|\tilde{E}(\omega_c)\tilde{E}(\omega_c + \Omega)| \times \cos[\phi_w(\omega_c + \Omega) - \phi_w(\omega_c) + \omega_c\tau], \quad (40)$$

où $\tilde{E}(\omega_c)$ est le champ électrique dans la représentation fréquentielle de la fréquence centrale variable du spectromètre ω_c . $S(\omega_c)$ comprend trois composantes. La première et la deuxième sont la somme de deux spectres qui ne portent aucune information sur la phase. La troisième

est le résultat de l'interférence et contient toute l'information sur la différence de phase. Un interférogramme simulé est présenté sur la figure 3.5.

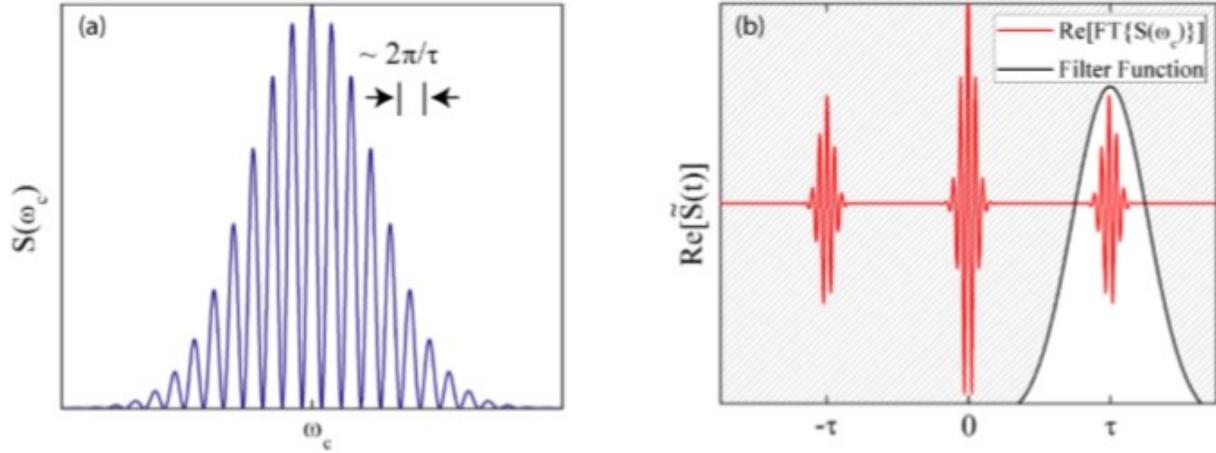


Figure 3.5 : Un interférogramme simulé (a) et sa transformée de Fourier y compris une fonction de filtre du 4^{ème} ordre super gaussienne (b) (Steinke, 2010).

La phase spectrale doit être reconstruite. D'abord, la transformée de Fourier de $S(\omega_c)$ est calculée et un des termes oscillants est isolé par une fonction filtre. La série temporelle obtenue donne trois composantes à $t = \pm\tau$ et à $t = 0$. La fonction filtre est typiquement une super gaussienne de pleine largeur τ . Ensuite la série filtrée subit une transformée de Fourier inverse. Ensuite, il faut enlever le terme de phase linéaire $\omega_c\tau$. Pour ceci, un interférogramme spectral est enregistré sans introduction de décalage spectral. Si on soustrait la contribution de phase $\omega_c\tau$, la différence de phase devient

$$\Theta(\omega_c) = \phi_\omega(\omega_c) - \phi_\omega(\omega_c - \Omega). \quad (41)$$

Si le décalage est petit comparé à la structure de la phase spectrale, $\Theta(\omega_c)$ peut être approximé par

$$\Theta(\omega_c) \approx \Omega \frac{d\phi_\omega(\omega_c)}{d\omega_c}. \quad (42)$$

Avec cette approximation, la phase spectrale peut être reconstituée en prenant une intégrale

$$\phi_\omega(\omega_c) = \frac{1}{\Omega} \int d\omega_c \Theta(\omega_c). \quad (43)$$

Éventuellement, il est nécessaire de définir l'amplitude spectrale $|\tilde{E}(\omega_c)|$. Pour ceci, le spectre d'une impulsion laser est mesuré séparément.

La technique SPIDER (Iaconis et Walmsley, 1998) utilise deux répliques d'une impulsion originale qui sont retardées l'une par rapport à l'autre par l'interféromètre. La troisième est fortement étirée dans le temps. Ensuite elles sont recombinaées dans un mince cristal non linéaire par la génération de la somme des fréquences (Sum Frequency Generation, SFG en anglais). Ainsi, les deux répliques subissent une conversion ascendante avec une différente fréquence monochromatique de la troisième composante. Donc les deux impulsions sont converties en fréquence dans la gamme de la seconde harmonique d'une valeur différente, ce qui donne un décalage de fréquence nécessaire (figure 3.6).

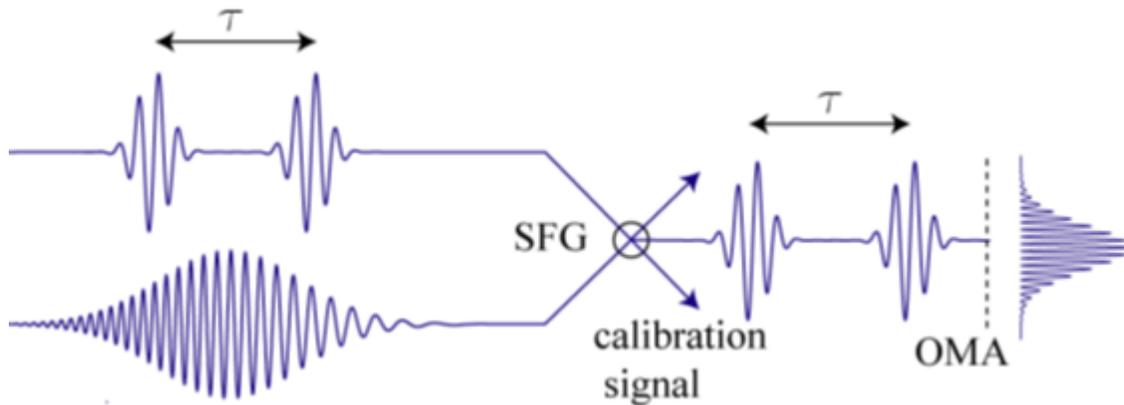


Figure 3.6 : Principe d'une installation SPIDER.

L'impulsion peut être reconstituée comme décrit ci-dessus en faisant des opérations algébriques sur l'interférogramme.

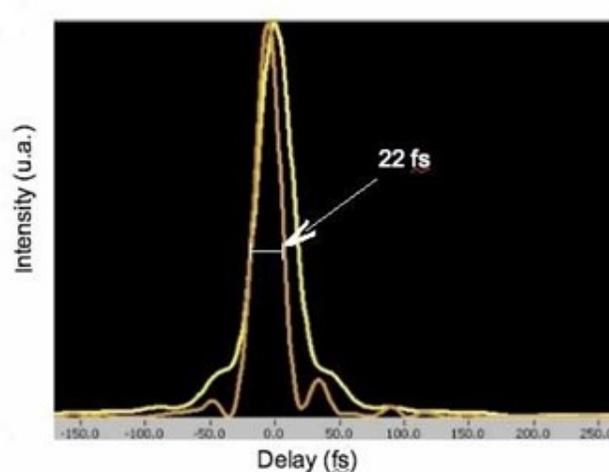


Figure 3.7 : Durée d'impulsion laser mesurée avec la technique SPIDER. Sur cette image la durée d'impulsion PLMH est de 22 fs (ligne orange) et la trace de l'auto-corrélateur est de 33 fs (ligne jaune) (Fourmaux et al., 2008).

3.4.2. Auto-corrélateur du 3^{ème} ordre (caractérisation du contraste)

En plus de la caractérisation de l'impulsion laser à l'échelle femtoseconde, pour les expériences présentées dans cette thèse, il est important d'avoir l'information sur l'intensité du piédestal de l'impulsion laser à l'échelle nanoseconde. Le niveau du piédestal est défini par le contraste temporel d'intensité, c'est-à-dire le rapport entre l'intensité pic de l'impulsion principale et l'intensité du piédestal même. Comme le piédestal contient une fraction non-négligeable de l'énergie de l'impulsion laser, son intensité suffit pour ioniser ou même détruire le matériau de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Il est difficile de mesurer le profil temporel réel de l'impulsion laser, c'est-à-dire de distinguer entre le début et la fin de l'impulsion à l'échelle nanoseconde avec une résolution femtoseconde et la gamme dynamique de plus de 10 ordres de grandeur. L'utilisation d'un auto-corrélateur du 3^{ème} ordre est une des méthodes qui correspond à ces conditions (Luan et al., 1993).

Dans un auto-corrélateur du 3^{ème} ordre, une impulsion laser avec une fréquence ω est divisée en deux impulsions identiques par un séparateur de faisceau. Une impulsion est doublée en fréquence par la génération de la seconde harmonique (Second Harmonic Generation, SHG) dans un cristal non-linéaire et focalisée dans un deuxième cristal avec l'autre impulsion retardée. La troisième harmonique ($2\omega+\omega$) de l'impulsion laser originale est créée par la génération de la somme des fréquences. Dans notre cas, la troisième harmonique à 266 nm est séparée des autres longueurs d'onde et enregistrée par un photomultiplicateur. Les filtres de densité neutre calibrés permettent à l'auto-corrélateur de couvrir une gamme dynamique de 12 décades. En ajustant les deux lignes à délai, il est possible d'atteindre les délais supérieurs à 600 ps entre la fondamentale et la seconde harmonique. Le délai maximum étudié avant le pic d'intensité d'une impulsion laser est 22 ns. Le niveau du bruit de fond de la mesure est défini en bloquant la fréquence fondamentale de la partie transmise du faisceau. Le bruit de fond pour l'intensité normalisée (l'inverse du contraste d'une impulsion laser) est entre 10^{-12} et 10^{-13} . Un exemple de la mesure de l'auto-corrélateur de notre système est présenté sur la figure 3.8 b.

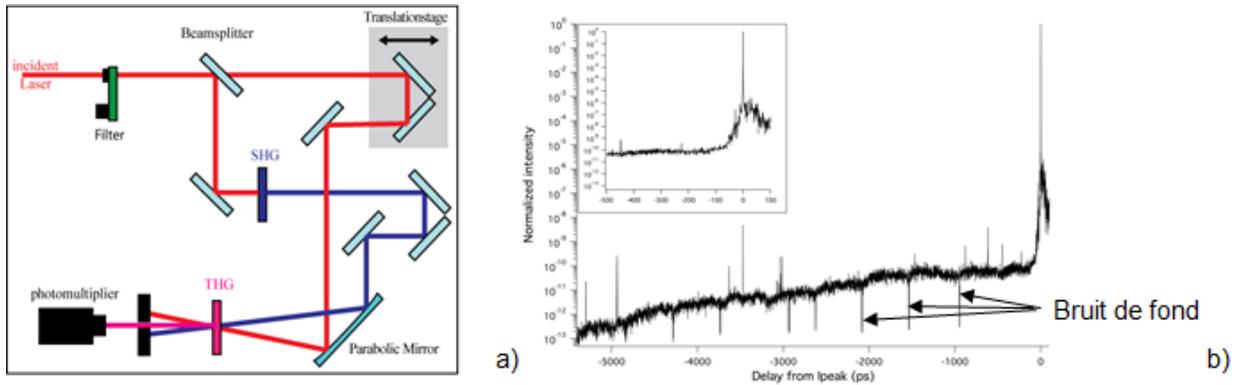


Figure 3.8 : a) Principe de fonctionnement d'un auto-corrélateur du 3^{ème} ordre (Steinke, 2010); b) l'intensité normalisée (l'inverse du contraste d'une impulsion laser) pour une durée longue avant l'intensité pic de l'impulsion laser jusqu'à 5.4 ns. L'encadré montre une image agrandie pour l'intervalle de temps entre -500 ps jusqu'à +100 ps. Les pics avec la valeur proche de 10^{-13} (appelés bruit de fond sur le graphe) correspondent à la gamme dynamique de la mesure (Fourmaux et al., 2011 b).

3.4.3. Mesures des pré-impulsions

Afin de détecter les pré-impulsions de l'ordre de la nanoseconde, une fuite est prise à travers un miroir à haute réflectivité avec une photodiode rapide et des filtres de densité neutre (ND) calibrés à 800 nm. Pour ce diagnostic, une diode de silicium à haute vitesse avec un temps de montée de 1 ns est utilisée. Comme le temps de montée d'une diode est supérieur à la durée des pré-impulsions typiques, la valeur mesurée correspond à l'énergie intégrée des pré-impulsions; la pré-impulsion doit être mesurée séparément pour déterminer son intensité et le contraste de l'impulsion laser. La mesure est effectuée à l'énergie laser nominale. Elle doit être effectuée avant chaque série de mesures expérimentales car l'alignement du système laser peut désaccorder les cellules de Pockels ou générer des réflexions qui peuvent augmenter les pré-impulsions laser.

Un exemple de pré-impulsions nanoseconde du système laser 200 TW est présenté sur la figure 3.9.

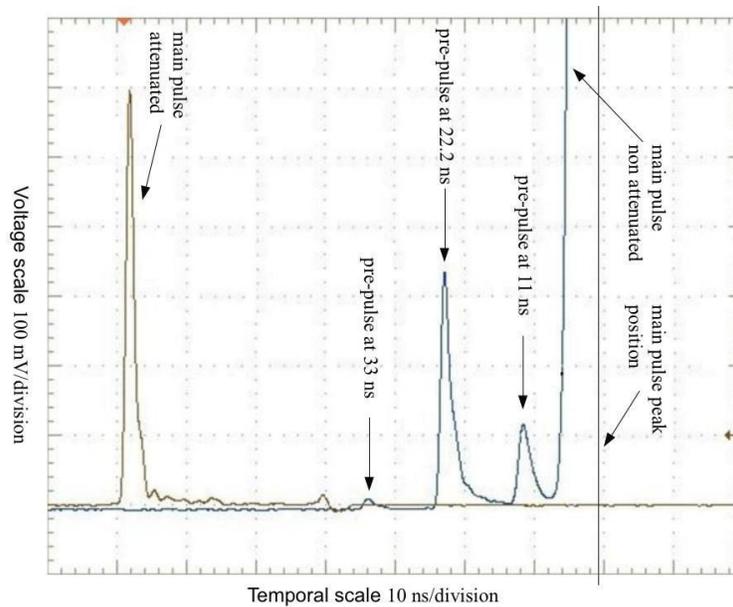


Figure 3.9 : Mesures des pré-impulsions (sans absorbant saturable additionnel après l'amplificateur régénératif). Deux photodiodes sont utilisées pour superposer l'impulsion principale atténuée (gris clair) par des filtres de densité neutre avec un facteur de calibration connu, et les pré-impulsions (gris foncé) sur la même échelle temporelle (Fourmaux et al., 2011 b).

On observe trois pré-impulsions avant l'impulsion principale à 11, 22.2 et 33 ns, dont le rapport entre l'énergie maximum de l'impulsion amplifiée et les pré-impulsions est respectivement 1.6×10^6 , 8.3×10^5 et 1.4×10^7 . L'intensité de ces pré-impulsions est assez haute même si leur durée est supérieure à 25 fs car elles ne sont pas complètement comprimées. Ces pré-impulsions sont générées à l'intérieur de l'amplificateur régénératif à cause des fuites de la combinaison polariseur/cellule de Pockels. Une pré-impulsion à 22 ns est cachée par celle à 22.2 ns car son énergie est plus faible. Elle est générée par la diffusion du faisceau laser sur les miroirs dans l'étage d'amplification de puissance. Sa durée est supérieure à celle de l'impulsion principale car la dispersion de cette pré-impulsion est complètement différente. Pour cette pré-impulsion à 22.2 ns, le niveau d'intensité est 3 ordres de grandeur au-dessus du bruit de fond, ce qui correspond au contraste laser de plus de 10^9 . La pré-impulsion peut être supprimée durant les expériences compte tenu de sa divergence.

Il est nécessaire d'optimiser le compresseur pour minimiser la durée de l'impulsion principale. La compression des pré-impulsions n'est pas assez efficace, ce qui mène à des durées plus longues. La durée de la pré-impulsion à 11 ns mesurée avec un auto-corrélateur est d'environ 1 ps (PLMH), ce qui est dû aux éléments dispersifs dans la cavité régénérative (le cristal amplificateur $Ti:Al_2O_3$ et le cristal Mazer TeO_2). Si on suppose que la durée des pré-impulsions à 11, 22 et 33 ns est de 1, 2 et 3 ps, le contraste laser est de 6.8×10^7 , 2.2×10^8 et

1.7×10^9 respectivement, ce qui donne les intensités 4.6×10^{12} , 1.4×10^{12} , 1.8×10^{11} W/cm² pour l'intensité pic de 3×10^{20} W/cm² pour l'impulsion principale. On peut atteindre ce niveau d'intensité avec notre système laser en utilisant une parabole hors axe f/3 (Fourmaux et al., 2008).

L'intensité de la première et de la deuxième pré-impulsion à 11 et 22 ns est au-dessus du seuil d'ionisation et d'ablation des cibles métalliques.

L'intensité des pré-impulsions provenant de l'amplificateur régénératif est réduite à l'aide d'un absorbant saturable inséré après l'amplificateur.

3.4.4. Mesures de l'ESA et du contraste cohérent

L'intensité normalisée du système laser ALLS est présentée sur la figure 3.10.

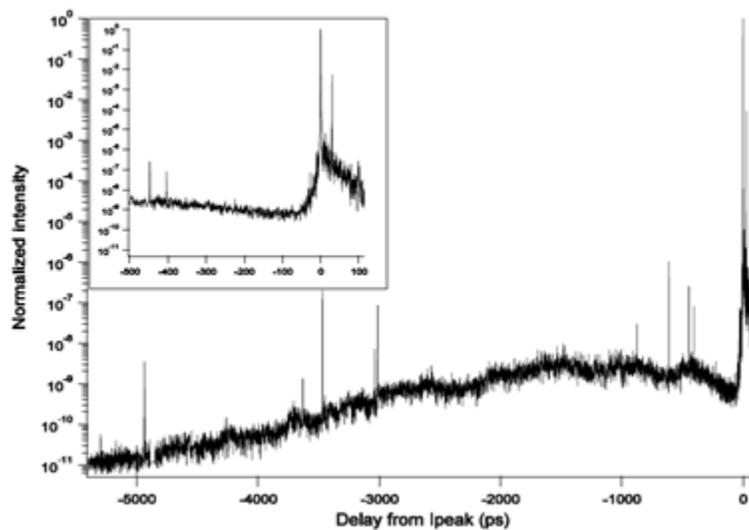


Figure 3.10 : Intensité normalisée (inverse du contraste laser) pour une durée longue avant l'intensité pic jusqu'à 5.4 ns. L'encadré présente une image agrandie pour l'intervalle de temps qui s'étend de -500 ps jusqu'à +100 ps (Fourmaux et al., 2011 b). La mesure présentée ne tient pas compte du bruit de fond (contrairement à la figure 3.8 b).

La plage temporelle du balayage s'étend de -5.4 ns avant I_{pic} à +100 ps. Le pas temporel maximum entre chaque mesure est de 1 ps, il diminue vers l'intensité pic. L'encadré de la figure 3.10 montre l'intensité normalisée pour le temps avant et après I_{pic} allant de -500 jusqu'à +100 ps et correspond au contraste cohérent. Le contraste laser montre un maximum à 54 ps avant I_{pic} à 10^9 et diminue pour des délais plus longs. Les valeurs du contraste laser mesurées pour 2 et 100 ps avant I_{pic} sont respectivement 2×10^5 et 1.4×10^9 . Plusieurs

pré-impulsions sont habituellement visibles avant l'impulsion principale. Elles correspondent à des répliques des post impulsions dues à la présence des fenêtres ou des optiques dans le système laser et l'auto-corrélateur.

Généralement, le contraste laser se dégrade pour des durées plus longues avant I_{pic} , surtout entre 250 ps et 2.1 ns avec une valeur proche de 2.5×10^8 . Cette tendance peut être liée à la génération de l'ESA dans l'amplificateur régénératif. L'amplification est assez importante pour générer une grande quantité d'ESA. Lors de l'amplification, à l'injection d'une impulsion étirée, l'ESA qui est temporellement superposée avec l'impulsion, est réduite. Ceci est lié au fait que dans un étage amplificateur qui fonctionne en régime de saturation, il y a une compétition entre l'ESA et l'impulsion étirée pour la désexcitation des électrons de l'état excité où l'inversion de population a lieu. Comme le nombre de photons est plus grand dans l'impulsion étirée que dans l'ESA, cette désexcitation se produit au détriment de l'ESA. Ceci explique pourquoi le contraste d'une impulsion laser reste haut pour les durées proches de l'impulsion amplifiée.

La mesure de l'auto-corrélateur augmente la durée d'impulsion jusqu'à 120 fs à cause de la dispersion de l'impulsion par la fenêtre à vide, les filtres et les cristaux BBO. Donc le contraste d'une impulsion laser mesurée est sous-estimé d'un facteur 5. Si on prend l'intensité maximum de 3×10^{20} W/cm², dans l'intervalle de temps évoqué ci-dessus l'intensité est 1.2×10^{12} W/cm². Si on prend en compte un facteur de correction dû à l'élargissement de l'impulsion, ceci donne un niveau d'intensité de 2×10^{11} W/cm². Cette intensité est assez basse pour éviter la génération de pré-plasma sur cible. D'autre part, pour les temps proches de 1 ns, le niveau de l'énergie déposée est équivalent à la fluence aux alentours de 180 J/cm², ce qui est au-dessus du seuil d'ablation pour n'importe quel type de cibles.

3.5. Cibles

Comme cibles, nous avons utilisé des membranes du nitrure de silicium (Si₃N₄) déposées sur du Si par attaque chimique (cibles commerciales) d'épaisseur variant de 10 nm à 200 nm. Une cible de 30 nm de Si₃N₄ avec un dépôt d'Al de 170 nm a également été utilisée. La fenêtre de la cible est centrée sur un support de silicium de 200 µm d'épaisseur. Le support est soit octogonal avec un diamètre de 3.0 mm, soit carré de 5 mm de largeur. La taille de la fenêtre varie de 0.25 mm à 1 mm.

3.6. Première géométrie expérimentale et focalisation

La figure 3.11 présente un schéma de la configuration expérimentale qui a été utilisée pour la première série d'expériences. Le faisceau laser principal (FP) est focalisé à l'intérieur d'une chambre d'interaction à vide par une parabole hors axe ($f/3$) au centre de la chambre. Un système d'imagerie permet d'imager le faisceau laser à la position de cible, avec un grandissement de $17\times$, pour contrôler la tache focale. Il peut être utilisé à pleine énergie pour vérifier la répartition d'énergie laser et l'énergie transmise à travers la cible (Figure 3.12c). La position du centre de la chambre est définie par une mince pointe métallique et peut être observée par 3 systèmes d'imagerie à bas grandissement ($2\times$) placés en haut de la chambre à 90° l'un de l'autre et à 45° au-dessus du plan de la table optique dans la chambre. Le faisceau laser est incident sous un angle de 45° sur le miroir plasma (MP) ainsi que sur la cible.

Dans cette configuration, l'absorbant saturable additionnel n'a pas été utilisé en sortie de l'amplificateur régénératif, mais le miroir plasma a été inséré dans la chambre d'interaction pour améliorer le contraste de l'impulsion laser y compris la raideur de la montée du pic principal. Le contraste de l'impulsion laser avant le miroir plasma dans le domaine de ns est d'environ 10^8 en intensité. Dans le domaine de ps, le contraste est de 10^8 - 10^9 jusqu'à 20 ps avant l'impulsion principale. Le miroir plasma est positionné à 5 mm de la cible pour atteindre la fluence sur le miroir plasma de l'ordre de 54 J/cm^2 . La polarisation du laser est linéaire et parallèle au plan d'incidence. La réflectivité du miroir plasma est de 60%.

3.6.1. Tache focale

Pour optimiser la focalisation, le miroir déformable a été utilisé dans le compresseur avant la recompression de l'impulsion. Comme l'ajustement n'est pas rapide, le front de phase ne pouvait pas être vérifié et corrigé après chaque tir laser. Toutefois, l'expérience montre que d'un tir à l'autre il restait constant, et que la même correction devait être conservée au cours d'une journée de tirs, mais aussi durant une campagne expérimentale complète. Les mesures de la tache focale étaient effectuées chaque jour à bas flux et à haut flux après le miroir plasma afin de vérifier la qualité de focalisation ainsi que la position de focalisation de la parabole après le miroir plasma. La position de focalisation du laser à haut flux était en général différente par rapport à la position à bas flux à cause des effets de lentille thermique du laser modifiant le front de phase quand les cristaux amplificateurs sont pompés plus fortement. En outre, un possible déplacement et une déformation du front plasma réfléchissant du miroir plasma peuvent

augmenter cet effet. Le décalage de la position de la meilleure focalisation était d'environ 200 μm à haut flux. Les mesures à haut flux laser donnaient également grossièrement une idée du contraste, car une importante pré-impulsion impacterait la surface du miroir plasma avant l'arrivée de l'impulsion principale, ce qui dégraderait la tache focale. Ainsi, nous avons obtenu une tache focale de dimension $5.4 \pm 0.4 \mu\text{m}$ PLMH contenant $\sim 30\%$ de l'énergie laser et permettant d'accéder à une intensité maximale de $I = 5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

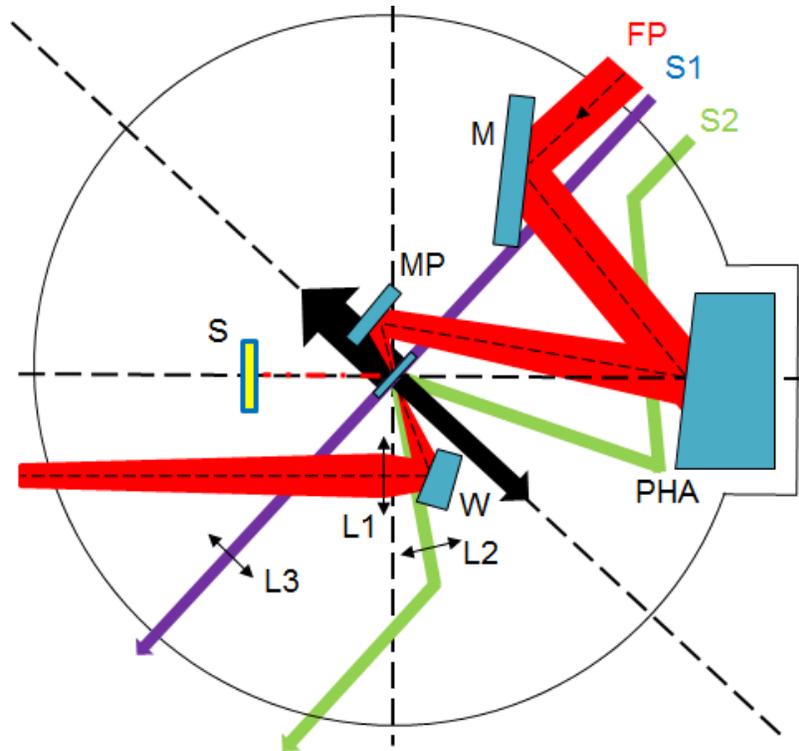


Figure 3.11 : Schéma de l'installation expérimentale: la ligne noire continue indique la chambre d'interaction à vide, le faisceau principal (FP) est en rouge, le premier faisceau sonde (S1) est en bleu, le deuxième faisceau sonde est en vert, M est le dernier miroir avant la parabole hors axe (PHA), MP est le miroir plasma, la cible est au centre de la chambre, W est une lame prismatique en verre (wedge en anglais), L1 est un doublet de 25 cm de distance focale, L2 est une lentille de 40 cm de distance focale et L3 est une lentille de 50 cm de distance focale. S est un diffuseur Spectralon. Les deux flèches noires présentent les directions d'accélération d'ions des deux côtés de la cible.

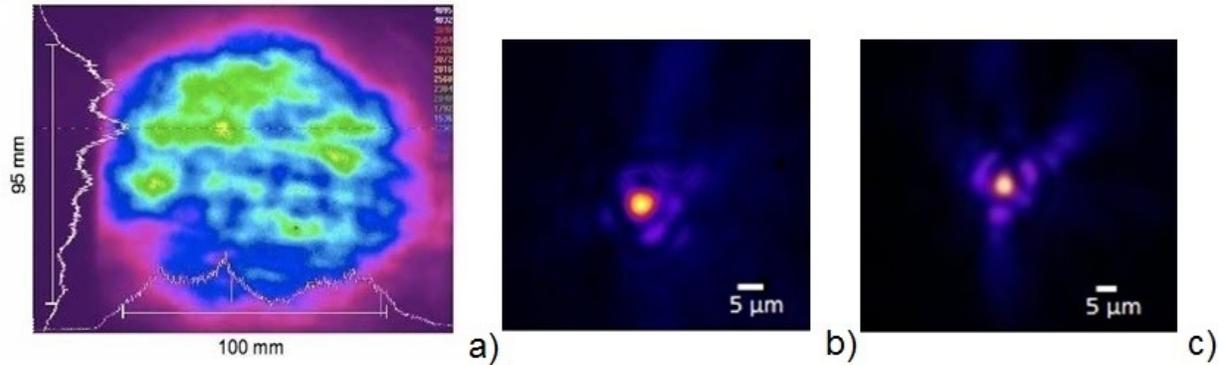


Figure 3.12 : a) Champ proche du faisceau laser après compression. Le diamètre du faisceau est 95 x 100 mm PLMH. La coupure sur le côté gauche de l'image est due au réseau de diffraction lors du processus de compression; b) champ lointain du faisceau laser après compression; c) profil de la tache focale pendant un tir sur cible après l'optique de focalisation.

3.6.2. Alignement des cibles

Une roue avec des cibles sur un fil micrométrique ($\sim 20 \mu\text{m}$) nous a permis de positionner les cibles au centre de la chambre à l'aide de deux lignes d'imagerie. Les cibles étaient avant tout pré alignées à l'extérieur de la chambre d'expérience afin de mettre l'axe perpendiculaire aux faces des cibles suivant l'axe des diagnostics de temps de vol. L'angle de la cible doit être réglé précisément dans chaque direction car les protons du mécanisme TNSA sont accélérés normalement à la surface de la cible. Avant chaque tir, le positionnement et l'orientation des cibles étaient contrôlés à l'aide des lignes d'imagerie et une monture motorisée à 6 axes. Au besoin, un tilt vertical et horizontal de la roue permettaient d'ajuster l'angle des cibles. Chaque roue pouvait alors contenir une vingtaine de cibles, ce qui nous évitait d'ouvrir la chambre d'expérience très souvent. Le temps d'observation et l'enregistrement des données prenaient environ 5 min après chaque tir.

Tous les diagnostics visent le centre de la chambre, où le positionnement de la cible est un élément clé pour obtenir l'intensité maximum car la longueur de Rayleigh est de $100 \mu\text{m}$ au point focal. Deux faisceaux sonde obtenus par séparation du faisceau principal avant compression sont utilisés. Ces faisceaux sonde sont ensuite comprimés en utilisant deux compresseurs supplémentaires, dans l'air. Le premier faisceau (S1 sur la figure 3.11) est propagé le long de la surface de la cible qui est imagée avec un grandissement de $5\times$ pour visualiser sa position dans la longueur de Rayleigh et son tilt vertical (figure 3.13). Le deuxième faisceau (S2 sur la figure 3.11) sonde est réfléchi de la face arrière de la cible. Cela nous permet de s'assurer que les tilts de la surface de la cible sont corrects et alignés correctement

par rapport à l'axe de détection de protons. Un autre système d'imagerie est situé sur la surface de la table optique et regarde la cible par en dessous pour visualiser l'inclinaison latérale.

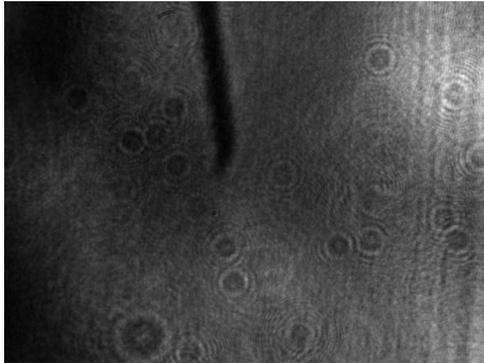


Figure 3.13 : Image d'un fil de 25 µm visualisé avec le faisceau sonde S1 par un système d'imagerie pour le positionnement du point focal et l'alignement du tilt vertical d'une cible.

3.7. Deuxième géométrie expérimentale

3.7.1. Installation de la nouvelle chambre expérimentale

Début janvier 2012, j'ai commencé à installer une nouvelle chambre expérimentale pour des expériences en cible solide (figure 3.14).

Des travaux mécaniques ont été effectués pour emmener le faisceau laser vers la chambre expérimentale. Premièrement, les lignes d'alignement du faisceau laser de champ proche et champ lointain ont été définies à l'extérieur de la chambre. Ceci permet de faire un alignement primaire dans la chambre en utilisant le faisceau HeNe (630 nm) ou la diode laser (675 nm) qui simule le faisceau complet. Les faisceaux sont également alignés dans les iris des boîtes de déviation du faisceau par lesquelles le faisceau est dirigé vers la chambre.

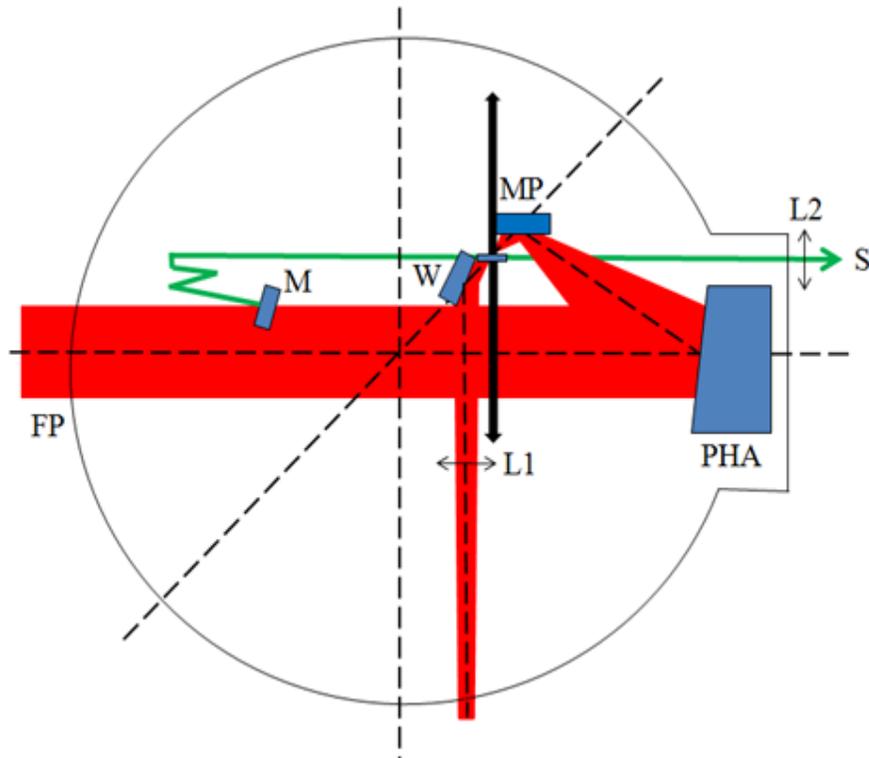


Figure 3.14 : Schéma de l'installation expérimentale: la ligne noire continue indique la chambre d'interaction à vide, le faisceau principal (FP) est en rouge, le faisceau sonde (S) est en vert, M est un miroir qui prélève une partie du faisceau principal avant la parabole hors axe (PHA). Le faisceau arrive sur le miroir plasma (MP) avant d'arriver sur cible, W est une lame prismatique en verre (wedge en anglais), L1 est un doublet achromatique de 10 cm de distance focale et L2 est un doublet achromatique de 40 cm de distance focale. Les deux flèches noires présentent les directions d'accélération d'ions des deux côtés de la cible.

➤ *Installation des composants clés (parabole, miroir plasma) et des lignes d'imagerie*

La hauteur du faisceau dans la chambre a été définie à 6.75' par rapport à la table optique. La position de la pointe métallique utilisée pour définir le centre de la chambre a été fixée. La ligne d'imagerie (visualisation du dessous) a été installée pour imager la pointe avec une lentille de $f = 20$ cm pour un grandissement d'environ 5. Le support de la parabole hors axe avec une tige liée aux 3 axes de translation a été usiné et l'ancienne parabole $f/3$ ($f = 27$ cm) a été placée dans la chambre. Les tilts vertical et horizontal de la parabole sont alignés en regardant l'autocollimation du faisceau d'alignement. Pendant les tirs, une pellicule de protection est placée devant la parabole pour la protéger des débris d'ablation et des résidus des cibles.

Avant d'installer le miroir plasma, on s'est assuré que le faisceau laser d'alignement passe près de la pointe. Le miroir plasma est installé sur un support motorisé avec 3 axes de

translation. Une caméra a été installée pour visualiser la translation de l'axe de focalisation du miroir plasma. Celui-ci est pré aligné à l'aide d'un laser HeNe qui est placé à 45° par rapport à l'axe du faisceau principal. Par la suite, une monture optique a été rajoutée pour améliorer l'alignement du miroir plasma. Une ligne d'alignement HeNe additionnelle avec 2 miroirs a été installée à l'intérieur de la chambre pour avoir un autre repère pour le miroir plasma en regardant sa réflexion.

➤ ***Installation des lignes d'imagerie de la tache focale***

La ligne d'imagerie du faisceau principal après le miroir plasma comprend une lame prismatique, un miroir à 0 degrés et une lentille doublet achromatique ($f = 10$ cm). La tâche focale est visualisée par une caméra à l'extérieur de la chambre. Le grandissement du système est d'environ 40. L'imagerie a été alignée avec le faisceau HeNe et une diode laser.

Une lame prismatique a été installée après la parabole pour pouvoir imager le faisceau laser à bas flux avant le miroir plasma. Le faisceau correspond à l'image du champ lointain. Il est imagé derrière un objectif de microscope (DIN X40 achromatique) placé à l'intérieur de la chambre. La caméra d'imagerie a été mise à l'extérieur de la chambre. Pour aligner l'objectif de microscope, un support avec 3 axes de translation a été mis en place. La lame prismatique a été alignée par rapport à l'objectif et centrée par rapport au faisceau d'alignement. J'ai réussi à imager l'HeNe et la diode pratiquement superposés. L'objectif de microscope est sensible au flux laser et peut être endommagé même à bas flux.

➤ ***Installation et tests de la ligne du faisceau sonde***

Ensuite, j'ai monté la ligne du faisceau sonde. Une partie du faisceau principal est prélevée par un miroir d'entrée de la ligne du faisceau sonde. Après, une lame prismatique et trois miroirs envoient le faisceau sonde vers la cible. Deux de ces miroirs sont montés en ascenseur sur une platine de translation qui permet de changer le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal. La longueur de la ligne à délai est variable par une tige installée à l'extérieur de la chambre. Le faisceau sonde passe parallèlement aux bords de la cible et est récupéré par une lentille (doublet achromatique, $f = 40$ cm) à l'extérieur de la chambre. J'ai aligné la ligne à délai en la déplaçant entre 2 positions limites pour que le faisceau passant par la pointe ne bouge pas en sortie de la chambre. Lors des premiers tirs nous nous sommes rendus compte que le niveau d'énergie du faisceau sonde n'était pas suffisant pour éclairer

proprement le plasma en expansion. J'ai donc installé une lame séparatrice 20/80 à l'entrée de la ligne du faisceau sonde au lieu de la lame prismatique.

➤ ***Installation du support des cibles et de la ligne d'imagerie des cibles***

Un nouveau support de cibles a été fabriqué avec trois axes de translation manuels. Un quart de roue est fixé avec 18 cibles dessus, deux par chaque bras, plus une lame de verre au-dessus pour faire la synchronisation et deux fils de 25 et 100 μm en dessous pour aligner le faisceau laser et la cible en position de tir. Une caméra a été montée à l'extérieur de la chambre pour imager les cibles et une partie du miroir plasma avec une lentille de 30 cm et un grandissement d'environ 5 (l'imagerie side view ou avec vue de côté) à l'aide d'un laser d'alignement. Durant les premières expériences on s'était aperçu que le miroir plasma bloquait les cibles, ce qui ne permettait pas de les imager. Ainsi, j'ai changé le système d'imagerie de côté pour pouvoir visualiser la face avant des membranes (ce qui est la face arrière par rapport à la direction du faisceau laser principal).

➤ ***Mise en place du système de vide. Tests de vide. Alignement sous vide***

Le système de vide a été monté avec une pompe mécanique et une pompe turbo. Suite au montage mécanique des différents hublots et fenêtres sur la chambre, des tests de vide ont été faits pour éviter des fuites.

Comme les expériences étaient réalisées sous vide, le test de vide avec un faisceau d'alignement a été fait. Aussitôt que le pompage était parti, le faisceau laser s'était déplacé d'environ 15 mrad. Il est possible de le récupérer. Un moteur sur l'axe vertical de la parabole hors axe a été monté pour faciliter l'alignement sous vide. J'ai pu effectuer l'alignement sous vide de la ligne d'imagerie du faisceau principal ainsi que la ligne d'imagerie avec la lame prismatique et l'objectif de microscope, d'abord avec l'HeNe et la diode laser et ensuite avec le laser à 800 nm à bas flux.

3.8. Diagnostics

3.8.1. Spectromètre de temps de vol

Les diagnostics de temps de vol (TOF pour « Time Of Flight » en anglais) mesurent le signal quantitatif de protons et d'ions émis en face avant et arrière suivant l'axe normal à la cible (figure 3.15). Ainsi, en mesurant le retard entre le pic d'électrons relativistes très rapides (avec la vitesse avoisinant celle de la lumière), et le signal qui arrive plus tard (protons et ions), il est possible de calculer leur énergie de coupure. Les signaux des protons et des ions sont habituellement assez décalés l'un par rapport à l'autre pour pouvoir les distinguer. Comme les ions sont plus lourds que les protons, ils ne peuvent pas être accélérés à la même vitesse. En plus, cette plus grande inertie les empêche de suivre le front ionique en expansion où les champs accélérateurs sont maximums, ce qui conduit à limiter leur accélération.

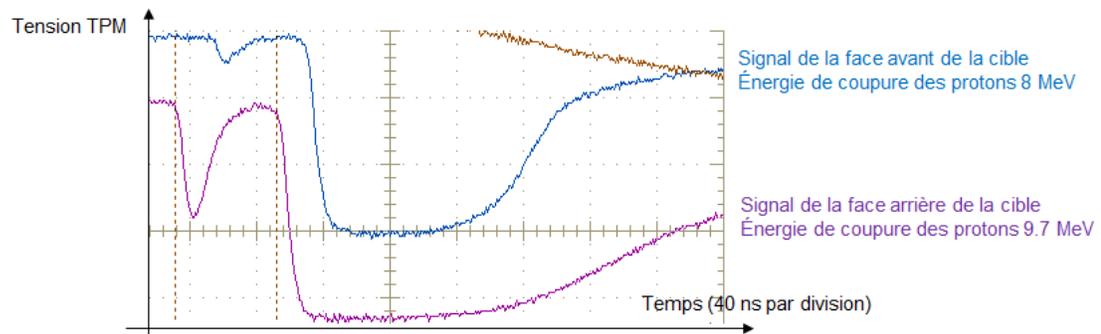


Figure 3.15 : Spectre typique des temps de vols enregistré avec un oscilloscope; les premiers pics à gauche correspondent aux électrons rapides et peuvent être enlevés par des aimants mis à travers l'axe de détection. Les rayons X ne sont pas détectés puisque le scintillateur plastique a une basse sensibilité à de tels rayons. Un signal relativement bas pour des électrons de basse énergie (pour les durées longues) est dû au filtre d'Al protégeant le scintillateur de l'exposition à la lumière.

Pour étalonner ce diagnostic, un spectromètre magnétique et un détecteur de trace (CR39) (Ishikawa et al., 2008) ont été utilisés, mais les énergies mesurées restaient au niveau de 3 MeV. Pour cela, les spectres et la quantité de protons ne seront pas présentés ici.

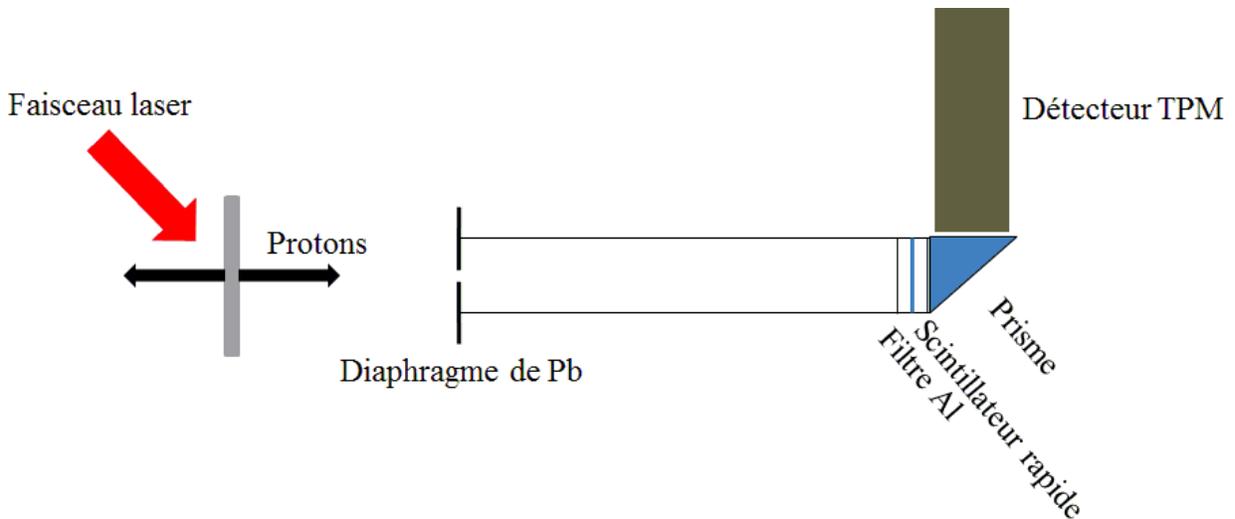


Figure 3.16 : Schéma du spectromètre TOF.

Le spectromètre TOF (figure 3.16) se compose d'un long tube sous vide qui mène vers un scintillateur plastique rapide (EJ-212, épaisseur 1 mm, 0.9 ns temps de montée typique) exposé à un tube photomultiplicateur (PMT) sous un angle de 90°. Le scintillateur est protégé par un filtre d'Al étanche à la lumière (2 μm d'épaisseur). Les distances de la cible aux scintillateurs sont 2.2 et 2.5 m (2.4 et 2 m dans le cas de la deuxième campagne expérimentale) sur la face avant et arrière respectivement. Nous utilisons un oscilloscope digital rapide (largeur spectrale 500 MHz) pour enregistrer un signal du PMT, ce qui donne une résolution de mesure d'énergie de protons meilleure de 7%, pour les énergies jusqu'à 15 MeV. Afin de mesurer les protons les plus énergétiques qui sont émis dans un cône étroit suivant l'axe normal à la cible, l'axe du diagnostic TOF est bien aligné sur l'axe normal à la cible.

La tension appliquée sur les PMT était de 1 kV. Tout le câblage a été vérifié ainsi que la synchronisation des signaux de déclenchement des caméras et des PMT.

3.8.2. Visualisation du dessous

Une ligne d'imagerie du centre de la chambre a été utilisée pour l'alignement des cibles ainsi que pour la visualisation de l'émission thermique du plasma en expansion (figure 3.17). Intégrée sur le temps d'ouverture de la caméra (quelques ms), cette imagerie permet de visualiser le plasma dans le plan perpendiculaire au plan du faisceau laser (du dessous) avec une résolution spatiale de 2.2 $\mu\text{m}.\text{pxl}^{-1}$ (figure 3.18). Pour supprimer la diffusion du laser, un filtre coupe-bande (BG 39) a été placé devant la caméra d'imagerie.

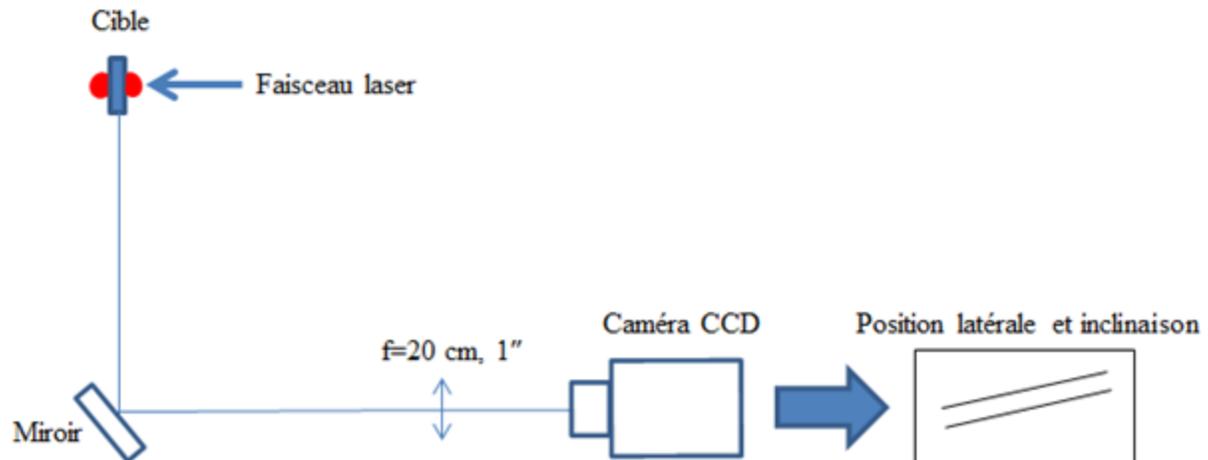


Figure 3.17 : La ligne d'imagerie du centre de la chambre pour la visualisation du dessous de la cible.

