



HAL
open science

Augmentation de l'énergie des faisceaux de proton accélérés par laser ultra-intense et étude des caractéristiques des faisceaux accélérés par laser ultra-court

Sébastien Buffechoux

► **To cite this version:**

Sébastien Buffechoux. Augmentation de l'énergie des faisceaux de proton accélérés par laser ultra-intense et étude des caractéristiques des faisceaux accélérés par laser ultra-court. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI; Institut national de la recherche scientifique (Québec, province), 2011. Français. NNT: 2011PA112031 . tel-00600647

HAL Id: tel-00600647

<https://theses.hal.science/tel-00600647v1>

Submitted on 15 Jun 2011

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

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



THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des plasmas

Présentée par

BUFFECHOUX Sébastien

Pour obtenir le grade de

Philosophiae DOCTOR

de

L'UNIVERSITÉ PARIS SUD XI

et de

L'université du Québec, INRS-ÉMT

**Augmentation de l'énergie des faisceaux de protons accélérés
par laser ultra-intense et étude des caractéristiques des
faisceaux accélérés par laser ultra-court.**

Jury d'évaluation :

Philippe Martin

Robert Fedosejevs

François Martin

Gilles Maynard

Jean Claude Kieffer

Julien Fuchs

Rapporteur (*IRAMIS, CEA, France*).

Rapporteur (*DECE, University of Alberta, Canada*).

Président du jury (*INRS-EMT, Canada*).

examineur (*Université Paris XI, France*).

Directeur de thèse (*INRS-EMT, Canada*).

Directeur de thèse (*LULI, France*).

Thèse préparée au LULI à l'école Polytechnique (France) et à l'INRS-EMT (Canada).

Remerciements :

Cette thèse effectuée en cotutelle entre le laboratoire du LULI en France et l'INRS-EMT au Québec n'aurait jamais été une expérience aussi enrichissante et aboutie sans le précieux soutien de mes encadrants et de mes collègues qui sont pour la plupart devenus avant tout mes amis. Tout au long de ce travail de recherche, j'ai pu rencontrer des gens passionnants et doués qui m'ont beaucoup appris. Ceci a notamment été permis par cette chance qu'on m'a offerte de profiter de nombreuses fortes collaborations nationales et internationales ainsi que de participer aux campagnes d'expériences réalisées sur des installations laser d'envergure à l'étranger.

Tout d'abord, je tiens donc à remercier sincèrement les directeurs de mes laboratoires d'accueil, François Amiranoff et Jean-Claude Kieffer, qui m'ont donné la chance d'écrire une page de science au sein de leur laboratoire d'excellence. Un grand merci à l'ensemble du personnel administratif et technique du LULI et de l'INRS, sans qui rien de mon travail n'aurait pu se faire. Merci également aux différentes équipes qui ont permis d'accueillir nos expériences extérieures dans les meilleures conditions, notamment au RAL sur VULCAN (GB) ou à SANDIA (É-U).

Un grand merci encore à l'ensemble des membres de mon jury, pour avoir lu avec attention mon manuscrit et s'être déplacés à Montréal pour étudier et juger mon travail de recherche. Je suis très touché par vos rapports constructifs, positifs et élogieux.

Je souhaite également remercier très sincèrement mon directeur de thèse français, Julien Fuchs, sans qui cette thèse n'aurait jamais pu être aussi intéressante, riche et bien remplie. C'est autant grâce à son hyperactivité scientifique entraînant, mais difficile à suivre que grâce à sa passion et sa motivation permanente pour la science que j'ai pu me plonger en profondeur dans cette physique de l'interaction laser-plasma et me retrouver au cœur de ses avancées. L'autonomie qu'il m'a accordée tout au long de ma recherche est une remarquable démonstration de confiance.

Merci également à Patrick Audebert qui avait pris la direction officielle de ma thèse avant que Julien obtienne son HDR. Merci pour son soutien permanent, son encouragement et les discussions que nous avons pu avoir et qui m'ont donné une approche différente de la science et de ma carrière scientifique.

Henry Pepin a également beaucoup contribué dans ce sens à élargir ma vision des choses, c'est pourquoi je tiens également à le remercier pour ceci, mais également pour son enthousiasme permanent.

Je remercie ensuite bien évidemment Jean-Claude Kieffer, qui, également en qualité de directeur de thèse, m'a offert cette chance, son soutien et son écoute tout au long de ces années de thèse, malgré les nombreuses responsabilités qui lui incombent.

Un grand remerciement à Sylvain Fourmaux, avec qui j'ai pu passer des journées interminables en manip à sauter de problème en problème et sans qui les expériences au Québec n'auraient pas pu se faire. Souvent « dans le jus », il a su m'accorder rapidement patience, confiance et autonomie tout en restant toujours disponible pour que les choses avancent bien.

Impossible de ne pas remercier Motoaki Nakatsutsumi, avec qui j'ai effectué l'ensemble de mes expériences du côté LULI. J'ai eu grand plaisir à travailler avec lui au cours de journées et de semaines interminables, à aligner dans l'obscurité un faisceau invisible. Merci pour ces currys à 23 h et ces départs en randonnée à 5 h du matin! Un grand merci à Frédéric qui a beaucoup contribué à ma compréhension de la physique en répondant toujours à mes incessantes questions! Merci à Bruno pour toutes ces grandes conversations que nous avons pu avoir à toute heure de la journée et qui changeaient bien les esprits, ainsi que pour toutes les défaites cuisantes au tennis qu'il m'a infligé. Merci à Alessandra d'avoir courageusement tenté d'améliorer mon niveau pour m'éviter ces défaites. Merci à mes partenaires (Kim, Ale, Jean-Raphael & Co) d'escalade, de snowboard, de surf ... qui auraient rêvé que nos laboratoires soient au milieu de la forêt de Fontainebleau, sur les plages de Lacanau ou à Praz-sur-Arly. Un grand merci aussi à tous mes colocataires de bureau que j'ai vu passer au cours de ces belles années de thèse (Ana, Livia, Hans...) et à toutes les âmes du LULI avec qui j'ai pu discuter de sujets passionnants.

Merci à Stéphane, Joël et « The Probe » pour ces nuits interminables à écouter des Français chialer et entendre dire que l'énergie laser n'était jamais suffisante ou que les expériences ne fonctionnaient pas à cause du laser ! Merci à Marco et à « Stone Invert-Ass » pour leur investissement permanent au bon fonctionnement des expériences. Merci aux joueurs de poker (Xavier, Anata & Co) avec qui j'ai passé de bonnes soirées pour me remettre des manips. Un grand merci à deux filles super, Cécile B. et Karina avec qui j'ai pu partager bien plus qu'une colocation ou une bière.

Un grand merci à mes amis de longue date de Chauconin, d'Orsay ... à qui je n'ai pas forcément accordé beaucoup de temps, mais à qui je tiens beaucoup. Bien entendu un très grand merci à toute ma famille qui m'a soutenu et supporté tout au long de ces interminables études. Je leur dois beaucoup dans l'aboutissement de mes projets d'étudiants. Pour clôturer tous ces remerciements, un sincère merci à celle qui a supporté la naissance de ma thèse.

GOOD JOB... Merci à tous!!

Résumé :

Les récentes et rapides avancées technologiques de la technologie laser ont permis de réaliser des progrès importants notamment pour ce qui est des lasers de puissance et ont ouvert la voie au régime d'interaction laser-matière relativiste. L'accès aux intensités lumineuses supérieures à $1.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ a ainsi donné la possibilité à la communauté scientifique d'explorer une nouvelle physique riche d'applications. Bien qu'historiquement le principal moteur de ces recherches ait été la fusion par confinement inertiel, l'astrophysique de laboratoire, la génération de rayonnement (harmoniques, bétatron, X) ou la génération de particules énergétiques (électrons, ions) motivent de plus en plus ce domaine d'étude. En effet, les très bonnes qualités des sources lumineuses et des sources d'ions créées par laser laissent fortement envisager qu'elles pourraient un jour remplacer les sources conventionnelles comme les synchrotrons ou les accélérateurs qui sont des machines très coûteuses.

Dans le cadre de cette thèse, une attention toute particulière a été portée à l'accélération d'ions, une application qui a déjà montré son fort potentiel, notamment du fait de la qualité des faisceaux accélérés. Malheureusement, ces applications sont encore limitées (radiographie, chauffage isochorique) à cause de paramètres limitants comme la divergence du faisceau, le spectre large ou l'énergie maximale atteinte par ces faisceaux. Au cours de ce travail de thèse, l'accent a plus particulièrement été mis sur l'augmentation de l'énergie maximale des faisceaux de protons dans le cadre des régimes à ultrahaute intensité (supérieure à $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$). Cette recherche s'est orientée suivant deux axes principaux qui ont donné lieu à de nombreux échanges et au renforcement de la collaboration entre les laboratoires du LULI à l'Ecole Polytechnique (France) et l'INRS-EMT (Canada).