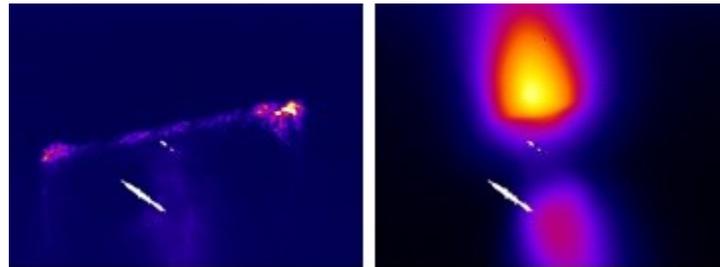


Figure 3.18 : (gauche) Image d'une cible visualisée par diffusion de lumière par le système d'imagerie (du dessous) pour le positionnement latéral et l'alignement du tilt latéral; (droite) Visualisation de l'émission thermique du plasma en expansion.

3.8.3. Spectralon

Pour diagnostiquer la qualité de l'interaction laser plasma, un écran diffuseur de marque Spectralon a été installé dans l'axe de réflexion spéculaire du faisceau laser après la cible afin de mesurer le taux de réflectivité de celle-ci. C'est un fluoropolymère qui a la plus haute réflexion diffuse de tous les matériaux ou revêtements connus dans les domaines de l'UV, visible ou proche infrarouge (Georgiev et al., 2007). Il montre un comportement lambertien (l'intensité de la lumière réfléchi est égale dans toutes les directions). Une simple lentille et une caméra permettent de visualiser la surface du Spectralon et, avec un étalonnage du signal détecté par la caméra, il est possible d'évaluer la réflexion de l'énergie laser.

3.8.4. Ombroscopie

Une ligne d'imagerie transverse a été développée pour visualiser l'expansion du plasma sur les deux côtés d'une cible jusqu'à 1 ns après l'arrivée de l'impulsion principale. Pour obtenir une image nette, le temps d'acquisition doit être assez court pour faire en sorte que le plasma ne se détende pas trop vite. La vitesse d'expansion du plasma, pour l'intensité donnée, est d'environ quelques microns par picoseconde (ce qui est proportionnel à c_s , la vitesse acoustique de plasma). C'est pourquoi une simple observation du plasma par une caméra CCD, avec un temps d'exposition minimal de l'ordre de la milliseconde, ne peut pas être réalisée. Pour faire cela, un faisceau sonde de quelques mJ et recomprimé jusqu'à environ 40 fs permet d'éclairer pendant une courte durée le plasma en expansion. Un filtre interférentiel centré à 800 nm et les densités optiques neutres bloquent la lumière parasite. Le faisceau sonde sert de cette façon à obtenir une image du plasma sur les faces de la cible avec une résolution de $0,93 \mu\text{m}.\text{pxl}^{-1}$, et à un instant donné de son expansion.

Le changement de la densité électronique est lié au changement de l'indice de réfraction, ce qui a comme résultat la modulation d'intensité de l'image obtenue. Cette mesure n'est pas une mesure propre d'ombroscopie comme les deux faisceaux, réfracté et direct, sont acquis, mais seulement une information qualitative peut être extraite (comme sur la figure 3.19 a). L'information plus quantitative sur l'expansion du plasma peut être obtenue en utilisant un interféromètre à onde repliée basé sur la géométrie de Michelson avec la sonde laser (figure 3.19 b) (Martin, 1980). Cet interféromètre a été mis en place et placé en dehors de la chambre d'interaction, dans le chemin du faisceau sonde, après son passage à travers la surface d'interaction de la cible. En supposant une symétrie cylindrique de l'expansion du plasma, on peut déduire la densité électronique et la longueur sur laquelle elle varie pour chaque retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

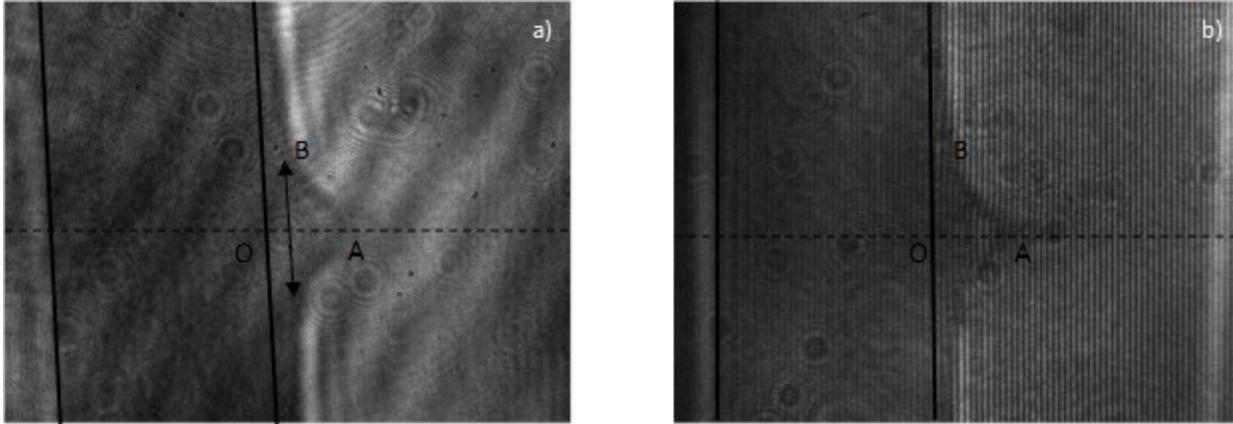


Figure 3.19 : Les images montrent l'expansion d'une cible Si_3N_4 de 15 nm d'épaisseur. La même mesure avec un interféromètre à onde repliée est présentée : a) l'image sans franges (franges nulles) est utilisée comme une référence pour l'imagerie directe. La double flèche désigne la dimension latérale sur laquelle la densité est intégrée et la ligne pointillée correspond à l'axe sur lequel la longueur d'expansion et la vitesse sont déterminées; b) les franges non-nulles sont introduites parallèlement à la surface de la cible comme référence. La face avant de la cible est à droite de chaque image. Les lignes verticales continues montrent la position de la cible.

Un laser d'alignement additionnel a été installé pour préaligner le faisceau avant et dans l'interféromètre. Le but est de superposer les faisceaux d'alignement provenant de l'extérieur et de l'intérieur de la chambre. Donc, j'ai aligné l'interféromètre avec les deux faisceaux en regardant le retour du cube séparateur. L'alignement a été finalisé avec le laser à 800 nm en réglant les positions et les tilts des miroirs de l'interféromètre. Les images sans et avec franges sont séparées et il faut s'assurer que la bonne face de la cible est imagée. Deux caméras CCD ont été installées en sortie de l'interféromètre pour imager l'expansion du plasma sans et avec franges avec un grandissement d'environ 8.6. Un filtre interférentiel est mis à l'entrée de l'interféromètre pour imager l'expansion correctement.

Pour pouvoir définir et varier le retard entre l'arrivée du faisceau principal et le faisceau sonde, nous avons fait la synchronisation entre eux à l'air et sous vide en utilisant un spectromètre (Ocean Optics USB 2000) sans et avec une fibre optique. La lame de verre installée sur la roue à cibles a été utilisée pour envoyer les deux faisceaux dans le spectromètre. Les franges sont également visibles à la caméra CCD. Pour équilibrer les niveaux d'énergie entre le faisceau principal et le faisceau sonde un iris est placé dans le chemin du faisceau principal. Il est monté sur une platine de translation motorisée.

➤ **Interféromètre à onde repliée**

Pour mieux comprendre et interpréter l'interaction laser plasma intense, on effectue des mesures interférométriques d'un plasma chaud en expansion. Des impulsions courtes (<50 ps) sont nécessaires pour une bonne visibilité de franges pendant l'interaction. La longueur de cohérence courte des impulsions laser (<1 mm) qui va avec une haute résolution spatiale (<10 μm) nécessaires pour ce type de plasmas de petites dimensions (≈ 100 μm) induisent de hautes exigences sur l'interféromètre.

Les interféromètres à un faisceau utilisent une partie du faisceau sonde qui ne traverse pas le plasma, comme référence. Ils sont très compacts, ce qui réduit fortement les effets des vibrations mécaniques, et peuvent être installés en dehors de la chambre à vide après les optiques d'imagerie. Un type d'interféromètre à un faisceau est l'interféromètre à onde repliée, où l'interférence est obtenue par séparation du faisceau en deux parties d'intensité égale et le pliage d'un faisceau autour d'un axe avant la recombinaison pour qu'une partie du faisceau qui porte l'information sur la phase interfère avec la partie qui n'a pas traversé l'objet étudié. Cette configuration donne deux interférogrammes.

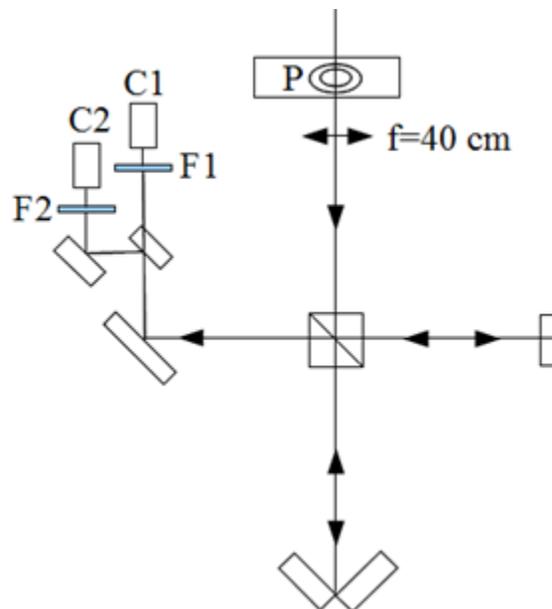


Figure 3.20 : Schéma du système d'imagerie : P plasma en expansion normal à l'axe d'entrée de l'interféromètre; C1, C2 – caméras CCD; F1, F2 – filtres de densité optique.

Le schéma de l'interféromètre est donné sur la figure 3.20. Il est composé d'un cube séparateur du faisceau 50% à 800 nm, un miroir diélectrique 100% à 0 degrés avec un

revêtement antireflet et deux miroirs face avant qui font un réflecteur en toit entre eux qui peut être ajusté. L'interféromètre est positionné dans le plan horizontal par facilité, mais l'axe du réflecteur en toit peut être positionné dans n'importe quel plan pour que le faisceau soit replié autour d'un axe désiré. Dans notre cas, l'expansion du plasma est horizontale (figure 3.19) donc l'axe de repli vertical est choisi. Le réflecteur en toit est monté sur une platine de translation horizontale pour positionner l'axe de repli au centre du faisceau. L'interféromètre est optimisé pour un angle large de fonctionnement pour ne pas être limité à la lumière parallèle. Ceci est accompli en égalisant la distance parcourue dans l'air et dans le cube séparateur dans chaque bras. Les images sans et avec franges sont séparées et on s'assure que la bonne face de la cible est imagée. Deux caméras CCD ont été installées en sortie de l'interféromètre pour imager l'expansion du plasma sans et avec franges avec un grandissement d'environ 8.6 (figure 3.22). La puce de la caméra CCD n'est pas suffisamment grande pour la visualisation des deux. Un filtre interférentiel est mis à l'entrée de l'interféromètre pour imager l'expansion correctement. Tous les composants sont montés sur une plateforme de 25 cm² pour la stabilité mécanique.

- Ajustement et l'opération

Un laser d'alignement additionnel a été installé pour préaligner le faisceau avant et dans l'interféromètre. Le but est de superposer les faisceaux d'alignement provenant de l'extérieur et de l'intérieur de la chambre. Donc, l'interféromètre a été aligné avec les deux faisceaux en regardant le retour du cube séparateur. L'alignement a été finalisé avec le laser à 800 nm en réglant les positions et les tilts des miroirs de l'interféromètre.

L'interféromètre est ajusté comme suit: le miroir plan est caché pour ajuster la position et l'inclinaison transverse à l'axe de repli du réflecteur en toit. Le faisceau est renvoyé sur lui-même et on s'assure ainsi que l'axe de repli est au centre du faisceau. Le miroir plan est ensuite ajusté pour obtenir le caractère désiré des franges. Quand l'angle entre les miroirs du réflecteur en toit est de 90°, l'espacement entre les franges est le même sur les deux interférogrammes ainsi que la direction de la phase qui augmente car les parties droite et gauche du faisceau se superposent l'une sur l'autre. Une méthode d'ajuster l'angle du réflecteur en toit à 90° est d'égaliser la densité des franges dans chaque moitié mais une autre méthode plus précise est de pencher le miroir plan pour créer des franges normales à l'axe de repli. Si l'angle n'est pas 90°, les franges ne seront pas continues mais seront à angle. Les franges droites correspondent à 90°. Pour des angles différents de 90°, l'espacement des franges et la direction de l'augmentation de phase peuvent être ajustés indépendamment dans chaque

moitié en changeant l'angle entre les miroirs de réflecteur en toit et l'inclinaison du miroir plan. Ceci est présenté sur la figure 3.21. Pour un angle inférieur à 90° , un faisceau incident sera divisé en deux par le réflecteur avec les deux parties convergentes. Il y aura interférence dans la région d'intersection, donc cette configuration est à éviter. Pour un angle supérieur à 90° , les deux moitiés du faisceau provenant du réflecteur en toit vont diverger.

Afin de créer une image sans franges pour un interféromètre, la réflexion du miroir plan dans l'autre bras de l'interféromètre peut être mise parallèle au faisceau 1". Le faisceau provenant du miroir plan sera à un angle avec le faisceau 2", ainsi créant des franges dans l'autre interféromètre. Ceci est une configuration convenable car l'image sans franges peut être utilisée pour la visualisation. Les franges sur l'autre interféromètre sont nécessaires pour l'inversion précise du profil de phase dans la région moins dense. Pour cet interféromètre, les deux interférogrammes ont le même contraste de franges.

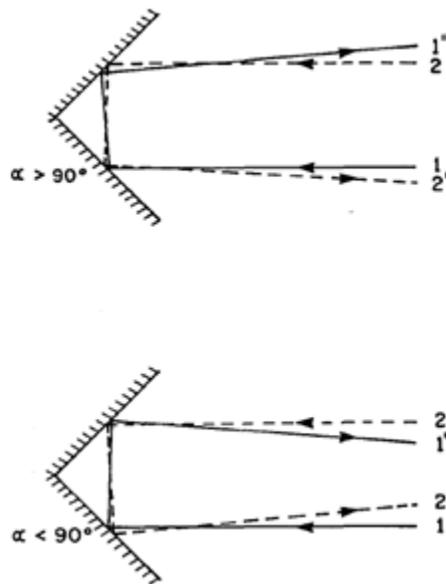


Figure 3.21 : Diagramme du faisceau réfléchi pour un angle du réflecteur en toit différent de 90° (Martin, 1980).

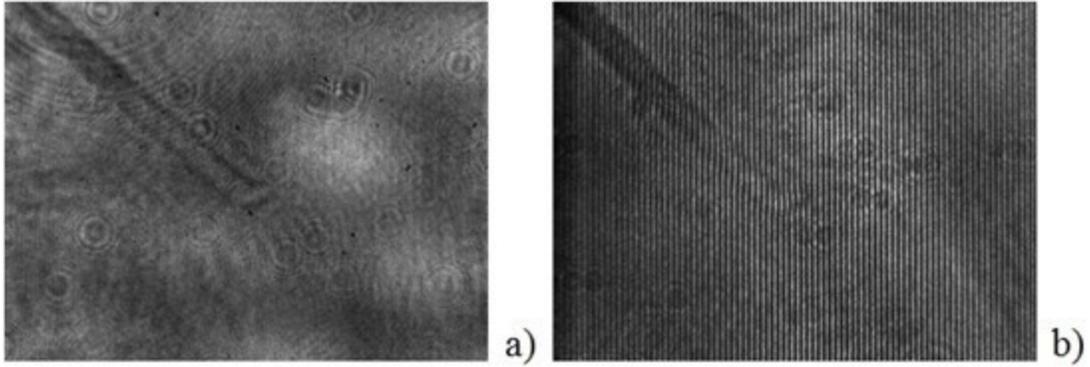


Figure 3.22 : Ajustement de l'interféromètre avec un fil de 25 μm au centre de la chambre à basse énergie laser (6.9 mJ) : a) l'image sans franges (franges nulles) est utilisée comme une référence pour l'imagerie directe; b) les franges non-nulles sont introduites pour l'analyse quantitative du plasma en expansion.

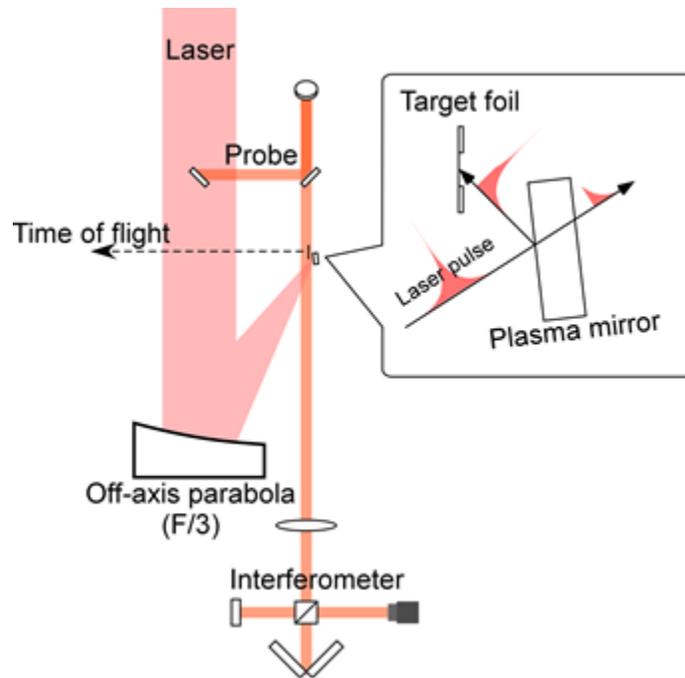


Figure 3.23 : Schéma de la géométrie expérimentale avec l'interféromètre de Michelson en dehors de la chambre à vide.

La représentation schématique de la géométrie expérimentale dans son ensemble est montrée sur la figure 3.23. L'interféromètre à onde repliée se trouve à l'extérieur de la chambre à vide.

➤ **Déconvolution des données**

Nous pouvons déterminer la longueur d'expansion et la vitesse suivant l'axe normal à la surface de la cible en utilisant la position du bord de plasma qui correspond à une réduction considérable de la lumière du faisceau sonde laser des images présentées sur la figure 3.19. Pour évaluer la densité électronique du plasma en expansion, nous utilisons les interférogrammes obtenues avec l'interféromètre à onde repliée. La figure 3.19 montre l'expansion de plasma à partir d'une cible de Si_3N_4 avec deux images interférentielles visualisées par deux caméras CCD séparées observant le même tir. La première image sans franges (figure 3.19 a), qui est proche de la visualisation directe, peut être comparée à la deuxième image avec des franges non nulles. En supposant une symétrie cylindrique de l'expansion de plasma, on peut définir la densité électronique moyenne correspondant à la distance latérale sur laquelle la lumière du faisceau sonde est fortement réduite.

La densité électronique se calcule selon :

$$n = \frac{\Delta\varphi\lambda n_{cr}}{\pi d}, \quad (44)$$

où $\Delta\varphi$ est la phase du faisceau qui traverse le plasma en détente, λ est la longueur d'onde laser, n_{cr} est la densité critique du plasma, d est la largeur de la zone de détente du plasma. La phase du faisceau $\Delta\varphi$ est calculée à partir du décalage des franges d'interférence.

- Inversion d'Abel

Une autre méthode qui peut être utilisée pour calculer la densité électronique du plasma en détente est l'inversion d'Abel.

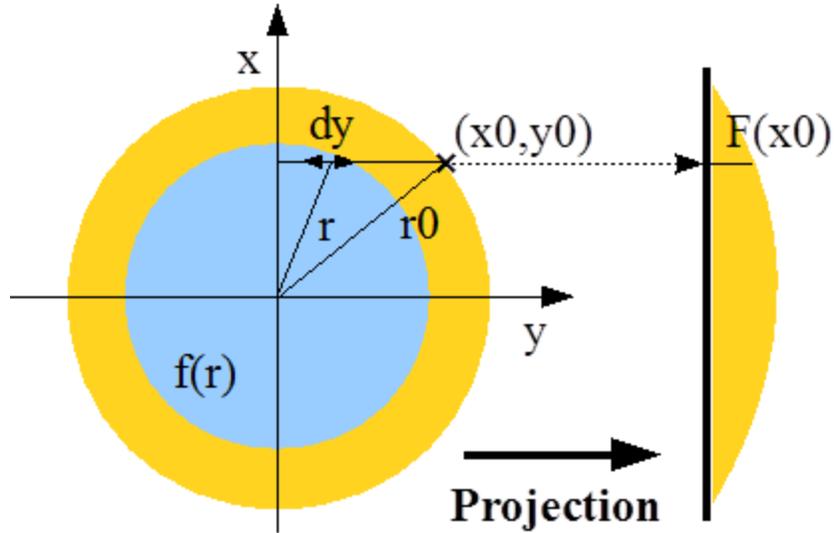


Figure 3.24 : Représentation de l'expansion de plasma à symétrie cylindrique et sa projection.

L'inversion d'Abel est une méthode qui permet de déduire une fonction à symétrie cylindrique à partir de sa projection. Avec un interférogramme, on peut remonter à la carte de phase (Bockasten, 1961). Supposons une fonction $F(x)$ qui représente le décalage des franges d'une interférogramme :

$$F(x_0) = \int_{-y_0}^{y_0} f(r) dy, \quad (45)$$

avec $f(r)$, la phase dépendant du rayon r . Si on fait une substitution $y = \sqrt{r^2 - x_0^2}$, on obtient :

$$F(x_0) = 2 \int_{x_0}^{r_0} \frac{f(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x_0^2}}. \quad (46)$$

L'inversion d'Abel permet alors d'évaluer la phase en fonction du rayon :

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{F'(x) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}. \quad (47)$$

On peut ainsi remonter à la densité du plasma en fonction du rayon.

CHAPITRE 4 : L'AMÉLIORATION DE LA QUALITÉ DE L'IMPULSION LASER

4.1. Introduction

L'utilisation pertinente du système laser nécessite le contrôle du piédestal ESA de l'impulsion laser ainsi que de son front de montée, paramètres évoqués dans le Chapitre ci-dessus. Comme mentionné, le contraste d'une impulsion laser est un paramètre clé pour l'interaction laser-cible mince. Les différentes techniques utilisées pour l'augmentation du contraste d'une impulsion laser (miroir plasma, absorbant saturable, XPW) sont présentées dans ce chapitre.

Il est aussi important de corriger le front de phase du faisceau laser après sa compression pour obtenir une tache focale optimale. Dans ce but, nous avons utilisé le miroir déformable décrit dans la section 4.3.

4.2. Amélioration du contraste laser

Il existe plusieurs méthodes pour améliorer le contraste d'une impulsion laser qui conduisent à la réduction d'énergie de celle-ci. Une des méthodes que nous avons utilisée pour améliorer le contraste nanoseconde est l'absorbant saturable (Itatani et al., 1998; Hong et al., 2005). Une autre méthode est l'utilisation d'un miroir plasma (Doumy et al., 2004) qui est une simple lame de verre qui commence à réfléchir quand l'intensité incidente sur elle dépasse une certaine limite. Le principe de fonctionnement du miroir plasma sera évoqué plus tard dans ce chapitre.

La troisième méthode souvent utilisée pour améliorer le contraste consiste en un doublage de fréquence de l'impulsion laser (Toth et al., 2007) avec un cristal non linéaire comme par exemple un cristal de KDP (type II). Un cristal d'épaisseur 1 mm donne un taux de conversion de 40% pour 10 TW à l'INRS. Il permet d'augmenter le contraste significativement car son efficacité de conversion η dépend de l'intensité :

$$\eta = \tanh^2(I \cdot z^2 / P_c)^{0.5} \quad (48)$$

avec z l'épaisseur du cristal et $P_c = 1.88$ GW pour un cristal de KDP. Pour le régime non-saturé ($I < 10^{10}$ W/cm²), η est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité laser I .

4.2.1. Absorbant saturable

Un absorbant saturable est un composant optique avec un taux d'absorption élevé qui diminue à de hautes intensités. Ceci peut se produire dans un milieu dopé d'ions absorbants quand une haute intensité optique mène au dépeuplement du niveau fondamental de ces ions. Des effets similaires peuvent avoir lieu dans des semiconducteurs où l'excitation d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction réduit l'absorption des photons dont l'énergie est juste au-dessus de l'énergie du gap. Comme l'intensité du piédestal et de toutes les pré-impulsions est insuffisante pour changer l'absorption de l'absorbant saturable, ils ne sont pas transmis. Mais la partie de haute intensité de l'impulsion laser déclenche un changement d'absorption sur son front de montée, ainsi augmentant le contraste de l'impulsion laser transmise. Au-dessus d'une certaine valeur d'intensité, le filtre redevient opaque.

J'ai introduit un absorbant saturable RG 850 avant et après l'amplificateur régénératif. C'est un filtre de verre coloré dopé de semi-conducteurs qui a des propriétés non-linéaires. Dans ces verres, des nanoparticules semi-conductrices sont implantées dans une matrice de verre. Les filtres colorés Schott à la longueur d'onde de coupure prononcée disponibles commercialement contiennent des nanoparticules $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ et $\text{CdSe}_x\text{Te}_{1-x}$. Les propriétés optiques non-linéaires comme l'indice de réfraction non-linéaire (n_2) ou le coefficient d'absorption à deux photons qui correspondent à la partie réelle et imaginaire de la susceptibilité du 3^{ème} ordre $\chi^{(3)}$ respectivement, ont été étudiées dans différents filtres de verre coloré (Singh et al., 2010). Le filtre de verre RG 850 absorbe l'émission laser à 800 nm en résonance. Sa bande passante s'étend de 810 nm à 4.4 μm .

Parmi les applications principales des absorbants saturables sont le verrouillage de modes passif et la commutation-Q (Q-switching) des lasers, c'est-à-dire la génération d'impulsions courtes. Tout de même, les absorbants saturables sont aussi utiles pour le filtrage non-linéaire en dehors des résonateurs laser, par exemple, pour le nettoyage du profil d'impulsions et dans le traitement des signaux optiques. Cette technique a été utilisée initialement pour des systèmes laser de basse puissance (Itatani et al., 1998; Hong et al., 2005) et elle est appliquée actuellement aux systèmes à dérive de fréquence 100 TW, ce qui donne un contraste laser de 10^8 – 10^9 .

➤ **Dans la chaîne d'amplification**

Comme évoqué ci-dessus, j'ai inséré un absorbant saturable RG 850 de 2 mm d'épaisseur après l'étage de nettoyage d'impulsion (booster en anglais), situé entre l'oscillateur et l'étireur. La transmission de l'absorbant saturable est de 45%. Cela permet l'injection d'une impulsion pré-amplifiée avec un haut contraste, ce qui mène à la réduction de l'amplification consécutive et la diminution de la génération de l'ESA.

À la sortie de la cavité régénérative, l'absorbant saturable additionnel d'épaisseur 1 mm améliore le contraste d'une impulsion laser pour une longue durée avant I_{pic} . Les pertes dues à l'utilisation de l'absorbant saturable sont de 30%. La puissance du système laser diminue jusqu'à 140 W après compression (pour la durée d'impulsion 25 fs au taux de répétition 10 Hz). Il n'y a pas de réduction de la largeur spectrale ou de la durée d'impulsion avec l'addition de l'absorbant saturable. Le contraste laser est similaire avec ou sans absorbant saturable additionnel jusqu'à 54 ps. Pour les durées supérieures à 350 ps, l'amélioration est d'un facteur 15 à 60. Pour une durée de -500 ps, le contraste d'une impulsion laser est 2×10^{10} , en général diminuant pour les délais plus éloignés de I_{pic} . Si on suppose que $I_{pic} = 3 \times 10^{20}$ W/cm² compte tenu du facteur 5 lié à l'élargissement de l'impulsion pour l'auto-corrélateur, le niveau de l'intensité à cette durée est de 3×10^9 W/cm². La fluence laser qui lui correspond est d'environ 1 J/cm² (en régime ns), ce qui est en dessous du seuil d'ablation.

Avec l'absorbant saturable, l'intensité des pré-impulsions diminue de deux ordres de grandeur et ne pose plus de problèmes. L'intensité de la pré-impulsion à 22.2 ns est proche du bruit de fond. Mais comme l'absorbant saturable ne change pas le contraste picoseconde, il reste le problème du front de montée de l'impulsion laser (voir la figure 4.9).

➤ **Après le compresseur**

J'ai également testé le filtre RG 850 en sortie du compresseur à l'angle de 45° pour minimiser les réflexions. L'épaisseur de verre a été variée de 1 à 3 mm.

Les mesures de transmission d'un filtre RG 850 avec 1 mm d'épaisseur effectuées avec une photodiode rapide sont présentées sur la figure 4.1. Les deux graphes donnent une information identique mais les données sur celui à droite sont plus précises car le signal de la photodiode a été acquis avec une sphère intégrante et ne dépend pas de la stabilité de pointage.

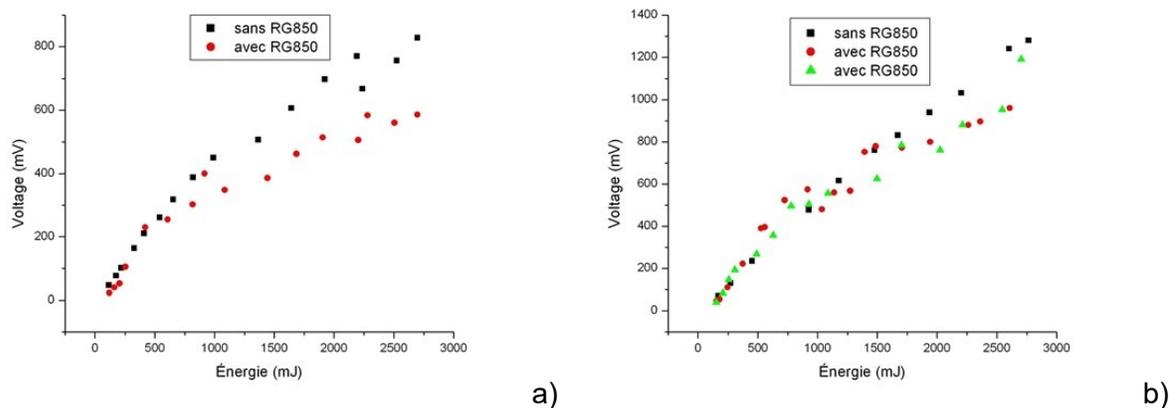


Figure 4.1 : Mesure de la transmission en sortie du compresseur en régime non-linéaire en fonction de l'énergie laser. Les mesures sont effectuées avec une photodiode rapide. Les deux graphiques donnent l'information identique mais les données sur celui à droite sont plus précises car le signal de la photodiode a été acquis avec une sphère intégrante et ne dépend pas de la stabilité de pointage.

Les mesures ont été faites en mode monotir en augmentant progressivement le nombre de lasers de pompe sur l'amplificateur final. À basse énergie l'absorbant saturable semble être transparent, ce qui ne devrait pas être le cas normalement. Cela indique que l'intensité est assez haute pour saturer l'absorbant ($\sim 130 \text{ GW/cm}^2$). Avec l'augmentation d'énergie, on commence à voir l'absorption. Les pertes d'énergie sont de 30% pour un filtre de 1 mm.

Un des problèmes majeurs rencontrés lors des tests était la dégradation du front de phase de l'impulsion après le filtre. La correction du front de phase est nécessaire après la mise en place du filtre. Nous avons réussi à améliorer la qualité du front de phase avec le miroir déformable (figure 4.2).

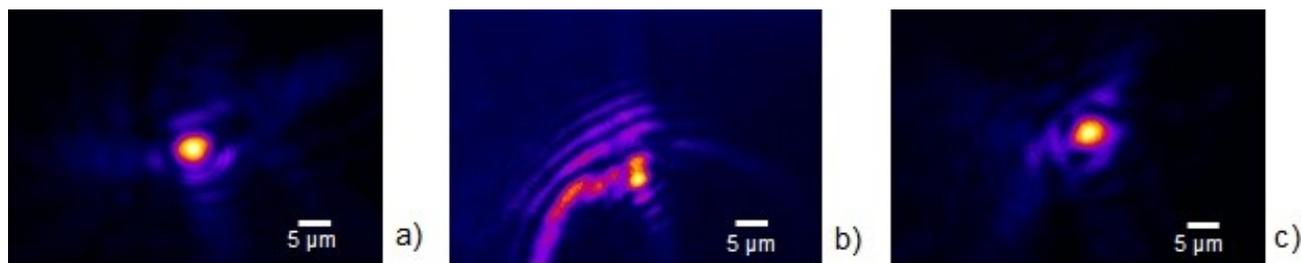


Figure 4.2 : Mesures de la tache focale au centre de la chambre : a) front de phase corrigé sans RG850; b) front de phase non corrigé avec RG850; c) front de phase corrigé avec RG850.

Les mesures de la transmission du filtre ont aussi été effectuées en régime linéaire, ce qui a permis de déterminer la transmission maximum en fonction de l'épaisseur.

Les mesures de la transmission non-linéaire (figure 4.3) indiquent qu'un filtre de 1 mm transmet environ 70% de l'énergie laser et permet de gagner un ordre de grandeur en contraste picoseconde (figure 4.6). Pour augmenter le contraste laser, j'ai essayé d'augmenter l'épaisseur du filtre RG 850, ce qui mène à la diminution de la transmission. Les pertes sont environ de 50% pour 2 mm et de 65% pour 3 mm.

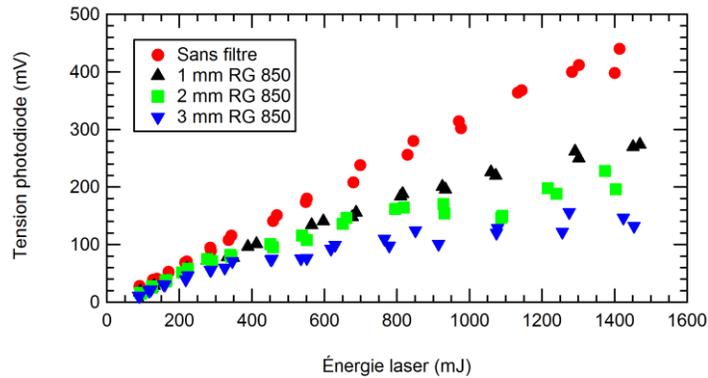


Figure 4.3 : Mesures de la transmission d'un filtre RG 850 faites avec une photodiode rapide pour trois épaisseurs différentes.

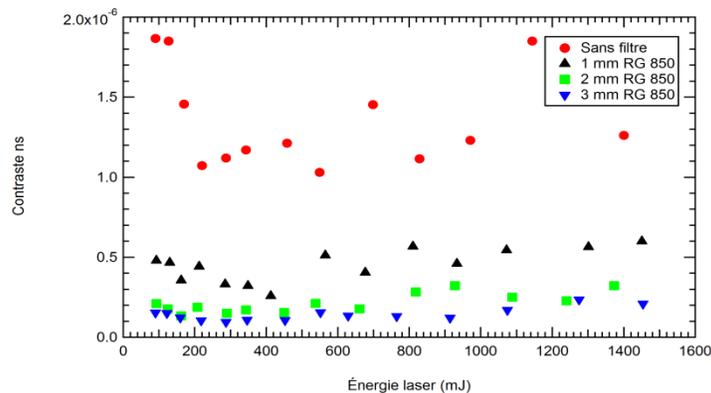


Figure 4.4 : Contraste nanoseconde de l'impulsion laser ALLS mesuré avec une photodiode rapide pour trois épaisseurs différentes.

On voit que le contraste nanoseconde pour un filtre de 2 mm est deux fois meilleur que pour celui de 1 mm. La différence entre 2 et 3 mm est négligeable. Alors, le compromis entre les pertes (50%) et l'amélioration du contraste laser est optimum pour un filtre de 2 mm (figure 4.4).

Le taux de transmission est assez bas (6.9% pour un filtre de 1 mm, 1.2% pour 2 mm, 0.041% pour 3 mm) mais l'augmentation de contraste est considérable (1:15 pour un filtre de 1 mm, 1:83 pour 2 mm, 1:244 pour 3 mm) (figure 4.5).

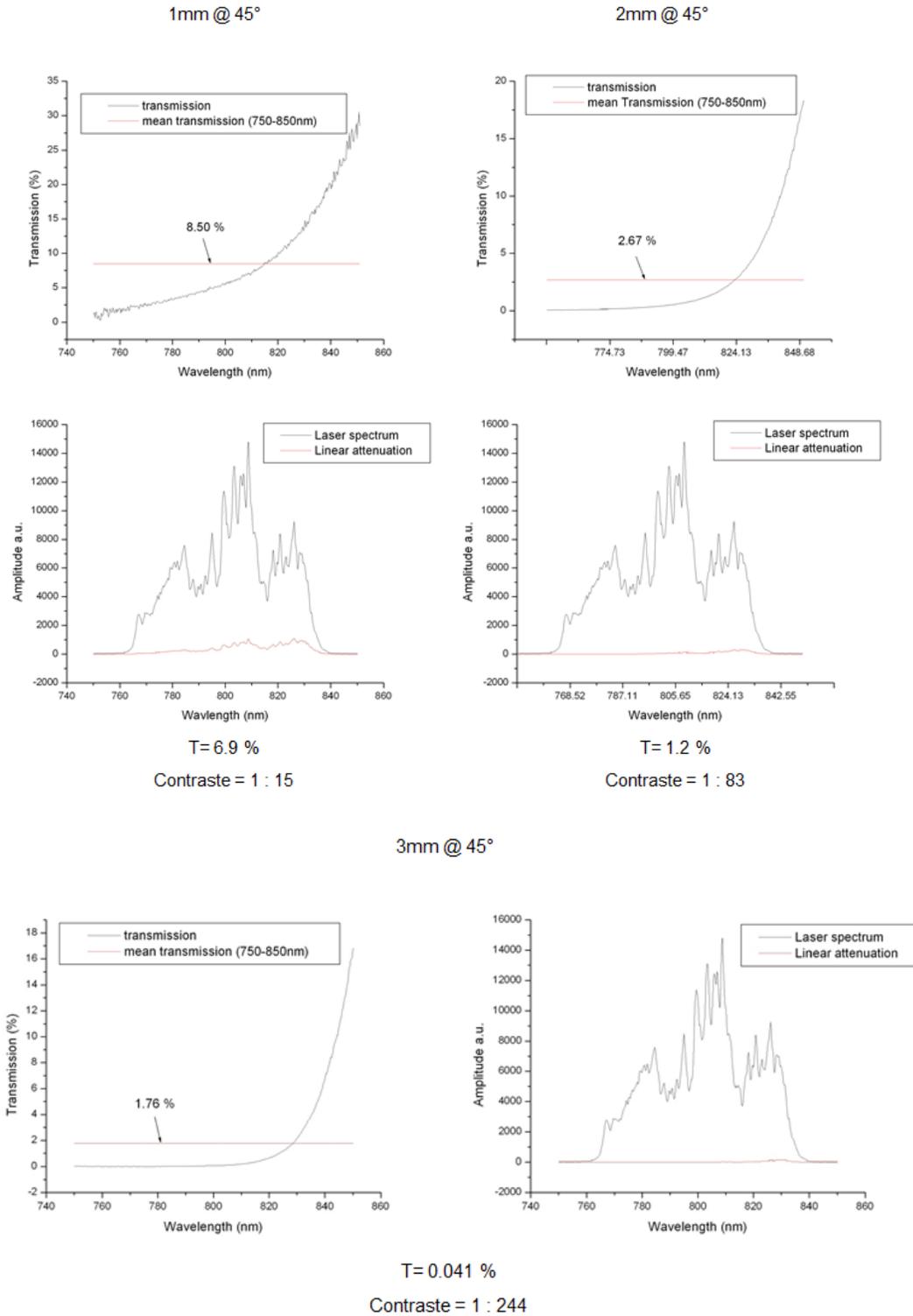


Figure 4.5 : Mesures de la transmission du filtre en régime linéaire en fonction de l'épaisseur. Les valeurs de transmission et l'augmentation du contraste d'une impulsion laser sont indiquées en dessous.

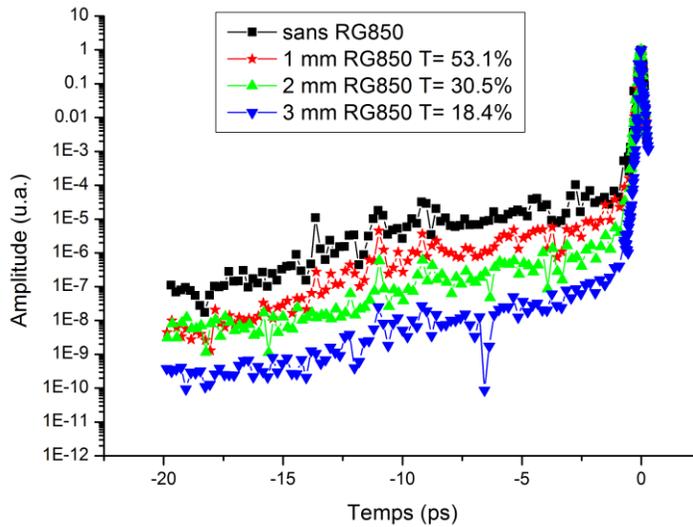


Figure 4.6 : Mesures du contraste laser avec l'auto-corrélateur du 3^{ème} ordre à la sortie du compresseur.

Les mesures du contraste laser effectuées avec l'auto-corrélateur du 3^{ème} ordre à la sortie du compresseur sont présentées sur la figure 4.6. L'amélioration du contraste d'une impulsion laser obtenue est d'environ trois ordres de grandeur pour un filtre de 3 mm à l'échelle nanoseconde et est évidente aussi à l'échelle picoseconde. Ces résultats montrent que l'absorbant saturable peut être utilisé comme outil d'amélioration du contraste laser pour remplacer le miroir plasma dans les expériences mais il faut tenir compte des pertes d'énergie. Il faut étudier l'influence du filtre sur l'interaction laser plasma et l'accélération de protons.

4.2.2. Technique XPW

Une autre technique de filtrage temporel d'une impulsion expérimentée au cours de cette thèse est l'utilisation d'un effet non-linéaire basé sur la différence d'intensité entre l'impulsion principale femtoseconde et le bruit de fond (l'ESA) nanoseconde moins intense. Le problème qui se pose pour un tel filtre est que l'impulsion doit être comprimée avant l'interaction non-linéaire. Le filtre est placé après l'étage de pré-amplification au niveau mJ. Si après le filtrage on cherche à ré-amplifier l'impulsion pour obtenir des énergies de l'ordre du joule, il faut l'injecter dans une deuxième chaîne CPA (figure 4.7).

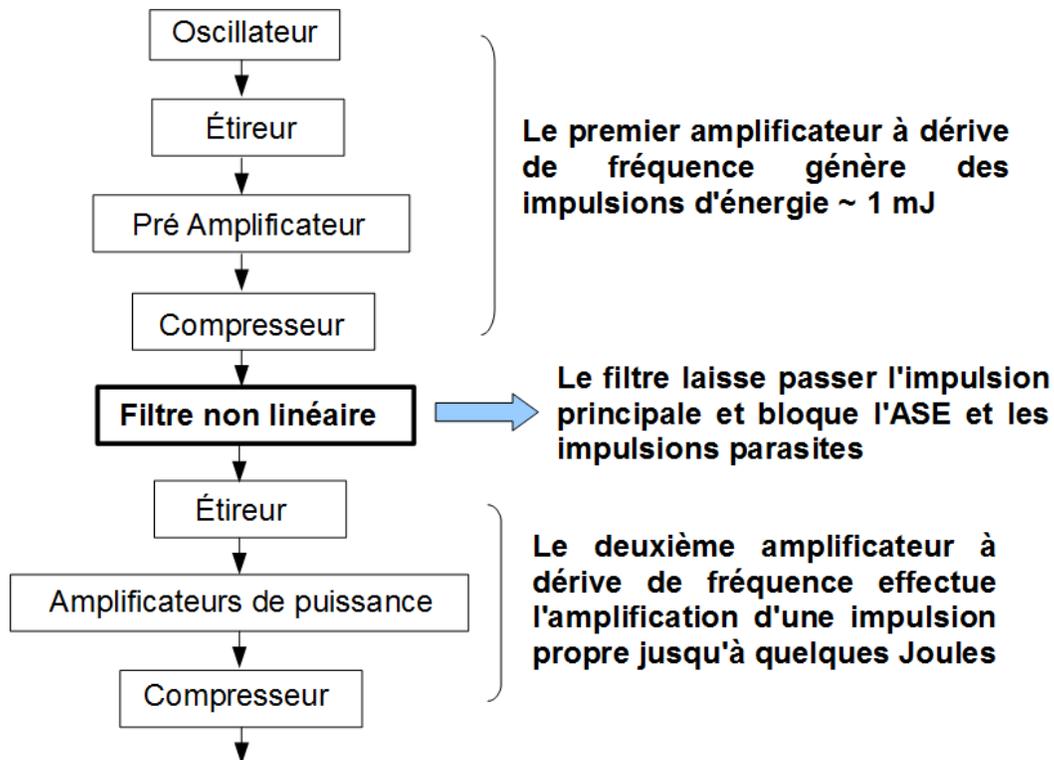


Figure 4.7 : Schéma de principe d'un double CPA avec un filtre non-linéaire.

Le premier double CPA expérimental a été réalisé par Kalashnikov *et al.* (2005). Le filtre non-linéaire dans ce système utilise la rotation de polarisation elliptique dans l'air.

Un filtre non linéaire peut être défini par une dépendance de l'intensité de l'onde transmise par rapport à l'intensité incidente selon $I_{out} = f(I_{in}^n)$, avec $n \geq 2$, ce qui permet d'améliorer le contraste significativement. Si on prend, par exemple, un effet non linéaire du 2^{ème} ordre ($n = 2$) et une impulsion de départ qui a un niveau d'ESA d'intensité relative 10^{-6} . L'intensité de l'impulsion après l'interaction est élevée au carré, alors le piédestal d'ESA peut être diminué jusqu'à une intensité relative de 10^{-12} . Donc l'augmentation du contraste peut être considérable.

En plus, le filtre doit assurer une discrimination entre l'onde incidente et l'onde transmise grâce à une ou plusieurs modifications non-négligeables de l'impulsion lors de l'interaction. Ces modifications peuvent concerner la polarisation, la phase, la direction de propagation, la longueur d'onde. Le filtre doit également avoir un taux de transmission assez haut pour injecter l'impulsion nettoyée dans un amplificateur à gain modéré. En plus, les caractéristiques spatiales et spectrales de l'impulsion ne doivent pas changer.

La génération d'une onde à polarisation croisée (cross-polarized wave ou XPW en anglais) est un processus non-linéaire du 3^{ème} ordre qui induit la rotation de la polarisation de l'impulsion laser; l'intensité de l'impulsion à polarisation tournée est cubique avec l'intensité d'entrée. Ainsi, la génération de XPW est une bonne technique pour l'augmentation du contraste laser d'une impulsion femtoseconde. Si elle est générée entre deux polariseurs croisés, l'onde XPW permet de bloquer les parties de l'impulsion de basse intensité pour améliorer le contraste laser. Bien qu'il existe différents cristaux non-linéaires utilisés pour la génération de XPW (YVO₄, CaF₂, CdF₂, LiF, NaCl, MgO, C, SrF₂), le fluorure de barium (BaF₂) est le plus souvent utilisé pour la génération de XPW. Les détails de la technique XPW et les expériences relatives à sa possible implémentation sur des systèmes laser de haute puissance sont évoqués dans plusieurs publications (Jullien et al., 2004; Cotel et al., 2006; Ramirez et al., 2011).

Plusieurs systèmes laser de la classe 10 TW ont utilisé la technique XPW appliquée dans une géométrie de double CPA : la « salle jaune » du Laboratoire d'Optique Appliquée (10 Hz, 1.5 J, 30 fs) (Flacco et al., 2010) et le système LOASIS (10 Hz, 500 mJ, 40 fs) au LBNL (Plateau et al., 2009) mais dans les deux cas seulement les mesures du contraste picoseconde sont présentées.

Le laboratoire CUOS aux États-Unis a implémenté la technique XPW sur un système avec un seul CPA. Dans ce but, une énergie d'injection plus haute (1 mJ) est utilisée pour la génération de XPW dans deux cristaux BaF₂ montés en séries avec un filtre acousto-optique dispersif programmable pour compenser la dispersion dans les optiques. Le système laser génère 1.5 J d'énergie en impulsions de 30 fs après compression à la fréquence de 0.1 Hz (Chvykov et al., 2006). L'amélioration du contraste laser à quelques centaines de ps avant l'intensité pic est de trois ordres de grandeur, ce qui donne un contraste de 10¹¹. Toutefois, comme dans les autres travaux, il n'y a pas de caractérisation détaillée à l'échelle nanoseconde et le taux de répétition bas permet d'avoir une puissance moyenne de seulement 0.15 W, ce qui est insuffisant pour des expériences laser à haute brillance. Ce niveau de contraste est assez haut pour travailler avec une impulsion laser focalisée à l'intensité de 10²² W/cm² et éviter la génération d'un pré-plasma.

La technique XPW a été implémentée sur le système laser 200 TW du ALLS; dans ce but un étage d'amplification supplémentaire a été rajouté (super booster) avec la géométrie de double CPA. Dans cette configuration, on n'utilise pas d'absorbant saturable après l'amplificateur régénératif mais un absorbant saturable est inséré dans le booster XPW.

L'énergie injectée dans le deuxième amplificateur régénératif est 100 fois plus haute qu'au premier étage donc cela prend moins d'allers-retours pour atteindre l'énergie de saturation. En plus, l'impulsion injectée est plus propre avec un contraste plus haut, donc le niveau de l'ESA générée est plus bas. Le contraste nanoseconde d'une impulsion laser est d'environ 5×10^{-7} en énergie (7×10^{-8} en intensité). À l'échelle de picoseconde, le contraste laser est 10^{-11} jusqu'à 20 ps avant l'impulsion principale. Sur la figure 4.8 on voit le contraste picoseconde d'une impulsion laser mesuré sans et avec le XPW.

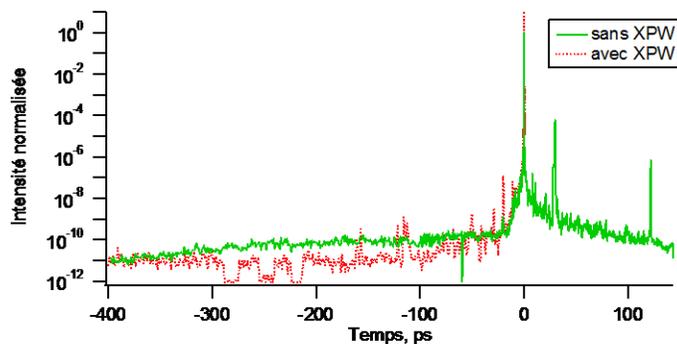


Figure 4.8 : Mesures du contraste picoseconde d'une impulsion laser avec un auto-corrélateur du 3^{ème} ordre avec et sans XPW.

Nous avons pu constater l'amélioration du contraste picoseconde et nanoseconde mais il y a toujours un problème du front de montée de l'impulsion juste avant le pic d'intensité. Un autre problème rencontré lors de l'exploitation de cette technique était le noircissement du cristal non-linéaire de BaF₂ qui menait à la dégradation du signal et la perte de transmission. Ainsi, le cristal devait être remplacé au bout de quelques jours avec l'éventuel réaligement du nouveau cristal. Probablement, l'intensité laser était trop élevée à ce stade.

4.2.3. Miroir plasma

Généralement, le contraste d'un système laser 'standard' est de l'ordre de 10^6 . Un outil basé sur le principe d'un filtre non-linéaire évoqué ci-dessus serait parfait pour 'nettoyer' l'impulsion. Le miroir plasma, dont le principe de fonctionnement est présenté sur la figure 4.9, utilisant un phénomène fortement non linéaire est aussi un bon candidat.

Le principe de fonctionnement du miroir plasma peut être schématisé comme suit : une lame de verre avec un revêtement antireflet est insérée à 45° dans le faisceau laser convergent après une optique focalisante (habituellement, une parabole hors axe) et quelques millimètres

avant le point focal du laser. La fluence laser sur le miroir plasma est d'environ 100 J/cm^2 , ce qui correspond à l'intensité pic de 10^{15} - 10^{16} W/cm^2 sur la lame (compte tenu d'une impulsion de durée 30 fs). Lors de la focalisation de l'impulsion laser sur un diélectrique, le matériau va interagir de façon complètement différente avec le pic principal ou le piédestal dépendamment de l'intensité locale. Ce dernier n'induit pas de changements majeurs dans le diélectrique et sera faiblement réfléchi. La transmission du piédestal dans ce cas est proche de 100%. Avec l'augmentation de l'intensité lors de la montée vers le pic principal, à un certain moment l'impulsion commence à ioniser le diélectrique par avalanche électronique ou excitation multiphotonique. Le plasma qui est généré de cette façon réfléchit une impulsion laser de fréquence ω_0 quand sa densité électronique devient supérieure à la densité critique ($n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2 \cdot \cos^2(\theta)$), où θ est l'angle entre le vecteur d'onde et la normale. L'ionisation se déroule très rapidement (de l'ordre de la femtoseconde), et si le seuil d'intensité d'ionisation est atteint au début du front de montée de l'impulsion principale, celle-ci sera réfléchie en entier. Comme résultat, on sépare l'impulsion ultra-intense du piédestal et on obtient l'augmentation du contraste de l'impulsion laser réfléchie. Le miroir plasma est translaté latéralement après chaque tir pour présenter une surface fraîche pour le prochain tir.

Cette technique a été mise en place pour la première fois par Kapteyn et al. (1991) et plusieurs groupes de recherche l'ont utilisée ensuite (Backus et al., 1993; Gold, 1994; Ziener, 2003; Dromey, 2004). Une étude expérimentale et théorique approfondie a fait l'objet de la thèse de G. Doumy (2006) au laboratoire CEA à Saclay visant l'implémentation de ce dispositif sur le système laser UHI10. Il a été démontré une possibilité d'augmentation du contraste de deux ordres de grandeur jusqu'à la valeur de 10^8 avec un taux de réflexion de 70%.

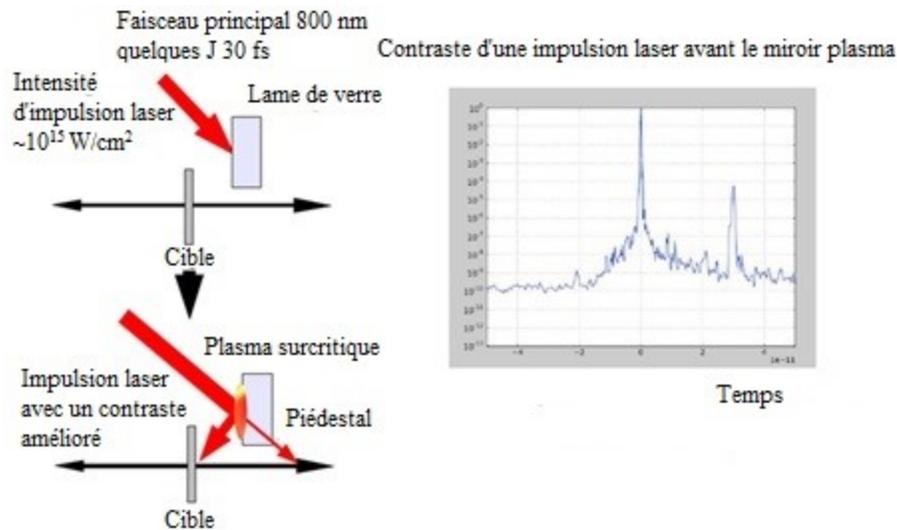


Figure 4.9 : Principe de fonctionnement du miroir plasma.

Selon la caractérisation expérimentale et théorique de l'effet 'Miroir Plasma' (Doumy, 2006), l'efficacité du miroir plasma est définie par deux paramètres cruciaux : 1) la réflectivité instantanée du miroir plasma, car il faut trouver un compromis pour maximiser la réflectivité instantanée sans déclencher le miroir plasma quand l'intensité du piédestal dépasse un seuil d'ionisation. C'est-à-dire, l'intensité de l'impulsion principale doit être suffisante pour déclencher le miroir; en même temps, il faut que le piédestal soit complètement transmis et ainsi éviter un déclenchement trop précoce; 2) les déformations de la surface : pour garder un faisceau de bonne qualité optique il est indispensable que les déformations de la surface soient limitées à $\lambda/10$.

La création d'un dispositif efficace consiste donc en l'ajustement de la fluence sur la surface du miroir plasma afin de remplir ces deux conditions.

Sur la figure 4.10 on voit une carte de la réflectivité instantanée et des déformations de la surface en fonction de la durée d'impulsion et de sa fluence. L'optimum du fonctionnement du miroir plasma est représenté par la grande zone hachurée. Les zones en gris sont « interdites » car soit la fluence est insuffisante et cela ne permet pas de déclencher le miroir plasma soit les déformations de la surface causent une diminution importante de la qualité optique du faisceau.

Il faut ajouter aussi que l'utilisation d'un traitement antireflet sur le diélectrique améliore son efficacité en diminuant la réflexion du piédestal sur le matériau non ionisé.

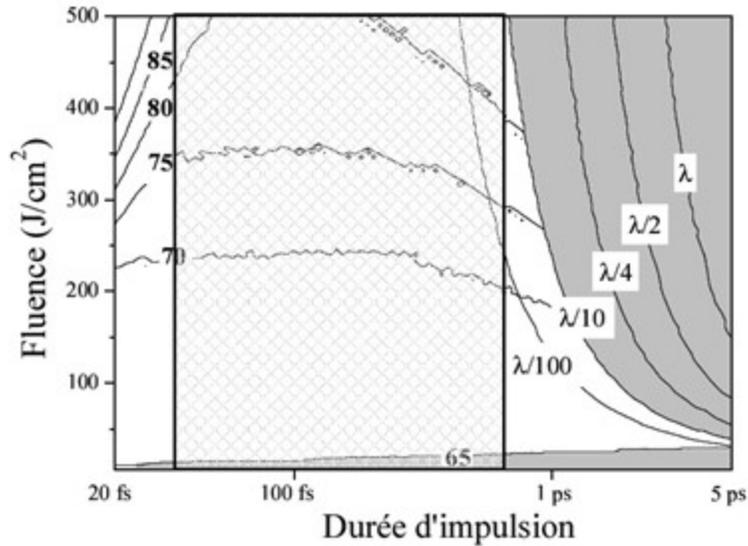


Figure 4.10 : Carte 2D qui représente les isocontours de la réflectivité instantanée en % calculée au maximum de l'impulsion (à gauche) et les déformations de la surface calculées à la fin de l'impulsion (à droite) en fonction de la fluence et la durée d'impulsion (Doumy, 2006).

Le miroir plasma que nous avons utilisé est destiné au laser 200 TW délivrant une impulsion de 30 fs. Selon cette carte, la courte durée de l'impulsion permet d'éviter toute déformation de la surface indépendamment de la fluence sur le miroir plasma. La zone hachurée sur la figure correspond donc a priori à une gamme de fluence satisfaisante pour un fonctionnement optimal.

Le contraste après le miroir plasma est amélioré de deux ordres de grandeur. L'avantage de cette technique est la réduction de pré-impulsions, l'ESA et du front de montée d'une impulsion laser. Malgré tout, le front de montée n'est pas complètement amélioré.

Il est implémenté en fin de chaîne dans la chambre expérimentale après recompression du faisceau.

La géométrie d'un double miroir plasma a été utilisé dans le système laser 10 TW de CEA-Saclay. Ce laser génère des impulsions de 60 fs avec l'énergie de 700 mJ à la fréquence 10 Hz. L'installation des miroirs plasma nécessite la réduction de la fréquence jusqu'à 1 Hz avec la réflectivité de 50% et le nombre de tirs est limité à 2000 (Thaury et al., 2007).

➤ *Étalonnage du miroir plasma*

La calibration du miroir plasma présentée a été faite en été 2010 et correspond le plus aux résultats expérimentaux présentés par la suite. Elle correspond également aux conditions du meilleur contraste intrinsèque du laser avec le miroir déformable en fonction. Il faut préciser que tous les étalonnages effectués pour le miroir plasma présentaient environ la même fluence optimale et le même coefficient de réflexion.

Le profil de la tache focale observé après le miroir plasma montre que la variation de la fluence sur celui-ci ne modifie pratiquement pas la qualité de focalisation du faisceau laser (figure 4.11 a), même à des valeurs très importantes (jusqu'à 330 J/cm^2). De plus, au-delà de 120 J/cm^2 le coefficient de réflexion du miroir plasma atteint son maximum et reste proche de la valeur de 70% (figure 4.11 b). Cette fluence est donc la valeur optimale qui permet d'éviter la dégradation de la focalisation tout en gardant un coefficient de réflexion maximal.

Même si l'optimum d'utilisation est proche de 120 J/cm^2 , soit 3.3 mm entre le miroir plasma et la cible, nous avons choisi de travailler avec une fluence plus petite. Ceci a été fait principalement pour des raisons pratiques et de complexité du montage expérimental. Avec l'incidence laser sur la cible à 45° , nous avons légèrement reculé le miroir plasma pour pouvoir détecter le faisceau de protons accéléré à partir de la face avant. Par ailleurs, pour augmenter le contraste de l'impulsion laser au maximum, il faut que le miroir plasma se déclenche le plus tard possible. Nous avons donc trouvé un compromis entre l'efficacité de réflexion et un diagnostic plus complet de l'accélération ainsi que l'optimisation du contraste. Nous avons utilisé un miroir plasma placé à 5 mm de la cible avec une fluence de 54 J/cm^2 .

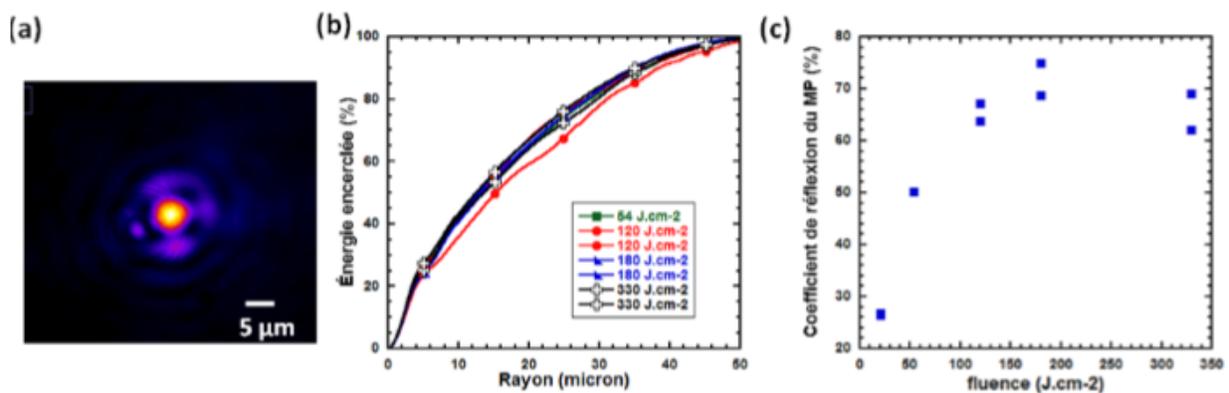


Figure 4.11 : Calibration du miroir plasma avec (b) le pourcentage d'énergie encerclé en fonction du rayon par rapport au centre de la tache focale et (c) coefficient de réflexion du miroir plasma (Buffechoux, 2011).

4.2.4. Génération de la seconde harmonique

Cette technique d'amélioration du contraste d'une impulsion est généralement utilisée sur des systèmes laser de haute puissance avec des durées d'impulsion plus longues, des centaines de fs aux ns (pour les cristaux amplificateurs Nd:verre). Les taux de conversion assez hauts proches de 70% (Amiranoff et al., 1999) sont atteints en utilisant des cristaux non-linéaires tels que le KDP (phosphate de potassium dihydrogène), KD*P (phosphate de potassium di-deutérium), BBO (borate de β -baryum) ou LBO (triborate de lithium).

La génération de la seconde harmonique est plus problématique pour des systèmes laser Ti:Saphir de haute puissance avec les durées d'impulsion entre 25 et 60 fs et une énergie de quelques Joules (Begishev et al., 2004). Un cristal doubleur mince (de l'ordre de quelques centaines de μm) doit être utilisé à cause du désaccord des vitesses de groupe entre l'harmonique fondamentale et la seconde (800 nm et 400 nm), réduisant ainsi la longueur sur laquelle la génération efficace de la seconde harmonique peut avoir lieu.

Il est plus pratique d'utiliser un faisceau laser large pour générer la seconde harmonique. On injecte le faisceau directement sans passer par des optiques supplémentaires pour réduire sa taille. Ainsi, l'intensité laser reste également assez basse pour ne pas induire des effets non linéaires qui réduisent le taux de conversion et dégradent le front d'onde. Aujourd'hui le seul cristal qui a des dimensions pertinentes est le KDP. En même temps, un cristal plus large nécessite une épaisseur plus grande pour garder une bonne qualité optique qui donne une bonne focalisation du faisceau (1 mm d'épaisseur pour un cristal KDP de 100 mm d'ouverture). Un autre problème lié à l'utilisation d'impulsions très courtes est la largeur de la bande spectrale. La génération de la seconde harmonique sera efficace tant que les conditions de l'accord de phase restent satisfaites. Ceci se produit pour une gamme limitée de longueurs d'onde donc la largeur spectrale efficace est réduite.

Cette technique a été testée avec le système laser 10 TW de l'INRS pour essayer de réduire l'expansion hydrodynamique du plasma quand les impulsions laser sont focalisées sur cible solide pour générer l'émission de rayons X de la ligne $K\alpha$. Les impulsions de 60 fs avec l'énergie 600 mJ étaient générées par le système laser à la fréquence de 10 Hz. Le contraste laser picoseconde et nanoseconde à la fréquence fondamentale était proche de 10^5 . La qualité du faisceau restait bonne à 400 nm pour le champ proche et lointain. Avec un cristal KDP d'épaisseur 1 mm, un taux de conversion de 40% a été atteint. Ceci réduit l'énergie avant

focalisation jusqu'à 200 mJ mais permet de garder le taux de répétition sans limitation du nombre de tirs (Toth et al., 2005; 2007).

4.3. Optimisation de la focalisation du faisceau laser par miroir déformable

L'efficacité de l'interaction laser-matière dépend fortement de la qualité du faisceau laser délivré. Les difficultés de la focalisation du faisceau laser sont en général liées soit à la répartition inégale de l'énergie laser dans celui-ci soit au front de phase qui n'est pas plat. Si on observe la répartition d'énergie et ajuste le pompage optique, le faisceau devient assez homogène et utilisable. Pour corriger le front de phase, on peut utiliser un miroir déformable. Cet outil permet de corriger les distorsions du front d'onde qui proviennent des effets thermiques dans les amplificateurs pompés par des lampes flash qui induisent des perturbations.

Le miroir déformable est un des trois éléments d'une boucle de correction en optique adaptative. L'optique adaptative est une méthode qui sert à corriger en temps réel les déformations d'un front d'onde qui évoluent et sont difficiles à anticiper. Ceci est possible grâce à:

- un analyseur pour mesurer la déformation de l'onde (le décalage de phase du laser)
- un calculateur temps réel qui contrôle le miroir en fonction de l'information obtenue de l'analyseur
- un miroir déformable pour faire la correction (si nécessaire)

L'analyseur du front d'onde échantillonne localement le front d'onde et passe l'information au miroir déformable qui change la forme du faisceau. Le principe de fonctionnement d'un analyseur du front d'onde est présenté sur la figure 4.12.

Un miroir déformable traditionnel consiste en un substrat de verre, cuivre ou quartz qui est collé à un disque plat d'un actuateur fait de céramique piézoélectrique (figure 4.13b) (Kudryashov et al., 2000). L'application d'un signal électrique aux électrodes de la plaque piézocéramique crée une tension du piézodisque. Le substrat collé empêche cette tension, ce qui déforme la surface réfléchissante. Ceci est fait en forme d'une boucle fermée. Dans notre cas, le miroir est composé de 48 électrodes piézoélectriques-céramiques contrôlés qui peuvent

modifier le front d'onde incident (voir figure 4.13a). C'est à l'utilisateur d'arrêter la procédure dès qu'un front d'onde corrigé donne une tache focale presque parfaite (voir figure 4.14).

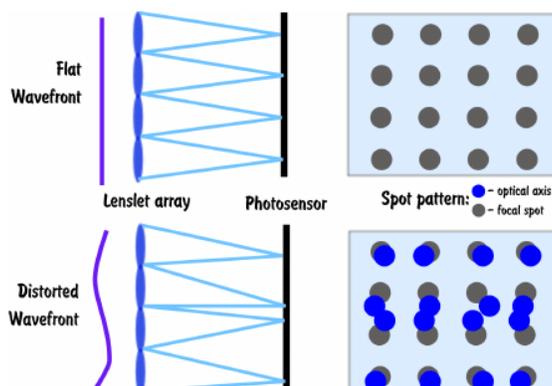


Figure 4.12 : Le principe de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde. Comme on peut voir, un front d'onde plat produit une image homogène sur le détecteur alors qu'un front d'onde irrégulier produit une image irrégulière. Les déplacements des points irréguliers sur cette figure sont utilisés pour envoyer l'information au miroir déformable (Konnik et al., 2013).

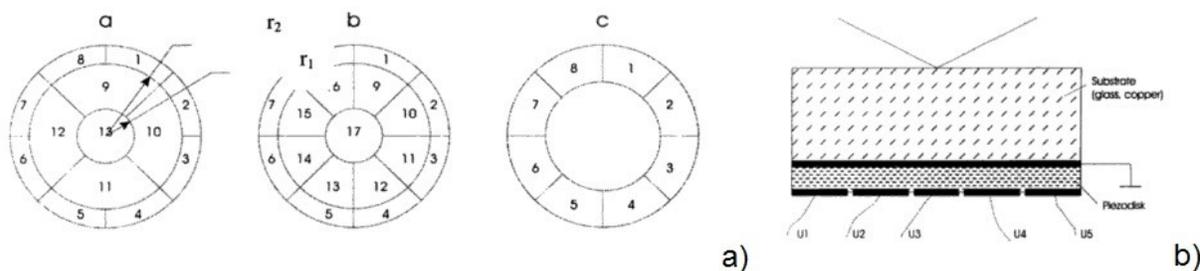


Figure 4.13 : Représentation schématique d'un miroir déformable. Sur la figure a) une vue avant planaire de miroirs déformables à 13, 17, 8 segments qui les forment. Sur ces 'miroirs' une tension appliquée change l'épaisseur local. La sous-figure b) montre la structure d'un miroir déformable avec un substrat en verre et cuivre, un disque piézoélectrique et des électrodes sous haute tension (Kudryashov et al., 2000).

Le miroir déformable (bimorphe) qui est utilisé dans le système laser 200 TW a une ouverture active de 100 mm. Il est placé dans le compresseur avant la recompression de l'impulsion. Comme l'ajustement du système de correction n'est pas rapide, le front de phase durant les expériences n'était pas contrôlé après chaque tir laser. Néanmoins, les expériences ont prouvé que tir à tir celui-ci ne changeait pas, et qu'il était suffisant de garder la même correction pendant une journée de tirs mais aussi pour la durée entière d'une campagne expérimentale. La tache focale était vérifiée chaque jour à bas flux et à haut flux avant la cible pour vérifier la qualité de focalisation.

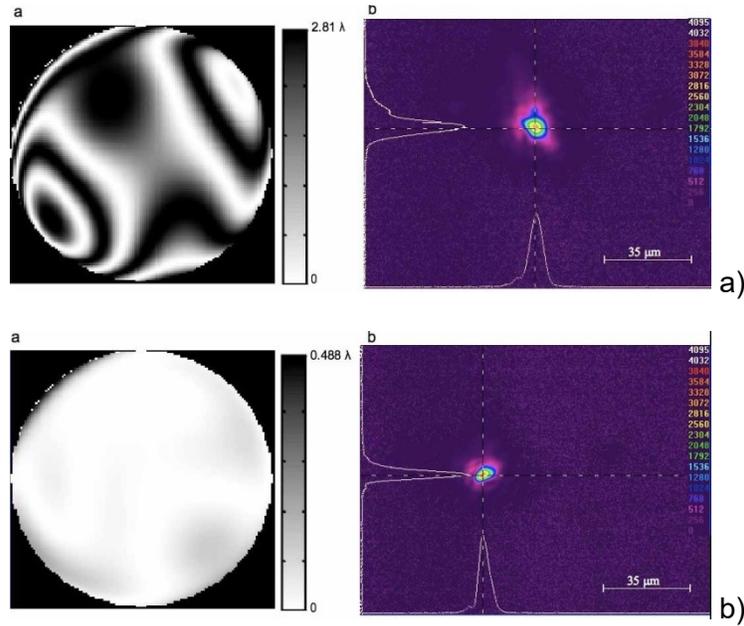


Figure 4.14 : a) (gauche) La carte de phase du front d'onde sans aucune correction (pas de tension appliquée sur les électrodes). La valeur d'erreur moyenne quadratique du front d'onde (RMS, Root Mean Square) est de 0.471λ . (droite) La tache focale laser mesurée avec un système de magnification optique $50\times$. La taille de la tache focale est $8.6 \times 14.8 \mu\text{m}^2$ à $1/e^2$ de l'intensité pic d'une impulsion laser. L'ellipse correspondante contient 52% d'énergie b) (gauche) La carte de phase avec une correction (la tension qui correspond à l'algorithme rétroactif d'une boucle fermée est appliquée sur les électrodes du miroir déformable). La valeur RMS du front d'onde est de 0.063λ . (droite) La taille de la tache focale est $7 \times 7.8 \mu\text{m}^2$ à $1/e^2$ de l'intensité pic d'une impulsion laser. L'ellipse correspondante contient 50.8% d'énergie (Fourmaux et al., 2008).

L'exemple d'application du miroir déformable dans notre système laser 200 TW peut être trouvé sur la figure 4.2.

CHAPITRE 5 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC UNE CIBLE MINCE DE 80 NM

5.1. Introduction

Nous avons réalisé une première étude de l'expansion d'une cible de 30 nm Si_3N_4 avec un dépôt d'Al de 50 nm (figure 5.1). L'énergie de l'impulsion laser a été variée de 0.2 J à 1.8 J et la durée d'impulsion a été variée de 32 fs à 600 fs. Un contraste nanoseconde d'environ 2×10^{-7} en énergie a été mesuré. Nous avons travaillé avec un miroir plasma placé à 5 mm de la cible et une fluence sur celui-ci de 54 J/cm^2 . Le diagnostic Spectralon a été utilisé pour les mesures de la réflectivité spéculaire de la cible. Ceci permet d'évaluer le contraste d'une impulsion laser et son influence sur l'accélération d'ions. Les énergies de protons ont été également mesurées et l'émission thermique ainsi que les images d'ombroscopie ont été détectées.

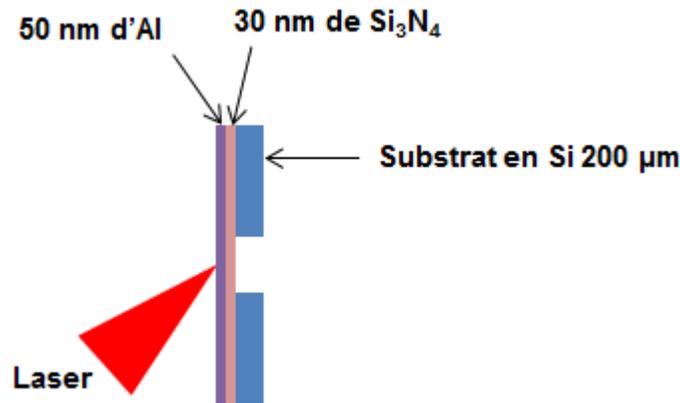


Figure 5.1 : Schéma d'une cible 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al avec le faisceau laser arrivant sur la face avant.

5.2. Énergie de coupure des faisceaux de protons

L'énergie de coupure des faisceaux de protons émis de la face avant et arrière de la cible après l'irradiation laser est mesurée par deux spectromètres à temps de vol placés suivant l'axe normal de la cible, en même temps que la réflectivité.

La figure 5.2 montre la variation de l'énergie de coupure des protons sur les deux faces de la cible avec le changement de l'énergie laser pour les différentes durées d'impulsion laser. Les protons accélérés dans les deux directions ont une énergie très similaire, ce qui peut

probablement indiquer l'absence d'une pré-impulsion dégradant la qualité de surface de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale et induisant un pré-plasma. La séparation de charge est identique dans les deux sens, étant planaire. L'énergie des protons augmente linéairement avec l'énergie laser mais pas aussi rapidement que dans le cas d'une cible d'Al de 120 nm d'épaisseur (Fourmaux et al., 2013).

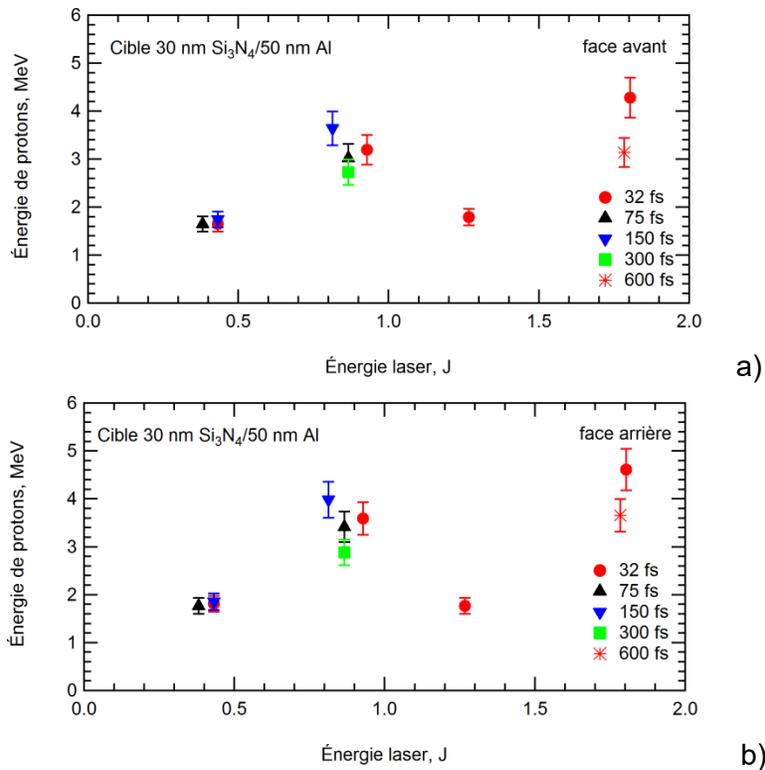
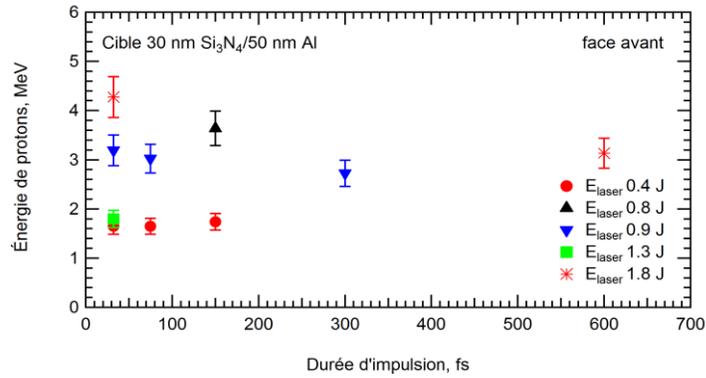
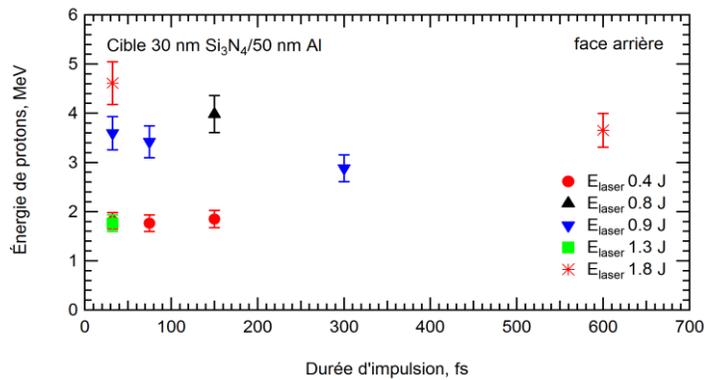


Figure 5.2 : Énergie de coupure des protons en fonction de l'énergie laser sur cible pour les différentes valeurs de la durée d'impulsion laser: a) face avant; b) face arrière (cible de 30 nm Si₃N₄/50 nm Al).



a)



b)

Figure 5.3 : Énergie de coupure des protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour les différentes valeurs de l'énergie laser : a) face avant; b) face arrière (cible de 30 nm Si₃N₄/50 nm Al).

Sur la figure 5.3, l'énergie de coupure des protons est présentée en fonction de la durée d'impulsion laser pour différentes énergies laser. On voit que pour la même durée d'impulsion, sa valeur augmente d'environ 1.5-3 fois avec l'énergie laser. À partir de 300 fs, la valeur de l'intensité laser est constante, les énergies des protons restent similaires.

5.3. Expansion de la cible (face avant)

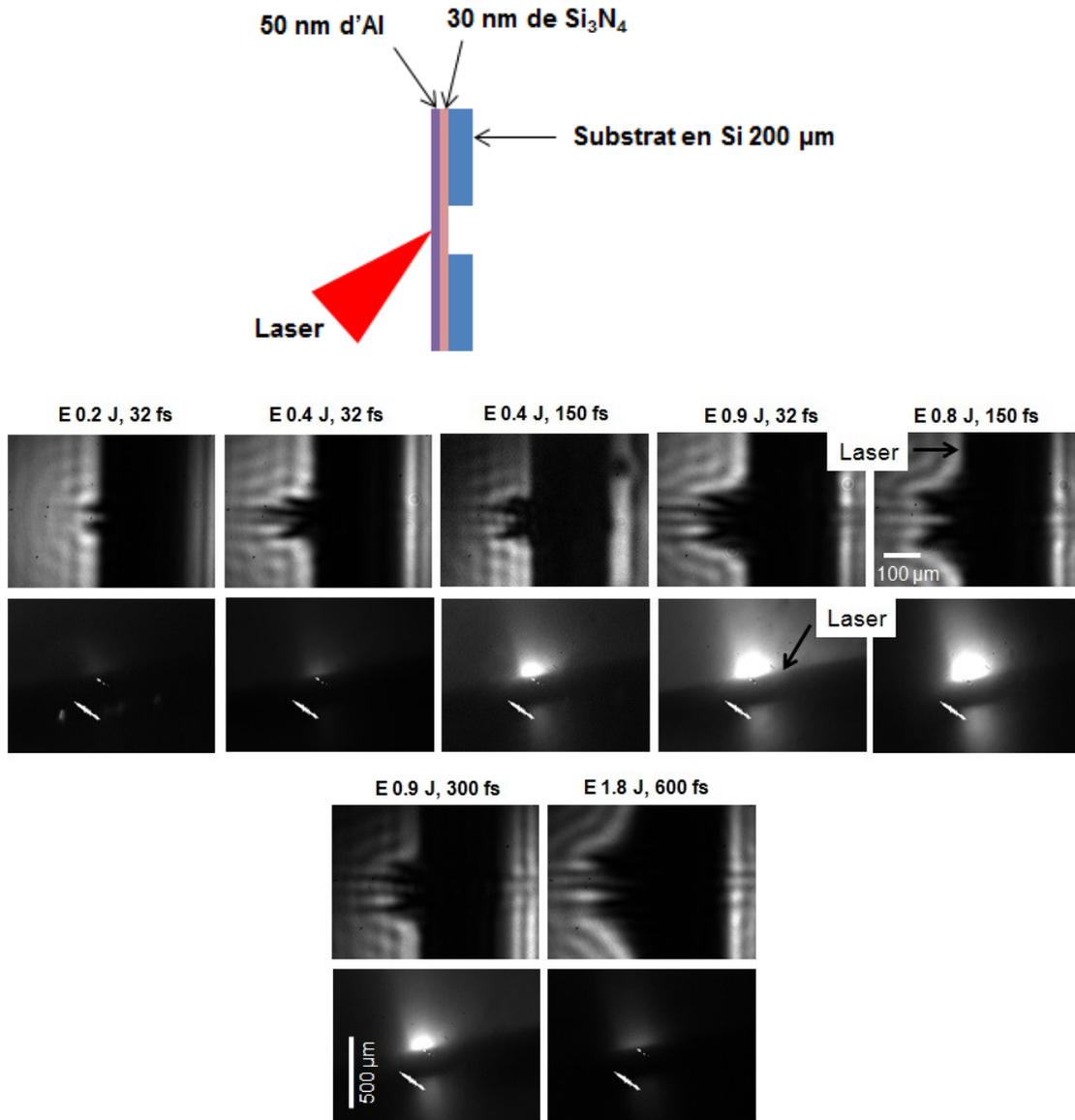


Figure 5.4 : Images d'expansion de plasma par ombroscopie ainsi que l'émission thermique (vue du dessous) pour des cibles de 30 nm Si₃N₄/50 nm Al pour les différentes valeurs de l'énergie laser et durées d'impulsion. Le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est 1 ns.

Dans cette expérience, nous n'avons observé que l'expansion de la face avant de la cible afin de tester les diagnostics; de plus, un support de silice de 200 microns d'épaisseur cache l'expansion de la face arrière. Sur la figure 5.4, on voit les images de l'ombroscopie, 1 ns après l'arrivée du faisceau principal, et de l'expansion thermique du plasma obtenues du dessous de la cible et intégrées sur le temps d'ouverture de la caméra. Une structure de jets de

plasma est observée avec un effet de filamentation. L'expansion est quasi symétrique par rapport à l'axe longitudinal. L'augmentation de l'énergie laser mène à un élargissement du plasma en détente; par contre, la montée en durée d'impulsion et la baisse de l'intensité laser semblent réduire l'expansion, si on compare les images de l'ombroscopie à 0.4 J (32 fs et 150 fs) et à 0.8 J, 150 fs avec celle à 0.9 J, 300 fs. En même temps, à la même valeur de l'intensité, la détente du plasma est plus importante à 600 fs que 300 fs. Les images de l'imagerie topview montrent le pic de l'émission thermique à 0.8 J et 150 fs. À plus basse énergie, l'émission n'est pas assez intense alors que dans le cas de 600 fs, le plasma doit être trop dilué et froid à la fin de l'expansion pour être détecté par la caméra.

5.4. Mesures de la réflectivité de la cible

Les mesures de la réflectivité d'une cible 30 nm Si₃N₄/50 nm Al ont été effectuées en variant simultanément l'énergie de l'impulsion laser de 0.4 J à 1.8 J et sa durée d'impulsion de 32 fs à 600 fs, donc l'intensité laser variait de $2.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ jusqu'à environ $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

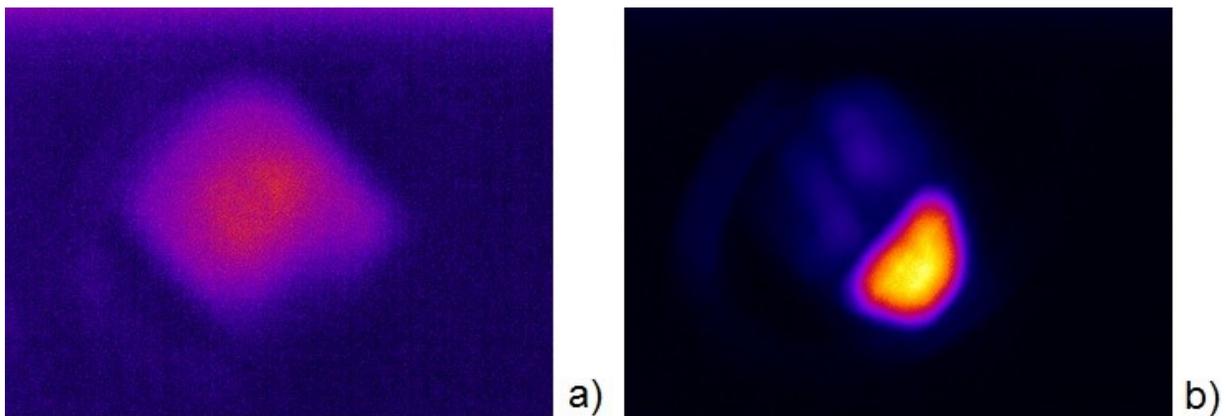


Figure 5.5 : Images du diffuseur Spectralon réfléchissant la lumière laser pendant le tir : a) bas taux de réflectivité ~0.1 (énergie laser sur cible 1.33 J, durée d'impulsion laser 32 fs); b) haut taux de réflectivité ~0.8 (énergie laser sur cible 1.78 J, durée d'impulsion laser 600 fs).

À basse réflectivité de la cible, la forme du Spectralon est visiblement plus nette (figure 5.5 a). À haute réflectivité, la répartition d'énergie diffusée est inhomogène, probablement dû à l'orientation du diffuseur.

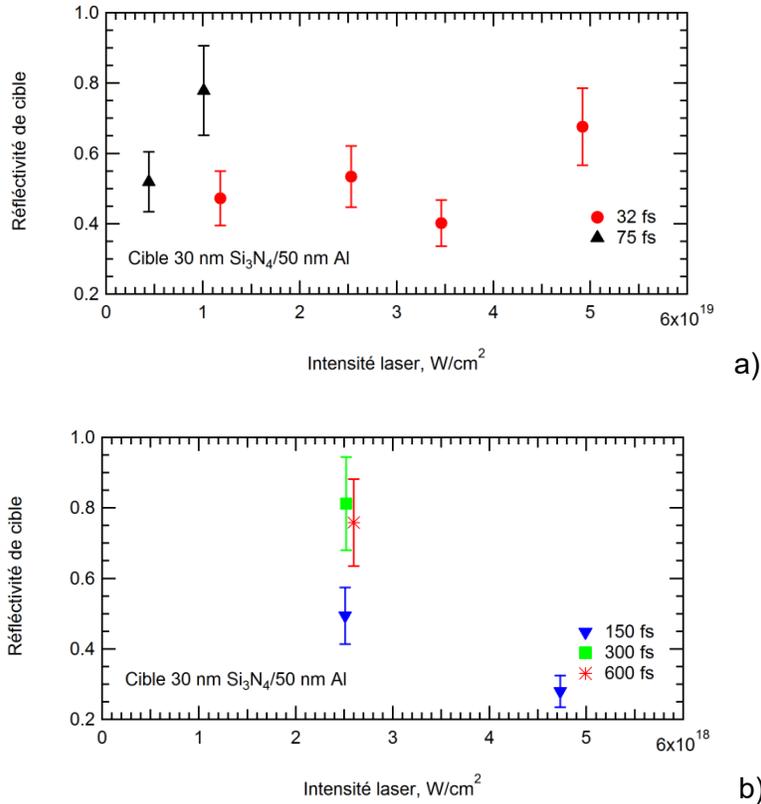


Figure 5.6 : Mesures de la réflectivité de la cible de 30 nm Si₃N₄/50 nm Al en fonction de l'intensité laser. A) Les durées d'impulsion laser sont 32 fs et 75 fs; b) Les durées d'impulsion laser sont 150 fs, 300 fs et 600 fs.

La réflectivité de la cible est maximisée pour l'intensité laser de $2.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (figure 5.6 b) mais elle varie à cette intensité avec l'énergie et la durée de l'impulsion laser. Le maximum est atteint pour une impulsion de 300 fs. À des durées plus longues (600 fs), la longueur d'échelle du plasma augmente (figure 5.4), mais à l'intensité laser proche de celle à 300 fs l'absorption reste presque aussi basse. À 150 fs, la réflectivité chute avec la diminution de l'énergie laser par rapport aux durées plus longues. Le minimum de la réflectivité est observé à 150 fs à l'intensité d'environ $4.7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Ceci peut être dû à la réflexion non spéculaire et la force pondéromotrice plus importante.

La réflectivité mesurée varie avec l'augmentation de l'intensité mais elle ne diminue pas considérablement grâce au contraste laser élevé. Au meilleur contraste, la réflectivité d'une cible reste haute à l'intensité supérieure à 10^{19} W/cm^2 ($a_0 \gg 1$). Cette réflectivité peut être due à des gradients de densité raides et l'absorption plus basse en régime relativiste à cause du taux de collisions réduit (voir 1.5.1).

Les valeurs de réflectivité sont plus hautes que celles obtenues auparavant pour une cible d'Al de 120 nm d'épaisseur (Fourmaux et al., 2013).

5.5. Conclusion

Le contraste de l'impulsion laser obtenu avec une fluence de 54 J/cm^2 sur le miroir plasma semble suffisamment bon pour assurer un champ d'accélération similaire sur les deux faces de la cible. Les valeurs de l'énergie de coupure des protons sont plus basses que celles mesurées pour des cibles ultra minces et minces (15-120 nm) dans les campagnes précédentes (Buffechoux, 2011; Fourmaux et al., 2013), ce qui peut être expliqué par une intensité laser plus faible dans les expériences présentées ici.

Avec l'augmentation de l'énergie laser et la durée d'impulsion, une expansion symétrique autour de l'axe longitudinal est observée. Le caractère de l'interaction laser plasma varie avec l'intensité laser. Ceci a été démontré avec les mesures de la réflectivité de la cible et les énergies de coupure des protons. L'absorption du laser varie en fonction de la longueur d'échelle du plasma; la force pondéromotrice change également. La réflectivité mesurée reste assez haute avec l'augmentation de l'intensité; ceci peut être dû au contraste laser élevé.

CHAPITRE 6 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC DES CIBLES ULTRA MINCES (10 NM-30 NM)

6.1. Introduction

Des campagnes expérimentales ont été réalisées avec deux géométries différentes et des cibles ultra minces. Nous avons étudié l'interaction d'une impulsion laser avec des cibles solides dont l'épaisseur varie de 10 à 200 nm. Avec la première géométrie, l'expansion de la face avant de la cible a été observée; la deuxième géométrie a permis l'observation de la face arrière. Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux pour les cibles ultra minces (10-30 nm) sont présentés (figure 6.1).

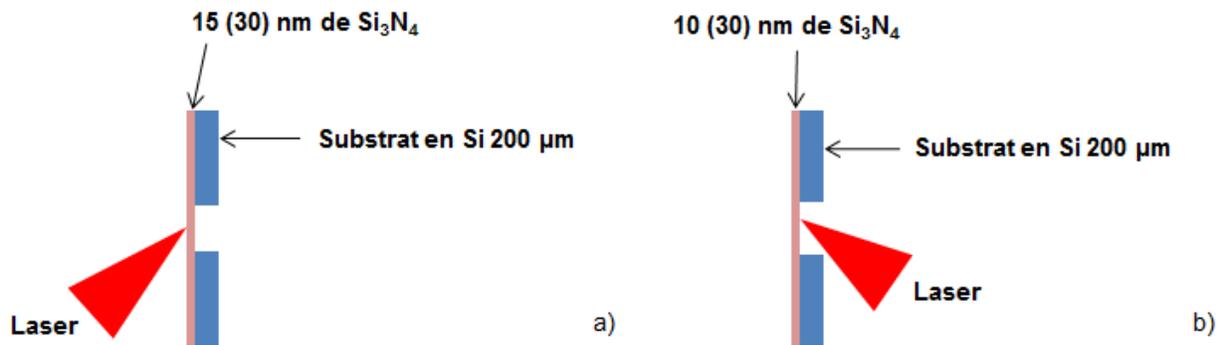


Figure 6.1 : Schéma du positionnement de la cible dans les deux géométries expérimentales utilisées: a) l'expansion du plasma est observée sur la face d'incidence du laser (face avant ici); b) l'expansion du plasma est observée sur la face opposée à celle d'incidence du laser (face arrière).

6.2. Énergie de coupure des faisceaux de protons

La figure 6.2 montre l'énergie de coupure des faisceaux de protons moyenne en fonction de l'énergie laser sur cible pour les deux faces de la cible de 15 nm d'épaisseur. L'énergie laser était d'environ 1.5 J. Les protons accélérés dans les directions avant et arrière ont des énergies semblables. Ceccotti *et al.* (2007) ont démontré que l'émission des protons dans les deux sens avec une énergie de coupure très similaire peut être expliquée par un contraste laser haut sans pré-impulsions qui induisent l'expansion du plasma et les deux côtés de la cible sont plans à l'arrivée de l'impulsion principale. Les protons sont accélérés par une séparation de charges similaire dans les deux sens.

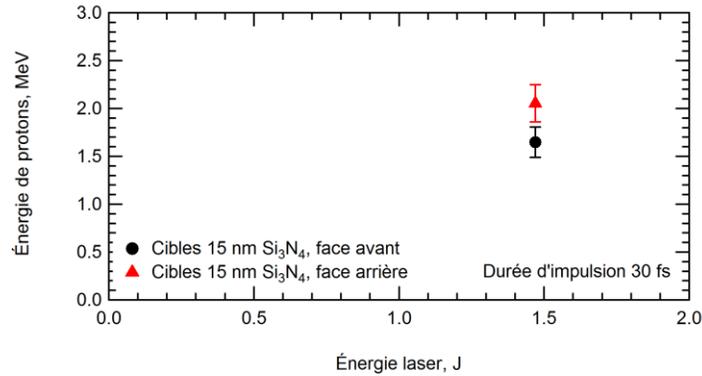


Figure 6.2 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de l'énergie laser pour la cible de 15 nm Si₃N₄. La durée d'impulsion laser est 30 fs.