Dans le cadre des recherches menées au sein du LULI, des techniques innovantes ont pu être explorées afin d'affiner la compréhension des mécanismes et d'améliorer les qualités de l'accélération d'ions en exploitant des impulsions "longues" (entre 300 fs et 1,5 ps). Nous avons montré que l'utilisation de cibles ayant des dimensions transverses réduites permettait le confinement géométrique des électrons dans la zone d'impact du laser et augmentait ainsi significativement le taux de conversion de l'énergie laser vers les protons ainsi que l'énergie maximale atteinte par le faisceau d'ions. L'utilisation originale d'une optique plasma refocalisante, au cours d'une seconde expérience, a par ailleurs démontré son aptitude à réduire fortement la surface de focalisation du laser, conduisant ainsi à augmenter l'intensité laser et donc l'énergie de coupure des faisceaux accélérés. Une troisième expérience, réalisée avec deux impulsions laser, a mis en évidence qu'une interaction entre les électrons accélérés par chaque impulsion était possible et qu'elle modifie l'énergie et la typologie des faisceaux de protons.

Les expériences réalisées au sein de l'INRS-EMT visaient quant à elle à améliorer la compréhension des régimes d'accélération femtoseconde où peu d'études à ultrahaute intensité existaient au début de cette thèse, ainsi qu'à valider ou non la pertinence de l'utilisation de ces régimes. Les nombreuses expériences menées ont clairement établi l'importance du contraste laser et la nécessité que ce dernier soit important pour que l'accélération de protons soit efficace dans ces régimes ultracourts. L'analyse systématique des faisceaux accélérés en face avant et en face arrière d'une cible mince manifeste une certaine symétrie et prouve que, à énergie laser constante, l'accélération n'est pas la plus efficace pour la plus courte durée d'impulsion.

Abstract:

Technological improvements since the 1980s have allowed for important developments in the field of high power lasers, thus paving the way for relativistic laser-matter interactions. With laser intensities higher than $1.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, the scientific community could explore a new physics, full of promising applications. Historically, laser-plasma interaction research initially aimed at exploring fusion by inertial confinement, but, with the breakthrough of ultra-high power lasers, the scope of research could now be broadened to laboratory astrophysics, radiation generation (harmonics, betatron, X) and the production of high energy particles (electrons, ions). Regarding the latter, radiation and ion sources are of such excellent quality that they might in the future replace current conventional sources like synchrotrons or accelerators, which require very expensive facilities.

This thesis focuses particularly on laser-driven ion acceleration, whose accelerated beams have already demonstrated strong potential, e.g. in ultrafast imaging or warm dense matter generation. Within this domain, the present work focused on strategies developed to increase the ion beam energy in the ultrahigh intensity regime (higher than $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$), exploiting as well moderate (400 fs) and short (25 fs) pulses facilities available as a result of the collaboration between the LULI laboratory in France and the INRS-EMT in Quebec.

Innovative acceleration techniques have been explored at the LULI laboratory using moderately short laser pulses (400 fs to a few ps). This has been done first by improving our understanding of acceleration physics. Then, confinement of the laser-driven fast electrons that are at the source of the ion acceleration could be obtained by using reduced size targets. With such targets, electron confinement in the acceleration area could be achieved, inducing improvement of the laser to ions conversion efficiency, the ion beam cut off energy, and the ion beam quality. Another strategy that was exploited was to use refocalizing plasma optics to produce strongly reduced laser focal spot sizes. This induces laser intensity increase and thus improvement of the ion beam cut off energy. Finally, we used the combination of two laser pulses to have the electrons accelerated by each laser pulse interact together. When this was the case, we noted an increase of the ion beam cut off energy along with a modification of the beam typology.

Complementarily, the experiments carried out using the 200 TW laser system in Quebec aimed at improving our understanding of femtosecond ion acceleration regimes, as only a few experimental studies were yet available, and to confirm the relevance of these regimes for ion acceleration. The results obtained with this laser clearly show the important role of the laser pulse contrast ratio, and the need for it to be extremely high to obtain efficient ion acceleration in this ultrashort regime. The systematic recording of accelerated ion beams has showed that a quasi-symmetric acceleration from the target front and rear sides is possible. These results have also proved that the highest proton energy is not necessarily obtained with the shortest pulse duration when the laser energy is kept constant. Thus, we demonstrated that the shortest pulses available today (i.e. 25 fs) are not the most efficient to accelerate ion beams.

Table des matières :

Introduction	11
Chapitre I : État des connaissances	15
1. Description du domaine d'étude	16
1.1 Technologies laser utilisées	16
1.2 Notion de contraste laser	18
1.3 Régime d'interaction laser matière considéré	20
1.4 Grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma	20
2. Mécanismes d'accélération des protons	21
2.1 Vue générale et description de certains mécanismes	22
2.2 Mécanisme TNSA	22
3. Accélération et dynamique des électrons	25
3.1 Mécanismes d'accélération des électrons en régime relativistes	25
3.2 Propriétés des électrons accélérés	27
3.3 Transport des électrons au sein de la cible	29
3.4 La recirculation des électrons.....	33
4. Paramètres influençant l'accélération des protons	35
4.1 Importance de la température et de la densité électronique	35