L'énergie de coupure des protons sur la face arrière des cibles de 30 nm a été mesurée pour deux durées d'impulsion différentes (30 et 100 fs) (figure 6.3). L'énergie laser moyenne était de 1.4 J. Dans ce cas, l'énergie est quasiment identique pour les deux durées. Cette tendance est semblable au résultat obtenu avec le système laser 200 TW et présenté dans (Fourmaux, 2013).

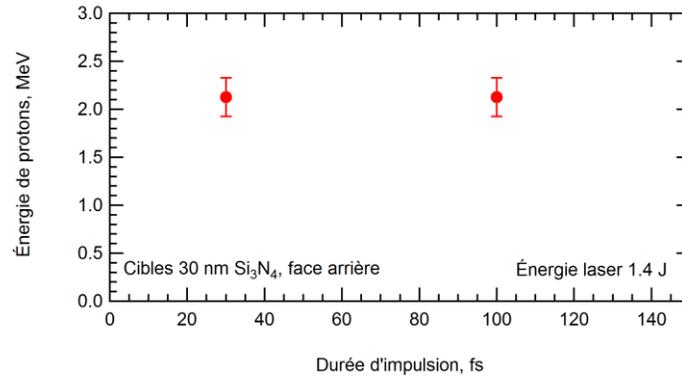


Figure 6.3 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour la cible de 30 nm Si₃N₄. L'énergie laser moyenne est de 1.4 J. Les protons ont été détectés sur la face arrière de la cible.

Lors des mesures de l'énergie de coupure des faisceaux de protons pour les cibles de 10 et 30 nm (deuxième campagne expérimentale), le signal était détecté sur la face arrière, la face avant dans cette géométrie étant bloquée par le miroir plasma. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'énergie laser variait de tir à tir aux alentours de 1.1 J. L'intensité laser sur cible était proche de 4×10^{19} W/cm². La distance optimum entre le miroir plasma et la cible a été augmentée de 0.25 mm par rapport à celle dans la première campagne expérimentale. De ce fait, la fluence sur le miroir plasma diminuait étant inférieure à 54 J/cm². Avec l'énergie laser

inférieure à celle de la campagne précédente, on arrive à atteindre les énergies de protons similaires, ce qui peut être également lié à un contraste amélioré dans la configuration XPW. Selon Steinke *et al.* (2010), l'énergie de protons augmente avec la diminution de l'épaisseur de la cible et atteint son pic à 5.6 nm. Dans notre cas, l'augmentation d'énergie des protons pour l'épaisseur de 10 nm par rapport à 30 nm n'est pas aussi importante (figure 6.4).

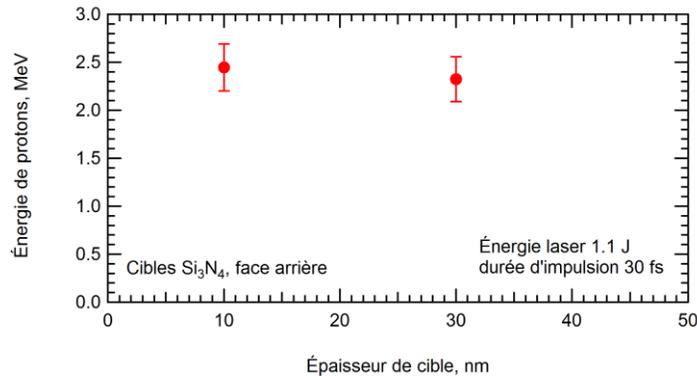


Figure 6.4 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de l'épaisseur de cible. La durée d'impulsion laser est 30 fs.

6.3. Expansion des cibles ultra minces

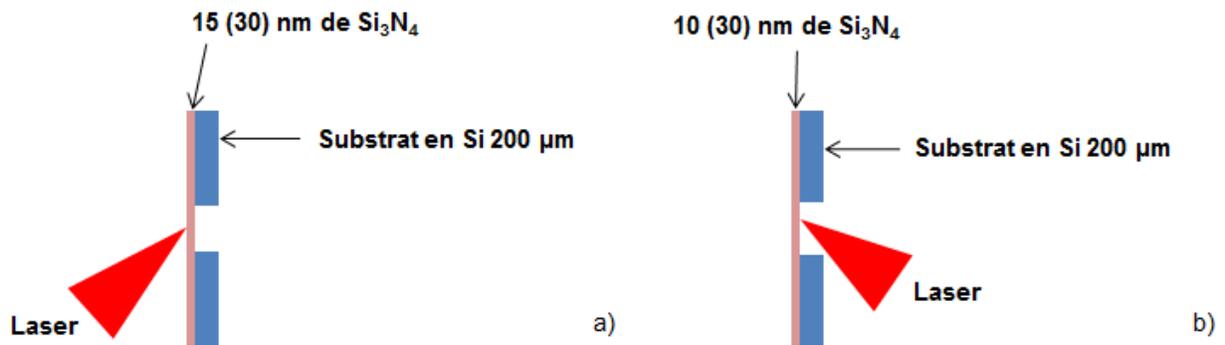


Schéma du positionnement de la cible dans les deux géométries expérimentales utilisées: a) l'expansion du plasma est observée sur la face d'incidence du laser (face avant ici); b) l'expansion du plasma est observée sur la face opposée à celle d'incidence du laser (face arrière).

Durant notre première campagne expérimentale, nous avons observé l'expansion de la face avant de la cible. Dans l'annexe II, on voit les images de l'ombroscopie (les franges nulles) et les images de l'expansion thermique du plasma obtenues du dessous de la cible. L'expansion du plasma a été détectée à différents instants après l'arrivée du faisceau principal. Nous avons comparé le comportement des feuilles de Si₃N₄ de 15 nm et 30 nm à deux durées d'impulsion 30 fs et 100 fs. Dans le cas de l'ombroscopie, seulement l'expansion de la face

avant a pu être visualisée car la membrane est déposée sur un support de silice de 200 microns d'épaisseur qui cache l'expansion de la face arrière (Schéma a ci-dessus).

L'observation de l'émission thermique du plasma intégrée sur le temps ne montre pas de différence notable entre une impulsion de 30 ou 100 fs.

On voit sur l'imagerie transverse qu'à de plus longues durées d'expansion, la dimension latérale du plasma augmente alors que dans la direction longitudinale la plume de plasma devient moins confinée et plus étendue, comme dans le cas de la cible de 15 nm 680 ps après l'arrivée de l'impulsion laser (figures II.1 et II.2. de l'annexe II).

L'expansion reste similaire dans le cas de la cible de 30 nm quand on augmente la durée d'impulsion (de 30 fs à 100 fs) (figures II.2 et II.3).

L'observation de l'émission thermique (la bande spectrale du BG39 de 320 nm à 650 nm) de la cible montre également que l'alignement de la cible peut influencer le profil de l'expansion observée. Le signal de ce diagnostic devrait être plus faible pour des cibles ultra minces. Ceci peut être expliqué par le fait que le plasma chauffe d'autant plus que l'on réduit l'épaisseur de cible, comme un volume inférieur est chauffé par le laser et les électrons chauds. Ainsi, il est possible que l'émission thermique du plasma au début de l'expansion ne couvre pas le domaine de sensibilité de la caméra et du filtre (400-650 nm) quand sa température est trop élevée. Ensuite, quand le plasma se refroidit et est suffisamment froid pour émettre dans la zone de sensibilité de la caméra, il se dilue trop pour pouvoir être détecté. Cette tendance peut être justifiée par le fait que la vitesse d'expansion du plasma augmente avec la température.

Durant la deuxième campagne expérimentale, nous avons visualisé l'expansion des cibles de 10 nm et 30 nm d'épaisseur seulement avec l'interféromètre de Michelson. Les cibles ont été montées de telle façon que le laser arrivait sur le côté du support en silice et seulement la détente de la face arrière était visualisée (schéma b ci-dessus).

Les images avec des franges nulles et celles de l'expansion thermique donnent une information qualitative sur l'expansion du plasma. À partir des interférogrammes acquis avec l'interféromètre à onde repliée, on détermine la longueur et la largeur de l'expansion ainsi que sa vitesse en utilisant la position du bord de plasma où le faisceau sonde transmis est fortement réduit. En supposant une géométrie cylindrique de l'expansion, on peut définir la densité électronique moyenne sur la largeur du plasma. Avec cette hypothèse, on trouve une valeur de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} pour la densité électronique moyenne le long du bord du plasma avec un intervalle de confiance $9.5\text{-}15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Une analyse qualitative des images montre que le plasma se détend très vite longitudinalement et latéralement.

6.3.1. Expansion de la face avant

La longueur d'expansion de la face avant (en μm) suivant la normale à la cible est obtenue en fonction du retard temporel entre le faisceau principal et le faisceau sonde à partir de la position du bord du plasma (point A sur la figure 3.19) dans le temps, et présentée sur la figure 6.5 pour les deux cibles utilisées. Au début, le caractère d'expansion est similaire pour les deux épaisseurs mais après 30 ps l'expansion de la cible de 30 nm semble être plus rapide. La longueur augmente avec le temps comme $A_1 - A_2 \times e^{-0.02t}$ pour la cible de 30 nm, où A_1 et A_2 sont les coefficients de la courbe de tendance. Pour la cible de 15 nm, la longueur est approximée avec une fonction de puissance $X = Y_0 + A \times t^{pow}$, où X est la longueur d'expansion, t est le retard entre le faisceau principal et le faisceau sonde en ps, Y_0 , A et pow sont les paramètres d'approximation. Le paramètre pow est de 0.32.

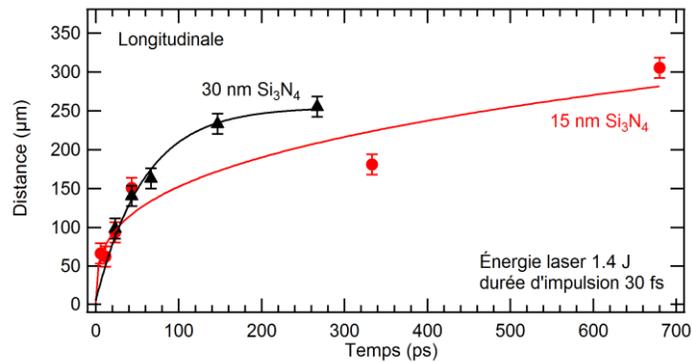


Figure 6.5 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible utilisés. Le bord du plasma correspond au décalage de franges minimum (environ 0.3 μm) par rapport à l'image de référence. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance. L'énergie laser est 1.4 J. La durée d'impulsion est 30 fs.

L'expansion longitudinale suivant l'axe normal à la cible (point A sur la figure 3.19) est comparée avec l'expansion radiale suivant l'axe parallèle à la cible (point B sur la figure 3.19) sur la figure 6.6. Une expansion rapide similaire est observée dans les deux directions au début de l'expansion, après 50 ps l'expansion axiale continue à croître progressivement mais l'expansion radiale atteint sa saturation. Comme vu précédemment, pour la cible de 15 nm pow est de 0.32. L'expansion radiale est approximée par $A_1 - A_2 \times e^{-0.05t}$.

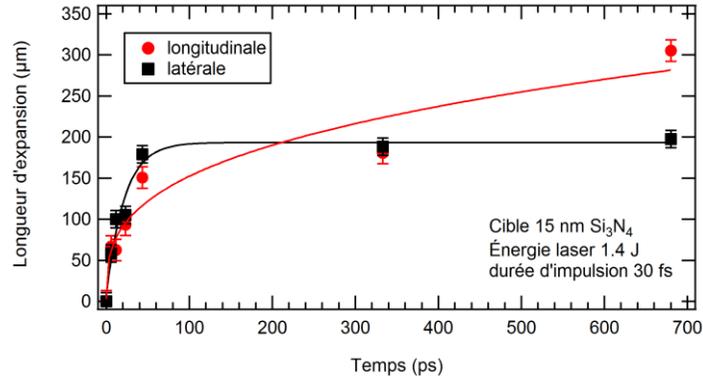
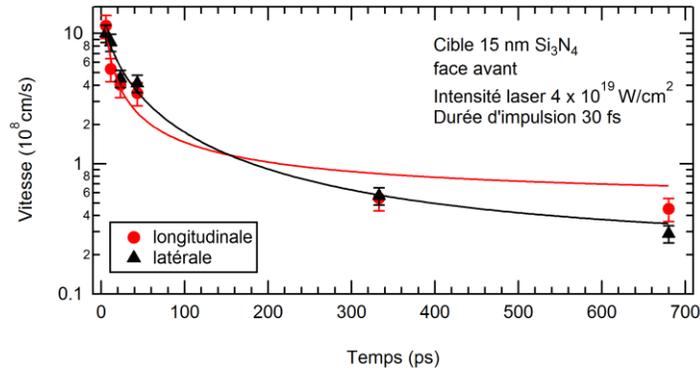


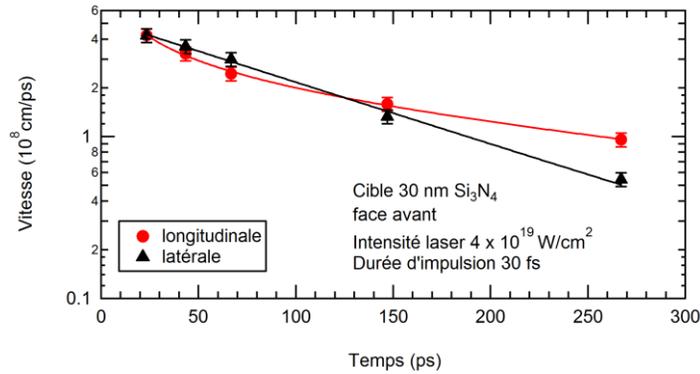
Figure 6.6 : Position du bord de plasma dans les directions longitudinale et latérale (distances OA et OB respectivement sur la figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 15 nm Si_3N_4 . L'énergie laser est 1.4 J. La durée d'impulsion est 30 fs.

La vitesse d'expansion de la face avant (en 10^8 cm/s) suivant la normale à la cible en fonction du retard temporel (ps) entre le faisceau principal et le sonde est présentée sur la figure 6.7. La vitesse d'expansion latérale est également présentée pour les deux épaisseurs de cible. Pour la feuille de 15 nm, la vitesse longitudinale est de 11.5×10^8 cm/s à 5.8 ps après l'arrivée de l'impulsion laser et diminue avec le temps comme $t^{0.83}$; la vitesse latérale est 10×10^8 cm/s et diminue comme $t^{0.36}$.

L'expansion d'une feuille de 30 nm est semblable à celle de 15 nm, comme vu précédemment. La vitesse longitudinale est de 4.2×10^8 cm/s à 23.3 ps après l'arrivée de l'impulsion laser et diminue comme $t^{0.3}$. La valeur de la vitesse à 23.3 ps est proche de celle pour la cible de 15 nm (4×10^8 cm/s); la vitesse latérale est similaire à la vitesse longitudinale (4.2×10^8 cm/s) et diminue comme $e^{-0.01t}$.



a)

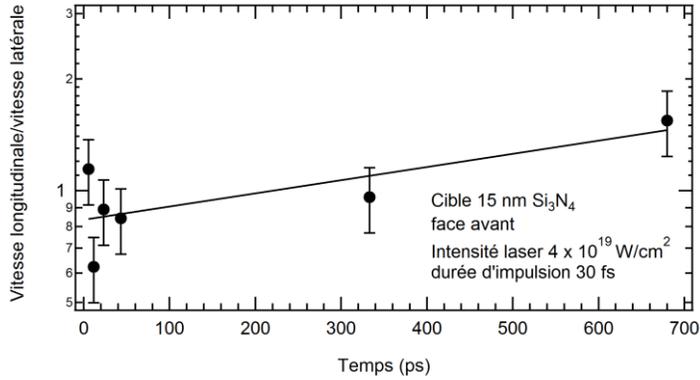


b)

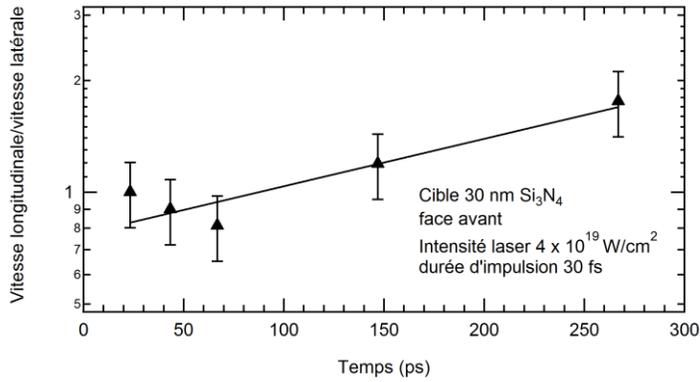
Figure 6.7 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible. L'intensité laser est d'environ 4×10^{19} W/cm². La durée d'impulsion laser est 30 fs.

Évidemment, l'expansion latérale est aussi importante que l'expansion longitudinale et la taille radiale du plasma augmente rapidement dans le plan de la cible. Le ratio entre les vitesses longitudinale et latérale est présenté sur la figure 6.8. Il varie aux alentours de 1 pour la cible de 15 nm et augmente plus rapidement pour 30 nm.

Sur la figure 6.9 l'expansion longitudinale des cibles de 30 nm d'épaisseur en face avant est comparée pour les deux campagnes expérimentales. Les expansions observées sont semblables et reproductibles.



a)



b)

Figure 6.8 : Le ratio des vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible: a) Cible 15 nm Si_3N_4 ; b) cible 30 nm Si_3N_4 . La durée d'impulsion est 30 fs.

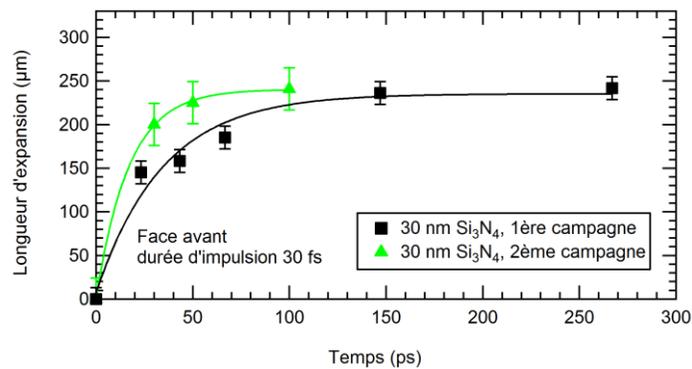


Figure 6.9 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si_3N_4 . On compare l'expansion de la face avant mesurée durant la deuxième campagne expérimentale avec les résultats de la campagne expérimentale précédente. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance.

Sur la figure 6.10 les longueurs d'expansion longitudinale et latérale pour les cibles de 30 nm sont présentées en fonction du temps d'expansion. La durée d'impulsion laser dans ce

cas était de 100 fs. Au début de l'expansion jusqu'à la durée de 150 ps, la détente de la cible est rapide dans les deux sens. L'expansion longitudinale de la cible de 30 nm est approximée par la fonction de puissance avec le paramètre pow égal à 0.45. Dans le cas de l'expansion latérale, le paramètre pow est 0.5 pour la cible de 30 nm. Les tendances observées sont semblables.

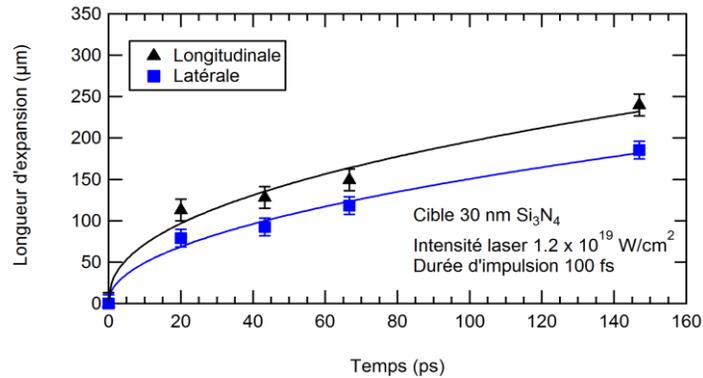


Figure 6.10 : L'expansion longitudinale et latérale de plasma en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 30 nm Si_3N_4 . L'intensité laser est d'environ $1.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. La durée d'impulsion laser est de 100 fs.

Les vitesses d'expansion de la cible de 30 nm suivant l'axe normal à la cible et l'axe parallèle à la cible pour la durée d'impulsion laser de 100 fs évoluent selon $t^{1.23}$ et $t^{1.19}$ respectivement (figure 6.11). La tendance est similaire pour les deux axes.

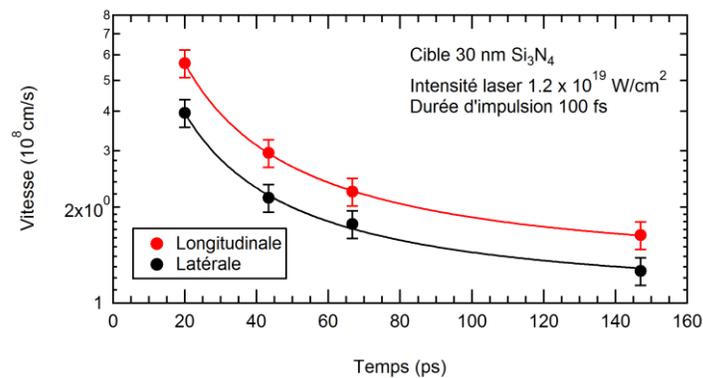


Figure 6.11 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si_3N_4 . Intensité laser est d'environ $1.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. La durée d'impulsion est de 100 fs.

La plupart des résultats obtenus durant la deuxième campagne expérimentale concernent l'expansion de la face arrière de cibles. Pour certains tirs l'expansion de la face avant de la cible a été également observée, c'est-à-dire la face de l'incidence du faisceau laser.

Le début de l'expansion longitudinale de la cible de 30 nm est plus rapide que celui observé latéralement alors que vers 100 ps les valeurs sont proches (figure 6.12).

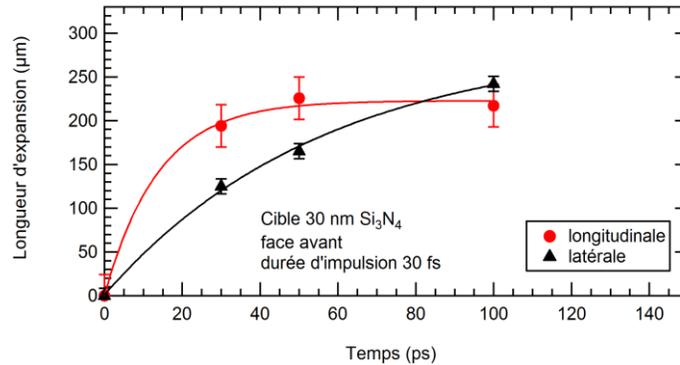


Figure 6.12 : L'expansion de la face avant de la cible de 30 nm Si_3N_4 dans les directions longitudinale (ce qui correspond à la distance OA) et latérale (la distance OB).

➤ *Calculs de la densité électronique*

L'évolution de la densité électronique dans le temps suivant l'axe normal à la cible (correspondant à la distance OA) pour une cible de 15 nm Si_3N_4 est présentée sur la figure 6.13. La densité est calculée sur la distance latérale d'expansion de plasma qui correspond à deux fois la distance OB. Un changement de gradient qui devient moins raide est observé dans le temps. La diminution de la densité à 43.3 ps (par rapport à 23.3 ps et 333 ps) aux courtes distances peut être due à l'expansion latérale rapide après 23.3 ps (figure 6.6) qui semble s'arrêter vers 333 ps.

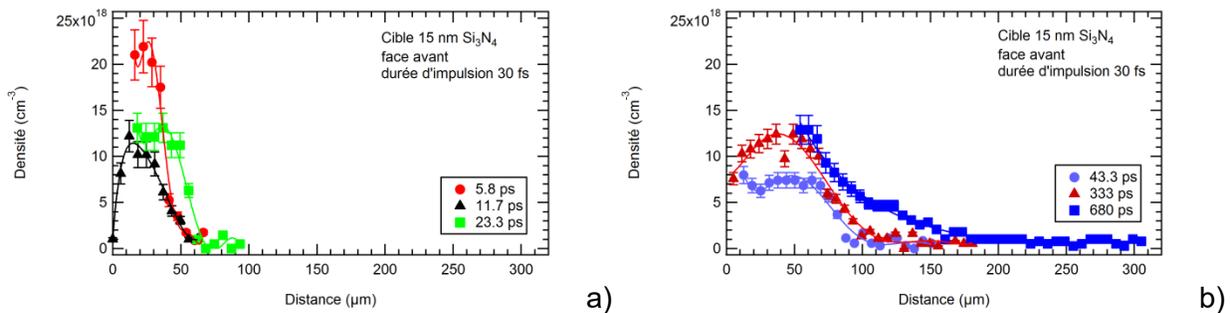


Figure 6.13 : Densité électronique sur l'axe longitudinal d'expansion (correspondant à la distance OA) pour une cible de 15 nm Si_3N_4 en fonction de la distance du bord de la cible pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal. La face avant de la cible était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

Sur la figure 6.14 la longueur d'expansion de plasma qui correspond à la densité électronique 10^{19} cm^{-3} est calculée sur la dimension latérale du plasma qui correspond à deux fois la distance OB. Comme dans le cas de la figure 6.5, le début de l'expansion est rapide. L'expansion de la cible de 15 nm atteint sa saturation pour les délais plus longs. Il y a une certaine corrélation dans le comportement des différentes feuilles sur les figures 6.8 et 6.14. La longueur d'expansion est approximée par une fonction de puissance $X = Y_0 + A \times t^{pow}$, avec le paramètre *pow* variant de 0.16 à 0.53.

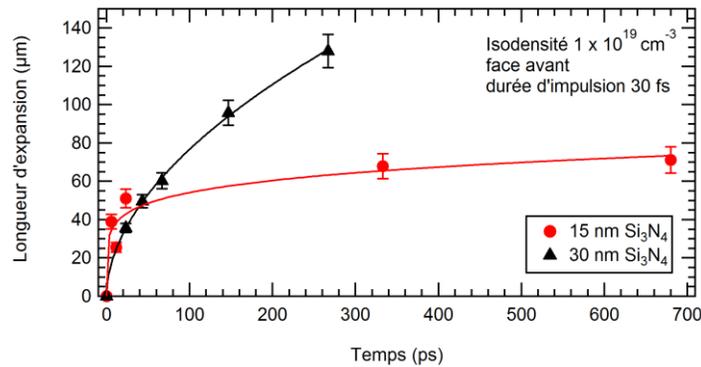


Figure 6.14 : La position de la densité électronique 10^{19} cm^{-3} en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour les deux épaisseurs de cible. La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

En ce qui concerne le phénomène de saturation observé pour l'expansion longitudinale ou radiale (figures 6.5, 6.6 et 6.9), théoriquement, rien ne frêne la propagation de la matière dans le vide. Le plasma généré devrait se propager à vitesse constante jusqu'aux parois de la chambre. Mais, la densité étant trop petite, la mesure de celle-ci est limitée par une certaine distance à partir du point d'impact du laser sur cible. Toutefois, la saturation est évidente dans le cas du front d'iso-densité de la cible de 15 nm (figure 6.14). La vitesse d'expansion pour des longues durées est proche de $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ comparée à $>10^8 \text{ cm/s}$ pour des durées inférieures à 50 ps, ce qui correspond à deux régimes d'expansion du plasma (figure 6.7 a). Durant la deuxième phase de l'expansion la vitesse peut être approximée comme plusieurs fois 10^7 cm/s à la durée d'1 ns.

Les cartes 2D pour les différentes valeurs des isodensités électroniques de plasma sont présentées sur les figures 6.15 à 6.17. Les mesures ont été faites pour les différents retards entre le faisceau principal et le faisceau sonde. La densité est calculée pour la largeur d'expansion latérale qui correspond à deux fois la distance OB. Sur chaque image, la zone d'expansion de plasma étudiée est présentée. Un transport longitudinal et latéral est important.

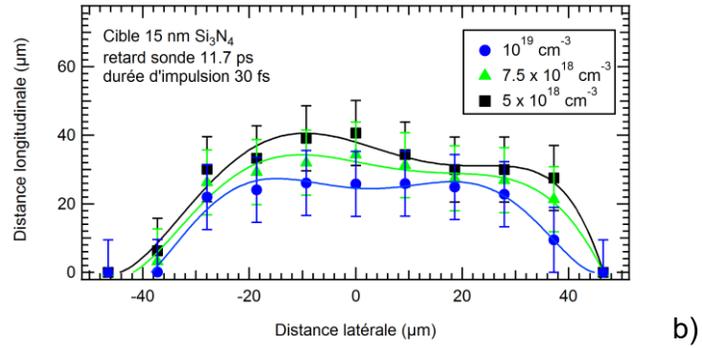
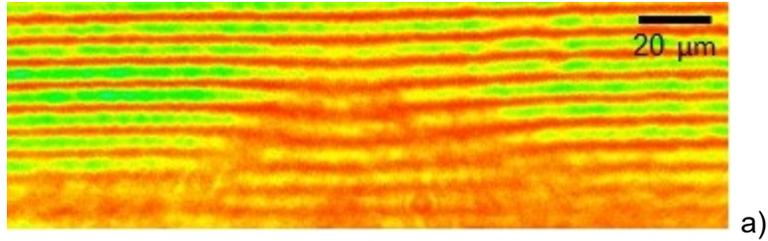


Figure 6.15 : Les isodensités mesurées pour une distance latérale d'expansion qui correspond à deux fois la distance OB. L'épaisseur de cible est de 15 nm, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est de 11.7 ps. L'image avec des franges d'interférence non nulles a) correspond à la zone étudiée. La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

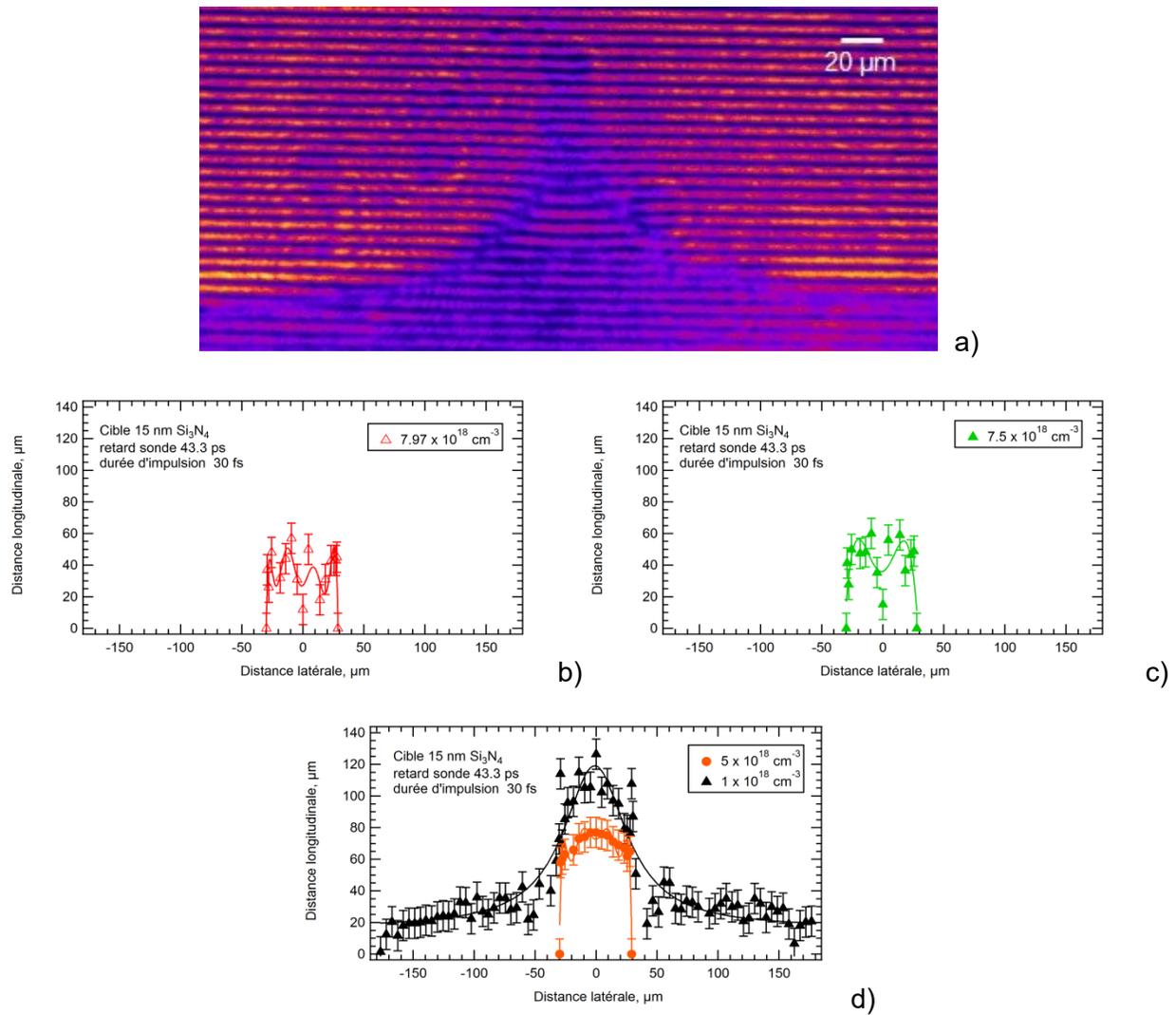


Figure 6.16 : Les courbes d'isodensités mesurées pour une distance latérale d'expansion qui correspond à deux fois la distance OB. L'épaisseur de cible est de 15 nm, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est de 43.3 ps. L'image avec des franges d'interférence non nulles a) correspond à la zone étudiée; b) isodensité $7.97 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; c) isodensité $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; d) isodensités $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

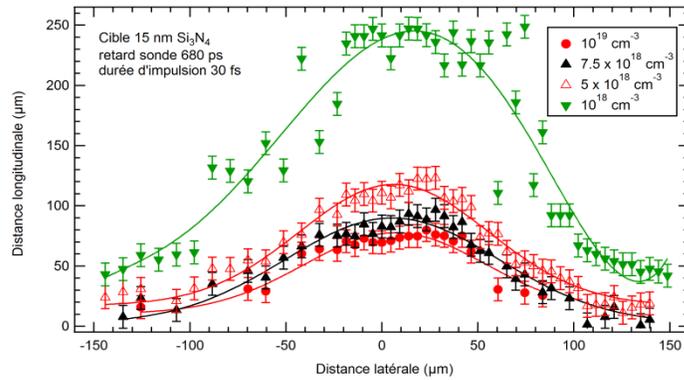
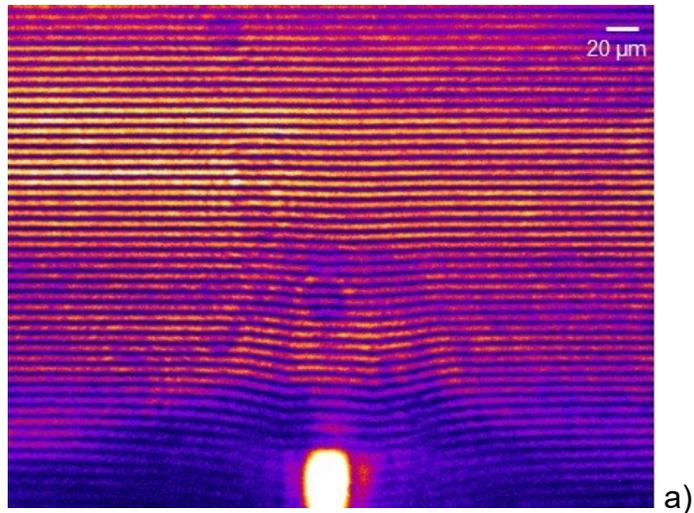


Figure 6.17 : Les isodensités mesurées pour une distance latérale d'expansion qui correspond à deux fois la distance OB . L'épaisseur de cible est de 15 nm, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal est de 680 ps. L'image avec des franges d'interférence non nulles a) correspond à la zone étudiée. b) isodensités 10^{19} cm^{-3} ; $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{18} cm^{-3} . La face avant des cibles était observée. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

6.3.2. Expansion de la face arrière

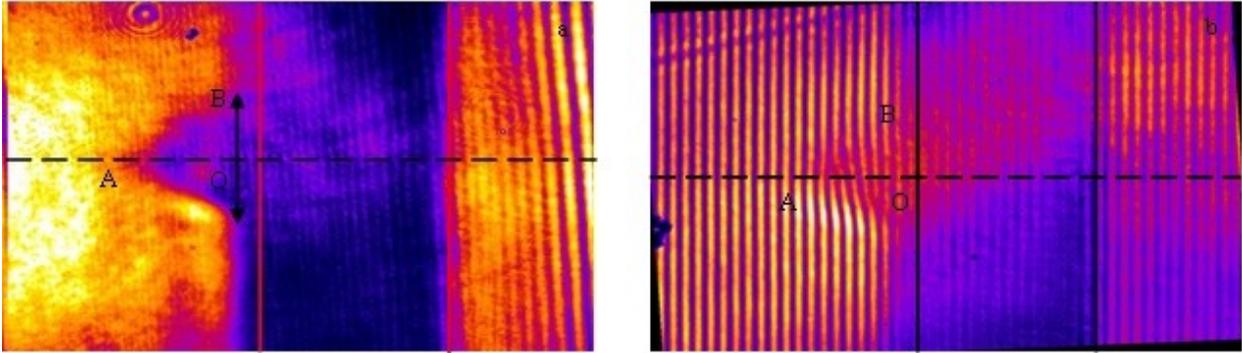
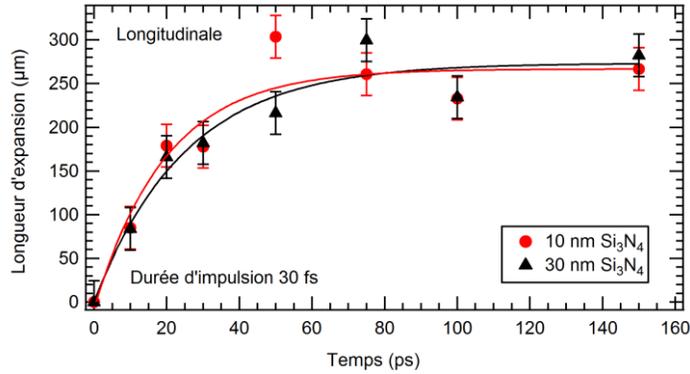
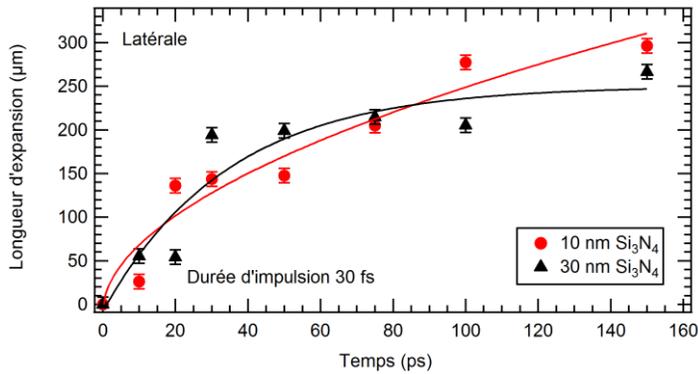


Figure 6.18 : Les images qui montrent l'expansion d'une cible Si_3N_4 de 10 nm d'épaisseur. La même mesure avec un interféromètre à onde repliée est présentée : a) l'image sans franges (franges nulles) est utilisée comme référence pour l'imagerie directe. La double flèche noire désigne la dimension latérale sur laquelle la densité est intégrée et la ligne discontinue correspond à l'axe sur lequel la longueur d'expansion et la vitesse sont déterminées; b) les franges non-nulles sont introduites parallèlement à la surface de la cible comme référence. La face arrière de la cible est à gauche sur chaque image. Les lignes verticales continues montrent la position de la cible.

L'expansion des cibles a été étudiée suivant les deux axes, longitudinal et latéral, comme dans le cas précédent (figure 6.18). Sur la figure 6.19a on voit l'expansion longitudinale suivant l'axe OA pour les deux épaisseurs de cible. Les feuilles de 10 nm et 30 nm d'épaisseur se détendent de façon similaire. L'expansion de la cible de 10 nm est approximée par la fonction $Le = A_0 - A_1 \times e^{-0.05t}$, celle de 30 nm par $Le = A_0 - A_1 \times e^{-0.04t}$. La situation est identique dans le cas de l'expansion latérale (figure 6.19b). Le transport latéral est aussi important que longitudinal. Le caractère de l'expansion est différent dans les deux cas pour la cible de 10 nm. L'expansion latérale est approximée par la fonction de puissance $Le = Y_0 + A \times t^{0.53}$. Dans le cas de la cible de 30 nm, on obtient $Le = A_0 - A_1 \times e^{-0.03t}$.



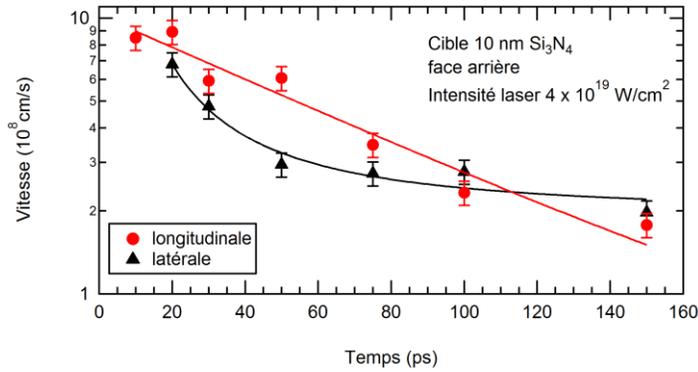
a)



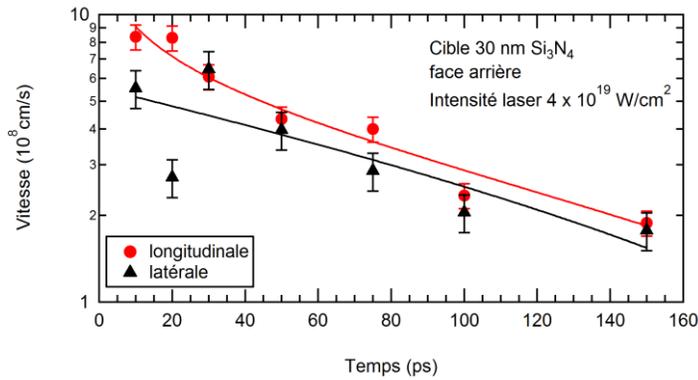
b)

Figure 6.19 : Position du bord de plasma (a) composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 6.18; b) composante latérale de l'expansion, distance OB sur l'image 6.18) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible utilisées. Le bord du plasma correspond au décalage de franges minimum (environ $0.3 \mu\text{m}$) par rapport à l'image de référence. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance. On regarde la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

L'expansion de la face arrière des cibles minces est également très rapide, si on la compare à la face avant (figures 6.7 et 6.20). L'expansion longitudinale est plus rapide que latérale pour les cibles de 10 nm et 30 nm. La vitesse d'expansion longitudinale pour la cible de 10 nm est de $8.5 \times 10^8 \text{ cm/s}$ à 10 ps après l'arrivée de l'impulsion laser et diminue comme $e^{-0.01t}$, pour la cible de 30 nm cette valeur est de $8.4 \times 10^8 \text{ cm/s}$ et la tendance est $t^{-0.05}$. En ce qui concerne l'expansion latérale, dans le cas de l'épaisseur de 10 nm, la vitesse est $6.8 \times 10^8 \text{ cm/s}$ à 20 ps après l'impulsion laser et diminue comme $t^{-1.44}$; pour la cible de 30 nm, la vitesse est $5.6 \times 10^8 \text{ cm/s}$ à 10 ps après l'impulsion laser, la courbe de tendance est définie comme $e^{-0.01t}$.



a)



b)

Figure 6.20 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour deux épaisseurs de cible. L'expansion de la face arrière était observée. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

Le ratio entre les vitesses longitudinale et latérale est présenté sur la figure 6.21. Pour la cible de 10 nm, il varie de 3.25 à 0.9 avec le temps. Il varie aux alentours de 3 à 1 pour la cible de 30 nm.

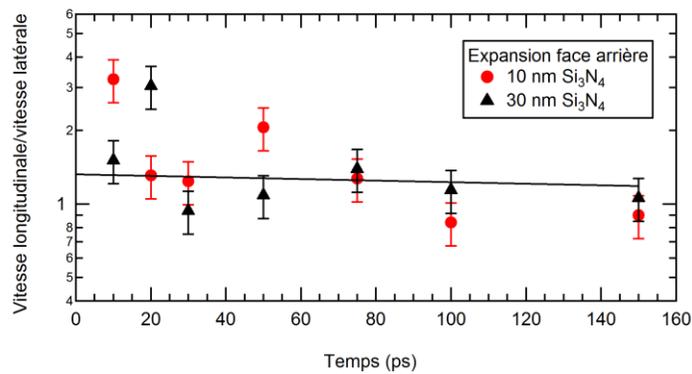


Figure 6.21 : Le rapport des vitesses longitudinale et latérale en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour les deux épaisseurs de cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

➤ **Calculs de la densité électronique**

La figure 6.22 présente l'évolution dans le temps de la densité du plasma en détente en fonction de la distance à partir de la surface de cible le long de l'axe longitudinale (OA) pour la cible ultra mince de 10 nm. La densité est calculée pour la largeur de détente latérale du plasma qui correspond à deux fois la distance OB. On observe la diminution de la densité près de la surface de la cible et l'aplatissement du gradient de densité avec le temps.

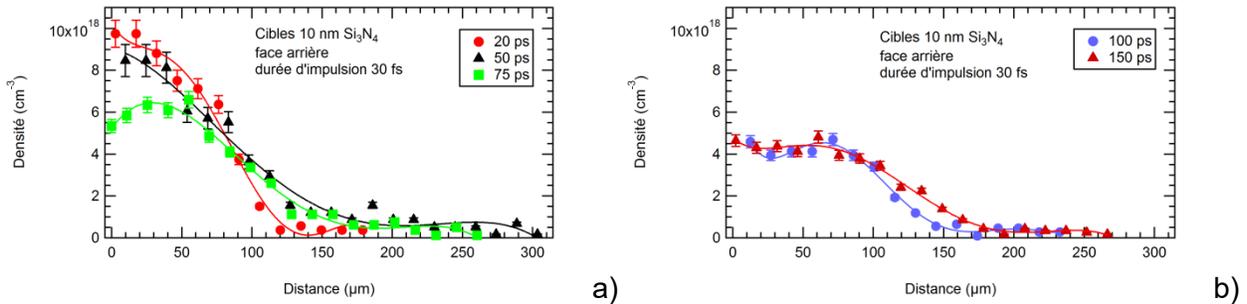


Figure 6.22 : Densité électronique de plasma en fonction de la distance de la surface de cible sur l'axe longitudinal d'expansion (distance OA) pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal. L'épaisseur de cible est de 10 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Pour la cible de 30 nm, la densité du plasma semble être plus importante au début de l'expansion comparé à la cible de 10 nm (figure 6.23). Par contre, la densité électronique subit une décroissance rapide en 20 ps.

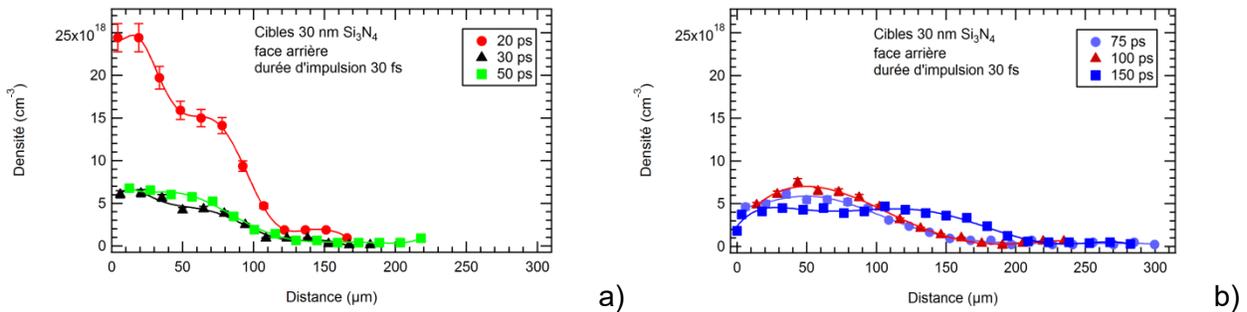


Figure 6.23 : Densité électronique de plasma en fonction de la distance de la surface de cible sur l'axe longitudinal d'expansion (distance OA) pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal. L'épaisseur de cible est de 30 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

La longueur d'expansion de plasma pour la densité électronique $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est présentée sur la figure 6.24 (la densité est calculée sur la dimension latérale du plasma qui correspond à deux fois la distance OB). Comme dans le cas de la figure 6.19, l'expansion de la

cible ultra mince de 10 nm est rapide bien que l'expansion de la densité $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la cible de 30 nm soit plus lente que pour le point A. L'expansion de la cible de 10 nm sature aux délais plus longs, comme dans le cas de la cible de 15 nm. La longueur d'expansion est approximée pour la cible de 10 nm par une fonction de puissance $Le = A_0 - A_1 \times e^{-0.19t}$, pour 30 nm – $Le = Y_0 + A \times t^{0.59}$.

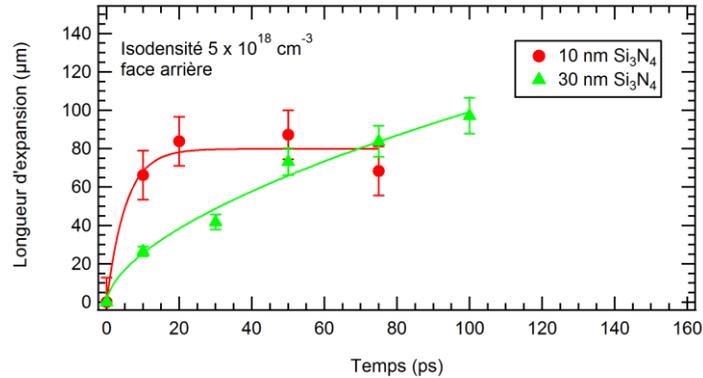


Figure 6.24 : La position de la densité électronique $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour les différentes épaisseurs de cible. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

➤ **Calculs du décalage de phase du faisceau sonde**

Le décalage de phase du faisceau sonde qui traverse le plasma en expansion est déduit à partir des images d'interférence (figure II.7 dans l'annexe II).

Sur la figure 6.25 on voit les courbes qui correspondent à différentes valeurs du décalage de phase mesurées à partir de la surface de cible suivant l'axe longitudinal et latéral pour le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal de 20 ps pour une cible de 30 nm, tel que déduit de l'image sur la figure II.7. On observe une certaine symétrie pour les lignes d'iso phase de 0.21 rad à 0.7 rad mais pour les valeurs supérieures, ce n'est plus le cas. Ceci peut être confirmé par l'image interférométrique de l'expansion de plasma où on voit que le profil du plasma visualisé n'est pas symétrique (figure II.7 dans l'annexe II).

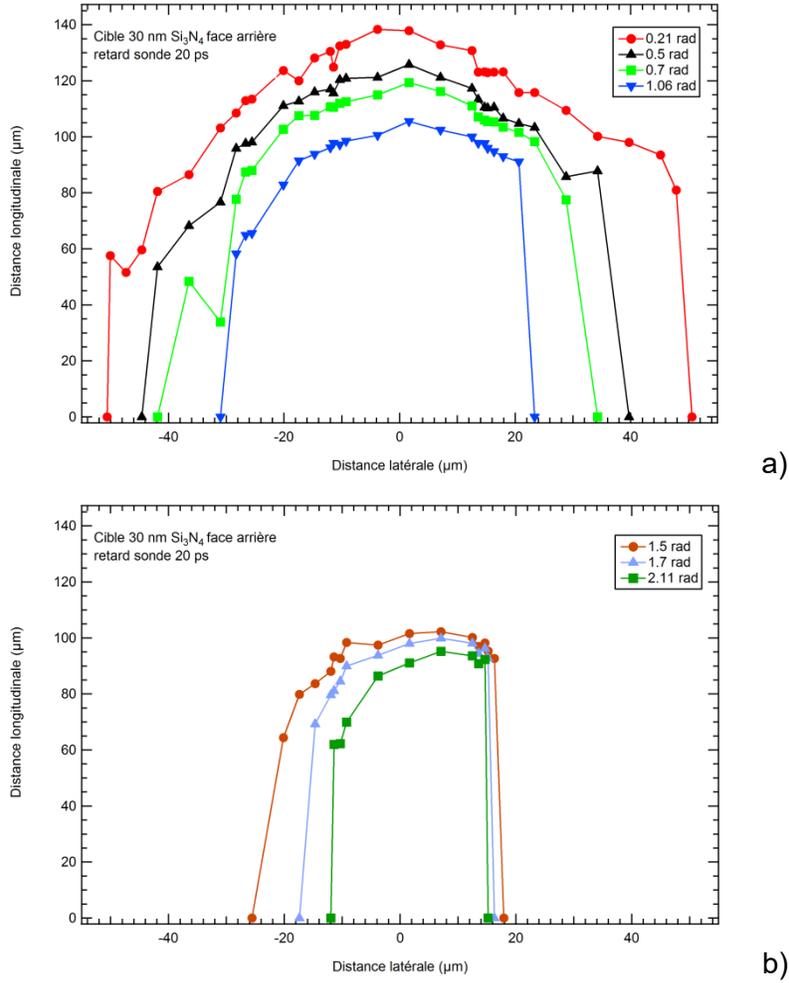


Figure 6.25 : Iso courbes pour les différentes valeurs du décalage de phase mesuré pour le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal de 20 ps. L'épaisseur de cible est 30 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

Les sections transverses des courbes d'iso phase obtenues à différentes distances de la surface de cible ont également été étudiées (figure II.8 dans l'annexe II). Comme sur la figure 6.25, on voit la disparition de symétrie des profils de phase avec la distance longitudinale (63.6 µm à 93 µm) qui réapparaît vers 107 µm (figure 6.26).

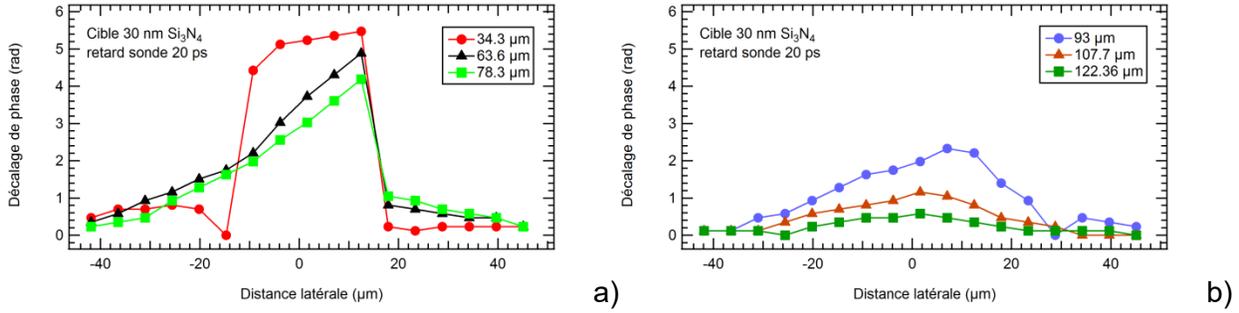


Figure 6.26 : Les sections transverses du décalage de phase en fonction de la distance latérale d'expansion. Chaque courbe correspond à une distance de la surface de cible. Le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal de 20 ps. L'épaisseur de cible est 30 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

6.4. Mesures de la réflectivité des cibles

La réflectivité des cibles de 15 nm Si_3N_4 et 30 nm Si_3N_4 a été mesurée à l'aide du diffuseur Spectralon (figure 6.27). À l'énergie laser constante (1.4 J), pour les cibles ultra minces la durée d'impulsion ainsi que l'épaisseur de cible n'ont quasiment pas d'influence sur le taux d'énergie laser réfléchi. Les vitesses d'expansion sont très élevées et similaires pour les deux épaisseurs de cible. Les valeurs obtenues sont proches de celles pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/50$ nm Al (figure 5.6a).

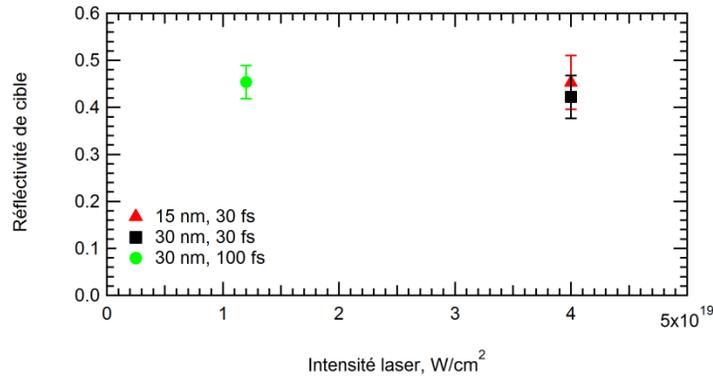


Figure 6.27 : Mesures de la réflectivité des cibles de 15 nm Si_3N_4 et 30 nm Si_3N_4 en fonction de l'intensité laser. La durée d'impulsion laser pour la cible de 30 nm est de 30 fs et 100 fs.

6.5. Conclusion

À une énergie laser donnée, l'énergie de coupure des faisceaux de protons était légèrement plus élevée sur la face arrière pour toutes les épaisseurs de cible. Ceci pourrait être attribué à l'effet du laser sur la face avant, comme dans le cas de la cible de 15 nm.

La variation de la durée d'impulsion à énergie laser constante et, par conséquent, de l'intensité laser, ne semble pas avoir une grande influence sur l'énergie des protons.

Lors de la deuxième campagne expérimentale, à énergie laser inférieure, les protons étaient aussi ou plus énergétiques qu'auparavant, ce qui peut signifier l'amélioration du contraste laser.

L'analyse qualitative de l'expansion met en évidence la détente longitudinale et latérale du plasma très rapide. Le chauffage de plasma augmente avec la réduction de l'épaisseur de cible, car le volume à chauffer par laser diminue. La vitesse d'expansion augmente avec la température.

Au début de l'expansion, les vitesses longitudinales et radiales sont similaires, alors que vers la fin de l'expansion la vitesse longitudinale a tendance à dépasser celle latérale. Dans le cas des impulsions plus longues (100 fs), pour la cible de 30 nm, l'expansion suivant l'axe longitudinal est plus rapide que suivant l'axe latéral.

L'élongation du gradient de la densité plasma est observée au niveau de l'axe longitudinal avec le temps pour les cibles de 15 nm et 30 nm.

Les images de l'interférométrie et les courbes des isodensités du plasma montrent une expansion quasi symétrique, ce qui permet de traiter les données dans cette approche. L'onde de choc observée sur les bords de l'expansion rend cette zone moins exploitable. Les profils des isodensités se rapprochent de la gaussienne pour des délais plus longs (680 fs dans ce cas). Ces données confirment la détente rapide dans les deux axes.

Dans la deuxième campagne expérimentale, l'expansion de la face arrière a été étudiée contrairement à l'expérience précédente. Les temps d'expansion étudiés étaient plus courts (jusqu'à 150 ps). L'analyse qualitative des images d'expansion nous permet de constater également la détente du plasma rapide qui est toutefois plus prononcée latéralement d'un côté que de l'autre.

L'expansion rapide des cibles ultra minces est observée. La cible de 30 nm se détend plus vite par rapport à la première expérience. Les vitesses longitudinales sont plus hautes que latérales au début de l'expansion. L'énergie laser est inférieure au cas précédent; les résultats pourraient être liés à l'amélioration du contraste laser.

Les courbes des isodensités confirment l'expansion plus rapide des cibles ultra minces. Les profils de densité suivant l'axe longitudinal (point A) pour 10 nm sont différents de 15 nm en face avant avec des gradients de densité moins raides au début de l'expansion.

Les profils d'isophase calculés à partir du décalage des franges perdent leur symétrie vers des valeurs plus élevées, ce qui est en accord avec l'analyse qualitative. La même tendance est évidente dans le cas des sections transverses de la phase en fonction de la distance du bord de la cible.

Les mesures de la réflectivité de l'énergie laser montrent une absorption importante et une similitude des résultats pour les deux épaisseurs.

CHAPITRE 7 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC DES CIBLES MINCES (200 NM)

7.1. Introduction

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux pour les cibles minces (200 nm) sont présentés. Pour la première campagne, les cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al ont été utilisées; pour la deuxième campagne les cibles utilisées sont de 200 nm Si_3N_4 .

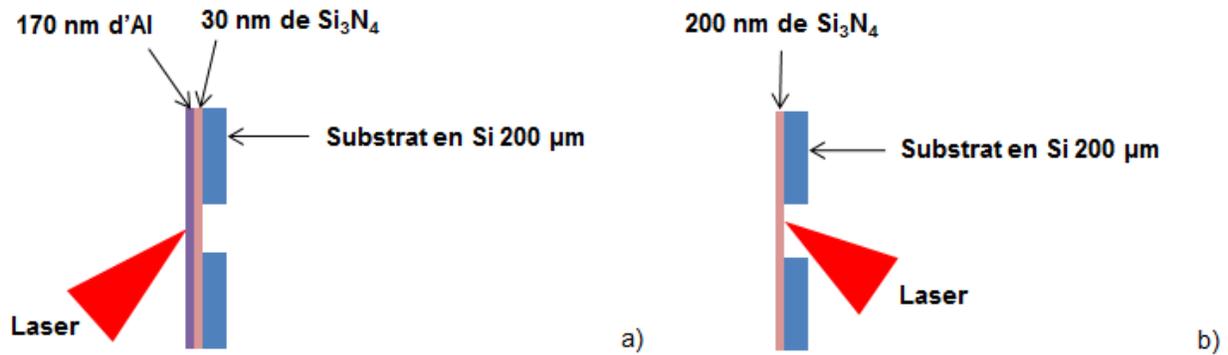
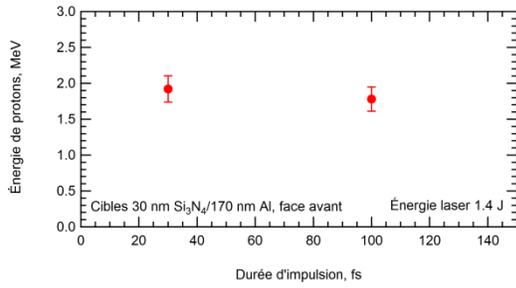


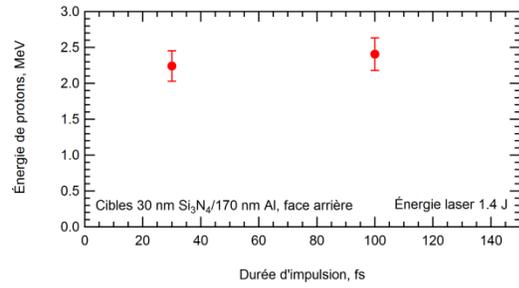
Figure 7.1 : Schéma du positionnement de la cible dans les deux géométries expérimentales utilisées: a) l'expansion du plasma est observée sur la face d'incidence du laser (face avant ici); b) l'expansion du plasma est observée sur la face opposée à celle d'incidence du laser (face arrière).

7.2. Énergie de coupure des faisceaux de protons

Sur la figure 7.2 l'énergie de coupure de protons en fonction de la durée impulsion laser sur cible est présentée pour des cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al pour les deux faces de la cible. L'énergie laser sur cible est 1.4 J. On voit toujours que les protons émis de la face arrière sont plus énergétiques que sur la face avant et il n'y a pas de grande différence entre la durée d'impulsion de 30 fs et 100 fs.



a)



b)

Figure 7.2 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al : a) face avant ; b) face arrière.

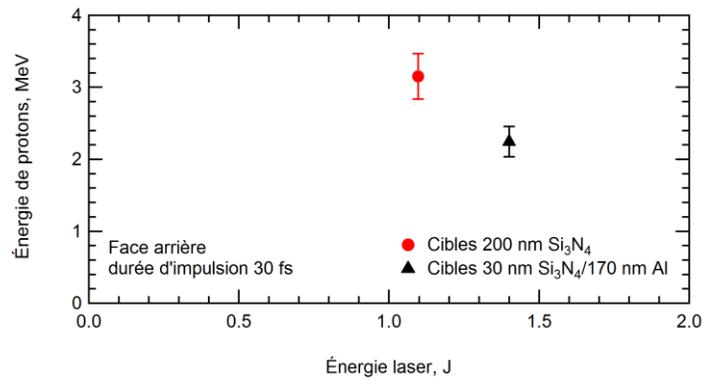


Figure 7.3 : Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de l'énergie laser pour deux cibles de 200 nm d'épaisseur. La durée d'impulsion est 30 fs. Les résultats pour la face arrière sont présentés.

Le résultat pour des cibles de 200 nm Si₃N₄ est présenté sur la figure 7.3. On a obtenu les énergies de protons plus élevées pour la cible de 200 nm Si₃N₄ à l'énergie laser plus basse comparées à celle de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al.

7.3. Expansion des cibles minces

L'expansion du plasma a été détectée à différents instants après l'arrivée du faisceau principal. Les images obtenues avec l'interféromètre (les franges nulles) et celles de l'émission thermique du plasma obtenue du dessous de la cible de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al sont présentées sur les figures II.9-10 (annexe II). Selon les images de l'émission thermique, le signal sur la face arrière reste plus visible que dans le cas des cibles ultra minces.

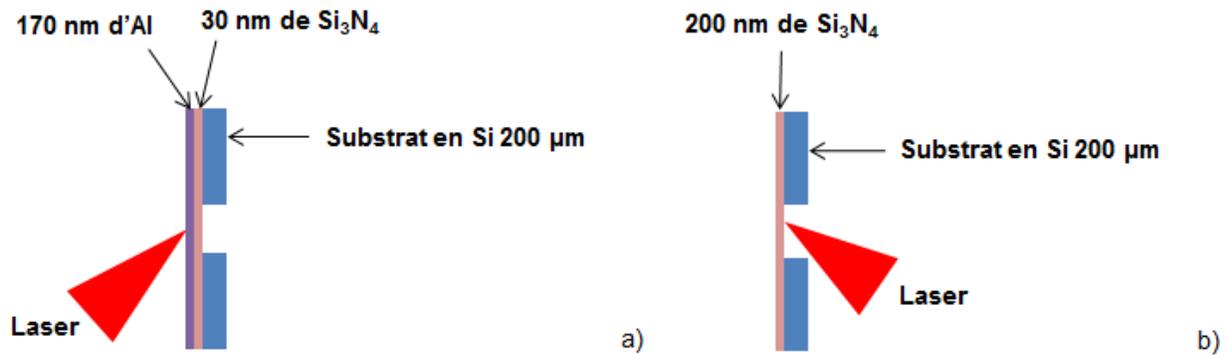


Schéma du positionnement de la cible dans les deux géométries expérimentales utilisées: a) l'expansion du plasma est observée sur la face d'incidence du laser (face avant ici); b) l'expansion du plasma est observée sur la face opposée à celle d'incidence du laser (face arrière).

7.3.1. Expansion de la face avant

L'expansion longitudinale suivant l'axe normal à la cible (point A sur la figure 3.19) est comparée avec l'expansion latérale suivant l'axe parallèle à la cible (point B sur la figure 3.19) sur la figure 7.4. Une expansion rapide similaire est observée dans les deux directions au début de l'expansion. Après 100 ps l'expansion longitudinale continue à croître progressivement mais l'expansion radiale atteint une saturation. L'expansion longitudinale est approximée avec une fonction de puissance $X = Y_0 + A \times t^{pow}$, où X est la longueur d'expansion, t est le retard entre le faisceau principal et le faisceau sonde, Y_0 , A et pow sont les paramètres d'approximation. Le paramètre pow est de 0.53. L'expansion radiale est approximée par $A_1 - A_2 \times e^{-0.03t}$.

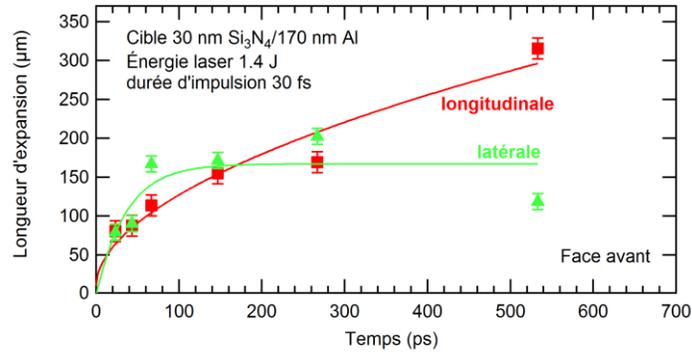


Figure 7.4 : L'expansion longitudinale et latérale de plasma en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al. L'énergie laser est de 1.4 J, la durée d'impulsion est 30 fs.

Les tendances pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al sont similaires à celles observées pour la cible de 15 nm, avec les vitesses longitudinale et latérale proches au début de l'expansion (figure 7.5). La vitesse longitudinale est de 3.4×10^8 cm/s à 23.3 ps après l'arrivée de l'impulsion laser et diminue avec le temps comme $t^{0.86}$; la vitesse latérale est 3.4×10^8 cm/s et diminue comme $e^{-0.01t}$, ce qui est identique au cas d'une cible de 30 nm.

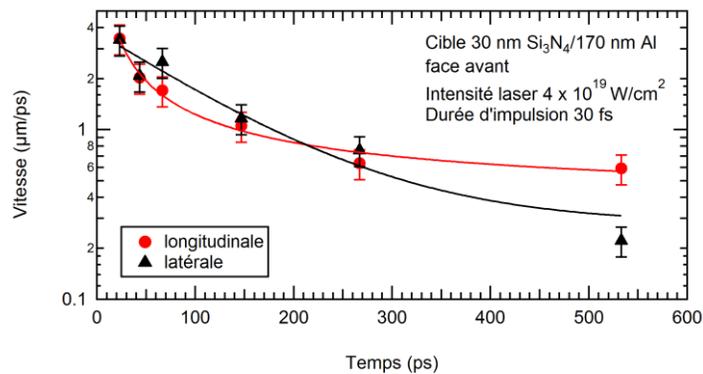


Figure 7.5 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al. L'intensité laser est d'environ 4×10^{19} W/cm². La durée d'impulsion laser est 30 fs.

Le ratio entre les vitesses longitudinale et latérale est présenté sur la figure 7.6. Le transport latéral est aussi important que l'effet longitudinal au début de l'expansion et même plus important par la suite mais la composante longitudinale devient plus importante vers la fin.

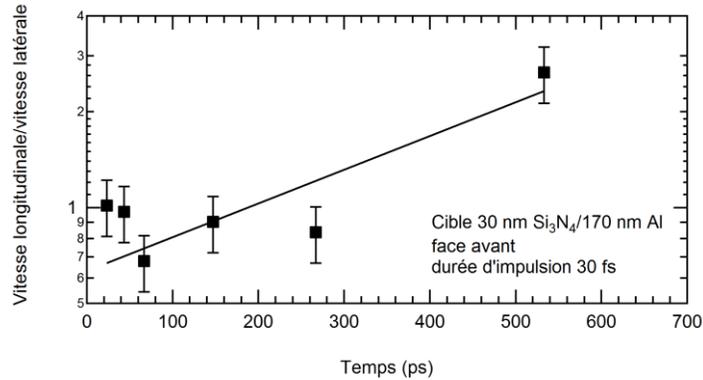


Figure 7.6 : Le ratio des vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la Figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est 30 fs.

Pour la durée d'impulsion laser de 100 fs, l'expansion latérale atteint sa saturation vers la fin également (figure 7.7). L'expansion longitudinale de la cible est approximée par la fonction de puissance avec le paramètre pow égal à 0.45. Dans le cas de l'expansion latérale, la tendance pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al est approximée par une fonction $Le=A_0 - A_1 \times e^{-0.02t}$, où A_0 et A_1 sont les paramètres d'approximation, t est le temps.

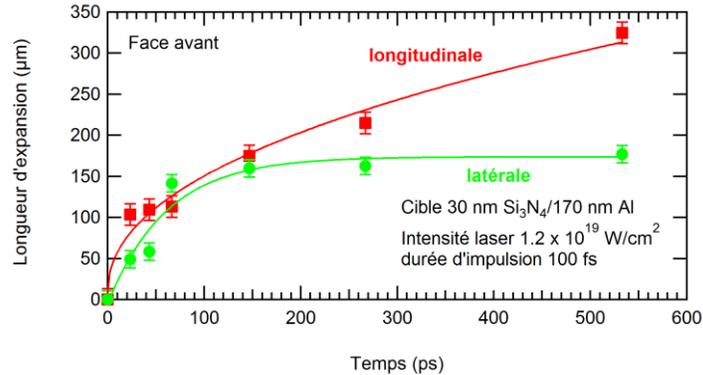


Figure 7.7 : L'expansion longitudinale et latérale de plasma en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al. On regarde la face avant de la cible. L'intensité laser est d'environ 1.2×10^{19} W/cm². La durée d'impulsion laser est de 100 fs.

Sur la figure 7.8 on voit les vitesses d'expansion de la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al suivant l'axe normal à la cible et l'axe parallèle à la cible pour la durée d'impulsion laser de 100 fs.

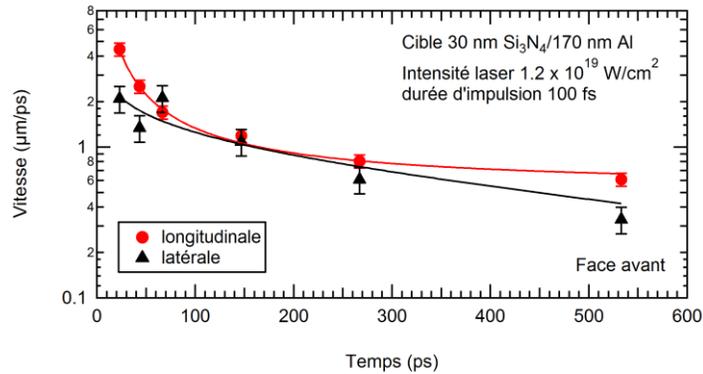


Figure 7.8 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la figure 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al. On regarde la face avant de la cible. L'intensité laser est d'environ 1.2×10^{19} W/cm^2 . La durée d'impulsion laser est de 100 fs.

Pour la cible de 200 nm, l'expansion suivant l'axe longitudinal de la face avant, c'est-à-dire la face de l'incidence du faisceau laser, semble être moins rapide que celle de 30 nm, alors que l'expansion latérale des deux cibles est assez similaire (figure 7.9).

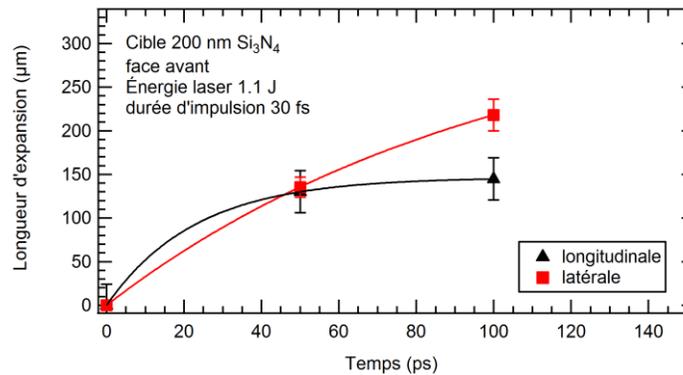


Figure 7.9 : L'expansion de la face avant de la cible de 200 nm dans les directions longitudinale (ce qui correspond à la distance OA sur la figure 3.19) et latérale (la distance OB sur la figure 3.19). La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

Si on compare l'expansion longitudinale des deux cibles (figure 7.10), on peut remarquer que dans le cas de la cible de 200 nm, les valeurs obtenues restent proches de la tendance pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al. L'expansion de la face avant de la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al est approximée par une fonction $Le = Y_0 + A \times t^{0.53}$.

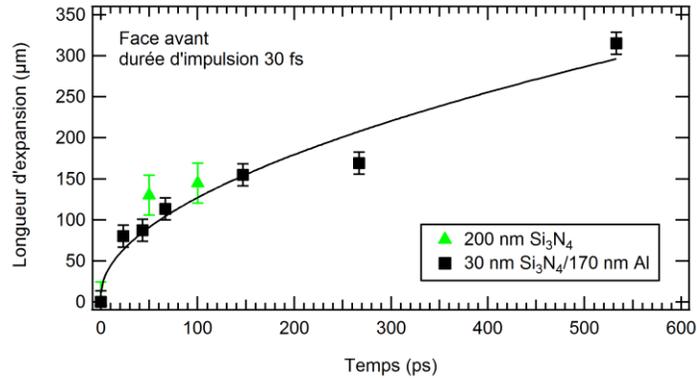


Figure 7.10 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion, distance OA sur l'image 3.19) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour les cibles de 200 nm Si_3N_4 et 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al. On regarde la face avant de la cible. La courbe continue correspond à une courbe de tendance. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

➤ Calculs de la densité électronique

La densité électronique moyenne mesurée pour une cible mince de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al est présentée sur la figure 7.11. À 43.3 ps après l'arrivée de l'impulsion principale, on observe une densité plus importante au niveau de l'axe longitudinal par rapport aux cibles ultra minces. Le pic de la densité du plasma se propage vers l'avant, ce qui est différent de l'expansion de la cible mince de 15 nm à des durées plus longues (333 ps et 680 ps) (figure 6.13 b).

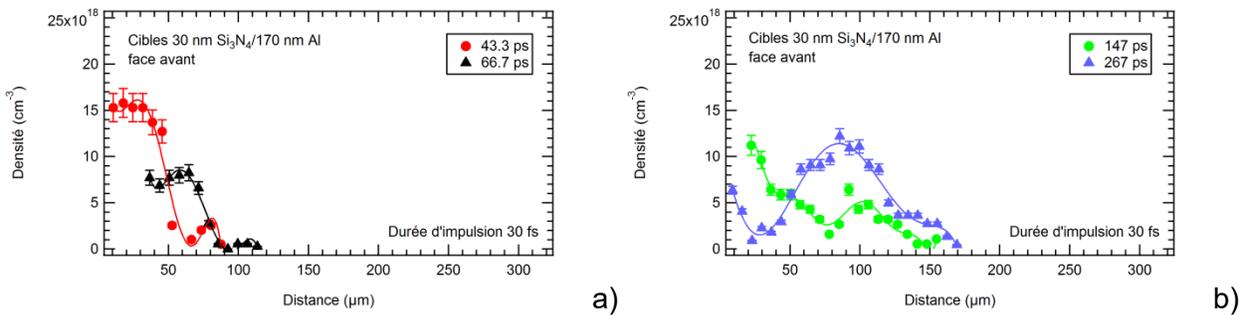


Figure 7.11 : Densité électronique le long de l'axe longitudinal d'expansion (correspondant à la distance OA sur la Figure 3.19) pour une cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al en fonction de la distance du bord de la cible pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal : a) 43.3 ps et 66.7 ps après l'arrivée du faisceau principal; b) 147 ps et 267 ps après le faisceau principal. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Sur la figure 7.12 on voit la longueur d'expansion de plasma qui correspond à la densité électronique 10^{19} cm^{-3} calculée sur la dimension latérale du plasma qui correspond à deux fois la distance OB. Les tendances sont proches sur les figures 7.6 et 7.12. La longueur d'expansion

est approximée par une fonction de puissance $X = Y_0 + A \times t^{pow}$, avec le paramètre pow égal à 1.12.

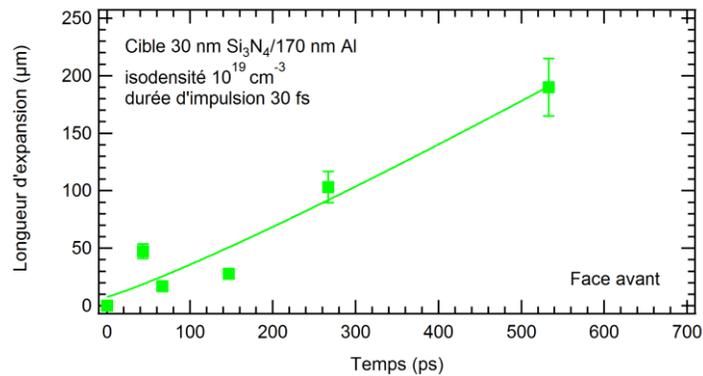


Figure 7.12 : La position de la densité électronique 10^{19} cm^{-3} en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

Sur la figure 7.13 on compare la longueur d'expansion longitudinale du plasma (point A) avec la position de la densité électronique 10^{19} cm^{-3} en fonction du retard entre le faisceau principal et le faisceau sonde. On voit que la densité 10^{19} cm^{-3} s'étend progressivement avec le temps, mais la tendance est similaire à la propagation de l'extrémité du plasma (point A).

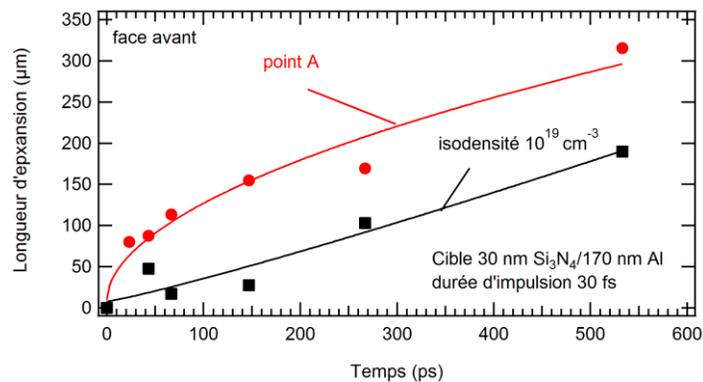


Figure 7.13 : Comparaison de l'expansion longitudinale (point A) et de la densité 10^{19} cm^{-3} pour la cible 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

Si l'on change la durée d'impulsion laser, le caractère de l'expansion plasma change également. Sur la figure 7.14, on voit l'expansion d'une cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$ pour la durée d'impulsion de 100 fs. Le gradient plasma est plus raide au début de l'expansion que dans le cas d'une impulsion de 30 fs. À 267 ps après l'arrivée de l'impulsion laser, la densité a une forme d'un plateau, contrairement au cas précédent.

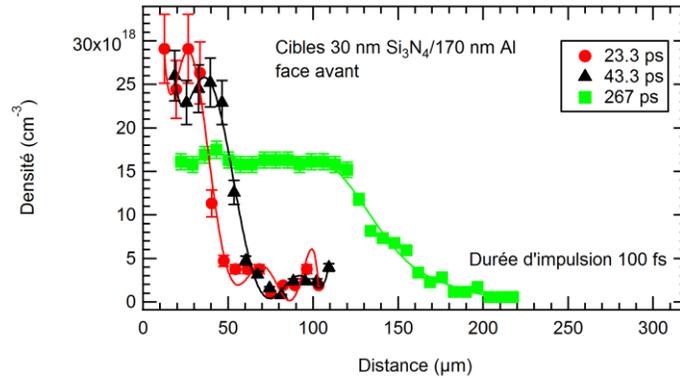


Figure 7.14 : Densité électronique sur l'axe longitudinal d'expansion (correspondant à la distance OA sur la figure 6.19) pour une cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al en fonction de la distance du bord de la cible pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal. On regarde la face avant de la cible. La durée d'impulsion laser est de 100 fs. L'intensité laser était d'environ $1.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

7.3.2. Expansion de la face arrière

La feuille de 200 nm d'épaisseur se détend moins rapidement que les feuilles ultra minces (10 nm et 30 nm). L'expansion de la cible de 200 nm est approximée par la fonction de puissance $Le = Y_0 + A \times t^{0.36}$. La situation est similaire dans le cas de l'expansion latérale, celle-ci étant plus rapide pour des cibles ultra minces. Le transport latéral est aussi important que longitudinal. Pour l'expansion latérale de la cible de 200 nm, la courbe de tendance est proche de celle pour longitudinale, avec le paramètre *pow* égal à 0.35 (figure 7.15).

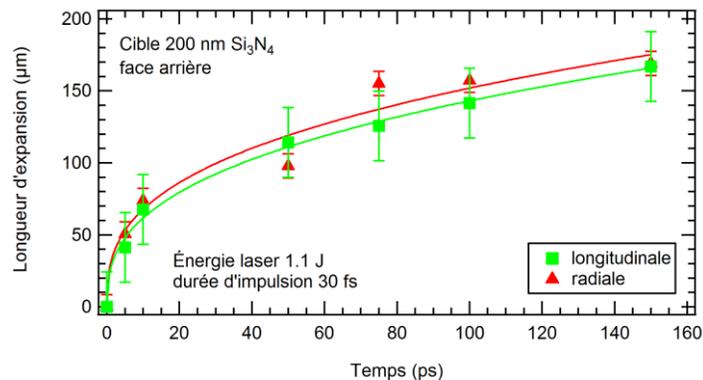


Figure 7.15 : Position du bord de plasma (composante longitudinale de l'expansion correspond à la distance OA sur l'image 6.18, composante latérale de l'expansion à la distance OB) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 200 nm Si₃N₄. Énergie laser est de 1.1 J. La durée d'impulsion est de 30 fs. Le bord du plasma correspond au décalage de franges minimum (environ 0.3 μm) par rapport à l'image de référence. Les courbes continues correspondent à des courbes de tendance.

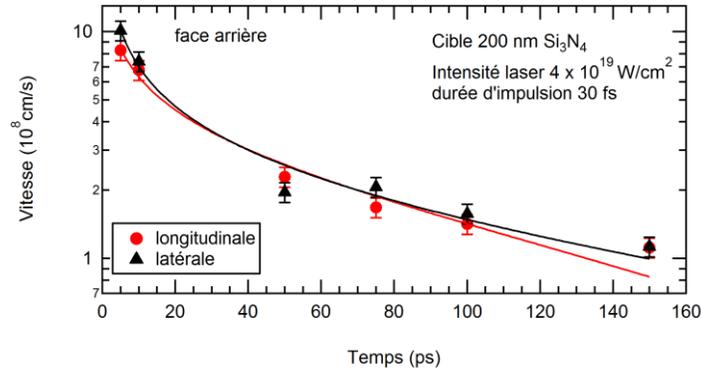


Figure 7.16 : Les vitesses d'expansion longitudinale et latérale (pour les distances OA et OB respectivement sur la figure 6.18) en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal pour la cible de 200 nm.

L'expansion de la face arrière des cibles minces est également très rapide, comparé à la face avant (figure 7.16). Si on regarde l'expansion de la cible de 200 nm, les vitesses d'expansion suivant les deux axes restent proches. La vitesse longitudinale est 8.3×10^8 cm/s à 5 ps après l'arrivée de l'impulsion principale et diminue comme $t^{-0.27}$, la vitesse latérale est 10×10^8 cm/s avec la décroissance en $t^{-0.47}$.

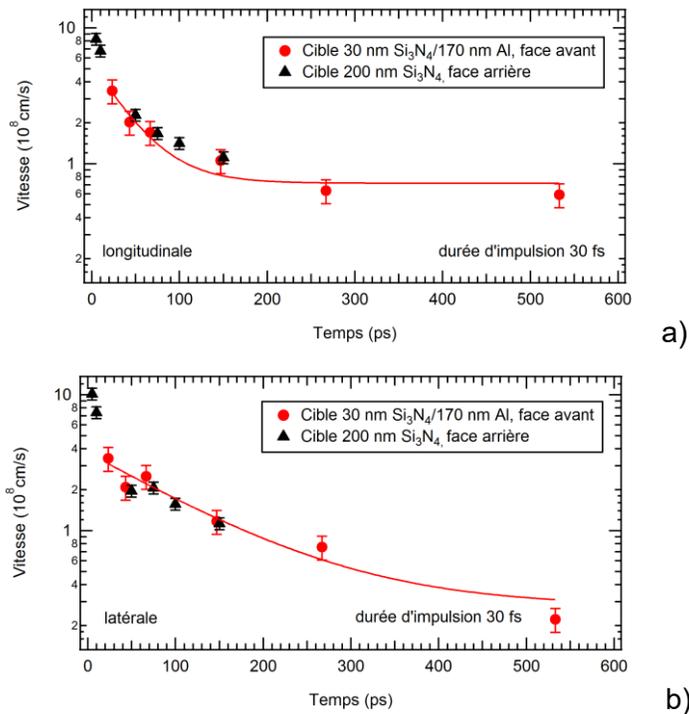


Figure 7.17 : Comparaison des vitesses d'expansion des cibles de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al et 200 nm Si_3N_4 : a) composante longitudinale (correspond à la distance OA sur la figure 6.18); b) composante latérale (correspond à la distance OB sur la figure 6.18). La durée d'impulsion est de 30 fs. L'intensité laser sur cible est de 4×10^{19} W/cm².

La comparaison du comportement des cibles de 200 nm en face avant et arrière montre que les vitesses d'expansion de plasma sont similaires (figure 7.17). L'intensité laser sur cible restait proche dans les deux cas ($4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$). Les mesures ont été effectuées dans les domaines temporels différents : de 5 ps à 150 ps après l'arrivée du faisceau laser pour la face arrière (200 nm de Si_3N_4) et de 23.3 ps à 533 ps pour la face avant (30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170 \text{ nm Al}$). On peut constater qu'au début de l'expansion les vitesses sont très semblables, ce qui peut être lié à la similitude des énergies de protons sur les deux faces et à la haute qualité de l'impulsion laser.

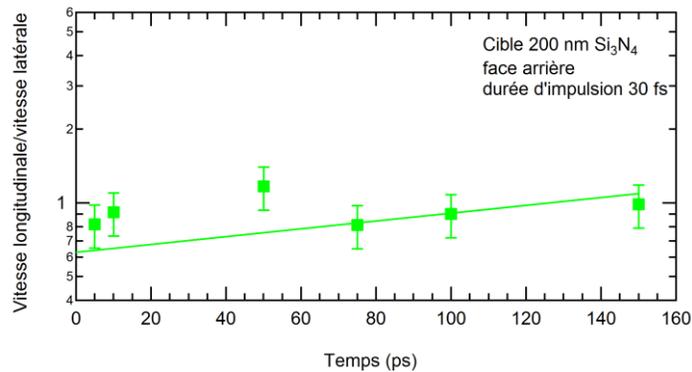


Figure 7.18 : Le rapport des vitesses longitudinale et latérale en fonction du retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal pour la cible de 200 nm.

Le rapport entre les vitesses longitudinale et latérale est présenté sur la figure 7.18. La variation est moins importante pour la cible de 200 nm que pour les cibles ultra minces, le rapport varie entre 0.81 et 1.12.

➤ **Calculs de la densité électronique**

Sur la figure 7.19 je présente l'évolution dans le temps de la densité moyenne du plasma en détente sur l'axe longitudinale (OA sur la figure 6.18) pour la cible de 200 nm. La densité est calculée pour la largeur de détente latérale du plasma qui correspond à deux fois la distance OB. La densité du plasma diminue par rapport aux cibles ultra minces. La dynamique de l'expansion du plasma est différente.

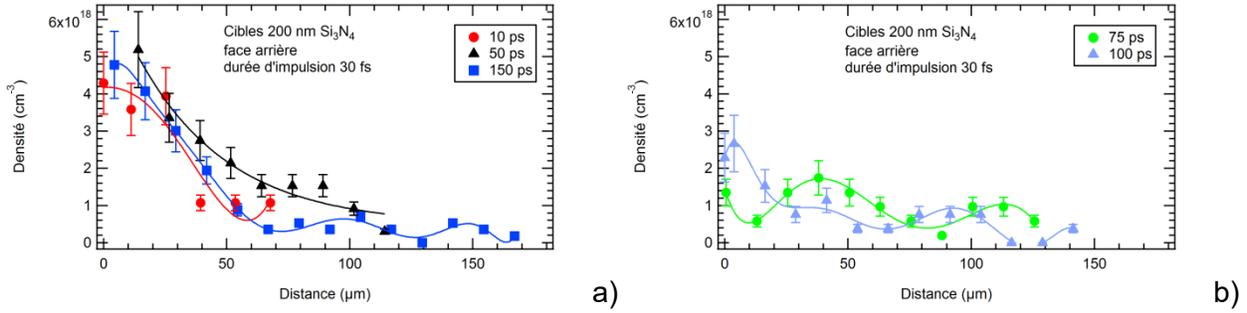


Figure 7.19 : Densité électronique de plasma en fonction de la distance de la surface de cible pour l'axe longitudinale d'expansion (distance OA sur la figure 6.18) pour les différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau principal laser : a) 10 ps, 50 ps et 150 ps après l'arrivée du faisceau principal; b) 75 ps et 100 ps après le faisceau principal. L'épaisseur de cible est de 200 nm. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs. L'intensité laser était d'environ $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Les mesures de densité électronique le long de l'axe longitudinal (qui correspond à la distance OA sur la figure 6.18) montrent que le plasma généré en face avant est plus dense qu'en face arrière. En face arrière (cible de 200 nm Si_3N_4), 50 ps après l'arrivée du faisceau laser sur cible la distance pour la densité électronique moyenne de $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est près de 15 μm de la surface de la cible. Ceci est inférieur aux données obtenues pour l'expansion de la face avant (figure 7.11).

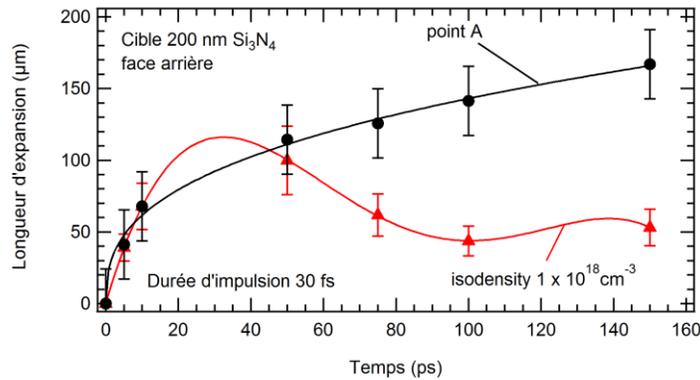


Figure 7.20 : Comparaison de la longueur d'expansion du bord de plasma (point A) et de la densité 10^{18} cm^{-3} pour la cible de 200 nm Si_3N_4 . On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

En comparant la longueur d'expansion longitudinale du plasma (point A) avec la position de la densité électronique 10^{18} cm^{-3} en fonction du retard entre le faisceau principal et le faisceau sonde, on voit que l'écart entre la densité 10^{18} cm^{-3} et la position du point A augmente avec le temps (figure 7.20).

7.4. Mesures de la réflectivité de la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al

Comme dans le cas des cibles ultra minces, l'efficacité de réflexion de l'impulsion laser principale a été mesurée en fonction de l'intensité (avec l'énergie laser fixe). Pour la cible mince (200 nm), la réflectivité ne variait pas beaucoup entre l'impulsion de 30 fs et 100 fs. Les valeurs obtenues sont comparables à celles pour la cible de 30 nm Si₃N₄/50 nm Al (figure 7.21). On peut constater que les résultats obtenus pour les cibles ultra minces et de 200 nm sont différents de ceux présentés dans (Fourmaux, 2013) pour une cible de 120 nm, où la réflectivité était maximisée pour la durée d'impulsion de 100 fs. Les régimes d'interaction du laser avec les cibles doivent être différents d'un cas à l'autre.

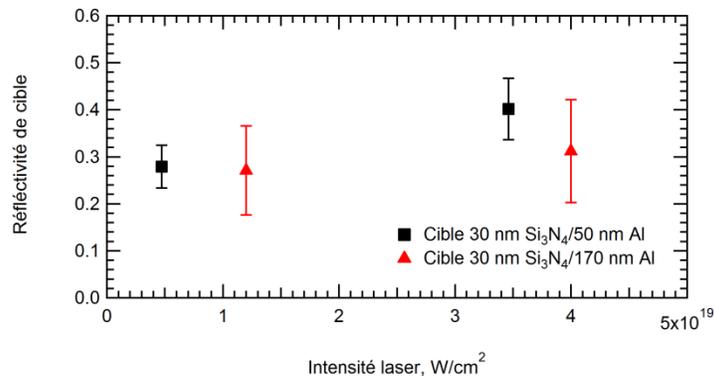


Figure 7.21 : Mesures de la réflectivité de la cible de 30 nm Si₃N₄/170 nm Al en fonction de l'intensité laser. La durée d'impulsion laser était de 30 fs et 100 fs, l'énergie laser 1.4 J.

7.5. Conclusion

Les énergies de coupure des protons obtenues en face arrière sont un peu plus élevées qu'en face avant.

La variation de la durée d'impulsion et, par conséquent, de l'intensité laser ne semble pas avoir une grande influence sur l'énergie de protons. Ceci est différent des résultats obtenus auparavant pour une cible de 120 nm (Fourmaux, 2013).

Lors de la deuxième campagne expérimentale, l'énergie de protons maximum était générée pour l'épaisseur de cible de 200 nm, ce qui est en accord avec certaines expériences évoquées dans le chapitre 2 (Andreev et al., 2008; Neely et al., 2006; Ceccotti, 2007), où l'optimum était proche de 0.1 μm .

Les vitesses longitudinales et radiales sont similaires au début pour la cible de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al mais vers la fin de l'expansion la vitesse longitudinale a tendance à dépasser la latérale. Dans le cas des impulsions plus longues (100 fs), l'expansion longitudinale est moins importante pour la cible de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al que pour 30 nm. L'expansion suivant l'axe longitudinal est plus rapide que suivant l'axe latéral.

L'élongation du gradient de densité plasma est observée au niveau de l'axe longitudinal. L'évolution de la densité plasma dans le temps change pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al en fonction de la durée d'impulsion laser (30 fs et 100 fs).

Comme dans le cas de la cible de 30 nm, la face arrière de la cible 200 nm se détend plus vite par rapport à la première expérience (où c'était la face avant). La vitesse initiale est aussi élevée que pour les cibles ultra minces.

Dans le cas de la cible de 200 nm, la densité électronique moyenne est plus basse au début de l'expansion par rapport à la cible de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al. La remontée de la densité est observée vers 150 ps.

CHAPITRE 8 : DISCUSSION DES RÉSULTATS

8.1. Comparaison avec les simulations PIC

Les simulations PIC (Particle-in-Cell) ont été réalisées par Mascimiliano Scisciò à l'Université Sapienza de Rome, avec des paramètres proches de ceux utilisés dans notre campagne expérimentale (Scisciò, 2013).

La technique Particle-in-Cell (PIC) est actuellement un outil scientifique très répandu qui est utilisé pour simuler la dynamique des particules dans le domaine de l'analyse discrétisée en résolvant les équations partielles différentielles qui décrivent les interactions entre elles et avec des facteurs extérieurs (par exemple, les champs électromagnétiques). Dans ce but, l'espace et le temps sont discrétisés, créant un domaine d'analyse qui consiste en une grille de cellules (maille) qui contient un nombre variable de particules. Les équations de mouvement pour les particules et l'évolution des champs électromagnétiques dans le temps doivent être calculées en séquence pour chacune des fractions du temps d'analyse en lesquelles il a été divisé (pas de temps). Les macroparticules individuelles sont tracées dans l'espace lagrangien continu et les moments de leur fonction de distribution sont calculés simultanément sur une maille stationnaire eulérienne pour résoudre les équations du champ auto-consistant. La spécification lagrangienne du flux ou du champ de déplacement sert à observer le mouvement d'une particule individuelle dans l'espace et le temps. Alors que la spécification d'une maille eulérienne du champ permet de regarder le mouvement dans des endroits spécifiques dans l'espace à travers lesquels le fluide coule avec le temps.

PICLS 2D est un code PIC (Particle-in-Cell) 2D relativiste, un schéma numérique qui est très utilisé pour étudier les systèmes avec un grand nombre de particules qui interagissent avec des champs électromagnétiques. Ce code permet de modéliser l'interaction laser-plasma à haute intensité laser avec des durées d'impulsion laser courtes. Dans le contexte de la physique de haute densité d'énergie (High Energy Density Physics (HEDP)), le transport d'électrons rapides dans les plasmas à densité solide est une question essentielle. Il est difficile de modéliser des plasmas à haute densité avec des simulations PIC à cause de la petite longueur de Debye du plasma qui doit être résolue pour éviter le chauffage numérique du plasma.

La première étape pour effectuer une simulation est de définir des valeurs correctes pour les paramètres du code afin d'établir des relations données entre eux. Dans ce cas, les paramètres sont donnés par la configuration expérimentale à simuler. Les paramètres de la simulation étaient les suivants:

- Longueur d'onde laser 800 nm
- L'énergie laser est 1.8 J dont 60% sont encerclés dans une tache focale de $\sim 5.5 \mu\text{m}$ PLMH, ce qui mène à l'intensité laser $I_{laser} = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ pour une impulsion laser de 30 fs.
- La cible utilisée est de 120 nm d'épaisseur composée de 30 nm de Si_3N_4 avec un dépôt de 90 nm Al
- Le laser est supposé être focalisé directement sur cible : il n'y a pas de défocalisation.
- L'angle d'incidence est de 45 degrés

Toutes les valeurs qui ont rapport avec le temps qu'il faut prendre en compte dans les simulations PIC sont données en périodes laser, alors dans notre cas

$$\tau_{laser} = \frac{\lambda_{laser}}{c} = \frac{800 \text{ nm}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \approx 2.7 \text{ fs} \quad (49)$$

Les valeurs reliées à l'espace comme la position de focalisation et la taille de la tâche focale sont exprimées en longueurs d'onde laser, ainsi $\omega 0 = \frac{5.5 \mu\text{m}}{800 \text{ nm}} \approx 6.9$ et x_f (la position de la focalisation prise à partir de la limite gauche) sera choisie en fonction de la position de la cible dans la grille de simulation. Les axes x et y sont respectivement les directions horizontale et verticale de l'espace analysé qui sont dans le plan d'incidence du laser, l'axe z étant parallèle à la surface de la cible.

L'amplitude laser est sans dimension, et le code fonctionne avec les unités de

$$a_0 = 0.85 \times \left(\frac{I_{laser}}{10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}} \cdot \left(\frac{\lambda_{laser}}{\mu\text{m}} \right) \right)^{1/2} \quad (50)$$

où λ_{laser} est exprimé en μm , . Ainsi, pour l'intensité laser $I_{laser} = 10^{20} \text{ W/cm}^2$, la valeur du champ électrique sera $E_y 0 = 0.85 \times \sqrt{100 \times 0.8^2} = 6.8$. L'amplitude du champ dans la direction z est gardée à 0 car la lumière laser a une polarisation p dans ce cas particulier ($E_z \neq 0$ seulement dans le cas de la polarisation circulaire).

Le volume de la cible est simulé avec des particules d'Al complètement ionisées et une couche de protons de 8 nm est mise sur ses surfaces extérieures. Deux densités électroniques différentes sont utilisées pour simuler la cible double couche, $n_e(Al) \approx 77n_{cr}$ pour l'aluminium et $n_e(Si_3N_4) \approx 132n_{cr}$ pour le nitrure de silicium, où la densité critique est définie comme

$$n_{cr}[\text{cm}^{-3}] \approx \frac{1.1 \times 10^{21} \times \cos^2(\alpha)}{\lambda_{laser}^2[\mu\text{m}]} \quad (51)$$

où α est l'angle d'incidence du faisceau laser et λ_{laser} la longueur d'onde laser.

Les températures initiales T_{i0} et T_{e0} des ions et des électrons respectivement sont données en unités de 511 keV normalisées par la vitesse de lumière c . Les simulations ont été effectuées avec des cibles solides où les particules n'ont pas d'énergie initiale. Le contraste de l'impulsion laser atteint durant les expériences est assez haut. De plus, l'hypothèse qu'un profil de densité avec un pré-plasma n'a pas d'effet considérable sur l'énergie finale des protons (moins de 5% de différence) a été confirmée par des simulations de test avec des pré-plasmas. Des densités à croissance exponentielle avec des différentes longueurs d'échelle (jusqu'à 60 nm) et des différents gradients ont été essayés.

Sur la figure 8.1, on voit la croissance initiale de l'énergie électromagnétique jusqu'au pic et sa diminution avec le temps : ceci représente l'énergie du laser dans la grille de simulation. Le laser apporte l'énergie dans le domaine de simulation (la croissance de la courbe verte d'énergie électromagnétique) et ensuite transfère une partie au plasma (le pic et la descente de la courbe). S'il est possible de fixer la taille d'une grille de telle façon qu'à un moment de la simulation l'impulsion laser entière est arrivée dans la grille mais l'interaction avec le plasma n'a pas encore commencé (ou au moins est encore faible), on peut supposer que la valeur pic de la courbe d'énergie électromagnétique représente l'énergie laser totale. On peut comparer la valeur pic et l'énergie cinétique finale des particules (courbes rouge, pourpre et bleue) pour estimer la réflectivité de la cible en terme du rapport

$$réflectivité_{approximée} = 1 - \frac{Energie_particules_finale}{E_laser}, \quad (52)$$

où $Energie_particules_finale$ est la somme des énergies cinétiques finales des ions, des électrons et des protons, E_laser est l'énergie laser totale.

Pour obtenir des résultats raisonnables, il est très important que la simulation dure assez longtemps car l'échange d'énergie entre le champ électromagnétique du laser et les particules doit se faire complètement. L'énergie cinétique accumulée par les particules doit atteindre la valeur d'équilibre, c'est-à-dire la simulation doit durer suffisamment longtemps pour qu'elle

n'augmente plus et, en même temps, l'énergie électromagnétique doit atteindre une valeur proche de zéro.

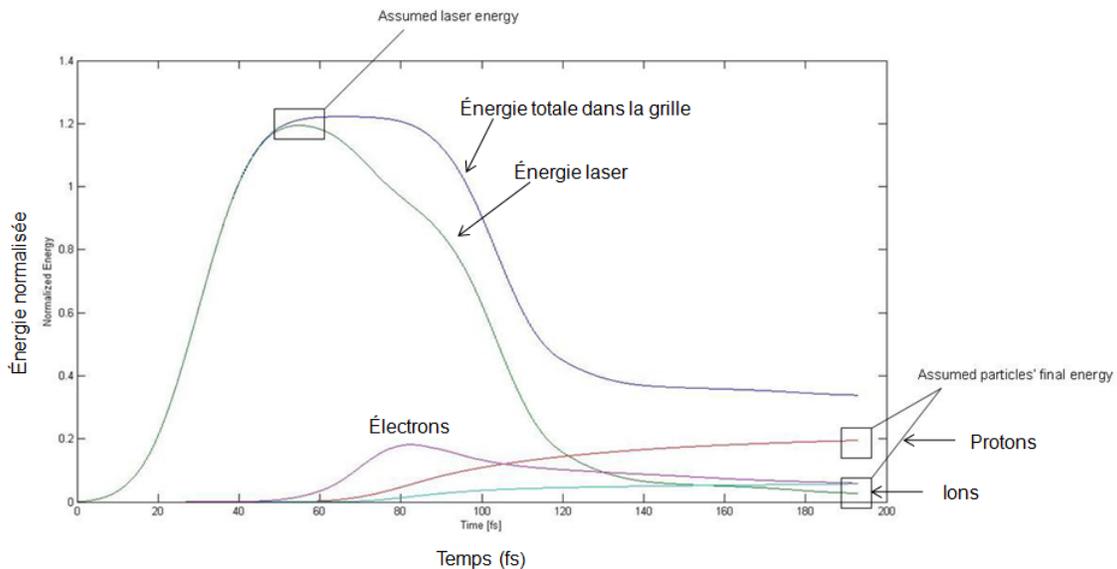


Figure 8.1 : Évolution de l'énergie totale de la simulation dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (Scisciò, 2013).

La durée d'impulsion a une influence sur la réflectivité de la cible et le couplage d'énergie laser vers le plasma. Plusieurs simulations ont été réalisées avec des impulsions plus longues mais une intensité plus basse pour garder la même énergie laser. Le temps des simulations a dû être ajusté car plus l'impulsion est longue, plus l'interaction entre le laser et la cible dure longtemps.

Sur la figure 8.2 une carte énergétique de la grille de simulation est présentée : la valeur de l'énergie cinétique des particules est moyennée dans chaque cellule et enregistrée dans un fichier qui contient une matrice où chaque colonne correspond à l'énergie d'une espèce de particules. Un scan comme celui-ci est nécessaire afin d'avoir une idée de l'accélération d'une particule dans le temps et l'espace. Avant de faire l'analyse qui donne l'information sur l'espace de phase des particules et le spectre d'énergie, il est important de choisir l'instant temporel correct à étudier et la surface de la grille à analyser. Dans ce cas, il est utile de regarder où dans la grille sont les cellules avec une concentration d'énergie plus haute car, le plus probablement, elles contiennent les protons avec une énergie cinétique plus élevée.

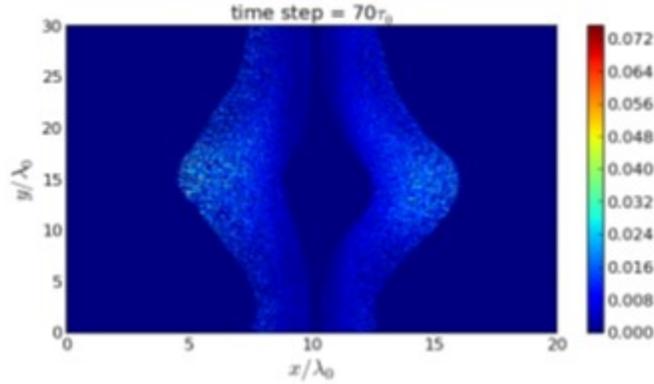


Figure 8.2 : Carte d'énergie cinétique moyenne des protons accélérés pour une impulsion de 30 fs où les zones plus claires indiquent une concentration d'énergie plus importante. Les longueurs sont données en unités de longueur d'onde (800 nm dans ce cas). Le pas temporel (time step) indique l'instant auquel correspond l'image : ici, c'est environ 189 fs après le début de la simulation car $T_0 = T_{laser} \approx 2.7$ fs. (Scisciò, 2013).

Une analyse de l'énergie maximum de protons a été effectuée pour différentes durées d'impulsion en gardant l'énergie laser constante à $E_{laser} = 1.8$ J. Les images suivantes présentent les données les plus importantes de ces calculs.

Dans le cas d'une impulsion de 30 fs, pour la face avant, l'énergie de coupure est de 9.5 MeV (± 1 MeV), pour la face arrière 9 MeV (± 2 MeV) (figure 8.3). On observe une augmentation de l'énergie de protons avec la durée d'impulsion laser : à 100 fs, l'énergie de coupure est de 14.5 MeV (± 1.5 MeV), pour la face arrière 12.5 (± 1.5 MeV) (figure 8.4).

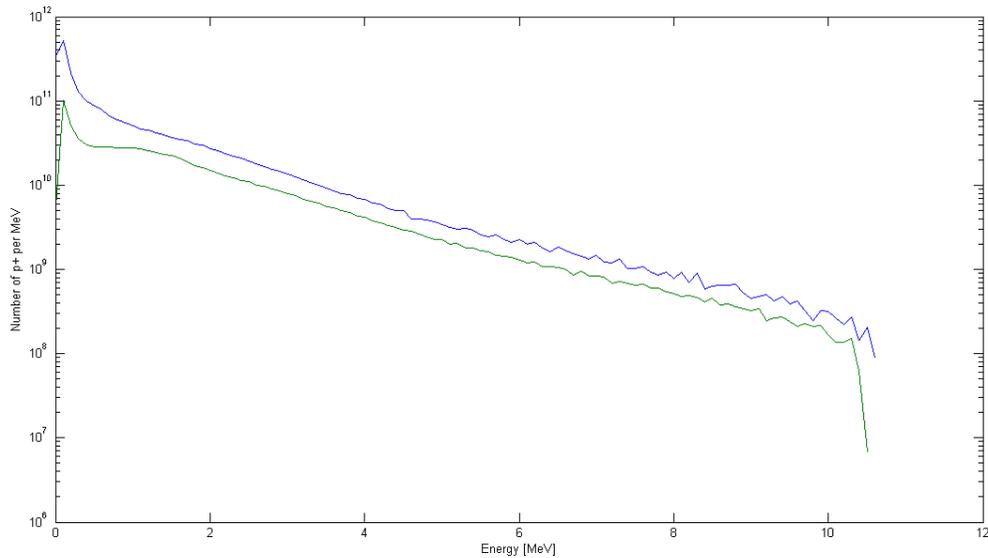


Figure 8.3 : Spectre d'énergie de protons accélérés sur la face avant (bleu) et arrière (vert) de la cible par une impulsion de 30 fs avec $I_{laser} = 10^{20}$ W/cm² (Scisciò, 2013).

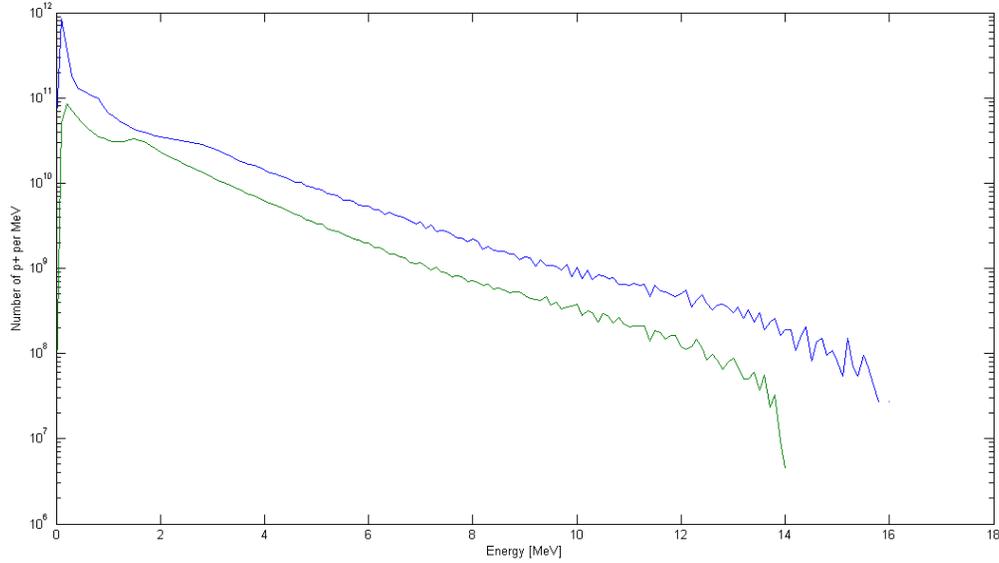


Figure 8.4 : Spectre d'énergie de protons accélérés sur la face avant (bleu) et arrière (vert) de la cible par une impulsion de 100 fs avec $I_{laser} = 0.3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ (Scisciò, 2013).

Il est important de tenir compte du fait que le code PICLS effectue des simulations seulement dans un espace bidimensionnel, ce qui donne des énergies plus hautes par rapport à l'état réel. Cet aspect particulier a été mentionné par Margarone et *al.* (2012) et un ajustement conséquent a été proposé: la taille de la tache focale pourrait être adaptée par rapport à sa taille originale pour une simulation 2D. Les pertes latérales sont uniquement unidirectionnelles en géométrie 2D utilisée dans les simulations et ainsi sont réduites comparé à l'expérience. Afin de compenser cette réduction, une tache focale plus petite doit être utilisée dans les simulations 2D. La taille de la tache focale en deux dimensions peut être estimée en supposant que la densité des électrons chauds à la distance caractéristique d'accélération d'ions doit être comparable à celle en trois dimensions. Cette distance est donnée par $d = \tau_{laser} c_s$, où τ_{laser} est la durée d'impulsion laser et c_s est la vitesse acoustique d'ions, dans notre cas, des protons. La vitesse acoustique est définie comme la vitesse d'une particule dans un milieu quand il transmet une onde. Elle est donnée par $c_s = \left(\frac{\gamma Z k T_e}{m_i}\right)^{1/2}$, où γ est l'indice adiabatique du plasma, k est la constante de Boltzmann, Z est une charge d'ions et m_i leur masse, T_e est la température d'électrons chauds. La taille du nuage d'électrons chauds à la distance d peut être estimée comme

$$2s = 2(d + l_t) \cdot \tan(\alpha) + 2r \quad (53)$$

où α l'angle de divergence électronique, l_t est l'épaisseur de cible et r est le rayon de la tache focale de l'impulsion laser. Dans la première approximation, on peut supposer que $\frac{s_1}{r_1} = \frac{s_2^2}{r_2^2}$ (la densité en deux dimensions est $\frac{s_1}{r_1}$ fois moins et $\frac{s_2^2}{r_2^2}$ fois moins en trois dimensions par rapport au flux électronique sans divergence) (Margarone et al., 2012). Cela veut dire pour la structure bidimensionnelle que l'effet des électrons chauds divergents est sous-estimé : en traversant la cible, les électrons chauds n'ont pas une trajectoire directe, ils se diffusent dans un cône avec un certain angle et pour cela leur densité efficace diminue (cela ne peut être lié qu'à la superficie de la tache focale du laser). Évidemment, cet effet est plus fort en géométrie 3D si on le compare à celui en 2D où tous les électrons se trouvent dans un plan et peuvent diverger seulement dans la direction y (en se propageant dans la direction x). Ils ne peuvent pas se diffuser dans la troisième dimension et leur densité demeure plus haute, ce qui crée une séparation de charges plus efficace à la surface de la cible, un champ accélérateur plus fort pour les ions et, finalement, des énergies plus hautes pour les ions mêmes. La réduction de la tache focale laser, comme vu précédemment, doit compenser cet effet. La valeur estimée pour la taille de la tache focale obtenue pour la durée d'impulsion de 100 fs est la suivante :

$$r_1 = \frac{(d+l_t) \cdot \tan(\alpha)}{\left(\frac{s_2^2}{r_2^2}\right)^{-1}} \approx 2.1 \mu\text{m} \quad (54)$$

où la vitesse acoustique des protons est d'environ $\sim 10 \mu\text{m/ps}$ et l'angle de divergence d'électrons chauds est de 45° . En regardant les résultats présentés sur la figure 8.5, on se rend compte du fait que l'énergie de coupure des protons diminue de façon significative par rapport aux simulations précédentes avec une tache focale plus grande. La réduction par rapport aux simulations initiales est de 25%, ce qui rend les résultats numériques plus proches de ceux expérimentaux.

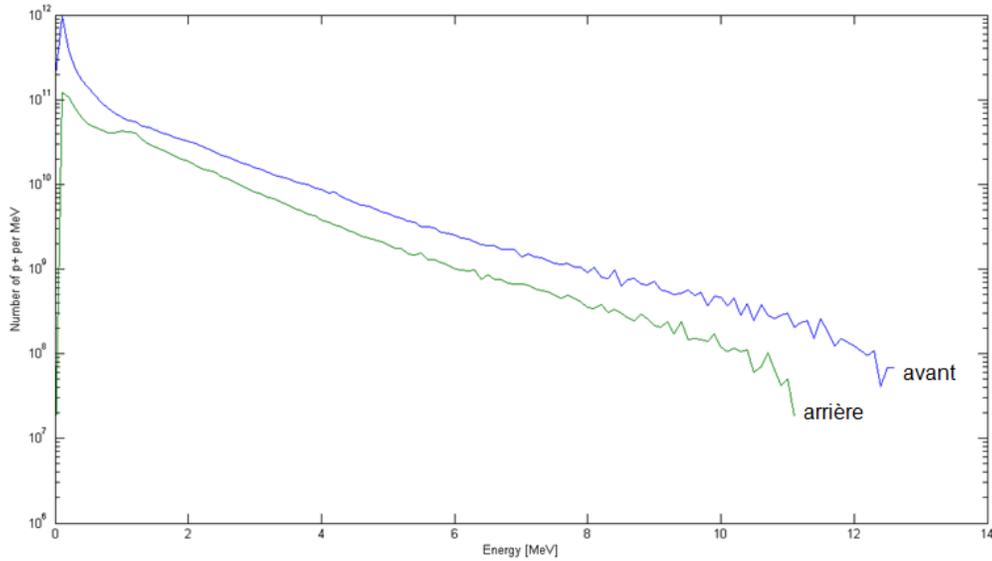


Figure 8.5 : Énergie de protons accélérés avec une impulsion de 100 fs (face avant : bleu et arrière : vert). La tache focale a été ajustée à $d = 4.2 \mu\text{m}$ afin de compenser pour l'utilisation d'une géométrie bidimensionnelle (tous les autres paramètres sont restés non changés par rapport aux simulations précédentes) (Scisciò, 2013).

Sur la figure 8.6 les électrons chauds sont situés sur toute l'épaisseur de la cible de façon quasi égale. Lors de l'utilisation des cibles ultra minces, l'absorption du faisceau laser s'effectue par tout le volume et les électrons ne sont pas accélérés uniquement vers l'avant (direction laser), comme c'est le cas pour des cibles plus épaisses et le contraste laser inférieur, mais ils se répandent de manière plus homogène sur la face avant et arrière de la cible. Les cartes d'énergies montrent la situation où l'impulsion laser vient d'arriver sur cible (a) et quand les électrons atteignent la plus haute énergie (b). À partir des diagrammes de l'évolution d'énergie présentées sur les figures 8.1 et 8.2, il est possible de voir que l'énergie d'électrons atteint son pic à un certain temps. Une carte d'énergies à ce moment permet de voir comment ils sont distribués à l'intérieur de la grille et dans quelle direction ils sont accélérés.

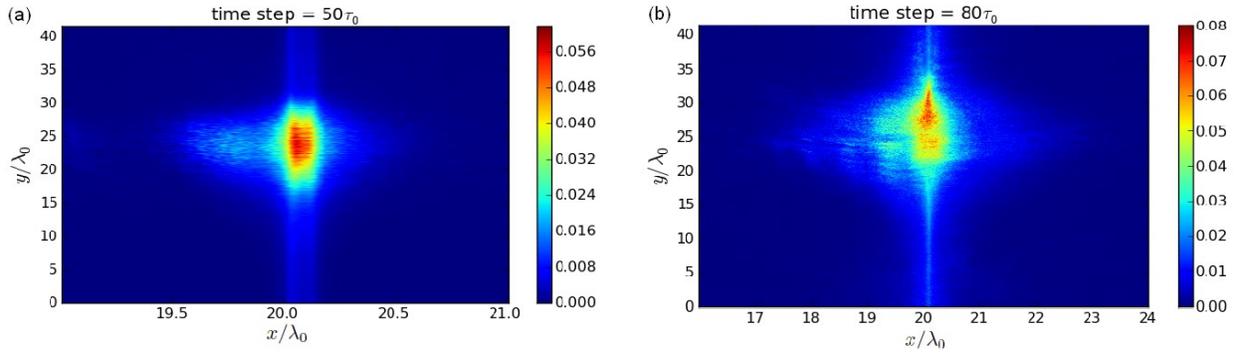


Figure 8.6 : Cartes d'énergie d'électrons pour le cas d'une impulsion de 100 fs (la même configuration que sur la figure 8.2). Les unités sont en termes de ~ 6.46 keV ; l'énergie est moyennée sur la densité de particules de chaque cellule (Scisciò, 2013).

La figure 8.7 montre la densité de protons à ~ 122 fs après le début de la simulation. L'image est prise au moment où l'impulsion a atteint la face avant de la feuille presque complètement et on peut remarquer que les deux couches de protons sont encore assez planes et seulement une petite expansion a eu lieu : c'est le moment où l'accélération de protons commence, ce qui peut être confirmé par un diagramme d'évolution d'énergie (figure 8.2), et les conditions pour des énergies optimum sont atteintes. Les impulsions plus courtes délivrent leur énergie aux électrons chauds plus tôt et le champ accélérateur est établi avant que les couches de protons perdent leur planéité. Les énergies légèrement plus hautes qu'on trouve sur la face avant sont probablement dues à l'asymétrie dans la composition de la cible : la double couche a une densité plus haute sur la face avant où le laser arrive et ceci peut mener à une accélération d'ions plus efficace, probablement grâce à un meilleur couplage d'énergie laser.

Afin d'obtenir l'énergie cinétique de protons la plus haute possible avec une énergie laser donnée, il faut trouver un compromis entre les impulsions courtes qui sont caractérisées par une haute réflectivité, et les longues qui peuvent réduire l'efficacité d'accélération d'ions en déformant la feuille avant qu'elles atteignent la cible en entier.

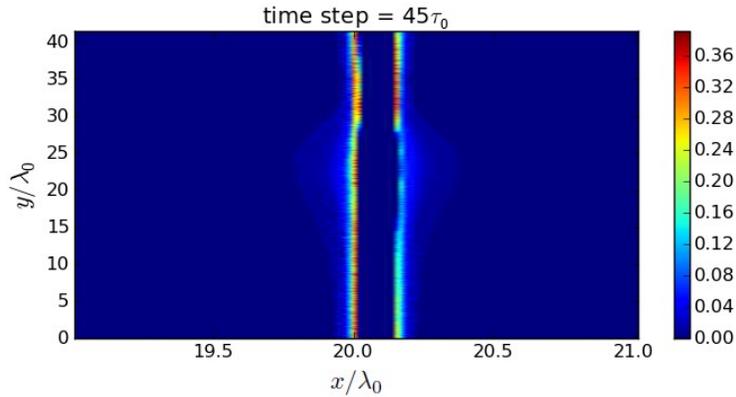


Figure 8.7 : Carte de densité des protons dans le cas d'une impulsion de 100 fs. Les unités sont en termes de la densité maximum (ici $\sim 132 n_c$) (Scisciò, 2013).

Les spectres d'énergie de protons ont été calculés pour l'accélération sur la face arrière des cibles de 15 nm, 30 nm et 30 nm Si₃N₄/170 nm Al (figures 8.8 - 8.13). La durée d'impulsion est de 30 fs, la taille de la tache focale est 6 μm PLMH, l'intensité pic est 6.4×10^{19} W/cm². Les profils temporel et spatial (transverse) sont gaussiens et la polarisation laser est parallèle au plan d'incidence. L'angle d'incidence laser est 45 degrés. Le temps indiqué est le moment où l'image a été prise après le début de la simulation (cela prend 80 fs au faisceau laser pour atteindre la cible). L'énergie de coupure est surestimée (jusqu'à 40%) comparé aux valeurs expérimentales, ce qui est inhérent aux simulations 2D, comme expliqué avant.

Les spectres sont suivis des diagrammes de l'évolution de la densité d'énergie dans la boîte de simulation (les unités sont arbitraires). Le code de couleurs est le suivant : bleu – énergie totale (le laser et particules), vert – énergie électromagnétique (le laser), rouge – énergie de protons, noir – énergie des ions lourds (les ions de la cible), jaune – énergie d'électrons.

Les simulations dépassent 1 ps. La réalisation de simulations 2D atteignant des centaines de ps est très difficile à cause du temps de calcul.

Si on compare l'évolution de l'énergie du laser entre les cibles de 15 nm et 30 nm, l'absorption après l'arrivée du pic de l'impulsion est plus importante dans le deuxième cas. La situation est similaire dans le cas de la cible de 200 nm. Le pic de l'énergie électronique est plus large pour 15 nm, et l'énergie de protons atteint sa saturation plus tard que dans le cas de 30 nm et 200 nm. L'énergie de saturation de protons pour 200 nm atteint le niveau proche du pic de l'énergie électronique, alors que dans le cas des cibles de 15 nm et 30 nm le pic électronique reste plus bas. La différence de l'absorption laser et le couplage de l'énergie

d'électrons vers les protons est évidente pour les différentes épaisseurs de cible. La densité d'énergie a une valeur supérieure dans le cas de 15 nm, et l'énergie de coupure des protons est la plus haute.

Les valeurs d'énergie de coupure de protons que nous avons obtenues expérimentalement étaient assez proches et variaient aux alentours de 2 MeV (figures 6.2, 6.3 et 7.2). Les résultats obtenus pour les cibles de 15 nm et 30 nm durant la campagne d'été 2010 et présentés dans la thèse de S. Buffechoux (2011) sont plus proches des résultats des simulations ci-dessus. Les différences peuvent être expliquées par les conditions laser (niveau d'énergie, plus basse intensité) ou les effets 3D plus importants.

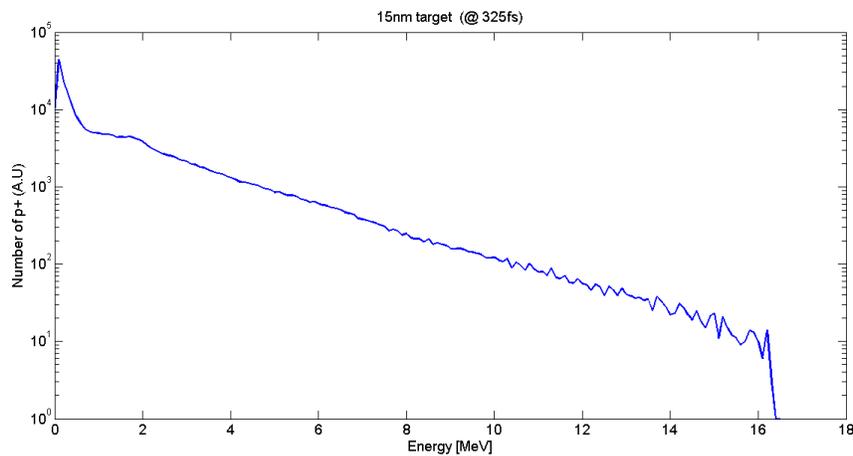


Figure 8.8 : Spectre de protons accélérés avec une impulsion de 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 15 nm.

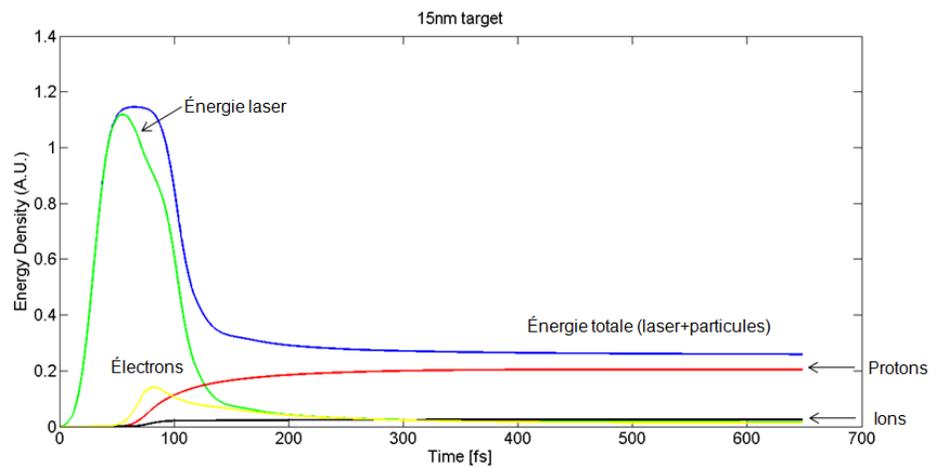


Figure 8.9 : Évolution de l'énergie totale dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 15 nm.

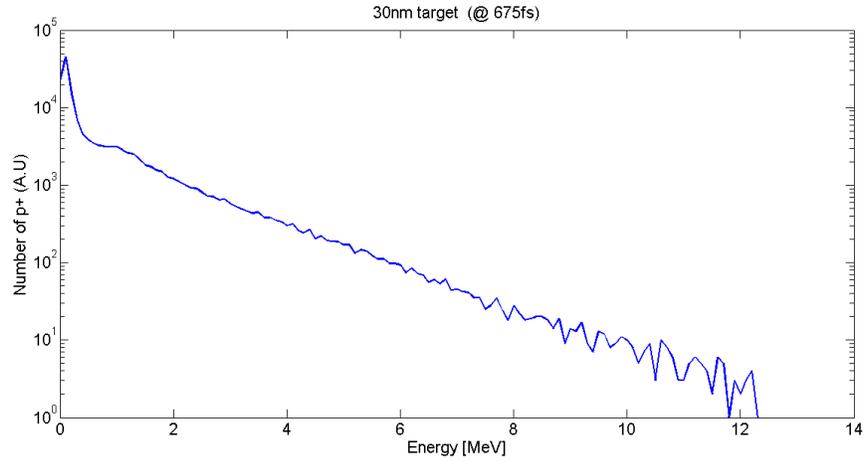


Figure 8.10 : Spectre de protons accélérés avec une impulsion de 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 30 nm.

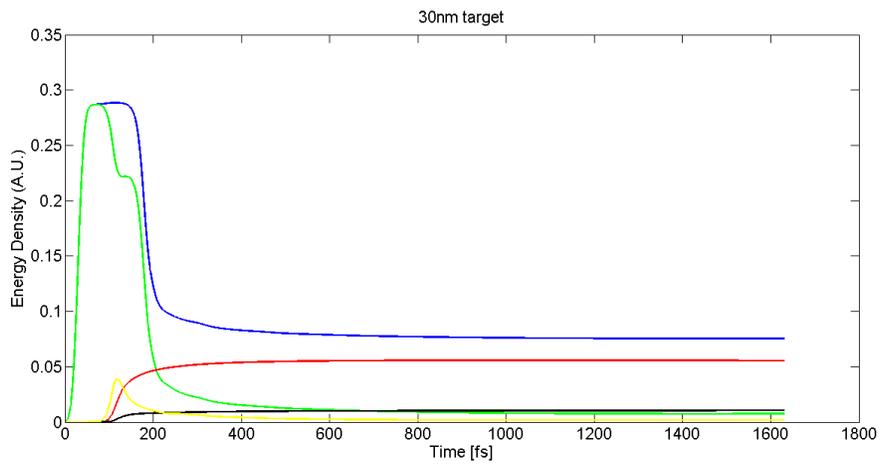


Figure 8.11 : Évolution de l'énergie totale dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 30 nm.

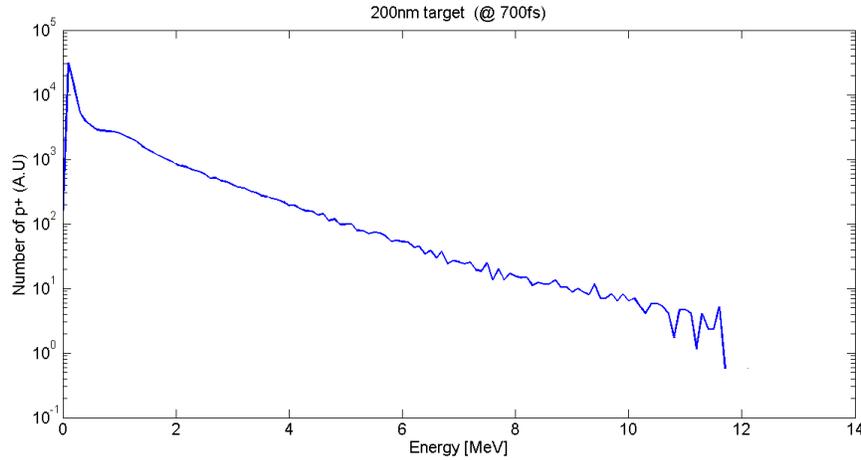


Figure 8.12 : Spectre de protons accélérés avec une impulsion de 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 200 nm.

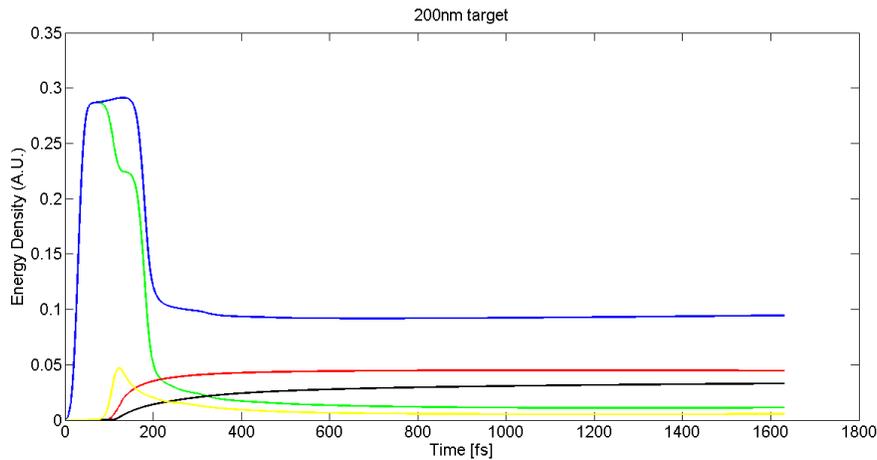


Figure 8.13 : Évolution de l'énergie totale dans le temps pour une durée d'impulsion 30 fs (face arrière). L'épaisseur de la cible est 200 nm.

8.2. Discussion des résultats

Durant les travaux effectués dans cette thèse j'ai étudié l'expansion de plasma à partir des cibles ultra minces et minces à une vitesse acoustique c_s . L'idée était de chauffer un volume défini de matière solide durant un temps très court, inférieur à celui de l'expansion hydrodynamique. Il s'agissait d'un contrôle pertinent de l'impulsion laser pour que le temps de montée soit le plus court et le plus propre possible, ainsi qu'une durée d'impulsion courte (30 fs) à énergie laser élevée. Les lois d'échelle indiquent que la durée d'impulsion laser et l'intensité laser doivent se trouver dans le domaine où la longueur du gradient de plasma en expansion ne

dépasse pas 0.15 fois la longueur d'onde laser ($L/\lambda > 0.15$) et la déposition d'énergie se fait en plasma sur-dense ($n > n_c$).

La vitesse d'expansion acoustique c_s est liée à la densité d'énergie spécifique déposée dans un volume précis ($\varepsilon = \frac{P}{\rho}$, où P est la pression de rayonnement, ρ la densité de la cible en détente) comme $c_s^2 = \gamma \left[\frac{P}{\rho} \right]$, où γ est le coefficient isentropique d'un gaz parfait. Selon les lois d'échelle, la densité d'énergie spécifique permet de remonter à la température T du plasma chaud et la fraction de la densité solide ρ/ρ_0 qui lui correspond. Pour une cible de 200 nm de Si_3N_4 irradiée à l'intensité laser de $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, la température T est égale à 13.8 keV et $\rho/\rho_0 = 0.013$, ce qui est équivalent à la densité d'énergie spécifique de $\varepsilon = 1.5 \times 10^7 \text{ MJ/kg}$.

Le mécanisme TNSA semble être dominant dans l'accélération de protons car il n'y a pas de grandes variations de l'énergie de coupure de protons même pour les cibles les plus minces. Le contraste laser mesuré nous a permis de travailler avec les cibles de 10 nm d'épaisseur. La fluence du piédestal de l'impulsion laser étant en dessous du seuil d'endommagement de la cible, la face irradiée et la face arrière restent planes à l'arrivée de l'impulsion principale. Nous pouvons alors supposer que les protons sont accélérés dans les deux directions par une séparation de charges quasi identique. Donc, l'accélération TNSA efficace est possible pour les protons en face avant qui doivent avoir des énergies de coupure, la collimation et le nombre de particules similaires aux protons en face arrière. Toutefois, l'énergie de coupure de protons est en général supérieure pour les particules en face arrière (c'est-à-dire, dans la direction de la propagation du faisceau laser). Ceci peut être expliqué par le fait qu'un grand nombre d'électrons chauds traverse la cible et génère une gaine accélératrice plus importante sur la face arrière. Ces électrons chauds engendrent l'expansion d'un plasma isothermique, et l'énergie maximale des protons générés peut être exprimée comme :

$$E_{max} = 2 \cdot T_{hot} \left[\ln \left(t_p + \left(t_p^2 + 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right]^2, \quad (55)$$

où $t_p = \frac{\omega_{pi} t_{acc}}{(2 \exp 1)^{1/2}}$ est le temps d'accélération d'ions normalisé, T_{hot} est la température d'électrons chauds dans l'expansion de la face arrière. $\omega_{pi} = \left(\frac{Z_i \cdot e^2 \cdot n_{e0}}{m_i \cdot \epsilon_0} \right)^{1/2}$ est la fréquence ionique de plasma, où Z_i et m_i sont la charge et la masse des ions, e est la charge de l'électron,

ϵ_0 – la permittivité électrique du vide, n_{e0} - la densité d'électrons chauds. Le temps d'accélération t_{acc} est défini comme le temps durant lequel l'accélération d'ions a lieu; après les électrons refroidissent et l'accélération se termine. t_{acc} est proportionnel à $1.3 \tau_{laser}$ pour des impulsions plus longues (~ 300 fs) (Fuchs et al., 2006); Dans le cas des impulsions courtes, le temps d'accélération peut être exprimé par $(\tau_{laser} + t_{min})$, où t_{min} est le temps d'interaction énergétique entre les électrons et les ions. Ce temps d'interaction dépend de l'intensité laser et de l'épaisseur de cible qui définissent l'énergie d'électrons chauds et la fréquence de rebondissement des électrons chauds entre les surfaces de la cible. Cet échange d'énergie dure au moins 60 fs et jusqu'à 100 fs (Fuchs et al., 2007). Ceci découle d'un modèle 1D isotherme qui est un approche simple du comportement 3D et est confirmé par les simulations PIC (figures 8.11, 8.13, 8.15).

L'accélération d'ions après la fin de l'impulsion laser peut aussi être décrite par un modèle adiabatique d'un gaz électronique avec la constante $\gamma = 3$ (Andreev et al., 2008). La densité d'électrons chauds peut être déduite des équations de mouvement hydrodynamique en négligeant la masse d'électrons : $n_e(\varphi) = n_{e0}(1 + \frac{\gamma-1}{\gamma}\varphi)^{1/(\gamma-1)}$, où n_{e0} est la densité initiale d'électrons, $\varphi = |e|\phi/T_{e0}$ est le potentiel normalisé, et T_{e0} est la température initiale d'électrons. L'équation de Poisson pour le champ électrique définit le mouvement des ions accélérés dans le potentiel. Les champs électriques avant (+) et après (-) la couche d'hydrogène sont définis comme $E_{\delta}^{\pm} = 2\pi e(Z_2 n_2 l_2 \pm Z_1 n_1 l_1)$ et $E_{\infty}^{\pm} = \sqrt{4\pi Z_2 n_2 T_{e0}}(\sqrt{2}/3^{3/4})(Z_2 n_2/n_{e0}) \pm 2\pi e Z_1 n_1 l_1$ pour des cibles très minces et épaisses respectivement. Ici Z_1 et Z_2 sont les charges des protons et des ions lourds, n_1 et n_2 , l_1 et l_2 - les densités et les épaisseurs des couches des protons et des ions lourds. L'énergie de coupure des ions se définit comme

$$\varepsilon_{max_{1,2}} \approx \frac{2.4 Z_{1,2} e E_{\delta}^{\pm} \lambda_D}{\sqrt{1+(l_2/\lambda_D)^2}} + \frac{2 Z_{1,2} e E_{\infty}^{\pm} \lambda_D}{\sqrt{1+(l_2/\lambda_D)^2}}, \quad (56)$$

où λ_D est la longueur de Debye d'électrons chauds. On peut estimer la température d'électrons rapides dans une cible ultra mince :

$$T_{e0}(l_2) \approx \frac{\eta(l_2) I_L t_L}{Z n_2 l_2}, \quad (57)$$

où $\eta(l_2)$ est le taux d'absorption pour une cible d'épaisseur l_2 , I_L et t_L sont l'intensité et la durée d'impulsion laser. Quand $l_2 \rightarrow \infty$, la température électronique est donnée par le potentiel

pondéromoteur $T_{e_0}|_{l_2 \rightarrow \infty} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{I_L \lambda_L^2}{1.37} \times \frac{10^{18} W}{cm^2}} - 1 \right)$. La densité d'électrons rapides est proche de la densité du plasma initiale car le faisceau laser atteint la profondeur d'une cible ultra mince et l'ionise instantanément : $n_{e_0} \approx Z_2 n_2$.

Les images de l'ombroscopie montrent des différences d'expansion du plasma entre les cibles ultra minces et plus épaisses. Sur la face avant, on observe une expansion des jets de plasma pendant quelques centaines de picosecondes pour les cibles de 30 nm Si₃N₄/50 nm Al et 30 nm Si₃N₄/170 nm Al. Les mesures de la réflectivité des cibles mettent en évidence également les variations en fonction de l'épaisseur. Dans le cas des cibles de 15 nm et 30 nm, l'expansion latérale est plus importante, comme indique le rapport des vitesses. Un gradient raide sur la périphérie qui est caractéristique d'un jet de plasma est absent dans le cas de la cible de 15 nm à 680 ps. Kar et al. (2008) ont observé des jets de plasma rapides ($v \approx 2 \times 10^8$ cm/s) pour des cibles micrométriques avec des impulsions laser plus longues (0.7ps-1ps). Dans nos expériences en face arrière, les jets de plasma ont une vitesse de $\approx 8 \times 10^8$ cm/s avec la durée d'impulsion de 30 fs. Pour les cibles de 10 nm et 200 nm, les rapports des vitesses d'expansion sont proches de ceux obtenus par Kar et al. (facteur 3-4) (2008). Une raison probable de la formation du jet de plasma suite à l'ablation de la cible est la pression de rayonnement du laser. La pression pondéromotrice du laser s'applique à la cible (Gamaly, 1993). La vitesse longitudinale atteinte par le jet de plasma est due à la poussée par piston de la surface de la cible irradiée par l'impulsion laser. Si la durée d'impulsion est suffisante pour déplacer la feuille de son épaisseur (pour $\tau_{laser} > l_{feuille}/\Delta v$, où $l_{feuille}$ et Δv sont l'épaisseur de la cible et la vitesse d'ions), on obtient $\Delta v = E_0 / \sqrt{2\pi n_{feuille} m_i}$, E_0 étant le champ électrique du laser, $n_{feuille}$ la distribution de densité dans la feuille. L'accélération d'ions est dans le régime dominé par la pression de radiation. Dans le cas où $\tau_{laser} < l_{feuille}/\Delta v$, il s'agit de l'accélération par choc non-collisionnel (Silva et al., 2004). La vitesse du choc est supérieure à la vitesse acoustique locale c_s . L'épaisseur des cibles et les durées d'impulsion laser utilisées nous permettent d'observer les deux régimes mentionnés.

Une collimation additionnelle provient du champ magnétique quasi-statique induit par les électrons rapides sur la face arrière de la cible. On voit probablement l'effet du champ magnétique sur les jets de plasma en face avant également. Les électrons sont pincés vers l'axe du jet de plasma par un champ d'amplitude maximale. À partir de l'équation de l'induction, $\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \mathbf{E}$, le taux de croissance au début de l'interaction peut être estimé comme $\dot{B} \approx$

$\sqrt{n_r k_B T_r / \epsilon_0} / r_r$, où n_r est la densité d'électrons rapides, T_r la température d'électrons rapides et r_r le rayon du faisceau d'électrons rapides. Dans les cibles très minces, r_r sera proche du rayon du faisceau laser. Pour les paramètres typiques ($n_r \approx 10^{27} \text{ m}^{-3}$, $T_r \approx 1 \text{ MeV}$, $r_r \approx 5 \text{ }\mu\text{m}$), le taux de croissance est de l'ordre de $10^{17} - 10^{18} \text{ T}\cdot\text{s}^{-1}$. Le champ électrique à l'arrière de la cible n'est pas statique, mais il évolue continuellement lors de l'accélération de protons. Ainsi, les champs magnétiques de l'ordre de 1000 T pourraient être atteints en dizaines de fs (Robinson et al., 2009).

Les mesures de la réflectivité et de l'énergie de protons des cibles ultra minces et plus épaisses effectuées durant cette thèse et précédemment semblent indiquer que l'optimum d'accélération se situe aux alentours de 100 nm d'épaisseur, ce qui a été observé dans d'autres travaux (Andreev et al., 2008; Ceccotti et al., 2007). L'absorption de l'énergie laser est plus importante pour la cible de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al par rapport aux cibles ultra minces, ce qui peut expliquer une différence d'énergies de coupure de protons. Les résultats présentés ici ont été obtenus à l'intensité inférieure à 10^{20} W/cm^2 (j'ai travaillé avec une intensité pic de $4-5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$); dans ce cas l'effet du miroir plasma va être déclenché plus tard, donc le contraste laser devrait être meilleur. La plus haute réflectivité de la cible 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al a été mesurée pour des intensités en dessous de 10^{19} W/cm^2 . De plus, l'utilisation de la technique XPW et l'optimisation de la position du miroir plasma ont permis de constater l'augmentation de l'énergie de protons durant la dernière campagne expérimentale.

On observe une légère variation d'énergie de protons entre les durées d'impulsion laser de 30 fs et 100 fs. Ceci est dû probablement au fait qu'on se retrouve en conditions optimum par rapport à des impulsions plus longues. Il faut assurer une intensité laser la plus haute possible et l'efficacité du couplage du faisceau laser avec le plasma généré. D'un côté, pour les impulsions plus longues le gradient du plasma est plus important, et l'énergie laser est déposée dans moins d'électrons relativement loin de la cible. L'absorption est minimisée. Les électrons froids générés par le laser qui suivent les électrons chauds diminuent leur efficacité en créant leur propre potentiel. Avec cette injection d'électrons plus tard dans l'impulsion longue, l'efficacité d'accélération de protons est plus basse, comme on a vu dans le cas de la cible de 30 nm Si_3N_4 /50 nm Al. De l'autre, pour des impulsions très courtes avec un haut contraste, le plasma n'a pas le temps de se détendre. Dans ce cas, l'absorption de Brunel est encore peu importante, et la réflectivité est augmentée. Le taux de couplage vers les électrons chauds responsables de la gaine accélératrice est bas. Le gradient de plasma définit aussi la force du champ électrostatique qui à travers la séparation de charge effectue l'accélération de protons.

La séparation de charge est plus efficace quand la longueur d'échelle du plasma l_g est inférieure à la longueur de Debye des électrons chauds λ_D (Mora, 2003), elle diminue quand $l_g > \lambda_D$. En ce qui concerne les cibles ultra minces, la longueur du gradient de plasma est plus courte car la densité de la gaine électronique est plus haute que dans le cas des cibles plus épaisses grâce à la recirculation. De ce fait, la longueur de Debye est réduite sur les surfaces de la cible. Ainsi, le gradient de plasma ne doit pas être trop important pour ne pas empêcher l'accélération de protons efficace.

La température électronique peut être estimée approximativement si l'on prend en considération l'énergie absorbée par des électrons chauds E_a . Les électrons sont chauffés par l'énergie laser absorbée dans un volume limité V_c qui correspond à la longueur d'absorption du laser. Si la cible est complètement ionisée, le nombre d'électrons chauds N_c peut être évalué comme

$$N_c = \frac{V_c \rho N_Z N_A}{M}, \quad (58)$$

où ρ est la densité de la cible, N_Z est le nombre d'électrons dans chaque molécule, N_A – le nombre d'Avogadro et M la masse molaire. Donc l'énergie absorbée est

$$E_a \sim \rho V_c v_e^2, \quad (59)$$

v_e étant la vitesse d'expansion initiale.

Pour une cible de Si_3N_4 , avec $E_a = 180$ mJ et la vitesse d'expansion initiale $v_e = 6 \times 10^8$ cm/s, $V_c \sim 1.5 \times 10^{-12}$ cm³ et $N_c \sim 10^{12}$ électrons, ce qui donne la température $T_e \sim 620$ keV. Le nombre d'ions chauffés est $\sim 4 \times 10^{10}$. Pour l'énergie ionique moyenne $\bar{E}_i = 1$ MeV, le taux de conversion d'énergie laser en ions est $\sim 1.5\%$. Le nombre de protons/MeV/Sr peut être estimé selon la distribution $N(E, \phi) = N_0(\phi) \exp[-E/T(\phi)]$, où E est l'énergie de protons en MeV, $N_0(\phi) = N(0, \phi)$ extrapolé des données pour $E = 0$, et $T(\phi)$ est la température de la distribution en MeV (Neely et al., 2006). N_0 est indépendant de l'épaisseur de cible avec la valeur moyenne de 10^{12} protons/MeV/Sr. Pour l'énergie de protons $\bar{E}_p = 1$ MeV et $T(0) \approx 0.25$ MeV, le taux de conversion d'énergie laser en protons $\sim 0.7\%$.

Si l'impulsion laser arrive sur la face avant d'une cible de 15 nm, un temps caractéristique peut être défini comme

$$\tau = d_0/v_e, \quad (60)$$

où d_0 est l'épaisseur de la cible. Ceci correspond au temps nécessaire pour que l'épaisseur d'interaction double. Dans notre cas, $\tau = 15 \times 10^{-7} \text{ cm} / 6 \times 10^8 \text{ cm/s} = 2.5 \text{ fs}$.

Ce calcul indique que la cible est chauffée à des températures très hautes et le temps de refroidissement est très court, ce qui est intéressant pour le chauffage isochoire.

8.3. Conclusion

Les simulations PIC 2D permettent d'évaluer l'interaction laser plasma à son début (jusqu'à 1 ps), les durées plus longues prenant trop de temps de calcul. Les diagrammes de l'évolution d'énergie dans la boîte de simulation permettent d'estimer l'absorption de l'énergie laser et le couplage vers les électrons et les ions. On observe la variation de ces paramètres avec l'épaisseur de cible. Les cartes d'énergie d'électrons et de protons permettent de voir leurs distributions à différents moments de la simulation.

Il faut tenir compte des effets 2D-3D dans l'estimation de l'énergie de coupure des protons. Pour cela, la valeur de la tache focale du laser doit être ajustée. Les valeurs obtenues sont supérieures aux valeurs expérimentales. Ceci est dû à une intensité laser plus basse dans les expériences que celle utilisée dans les calculs.

Les simulations et les résultats obtenus montrent que le mécanisme TNSA est dominant dans l'accélération de protons. On suppose aussi que l'accélération d'ions après la fin de l'impulsion laser peut aussi être décrite par un modèle adiabatique d'un gas électronique. On peut définir ainsi les expressions pour le champ électrostatique accélérateur, la température électronique et les énergies de coupure des espèces électroniques.

Les images d'ombroscopie montrent les différences entre les cibles ultra minces et épaisses avec la formation de jets de plasma sur les deux faces des cibles. Ces jets de plasma à des vitesses d'expansion très hautes semblent liés à l'action de la force pondéromotrice et des chocs créés en avant de la cible.

L'établissement des forts champs magnétiques sur la face arrière d'une cible ultra mince est très probablement induit par la gaine du champ électrique. L'évolution des champs électriques et magnétiques influence l'accélération de protons.

Le calcul approximatif de l'énergie laser absorbée dans la cible et de la température électronique indique un chauffage très important et une décompression rapide, ce qui nous rapproche de la réalisation du chauffage isochore.

CHAPITRE 9 : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Durant cette thèse, j'ai pu étudier l'interaction laser de puissance - cible solide dans différentes conditions expérimentales et pour différentes épaisseurs de cible.

À énergie laser donnée, l'énergie de coupure de faisceaux de protons était légèrement plus élevée sur la face arrière pour toutes les épaisseurs de cible. Ceci pourrait être attribué à l'effet du laser sur la face avant, comme dans le cas de la cible de 15 nm ou l'établissement des champs forts sur la face arrière. Le mécanisme TNSA est considéré comme étant le principal mécanisme d'accélération d'ions car les énergies de coupure sont proches sur les deux faces des cibles, et il n'y a pas de grandes variations en fonction de l'épaisseur. Le miroir plasma est un outil efficace d'amélioration du contraste laser et nous a permis de travailler avec des cibles de 10 nm d'épaisseur.

La variation de la durée d'impulsion (30 fs et 100 fs) à énergie laser constante ne semblait pas avoir une grande influence sur l'énergie de protons. Par contre, dans le cas de la cible de 80 nm d'épaisseur, une variation de l'énergie de coupure des protons a été observée avec l'intensité laser. L'ensemble des résultats obtenus est cohérent avec les résultats des campagnes précédentes compte tenu du fait que nous avons travaillé avec une intensité laser de $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ (Fourmaux, 2013).

Lors de la deuxième campagne expérimentale, à énergie laser inférieure, les protons étaient autant ou même plus énergétiques que lors de la première campagne. Ceci peut signifier l'amélioration du contraste laser, probablement à cause de l'optimisation de la fluence laser sur le miroir plasma et la nouvelle configuration avec XPW. L'énergie de protons maximum était générée pour les cibles plus épaisses, ce qui fait penser que l'optimum dans nos conditions était proche de $0.1 \mu\text{m}$ en accord avec certaines expériences évoquées dans le Chapitre 2 (Andreev et al., 2008; Neely et al., 2006; Ceccotti et al., 2007).

L'analyse qualitative et quantitative de l'expansion met en évidence la détente longitudinale et latérale du plasma très rapide. La vitesse d'expansion augmente avec la réduction de l'épaisseur de cible. Les structures de jets de plasma sont observées sur les deux faces des cibles des centaines de ps après l'arrivée du faisceau principal, elles sont plus prononcées pour les cibles épaisses. Pour les cibles de 15 nm et 30 nm en face avant, le gradient de la densité plasma au niveau de l'axe longitudinal devient plus long et moins raide avec le temps. Le plasma se détend à la vitesse de $\sim 8 \times 10^8 \text{ cm/s}$ avec l'impulsion laser de 30

fs, ce qui est environ 4 fois supérieur à la vitesse observée pour des cibles plus épaisses avec des impulsions plus longues (0.7 ps-1 ps) (Kar et al., 2008). Les résultats laissent penser que la physique derrière ce processus est semblable dans les deux cas, et qu'il s'agit de l'action de la pression de rayonnement sur la face avant de la cible avec la pression pondéromotrice qui pousse les ions vers l'intérieur. Le jet de plasma est pincé vers l'axe de propagation par un champ magnétique intense.

Au début de l'expansion, les vitesses longitudinales et radiales sont similaires; vers la fin de l'expansion la vitesse longitudinale a tendance à dépasser la vitesse latérale. Dans le cas des impulsions plus longues (100 fs), pour la cible de 30 nm l'expansion suivant l'axe longitudinal est plus rapide que celle suivant l'axe latéral.

Les images de l'interférométrie et les courbes des isodensités du plasma pour l'expansion de la face avant montrent une expansion quasi symétrique, ce qui justifie le traitement des données tel qu'il a été fait. L'onde de choc observée sur les bords de l'expansion rend cette zone moins exploitable. Les profils des isodensités se rapprochent de la gaussienne pour des délais plus longs (680 fs dans ce cas). Ces données confirment la détente rapide dans les deux axes.

L'analyse qualitative des images d'expansion de la face arrière nous permet de constater également la détente du plasma rapide qui est toutefois plus prononcée latéralement d'un côté que de l'autre. La face arrière de la cible de 30 nm se détend plus vite que la face avant. Les vitesses longitudinales sont plus hautes que latérales au début de l'expansion.

Les courbes des isodensités confirment l'expansion plus rapide des cibles ultra minces. Les profils de densité suivant l'axe longitudinale (point A) pour 10 nm sont différents de 15 nm en face avant avec les gradients de densité moins raides au début de l'expansion.

Les profils d'isophase calculés à partir du décalage des franges perdent leur symétrie vers les valeurs plus élevées, ce qui est en accord avec l'analyse qualitative. La même tendance est évidente dans le cas des sections transverses de la phase.

Dans le cas de la cible de 80 nm, avec l'augmentation de l'énergie laser et la durée d'impulsion, une expansion symétrique autour de l'axe longitudinal est observée. Le caractère de l'interaction laser plasma varie avec l'intensité laser. Ceci a été démontré avec les mesures de la réflectivité de la cible et les énergies de coupure des protons. L'absorption du laser varie en fonction de la longueur d'échelle du plasma, la force pondéromotrice change également. La

réflectivité mesurée reste assez haute avec l'augmentation de l'intensité; ceci peut être dû au contraste laser élevé.

Les vitesses longitudinales et radiales sont similaires au début pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al mais vers la fin de l'expansion la vitesse longitudinale a tendance à dépasser la latérale. Dans le cas des impulsions plus longues (100 fs), l'expansion longitudinale est moins importante pour la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al que pour 30 nm. L'expansion suivant l'axe longitudinal est plus rapide que suivant l'axe latéral.

L'élongation du gradient de densité plasma est observée au niveau de l'axe longitudinal. L'évolution de la densité plasma dans le temps change pour les cibles de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al en fonction de la durée d'impulsion laser (30 fs et 100 fs).

Comme dans le cas de la cible de 30 nm, la face arrière de la cible 200 nm se détend plus vite par rapport à la face avant. La vitesse initiale est aussi élevée que pour les cibles ultra minces.

Dans le cas de la cible de 200 nm, la densité électronique moyenne est plus basse au début de l'expansion par rapport à la cible de 30 nm $\text{Si}_3\text{N}_4/170$ nm Al. La remontée de la densité est observée vers 150 ps.

Dans le futur, il serait intéressant d'utiliser l'absorbant saturable à la sortie du compresseur pour améliorer le contraste de l'impulsion laser et voir son influence sur l'interaction laser plasma et l'accélération de protons. Pour cela, une énergie laser plus importante serait nécessaire.

Le nouveau système laser nous permettra de travailler avec des impulsions plus énergétiques et intenses (10J à 20 fs). Il faut comparer l'interaction laser plasma et les énergies de protons accélérés à des intensités plus élevées avec nos résultats. Les mesures d'énergie d'électrons chauds sont nécessaires pour comprendre la dynamique de l'interaction en dedans de l'impulsion laser ou après. La spectroscopie d'absorption des rayons X est une technique pertinente pour sonder la dynamique d'ionisation d'une cible solide. Des avancées importantes ont été réalisées dans ce domaine en collaboration avec les laboratoires LOA en France (la génération de rayons X durs de type Betatron dans la gamme de 10-20 keV avec un jet de gaz) et l'Université d'Alberta (les études des transitions femtoseconde et picoseconde dans la structure atomique de la matière en transformation de l'état solide vers la matière dense chaude. Les rayons X de type Betatron ont été utilisés pour sonder une cible d'Al de 50nm

d'épaisseur). La cible peut être sondée par des rayons X de 20 fs générés par la technique de betatron parfaitement synchronisés avec l'impulsion laser.

Les supports de la parabole hors axe, le miroir plasma et des cibles peuvent être améliorés pour augmenter la stabilité mécanique et la précision de positionnement.

L'analyse plus approfondie des images de l'interférométrie par l'inversion d'Abel et le développement d'un modèle précis décrivant l'expansion des cibles peuvent nous aider à mieux comprendre les processus qui ont lieu.

ANNEXE I : IMAGES DES GÉOMÉTRIES EXPÉRIMENTALES

Voici les images des deux géométries expérimentales utilisées dans nos campagnes.

I.1. Première géométrie expérimentale



Figure I.1 : Vue de la chambre expérimentale avec les tables des diagnostics.

Support des cibles

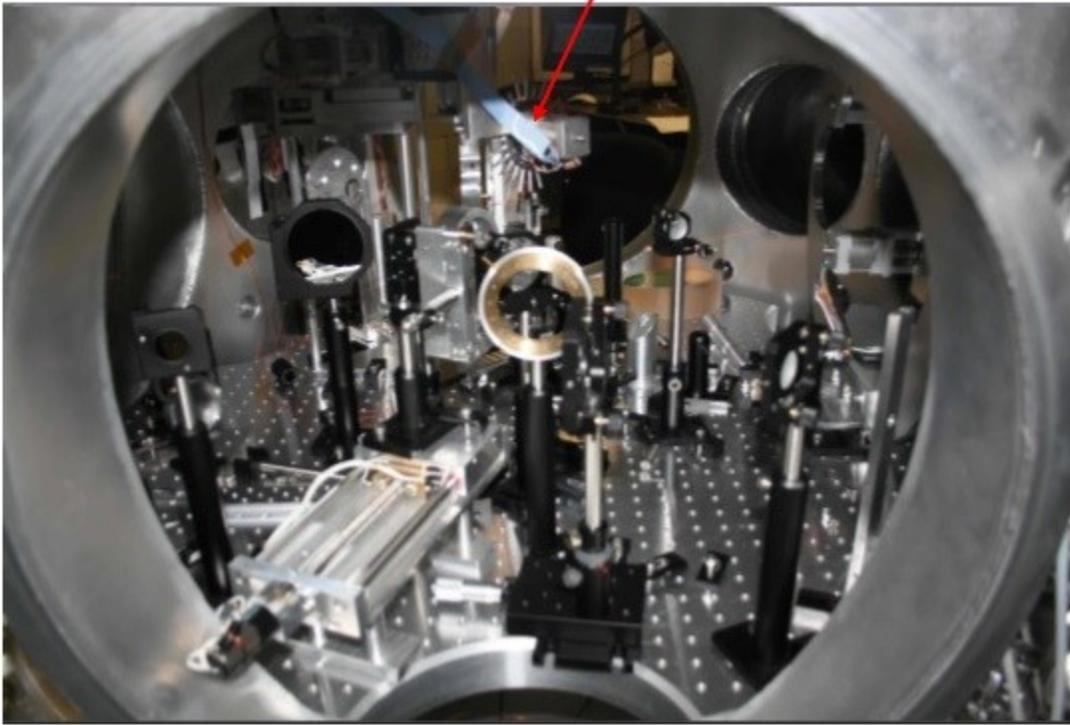


Figure I.2 : Vue de l'intérieur de la chambre expérimentale avec la roue des cibles au centre.

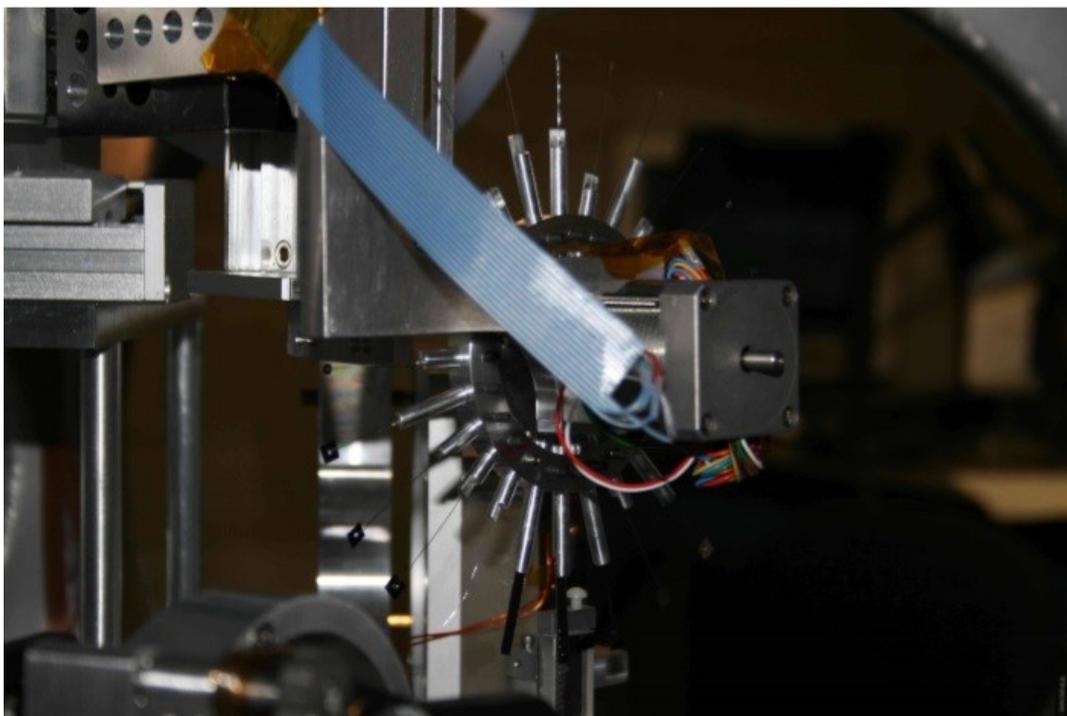


Figure I.3 : La roue avec des cibles et le câble de la motorisation à l'intérieur de la chambre.

I.2. Deuxième géométrie expérimentale

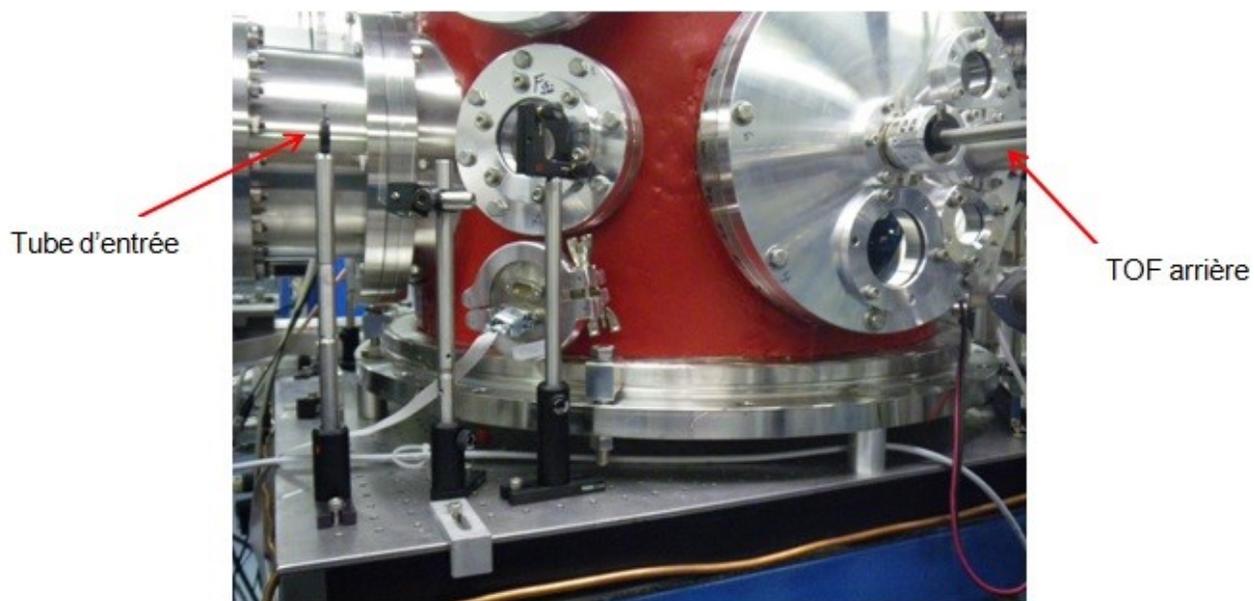


Figure I.4 : Vue de la chambre cylindrique avec le tube d'entrée du faisceau laser à gauche et le tube de la face arrière du spectromètre TOF à droite.

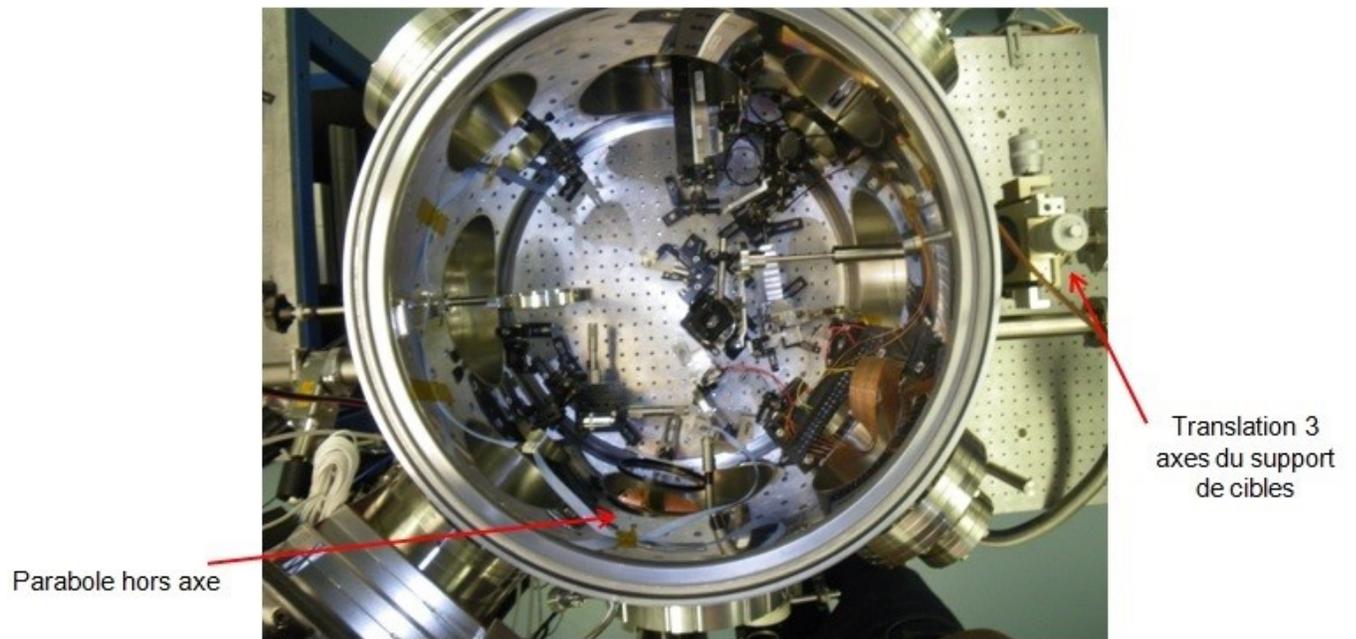


Figure I.5 : Vue d'au-dessus de la chambre expérimentale.

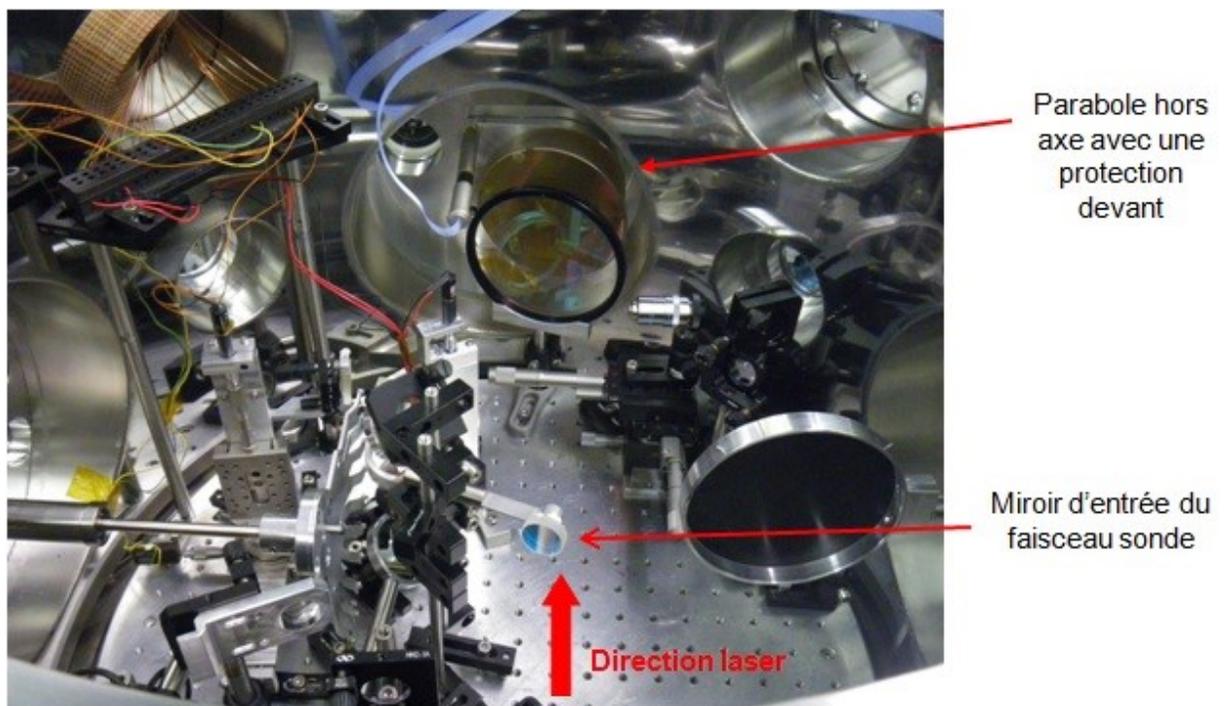


Figure I.6 : Intérieur de la chambre.

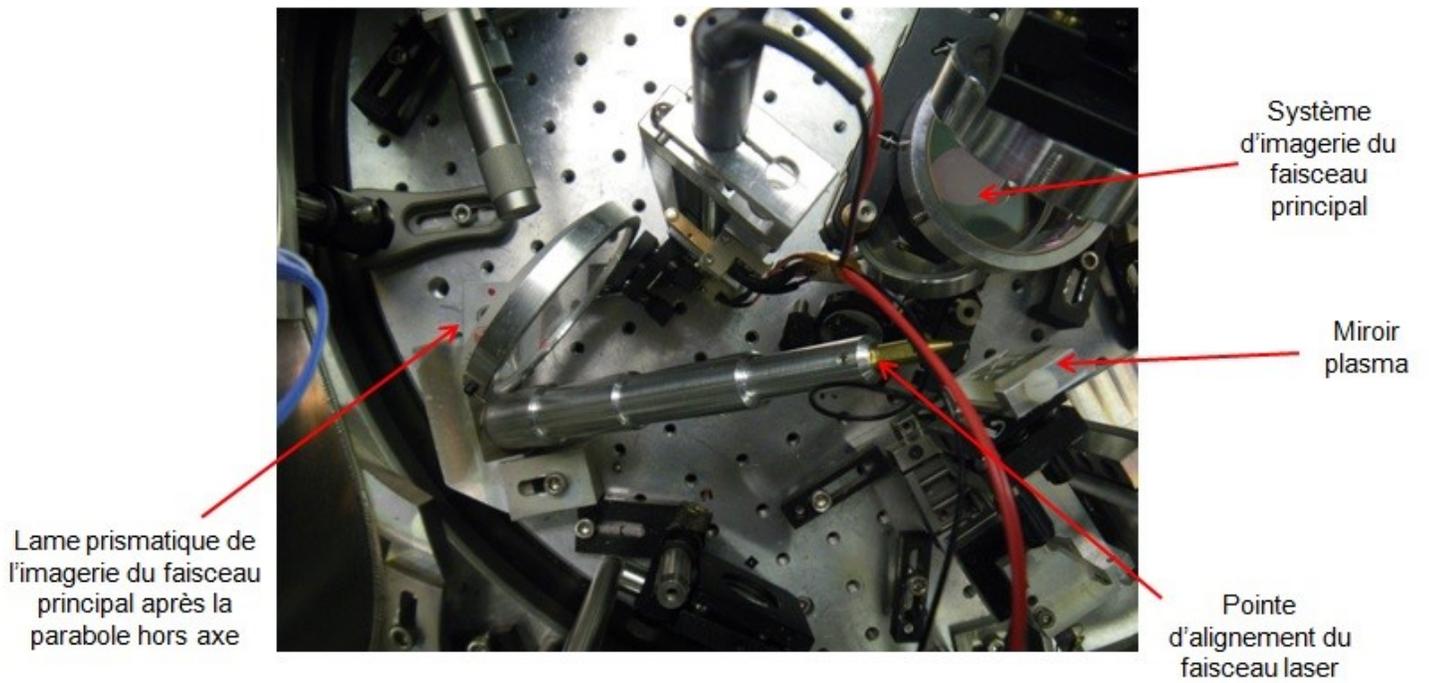


Figure I.7 : Intérieur de la chambre près du point de focalisation.

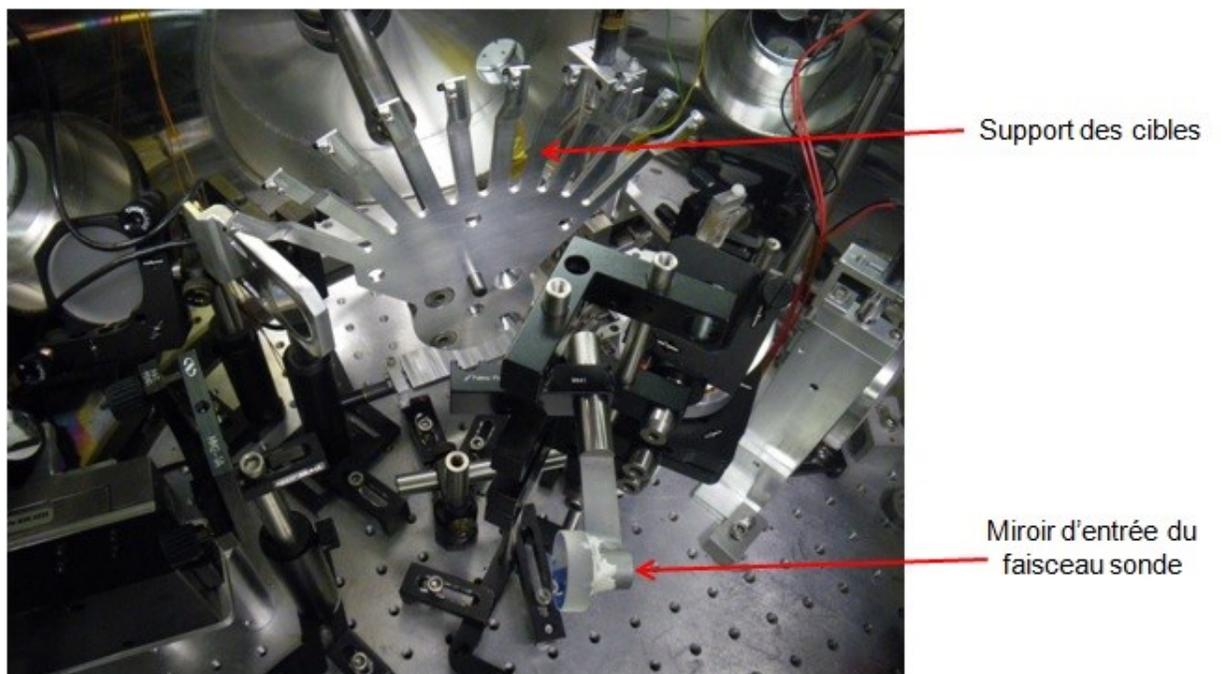


Figure I.8 : Intérieur de la chambre.

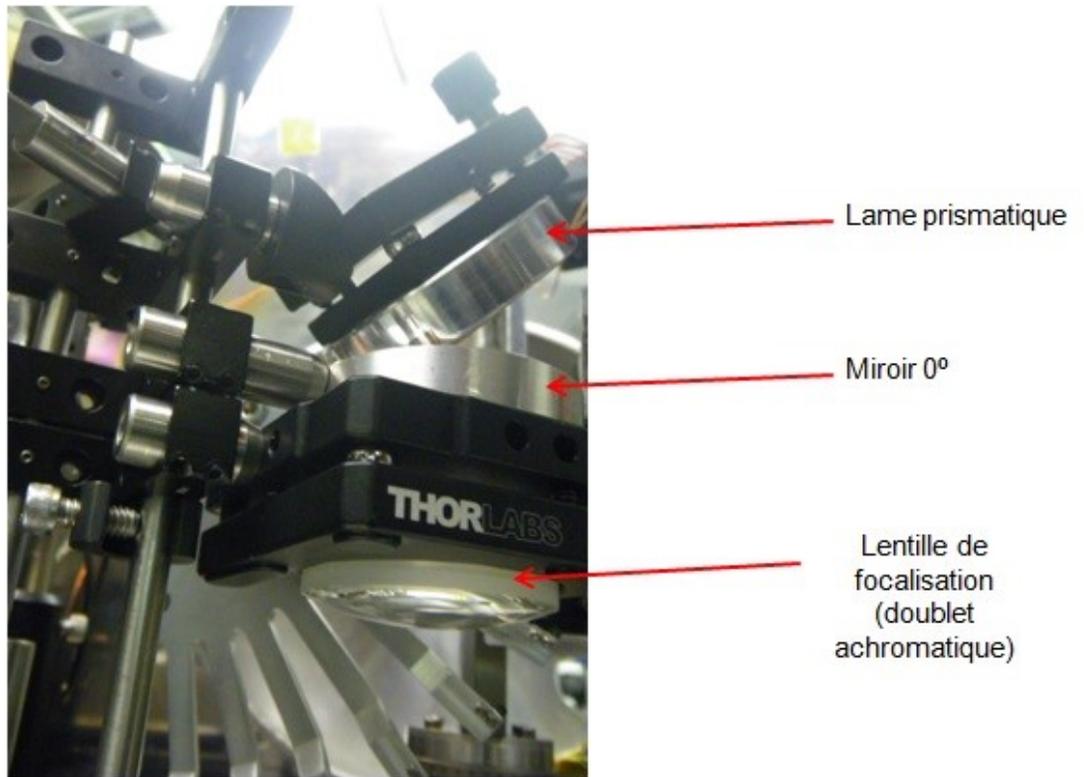


Figure I.9 : Système d'imagerie du faisceau laser après le miroir plasma.

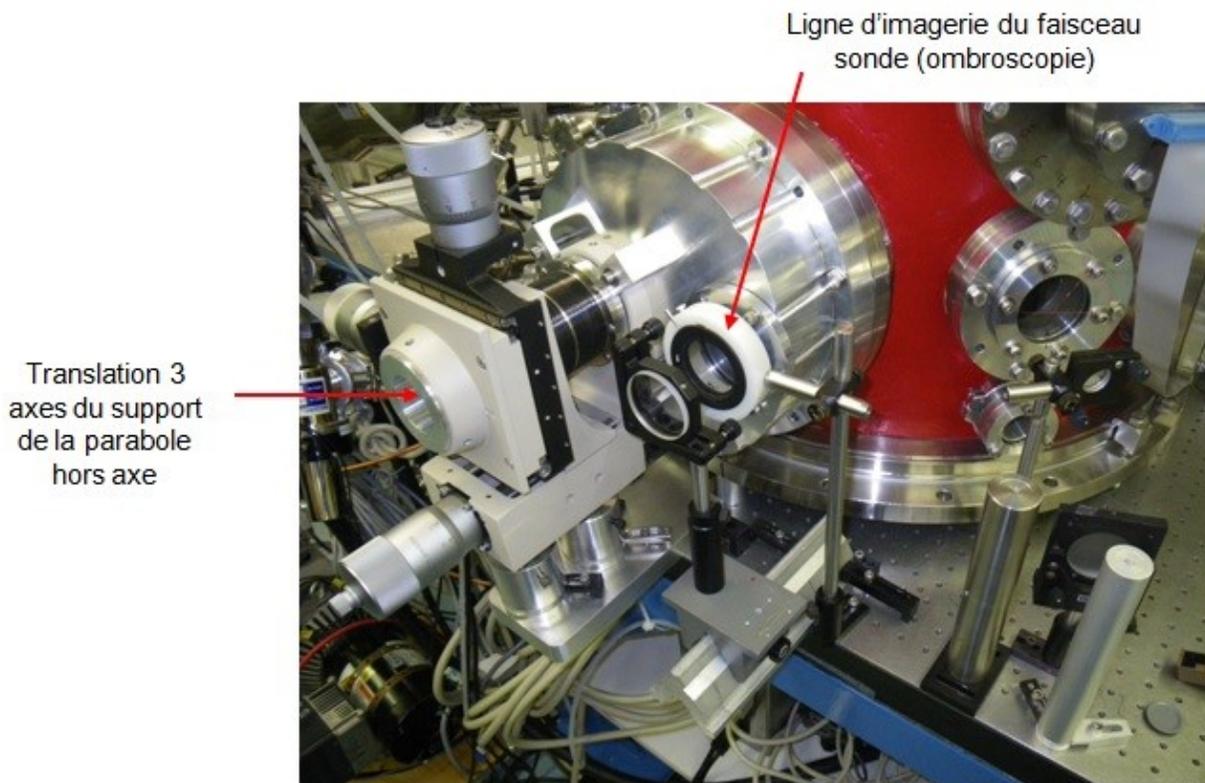


Figure I.10 : Extérieur de la chambre du côté opposé à l'entrée du faisceau laser.

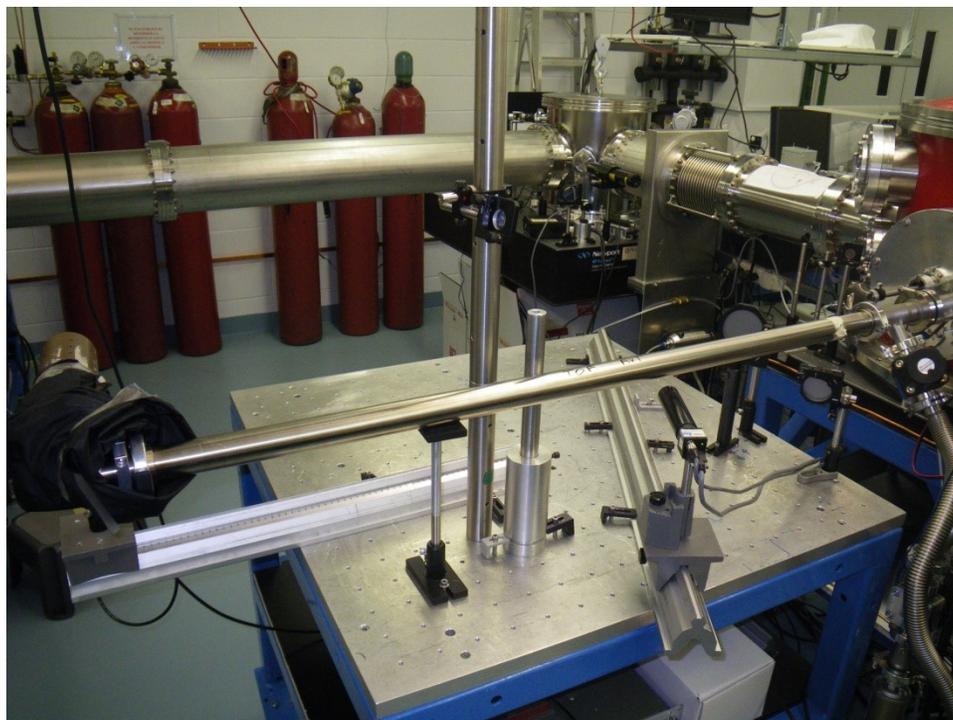


Figure I.11 : Côté arrière du spectromètre TOF.

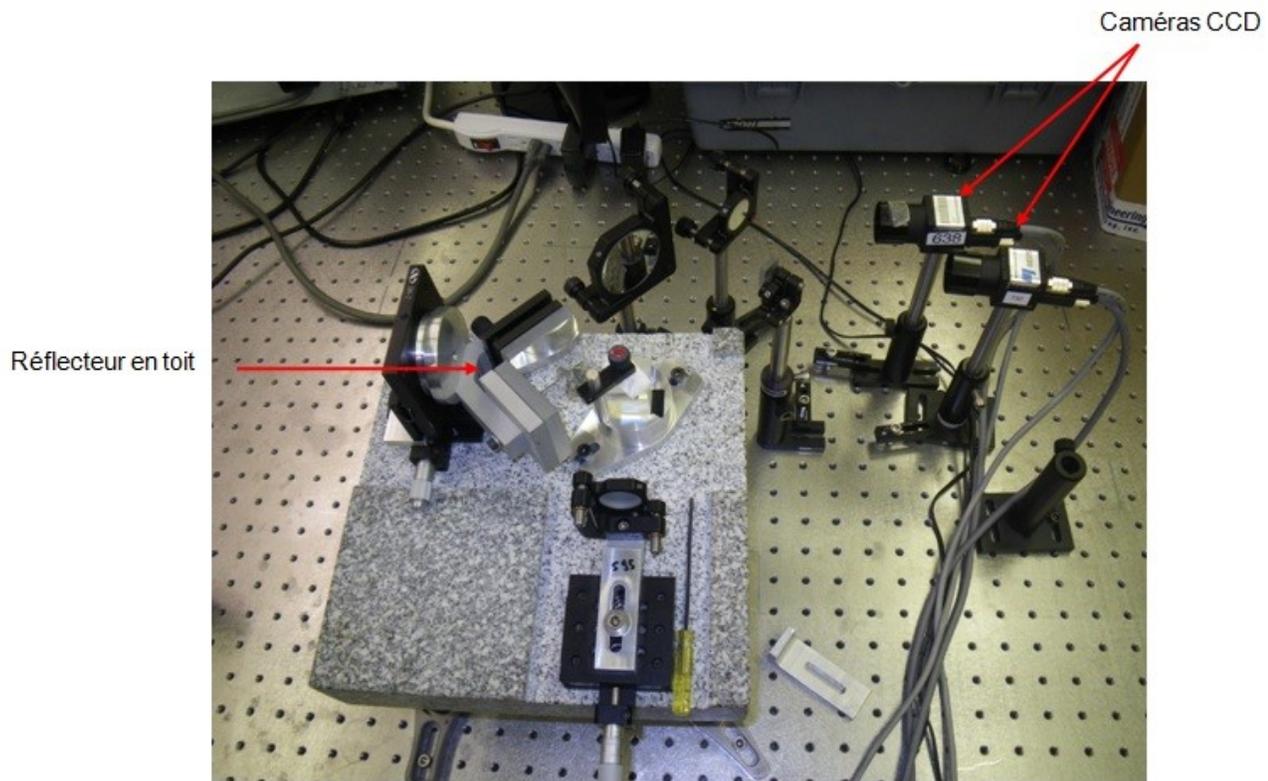


Figure I.12 : Interféromètre de Michelson à l'extérieur de la chambre.

ANNEXE II : VISUALISATION DE L'EXPANSION DES CIBLES

Ci-dessous est recueilli l'ensemble des images obtenues avec le diagnostic 'topview' (la visualisation de l'émission thermique du plasma en expansion intégrée dans le temps) ainsi que l'ombroscopie (images transverses par l'interféromètre de Michelson) à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

II.1. Expansion des cibles ultra minces (10-30 nm)

II.1.1. Face avant

➤ *Première campagne expérimentale*

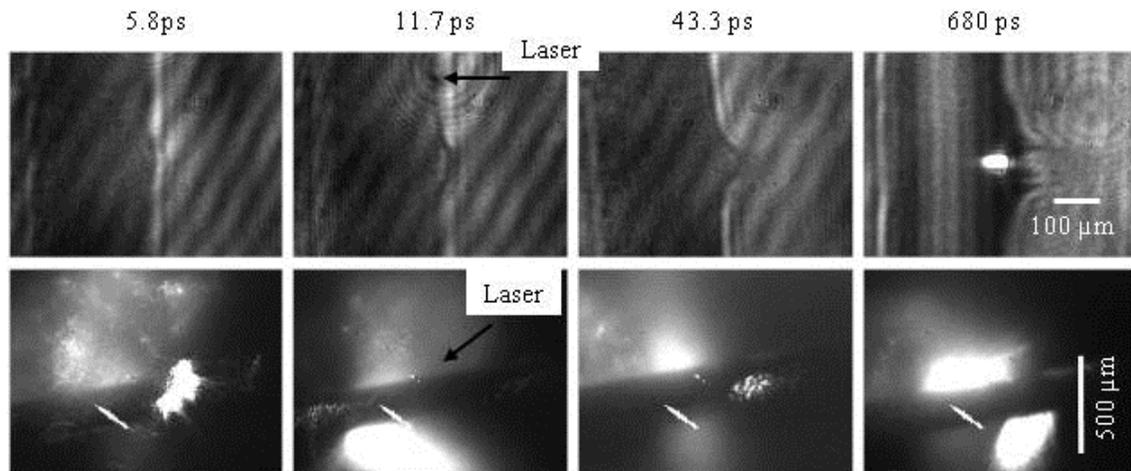


Figure II.1 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour les cibles de 15 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion 30 fs.

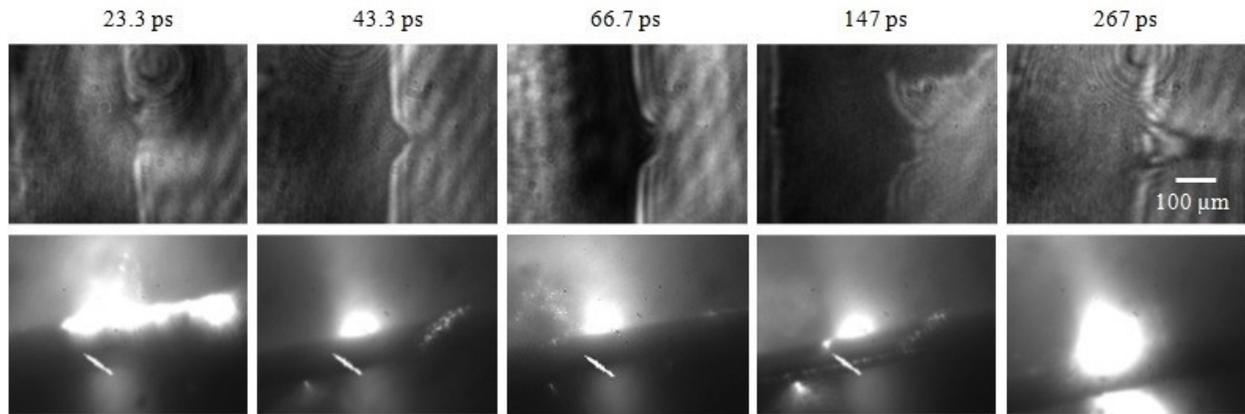


Figure II.2 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour les cibles de 30 nm Si₃N₄ à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion 30 fs.

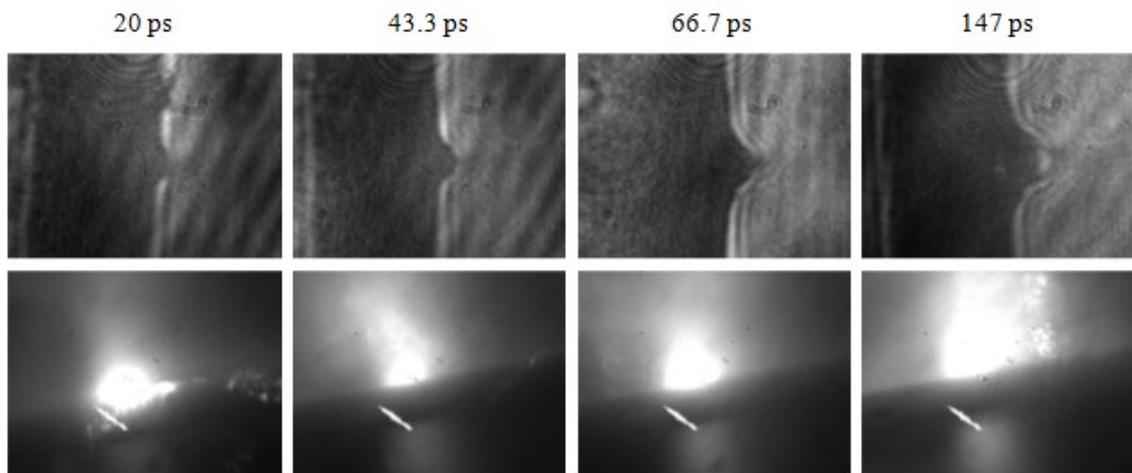


Figure II.3 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour les cibles de 30 nm Si₃N₄ à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion 100 fs.

➤ **Deuxième campagne expérimentale**

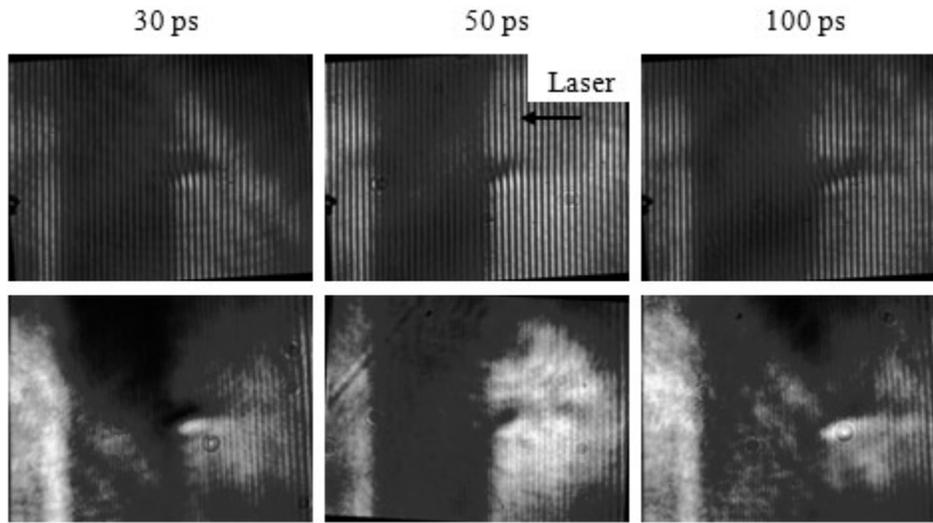


Figure II.4 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

II.1.2. Face arrière

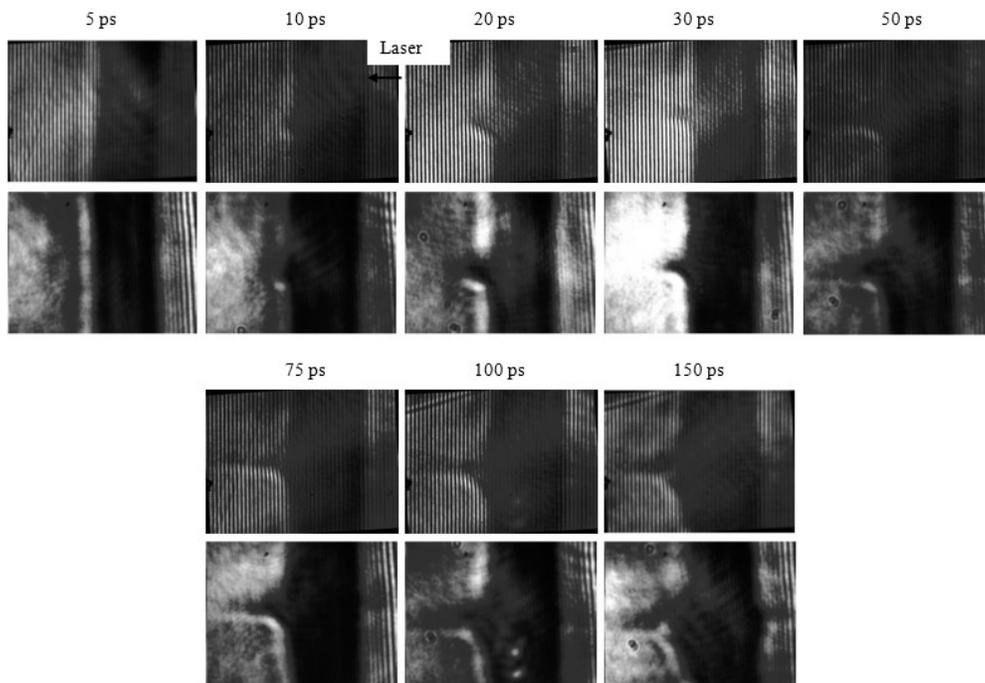


Figure II.5 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 10 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

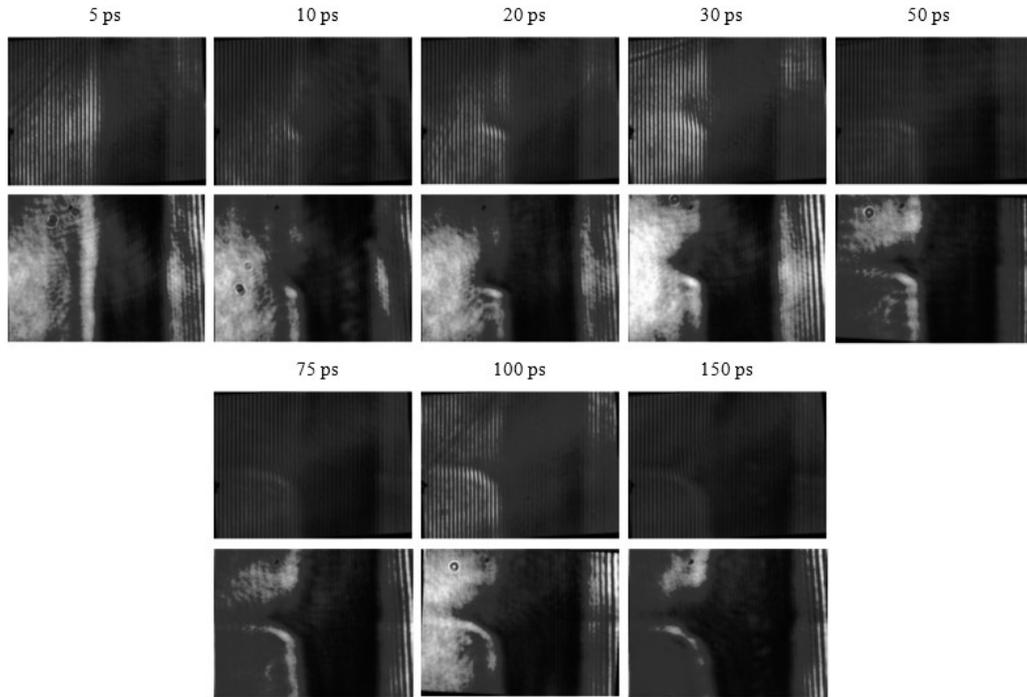


Figure II.6 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 30 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

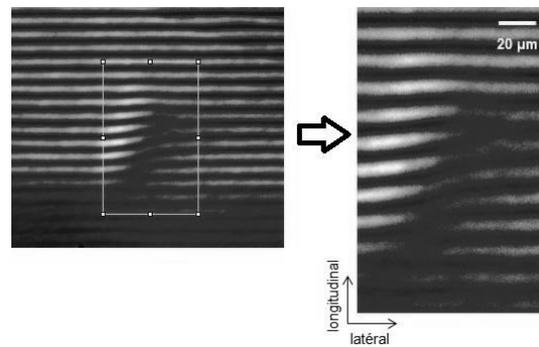


Figure II.7 : Image interférométrique d'expansion de plasma à partir d'une cible de 30 nm 20 ps après l'arrivée de l'impulsion principale. La zone étudiée est indiquée par un rectangle sur l'image de gauche. La surface de la cible en bas est parallèle aux franges d'interférence. L'axe longitudinal est normal à la surface de la cible. On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

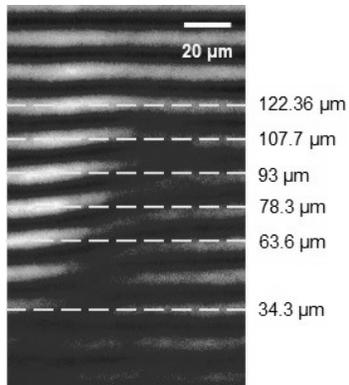


Figure II.8 : La zone étudiée d'expansion de plasma à partir d'une cible de 30 nm 20 ps après l'arrivée de l'impulsion principale. Les lignes discontinues indiquent les sections transverses prises à différentes distances de la surface de la cible (les valeurs en μm sont indiquées à droite). On regarde l'expansion de la face arrière de la cible. La durée d'impulsion laser est de 30 fs.

II.2. Expansion des cibles minces (200 nm)

II.2.1. Face avant

➤ *Première campagne expérimentale*

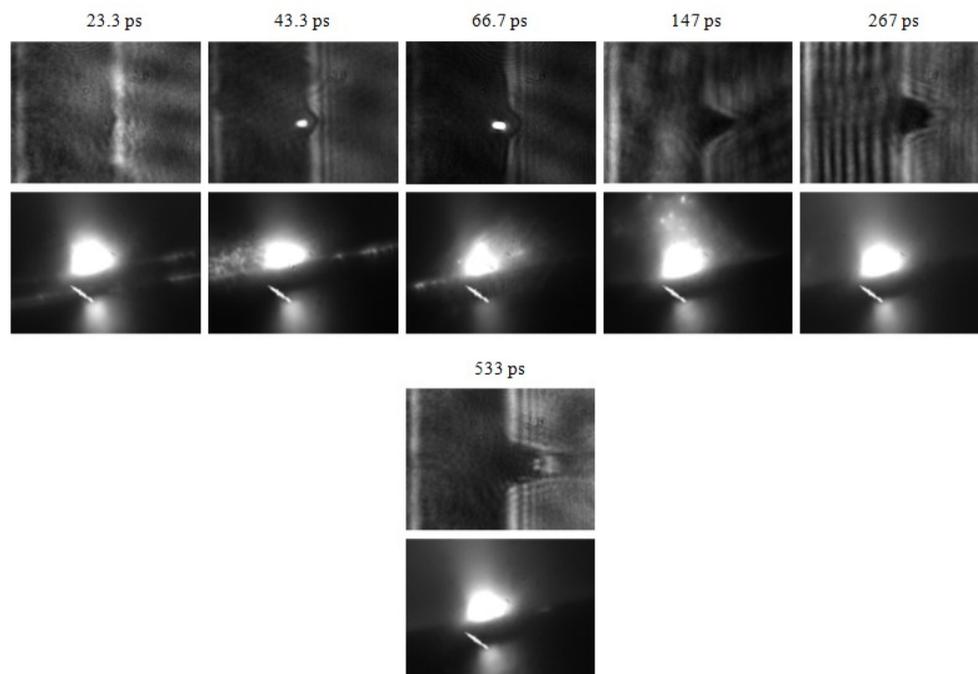


Figure II.9 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour des cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion laser 30 fs.

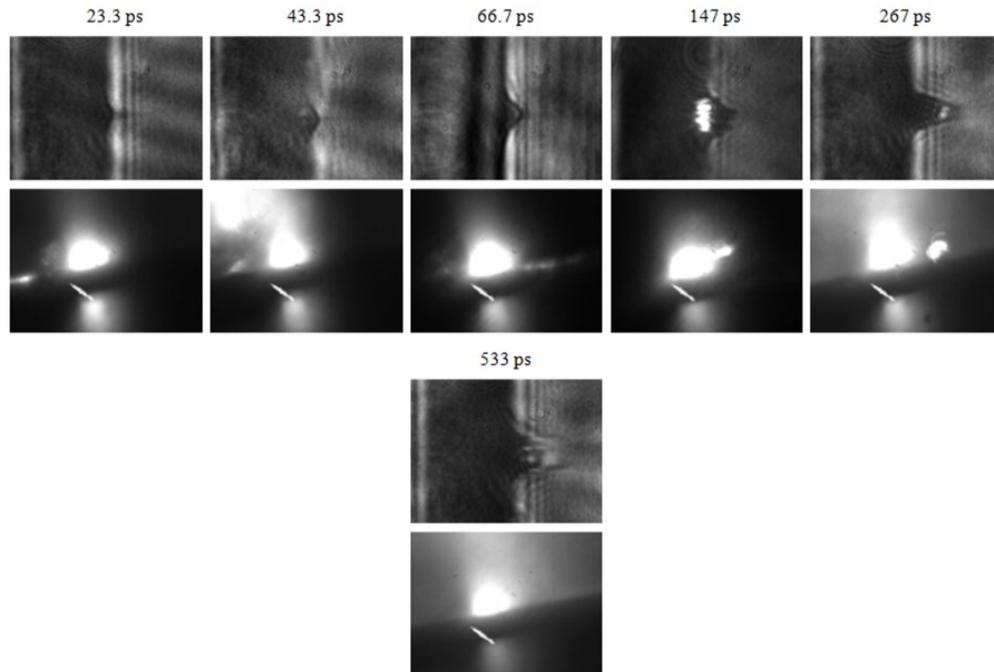


Figure II.10 : Les images d'expansion de plasma par l'ombroscopie (franges nulles) et de l'émission thermique (vue du dessous) pour des cibles de 30 nm Si_3N_4 /170 nm Al à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal, durée d'impulsion laser 100 fs.

➤ *Deuxième campagne expérimentale*

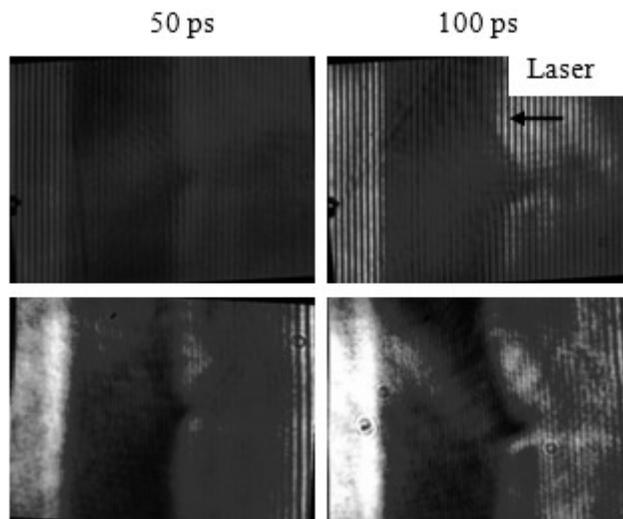


Figure II.11 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 200 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

II.2.1. Face arrière

➤ *Deuxième campagne expérimentale*

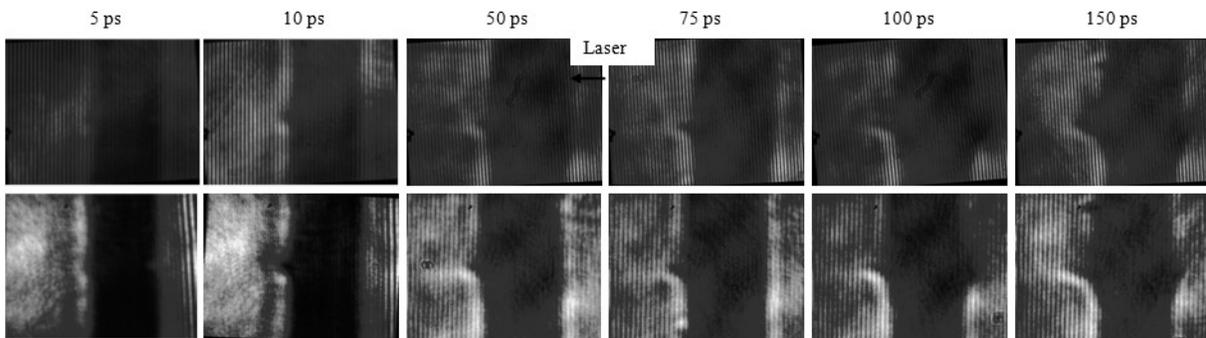


Figure II.12 : Les images d'expansion de plasma obtenues avec l'interféromètre de Michelson pour les cibles de 200 nm Si_3N_4 à différents retards entre le faisceau sonde et le faisceau laser principal.

ANNEXE III : ÉPAISSEUR DE PEAU POUR Si_3N_4

L'épaisseur de peau non-collisionnelle est égale à

$$l_p = \frac{c}{\omega_{pe}}, \quad (61)$$

où

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 \bar{\gamma} m_e}} \quad (62)$$

est la fréquence plasma électronique. n_e est la densité électronique, e – la charge d'électron, ε_0 – la permittivité du vide, $\bar{\gamma}$ – l'augmentation de la masse d'électron moyenne par cycle, m_e – masse d'un électron.

$$\bar{\gamma} = \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} \quad (63)$$

$$a_0^2 = \frac{I \lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \quad (64)$$

Pour l'intensité laser $I = 4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, on a $a_0^2 = 29.2$; $\bar{\gamma} = 3.95$

$$n_e = Z^* n_i = \frac{Z^* N_A \rho}{A}, \quad (65)$$

où Z^* est la charge ionique des éléments de la cible, n_i – densité ionique, N_A – nombre d'Avogadro, ρ – densité solide de la cible, A – numéro atomique.

La densité solide de Si_3N_4 est 3.2 g/cm^3 . Si l'on suppose que Si et N sont complètement ionisés, $Z^* = 7 \times 4 + 3 \times 14 = 28 + 42 = 70$. $A = 70$ également. Ainsi, $n_e \approx 6.6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. On obtient $\omega_{pe} \approx 0.2 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}$. Éventuellement, l_p est d'environ 13 nm.

RÉFÉRENCES

- Albright BJ, Yin L, Bowers KJ, Hegelich BM & e. al. (2007) Relativistic Buneman instability in the laser breakout afterburner *Physics of Plasmas* 14:094502.
- Albright BJ, Yin L, Hegelich BM, Bowers KJ & e. al. (2006) Theory of laser acceleration of light-ion beams from interaction of ultrahigh-intensity lasers with layered targets. *Physical Review Letters* 97:115002.
- Allen M, Patel PK, Mackinnon A, Price D & e. al. (2004) Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils. *Physical Review Letters* 93:265004.
- Amiranoff F (2001) Fast electron production in ultra-short high-intensity laser plasma interaction and its consequences. *Measurement Science and Technology* 12:1795.
- Amiranoff F, Malka V, Salvati M, Clark EL & e. al. (1999) Electron acceleration in a pre-formed plasma at 527 nm : an experiment performed with funding from the TMR large-scale facilities access programme. *RAL Technical report*, RAL-TR-99-008.
- Andreev AA, Ceccotti T, Levy A, Platonov K & Martin Ph (2010) Divergence of fast ions generated by interaction of intense ultra-high contrast laser pulses with thin foils. *New Journal of Physics* 12:045007.
- Andreev AA, Steinke S, Sokollik T, Schnurer M & e. al. (2009) Optimal ion acceleration from ultrathin foils irradiated by a profiled laser pulse of relativistic intensity. *Physics of Plasmas* 16:013103.
- Andreev AA, Lévy A, Ceccotti T, Thauray C & e. al. (2008) Fast-ion energy-flux enhancement from ultrathin foils irradiated by intense and high-contrast short laser pulses. *Physical Review Letters* 101:155002.
- Antici P, Fuchs J, d'Humières E, Robiche J & e. al. (2009) Laser acceleration of high-energy protons in variable density plasmas. *New Journal of Physics* 11:023038.
- Antici P, Fuchs J, d'Humières E, Lefebvre E & e. al. (2007) Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets. *Physics of Plasmas* 14:030701.
- Ao T, Ping Y, Widmann K, Price DF & e. al. (2006) Optical Properties in Nonequilibrium Phase Transitions. *Physical Review Letters* 96:055001.
- Backus S, Kapteyn HC, Murnane MM, Gold DM & e. al. (1993) Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target. *Optics Letters* 18:134.
- Beg FN, Bell AR, Dangor AE, Danson CN & e. al. (1997) A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$. *Physics of Plasmas* 4:447–457.
- Begay F & Forslund D (1982) Acceleration of multispecies ions in CO₂ laser produced plasmas: Experiments and Theory. *Phys. Fluids* 25:1675.
- Begishev IA, Kalashnikov M, Karpov V, Nickles P & e. al. (2004) Limitation of second-harmonic generation of femtosecond Ti:sapphire laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B* 21:318-322.
- Bockasten K (1961) Transformation of Observed Radiances into Radial Distribution of the Emission of a Plasma. *JOSA* 51(9):943-947.
- Borghesi M, Mackinnon AJ, Campbell DH, Hicks DG & e. al. (2004) Multi-MeV proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions. *Physical Review Letters* 92:055003.

- Brambrink E, Roth M & e. al. (2006) Modeling of the electrostatic sheath shape on the rear target surface in short-pulse laser-driven proton acceleration. *Laser and Particle Beams* 24:163.
- Brenner CM, Green JS, Robinson APL, Carroll DC & e. al. (2011) Dependence of laser accelerated protons on laser energy following the interaction of defocused, intense laser pulses with ultra-thin targets. *Laser and Particle Beams*. 29, 345–351.
- Brunel F (1987) Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters* 59:52.
- Buffechoux S (2011) *Augmentation de l'énergie des faisceaux de protons accélérés par laser ultra-intense et étude des caractéristiques des faisceaux accélérés par laser ultra-court*. Thèse de doctorat en Physique des plasmas (Université Paris Sud XI, École Polytechnique; Université du Québec. Institut national de la recherche scientifique, Varennes). 152 p.
- Ceccotti T, Lévy A, Popescu H, Réau F & e. al. (2007) Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses. *Physical Review Letters* 99:185002.
- Choi IW, Kim IJ, Pae KH, Nam KH & e. al. (2011) Simultaneous generation of ions and high-order harmonics from thin conjugated polymer foil irradiated with ultrahigh contrast laser. *Applied Physics Letters* 99:181501.
- Chvykov V, Rousseau P, Reed S, Kalinchenko G & Yanovsky V (2006) Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses. *Opt. Lett.* 31:1456-1458.
- Cotel A, Jullien A, Forget N, Albert O, Chériaux G & Le Blanc C (2006) Nonlinear temporal pulse cleaning of a 1- μm optical parametric chirped-pulse amplification system. *Appl. Phys. B* 83:7-10.
- Cowan TE, Perry MD, Key MH, Ditmire TR & e. al. (1999) High energy electrons, nuclear phenomena and heating in petawatt laser-solid experiments. *Laser Part. Beams* 17:773.
- Denisov NG (1957) On a singularity of the field of an electromagnetic wave propagated in an inhomogenous plasma. *Sov. Phys. JETP* 4:544-553.
- D'Humières E, Lefebvre E, Grémillet L & Malka V (2005) Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils. *Physics of Plasmas* 12:062704.
- Ditmire T, Gumbrell ET, Smith RA, Mountford L & Hutchinson MHR (1996) Supersonic Ionization Wave Driven by Radiation Transport in a Short-Pulse Laser-Produced Plasma. *Physical Review Letters* 77:498.
- Dollar F, Zulick C, Matsuoka T, McGuffey C & e. al. (2013a) High contrast ion acceleration at intensities exceeding 10^{21} Wcm^{-2} . *Physics of Plasmas* 20:056703.
- Dollar F, Reed SA, Matsuoka T, Bulanov SS & e. al. (2013b) High-intensity laser-driven proton acceleration enhancement from hydrogen containing ultrathin targets. *Applied Physics Letters* 103:141117.
- Dollar F, Zulick C, Thomas AGR, Chvykov V & e. al. (2012) Finite Spot Effects on Radiation Pressure Acceleration from Intense High-Contrast Laser Interactions with Thin Targets. *Physical Review Letters* 108:175005.
- Doumy G (2006) *Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel*. Thèse de doctorat en Sciences. (Université Paris-Saclay, École Polytechnique, France).
- Doumy G, Quéré F, Gobert O, Perdrix M, Martin P & e. al. (2004) Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Physical Review E* 69:026402.

- Dromey B, Rykovanov S, Yeung M, Hörlein R & e. al. (2012) Coherent synchrotron emission from electron nanobunches formed in relativistic laser–plasma interactions. *Nature Physics* 8:804–808.
- Dromey B, Kar S, Zepf M & Foster P (2004) The plasma mirror - a subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments* 75:645.
- Dzhidzhoev MS, Gordienko VM, Kolchin VV, Magnitsky SA & e. al. (1996) Generation of incoherent picosecond x-ray pulses: resonant production and advantage of using thin films. *J. Opt. Soc. Am. B* 13(1):143-147.
- Eliezer S (2002) *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Institute of Physics Publishing, London. 315 p.
- Esirkepov T, Yamagiwa M & Tajima T (2006) Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations. *Physical Review Letters* 96:105001.
- Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov SV, Mourou G & Tajima T (2004) Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Physical Review Letters* 92:175003.
- Fews A, Norreys PA, Beg FN, Bell AR & e. al. (1994) Plasma Ion Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets. *Phys. Rev. Lett.* 73:1801.
- Flacco A, Ceccotti T, George H, Monot P, Martin Ph & e. al. (2010) Comparative study of laser ion acceleration with different contrast enhancement techniques. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 620:18-22.
- Foord ME, Reisman DB & Springer PT (2004) Determining the equation-of-state isentrope in an isochoric heated plasma. *Rev. Sci. Instrum.* 75:2586.
- Forslund DW, Kindel JM & Lee K (1977) Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters* 39:284.
- Forsman A, Ng A, Chiu G & More RM (1998) Interaction of femtosecond laser pulses with ultrathin foils. *Phys. Rev. E* 58:1248.
- Fourmaux S, Buffechoux S, Albertazzi B, Capelli D, Lévy A, Gnedyuk S, Lecherbourg L, Lassonde P, Payeur S, Antici P, Pépin H, Marjoribanks RS, Fuchs J & Kieffer JC (2013) Investigation of laser-driven proton acceleration using ultra-short, ultra-intense laser pulses. *Physics of Plasmas* 20:013110.
- Fourmaux S, Payeur S, Lassonde Ph, Kieffer JC & Martin F (2011 a) Laser Pulse Contrast Ratio Cleaning in 100 TW Scale Ti: Sapphire Laser Systems. *Laser Systems for Applications*, Jakubczak K (Édit.) InTech, Rijeka, Croatia.
- Fourmaux S, Payeur S, Buffechoux S, Lassonde P, St-Pierre C, Martin F & Kieffer JC (2011 b) Pedestal cleaning for high laser pulse contrast ratio with a 100 TW class laser system. *Optics Express* 19(9):8486-8497.
- Fourmaux S, Payeur S, Alexandrov A, Serbanescu C, Martin F & e. al. (2008) Laser beam wavefront correction for ultra high intensities with the 200 TW laser system at the advanced laser light source. *Opt. Express* 16:11987-11994.
- Fritzier S, Malka V, Grillon G, Rousseau JP & e. al. (2003) Proton beams generated with high-intensity lasers: Applications to medical isotope production. *Appl. Phys. Lett.* 83:3039.
- Fuchs J (2007) *Accélération de faisceaux d'ions par laser intense ultracourt et applications*. Thèse de HDR (LULI UMR 7605 CNRS-CEA-École Polytechnique-Université Paris VI, Palaiseau). 62 p.

- Fuchs J, Sentoku Y, d'Humières E & e. al (2007) Comparative spectra and efficiencies of ions laser accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils. *Physics of Plasmas* 14(5): 053105.
- Fuchs J, Antici P, d'Humières E & e. al. (2006) Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature Physics* 2:48-54.
- Fuchs J, Adam JC, Amiranoff F, Baton SD & e. al. (1999 a) Experimental study of laser penetration in overdense plasmas at relativistic intensities. I: Hole boring through preformed plasmas layers. *Physics of Plasmas* 6:2563.
- Fuchs J, Adam JC, Amiranoff F, Baton SD & e. al. (1999 b) Experimental study of laser penetration in overdense plasmas at relativistic intensities. II: Explosion of thin foils by laser driven fast electrons. *Physics of Plasmas* 6:2569.
- Fuchs J, Adam JC, Amiranoff F, Baton SD & e. al. (1998) Transmission through Highly Overdense Plasma Slabs with a Subpicosecond Relativistic Laser Pulse. *Physical Review Letters* 80:2326.
- Gallant P, Jiang Z, Chien CY, Forget P & e. al. (1999) Spectroscopy of solid density plasmas generated by irradiation of thin foils by a fs laser. *J. of Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 65:243.
- Gamaly EG (1993) The ponderomotive force in an overdense, absorbing, dispersive plasma, caused by an intense laser-matter interaction. *Physics of Fluids B* 5:3765.
- Georgiev GT & Butler JJ (2007) Long-term calibration monitoring of Spectralon diffusers BRDF in the air-ultraviolet. *Applied Optics* 46(32):7892-7899.
- Gibbon P (2005) *Short Pulse Laser Interactions with Matter - An Introduction*. Imperial College Press, London. 328 p.
- Ginzburg VL (1964) *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. Pergamon, New York.
- Gitomer SJ, Jones RD, F. Begay & e. al. (1986) Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *Phys. Fluids* 29:2679.
- Glinsky M. (1995) Regimes of suprathreshold electron transport. *Phys. Plasmas* 2:2796.
- Gold DM (1994) Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter. *Optics Letters* 19:2006.
- Green JS, Carroll DC, Brenner C, Dromey B & e. al. (2010) Enhanced proton flux in the MeV range by defocused laser irradiation. *New J. Phys.* 12:085012.
- Guethlein G, Bonlie J, Price D, Shepherd R & e. al. (1995) Charge and mass resolved time of flight observations of 140 fs laser produced ions. *Rev. Sci. Inst.* 66:333.
- Hatchett SP, Brown CG, Cowan TE, Henry EA & e. al. (2000) Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas* 7:2076.
- Hegelich BM, Pomerantz I, Yin L, Wu HC & e. al. (2013) Laser-driven ion acceleration from relativistically transparent nanotargets *New Journal of Physics* 15:085015.
- Hegelich BM, Jung D, Albright BJ, Fernandez JC & e. al. (2011) Experimental demonstration of particle energy, conversion efficiency and spectral shape required for ion-based fast ignition. *Nucl. Fusion* 51:083011.

- Hegelich BM, Albright BJ, Cobble J, Flippo K & e. al. (2006) Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature* 439:441.
- Hegelich M, Karsch S, Pretzler G, Habs D & e. al. (2002) MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. *Physical Review Letters* 89:085002.
- Henig A, Kiefer D, Geissler M, Rykovanov SG & e. al. (2009a) Laser-driven shock acceleration of ion beams from spherical mass-limited targets *Physical Review Letters* 102:095002.
- Henig A, Steinke S, Schnürer M, Sokollik T & e. al. (2009b) Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses. *Physical Review Letters* 103:245003.
- Hong KH, Hou B, Nees JA, Power E & Mourou GA (2005) Generation and measurement of $>10^8$ intensity contrast ratio in a relativistic kHz chirped-pulse amplified laser. *Appl. Phys. B* 81: 447-457.
- Hora H (1975) Theory of relativistic self-focusing of laser radiation in plasmas. *J. Opt. Soc. Am.* 65:882.
- Iaconis C & Walmsley IA (1998) Spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.* 23:792.
- Ishikawa I, Kishi A, Kada W, Sato F, Kato Y & Iida T (2008) Response of CR-39 track detector to low-energy heavy ion beams. *Radiation Measurements* 43:S79-S81.
- Itatani J, Faure J, Nantel M, Mourou G & Watanabe S (1998) Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Opt. Commun.* 148(1-3):70-74.
- Jullien A (2006) *Génération d'impulsions laser ultra-brèves et ultra-intenses à contraste temporel élevé*. Thèse de doctorat en Physique (Université Paris-Saclay, École Polytechnique, France). 190 p.
- Jullien A, Augé-Rochereau F, Chériaux G, Chambaret JP & e. al. (2004) High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence. *Opt. Lett.* 29:2184-2186.
- Kalashnikov MP, Risse E, Schönagel H & Sandner W (2005) Double CPA: a way to temporally clean pulses? *Optics Letters* 30:923-925.
- Kaluza M, Schreiber J, Santala MIK, Tsakiris GD & e. al. (2004) Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments. *Physical Review Letters* 93:045003.
- Kapteyn HC, Murnane MM, Szoke A & Falcone RW (1991) Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters* 16:490.
- Kar S, Kakolee KF, Qiao B, Macchi A & e. al. (2012) Ion Acceleration in Multispecies Targets Driven by Intense Laser Radiation Pressure. *Physical Review Letters* 109:185006.
- Kar S, Borghesi M, Bulanov SV, Macchi A & e. al. (2008) Plasma jets driven by ultra-intense laser interaction with thin foils. *Physical Review Letters* 100:225004.
- Kiefer D, Yeung M, Dzelzainis T, Foster PS & e. al. (2013) Relativistic electron mirrors from nanoscale foils for coherent frequency upshift to the extreme ultraviolet. *Nature Communications* 4:1763.
- Kiefer D, Henig A, Jung D, Gautier DC & e. al. (2009) First observation of quasi-monoenergetic electron bunches driven out of ultra-thin diamond-like carbon (DLC) foils. *Eur. Phys. J. D* 55: 427-432.

- Kieffer JC, Côté CY, Jiang Z, Beaudoin Y & e. al. (1994) Towards hot solid-density plasmas with ultra-high-intensity sub-picosecond lasers. *Canadian J. of Physics* 72:802.
- Kieffer JC, Chaker M, Matte JP, Pepin H & e. al. (1993) Ultrafast x-ray sources. *Phys. Fluids B* 5:2676.
- Kim IJ, Pae Ki H, Kim CM, Kim HT & e. al. (2013) Transition of Proton Energy Scaling Using an Ultrathin Target Irradiated by Linearly Polarized Femtosecond Laser Pulses. *Physical Review Letters* 111:165003.
- Konnik M & De Doná J (2013) Waffle mode mitigation in adaptive optics systems: A constrained Receding Horizon Control approach. *Proceedings of the American Control Conference*, (17-19 juin 2013), 3390-3396, IEEE.
- Kruer WL (2003) *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, New York. 182 p.
- Kruer WL & Estabrook K (1985) J x B heating by very intense laser light. *Physics of Fluids* 28:430.
- Kudryashov AV & Samarkin VV (2000) Bimorph mirrors for correction and formation of laser beam. *Proc. 2nd Int. Workshop on Adaptive Optics for industry and Medicine*, (Durham, England, 12-16 juillet 1999), Love G (Édit.) World Scientific, 193-200.
- Le Blanc C, Grillon G, Chambaret JP, Migus A & Antonetti A (1993) Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level. *Opt. Lett.* 18:140-142.
- Lefebvre E, Gremillet L, Lévy A, Nuter R, Antici P & e. al. (2010) Proton acceleration by moderately relativistic laser pulses interacting with solid density targets. *New J. Phys.* 12: 045017/1–15.
- Lefebvre E & Bonnaud G (1995) Transparency/opacity of a solid target illuminated by an ultrahigh-intensity laser pulse. *Physical Review Letters* 74:2002.
- Luan S, Hutchinson MHR, Smith RA & Zhou F (1993) High dynamic range 3rd-order correlation-measurement of picosecond laser-pulse shapes. *Measurement Science and Technology* 4:1426.
- Macchi A, Veghini S, Liseykina TV & Pegoraro F (2010) Radiation pressure acceleration of ultrathin foils. *New Journal of Physics* 12:045013.
- Macchi A, Cattani F, Liseykina TV & Cornolti F (2005) Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas. *Physical Review Letters* 94:165003.
- Mackinnon AJ, Sentoku Y, Patel PK, Price DW & e. al. (2002) Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses, *Physical Review Letters* 88:215 006.
- Magill J, Schwoerer H, Ewald F & e. al. (2003) Laser transmutation of iodine-129. *Appl. Phys. B* 77:387.
- Maiman TH (1960) Stimulated optical radiation in ruby. *Nature* 187:493.
- Malka G, Fuchs J, Amiranoff F, Baton SD & e. al. (1997) Suprathermal electron generation and channel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma. *Physical Review Letters* 79:2053.
- Maksimchuk A, Gu S, Flippo K, Umstadter D & Bychenkov VY (2000) Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters* 84:4108.

- Margarone D, Klimo O, Kim IJ, Prokúpek J & e. al. (2012) Laser-driven proton acceleration enhancement by nanostructured foils. *Physical Review Letters* 109:234801.
- Martin F (1980) Folded-wave interferometer for laser-matter interaction studies. *Applied Optics* 19:4230–4232.
- Mora P (2003) Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters* 90:185002.
- Mourou GA, Tajima T & Bulanov SV (2006) Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics* 78:309.
- Murakami M & Basko MM (2006) Self-similar expansion of finite-size nonquasi-neutral plasmas into vacuum: Relation to the problem of ion acceleration. *Physics of Plasmas* 13:012105.
- Neely D, Foster P, Robinson A, Lindau F & e. al. (2006) Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters* 89:021502.
- Palaniyappan S, Hegelich BM, Wu H-C, Jung D & e. al. (2012) Dynamics of relativistic transparency and optical shuttering in expanding overdense plasmas *Nature Phys.* 8:763–9.
- Palmer CAJ, Schreiber J, Nagel SR, Dover NP & e. al. (2012) Rayleigh-Taylor Instability of an Ultrathin Foil Accelerated by the Radiation Pressure of an Intense Laser. *Physical Review Letters* 108:225002.
- Petrov GI, Albert O, Etchepare J & Saltiel SM (2001) Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction. *Opt. Lett.* 26:355-357.
- Peyrusse O, Busquet M, Kieffer JC, Jiang Z & Côté CY (1995) Generation of Hot Solid-Density Plasmas by Laser Radiation Pressure Confinement. *Physical Review Letters* 75:3862.
- Pfotenhauer SM, Jackel O, Sachtleben A, Polz J & e. al. (2008) Spectral shaping of laser generated proton beams. *New Journal of Physics* 10:033034.
- Pirozhkov AS, Choi IW, Sung JH, Lee SK, Yu TJ & e. al. (2009) Diagnostic of laser contrast using target reflectivity. *Applied Physics Letters* 94:241102-3.
- Plateau GR, Matlis NH, Albert O, Tóth C & e. al. (2009) Optimization of THz Radiation Generation from a Laser Wakefield Accelerator. *Proceedings of Advanced Accelerator Concepts: 13th Workshop*, CP1086, Schroeder CB, Leemans W & Esarey E (Édit.) AIP, 707-712.
- Psikal J, Limpouch J, Kawata S & Andreev AA (2006) PIC simulations of femtosecond interactions with mass-limited targets. *Czech. J. Phys.* 56:B515–21.
- Quesnel B & Mora P (1998) Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum. *Physical Review E* 58:3719.
- Ramirez LP, Papadopoulos DN, Pellegrina A, Georges P & e. al. (2011) Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultrashort laser sources *Optics Express* 19:93-98.
- Reed SA, Matsuoka T, Bulanov SS, Chvykov V & e. al. (2007) Proton Acceleration from Thin Foils Using Ultraintense, High-Contrast Pulses. *Lasers and Electro-Optics, CLEO*, (Baltimore, MD, 6-11 May 2007), Article # 9851898.
- Robinson APL, Foster P, Adams D, Carroll DC & e. al. (2009) Spectral modification of laser-accelerated proton beams by self-generated magnetic fields. *New Journal of Physics* 11:083018.

- Roth M, Blazevic A, Geissel M, Schlegel T & e. al. (2002) Energetic ions generated by laser pulses: a detailed study on target properties. *Phys. Rev. Spec. Topics — Accel. Beams* 5:061301.
- Saemann A, Eidmann K, Golovkin IE, Mancini RC & e. al. (1999) Isochoric Heating of Solid Aluminum by Ultrashort Laser Pulses Focused on a Tamped Target. *Physical Review Letters* 82:4843.
- Safronov KV, Vikhlyaev DA, Vladimirov AG, Gavrilov DS & e. al. (2008) Experimental Study of the Acceleration of Protons Emitted from Thin Foils Irradiated by Ultrahigh-Contrast Laser Pulses. *JETP Letters* 88(11):716–719.
- Schreiber J, Bell F, Gruener F, Schramm U & e. al. (2006) Analytical model for ion acceleration by high-intensity laser pulses. *Physical Review Letters* 97:045005.
- Schwoerer H, Pfoth S, Jackel O, Amthor KU & e. al. (2006) Laser plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. *Nature* 439:445.
- Scisciò M (2013) *Laser-driven ion acceleration using ultra-thin targets: Numerical Simulations for high Energy ion beams for medical applications*. Thèse de maîtrise en Ingénierie Électronique, (Università di Roma, Italie). 98 p.
- Sentoku Y, Ruhl H, Mima K, Kodama R, Tanaka KA & Kishimoto Y (1999) Plasma jet formation and magnetic field generation in the intense laser plasma under oblique incidence. *Physics of Plasmas* 6:2855.
- Shepherd R, More R, Young B, Price DR & e. al. (1997) Reduced conduction cooling in high energy-density plasmas using ultra-short pulse laser heated thin foil targets. *JQSRT* 58:911–6.
- Sigel R, Tsakiris GD, Lavarenne F, Massen J & e. al. (1992) Experimental investigation of radiation heat waves driven by laser-induced Planck radiation. *Phys. Rev. A*. 45:3987.
- Silva LO, Marti M, Davies JR, Fonseca RA & e. al. (2004) Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions. *Physical Review Letters* 92:015002.
- Singh CP, Bindra KS and Oak SM (2010) Nonlinear optical studies in semiconductor-doped glasses under femtosecond pulse excitation. *Pramana - J. Phys.* 75(6):1169-1173.
- Snavely RA, Key MH, Hatchett SP, Cowan TE & e. al. (2000) Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters* 85:2945.
- Sokollik T, Schnuerer M, Ter-Avetisyan S, Nickles PV & e. al. (2008) Transient electric fields in laser plasmas observed by proton streak deflectometry. *Applied Physics Letters* 92:091503.
- Steinke S, Henig A, Schnürer M, Sokollik T & e. al. (2010) Efficient ion acceleration by collective laser-driven electron dynamics with ultra-thin foil targets. *Laser and Particle Beams* 28:215–221.
- Steinke S (2010) *Ion Acceleration in Ion Transparency Regime*. PhD Thesis in Natural Science (Technical University of Berlin, Germany). 100 p.
- Strickland D & Mourou G (1985) Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications* 55:447-449.
- Teubner U, Eidmann K, Wagner U, Andiel U & e. al. (2004) Harmonic Emission from the Rear Side of Thin Overdense Foils Irradiated with Intense Ultrashort Laser Pulses. *Physical Review Letters* 92:185001.
- Thaury C, Quéré F, Geindre JP, Lévy A & e. al. (2007) Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nature Physics* 3:424-429.

- Toth R, Fourmaux S, Ozaki T, Servol M, Kieffer JC & e. al. (2007) Evaluation of ultrafast laser-based hard x-ray sources for phase-contrast imaging. *Physics of Plasmas* 14:053506-8.
- Toth R, Kieffer JC, Fourmaux S, Ozaki T & Krol A (2005) In-line phase-contrast imaging with a laser-based hard x-ray source *Rev. Sci. Instrum.* 76:083701.
- Trebino R (2002) *FROG: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer, New York. 425 p.
- Widmann K, Ao T, Foord ME, Price DF & e. al. (2004) Single-State Measurement of Electrical Conductivity of Warm Dense Gold. *Physical Review Letters* 92:125002.
- Wilks SC, Langdon AB, Cowan TE, Roth M & e. al. (2001) Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas* 8:542.
- Wilks SC, Kruer WL, Tabak M & Langdon AB (1992) Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters* 69:1383.
- Willingale L, Nagel SR, Thomas AGR, Bellei C & e. al. (2009) Characterization of high-intensity laser propagation in the relativistic transparent regime through measurements of energetic proton beams. *Phys. Rev. Lett.* 102, 125002.
- Workman J, Maksimchuk A, Liu X, Ellenberger U & e. al. (1996) Picosecond soft-x-ray source from subpicosecond laser-produced plasmas. *JOSA B* 13:125-131.
- Xu MH, Li YT, Carroll DC, Foster PS, Hawkes S & e. al. (2012) Enhancement of ion generation in femtosecond ultraintense laser-foil interactions by defocusing. *Appl. Phys. Lett.* 100:084101
- Yan XQ, Tajima T, Hegelich M, Yin L, Habs D (2010) Theory of laser ion acceleration from a foil target of nanometer thickness. *Appl. Phys. B* 98:711.
- Yanovsky V, Chvykov V, Kalinchenko G, Rousseau P & e. al. (2008) Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 hz repetition rate. *Optics Express* 16:2109.
- Yeung M, Dromey B, Cousens S, Dzelzainis T & e. al. (2014) Dependence of Laser-Driven Coherent Synchrotron Emission Efficiency on Pulse Ellipticity and Implications for Polarization Gating. *Physical Review Letters* 112:123902.
- Yin L, Albright BJ, Bowers KJ, Jung D, Fernandez JC & Hegelich BM (2011) Three-dimensional dynamics of breakout afterburner ion acceleration using high-contrast short-pulse laser and nanoscale targets. *Physical Review Letters* 107:045003.
- Yin L, Albright BJ, Hegelich BM, Bowers KJ & e. al. (2007) Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas* 14:056706.
- Yin L, Albright BJ, Hegelich BM & Fernandez JC (2006) GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: the laser break-out afterburner. *Laser Part. Beams* 24:291–8.
- Zepf M, Clark EL, Beg FN, Clarke RJ & e. al. (2003) Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets. *Physical Review Letters* 90:064801.
- Zhang X, Shen B, Li X, Jin Z & Wang F (2007) Multistaged acceleration of ions by circularly polarized laser pulse: Monoenergetic ion beam generation. *Physics of Plasmas* 14:073101.
- Ziener C, Foster PS, Divall EJ, Hooker CJ & e. al. (2003) Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence. *Journal of Applied Physics* 93:768.

PUBLICATIONS

Fourmaux S, Buffechoux S, Albertazzi B, Capelli D, Lévy A, **Gnediyuk S**, Lecherbourg L, Lassonde P, Payeur S, Antici P, Pépin H, Marjoribanks RS, Fuchs J & Kieffer JC (2013) Investigation of laser-driven proton acceleration using ultra-short, ultra-intense laser pulses. *Physics of Plasmas* 20:013110.

Gnediyuk S, Fourmaux S, Payeur S, Lassonde P, MacLean JP, Tchervenkov C, Glesser M, Marceau V, Piché M, Fuchs J, Krol A & Kieffer JC (2012) Recent progress on x-ray and pulsed particle beam sources at the Advanced Laser Light Source (ALLS) facility. *SPIE Proceedings*, Vol. 8509, *Penetrating Radiation Systems and Applications XIII*, 850906.

Fourmaux S, Corde S, Ta Phuoc K, Lassonde P, Payeur S, **Gnediyuk S**, Martin F, Malka V, Rousse A & Kieffer JC (2012) Laser wakefield acceleration: application to Betatron x-ray radiation production and x-ray imaging. *SPIE Proceedings*, Vol. 8412, *Photonics North 2012*, 841211.

Fourmaux S, Buffechoux S, **Gnediyuk S**, Albertazzi B, Capelli D, Lecherbourg L, Lévy A, Audebert P, Houde D, Marjoribanks R, Martin F, Pépin H, Fuchs J & Kieffer JC (2011) Laser-based proton acceleration on ultrathin foil with a 100-TW-class high intensity laser system. *SPIE Proceedings*, Vol. 8007, *Photonics North 2011*, 80070L.

Fourmaux S, Corde S, Ta Phuoc K, Buffechoux S, **Gnediyuk S**, Rousse A, Krol A & Kieffer JC (2011) Initial steps towards imaging tumors during their irradiation by protons with the 200TW laser at the Advanced Laser Light Source facility (ALLS) *SPIE Proceedings*, Vol. 8079, *Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions; and Medical Applications of Laser-Generated Secondary Sources of Radiation and Particles*, 807911.

Fourmaux S, Corde S, Ta Phuoc K, Leguay PM, Payeur S, Lassonde P, **Gnediyuk S**, Lebrun G, Fourment C, Malka V, Sebban S, Rousse A & Kieffer JC (2011) Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation. *New Journal of Physics* 13:033017.

Popovici CA, Fourmaux S, Lecherbourg L, Buffechoux S, **Gnediyuk S**, Vidal F, Kieffer JC, Marjoribanks R & Ozaki T (2011) High-Order Surface Harmonics Generated from Nanometer-Thick Foil Targets using a 40 TW Laser. *OSA Technical Digest (CD)*, *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, paper CThFF4.

Gnediyuk S, Otani K, Lassonde P, Fourmaux S, MacLean S, Kieffer JC. Dynamics of an ultra-thin foil irradiated at relativistic intensities by an ultra-short laser pulse (en cours).