4.2	Importance du gradient plasma sur la face d'accélération.....	36
4.3	Taille de source et divergence du faisceau de protons.....	37
5.	Les échelles caractéristiques.....	38
5.1	Quelques échelles caractéristiques.....	38
5.2	Temps et vitesses caractéristiques.....	39
6.	Conclusion.....	41

Chapitre II : Augmentation de l'énergie des protons par confinement géométrique des électrons..... 43

1.	Contexte.....	44
1.1	Dynamique longitudinale et retour sur la recirculation.....	44
1.2	Dynamique transverse.....	44
1.3	Comment modifier la dynamique transverse.....	46
2.	Mise en évidence de l'influence des dimensions transverse de la cible sur l'accélération de protons l'accélération de protons.....	47
2.1	Expériences préliminaires.....	47
2.2	Expériences à haut contraste.....	48
3.	Étude expérimentale de l'accélération de protons dans le cas d'un confinement transverse des électrons.....	49
3.1	Expérience et diagnostics.....	49
3.2	Influence des dimensions transverses de la cible sur l'accélération de protons.....	51
3.3	Mis en évidence de la modification des propriétés de la gaine électronique dans le cas des cibles réduites.....	53
4.	Analyse fine de la dynamique des électrons à l'aide de simulations.....	56
4.1	Description du code et des paramètres d'entrées.....	57
4.2	Étude comparative dans le cas d'une cible de faibles et de moyennes dimensions transverses.....	57
4.3	Mise en évidence de la recirculation transverse des électrons.....	61
4.4	Commentaire sur les simulations.....	62
5.	Analyses complémentaires sur la dynamique des électrons.....	62
5.1	Commentaire sur les électrons recirculant rapidement au centre de la cible.....	62
5.2	Description de la dynamique des électrons à l'intérieur de la cible.....	62
6.	Conclusion.....	65

Chapitre III : Focalisation extrême et influence de la dimension de la tache focale sur l'accélération des protons..... 67

1.	Dispositif.....	68
1.1	Contexte.....	68

1.2	Pouvoir de focalisation	68
1.3	Description de l'optique de refocalisation et technique d'alignement	69
2.	Caractérisation de la tache focale	70
2.1	Conditions laser	70
2.2	Optimisation du miroir plasma plan	72
2.3	Mesure de la tache focale à bas flux sans EPM et à haut avec PM	73
2.4	Mesure de la tache focale à basse énergie avec l'EPM et comparaison	74
3.	Utilisation de l'EPM pour l'accélération de protons	75
3.1	Conditions de l'expérience	75
3.2	Analyse des tirs sur cible	77
4.	Influence de la dimension de la tache focale sur la dynamique des électrons contribuant à l'accélération des protons	79
4.1	Paramètres influençant l'accélération des protons	79
4.2	Population d'électrons accélérés : mise en évidence d'une modification de la dynamique des électrons	82
4.3	Étude de la dynamique des électrons accélérés	84
5.	Conclusion	91

Chapitre IV : Utilisation d'impulsions femtoseconde pour l'accélération de protons

93

1.	Simulation 1D	94
1.1	Description du code	94
1.2	Analyse des sorties du code	94
1.3	Paramètres influençant l'accélération des protons	95
2.	Optimisation de l'installation du 200 TW et premiers résultats	99
2.1	Premiers résultats	99
2.2	Contrôle du contraste et optimisation	101
3.	Analyse de l'interaction	103
3.1	Description de l'expérience	104
3.2	Influence de l'énergie laser sur l'accélération des protons	107
3.3	Influence de l'épaisseur de cible	108
3.4	Influence de la durée d'impulsion	111
4.	Conclusion	118

Chapitre V : Recouvrement de faisceaux d'électrons : influence sur le transport des électrons et sur l'accélération des protons

119

1.	Description de l'expérience	120
1.1	Conditions laser	120

1.2	Diagnosics utilisés.....	120
1.3	Description de l'expérience.....	121
2.	Résultats obtenus avec un seul faisceau.....	123
2.1	Divergence et taille de source	123
2.2	Énergie de coupure des faisceaux de protons	125
2.3	Estimation du contraste laser	126
2.4	Axe d'accélération des électrons.....	127
3.	Influence du recouvrement spatial.....	128
3.1	Étude du cas où $\delta x > 0$	128
3.2	Étude du cas où $\delta x \leq 0$	129
3.3	Explication possible	131
3.4	Résultats des premières simulations.....	132
4.	Influence du décalage temporel entre les impulsions	135
4.1	Faisceaux 7&8 focalisés avec 72° de différence et décalés temporellement	135
4.2	Faisceau 7 séparé en deux faisceaux colinéaires.....	136
5.	Conclusion	139
Conclusion.....		141
Perspectives		145
Bibliographie		147
Publications		Erreur ! Signet non défini.

Introduction.

L'engouement continu qu'ont suscité les lasers depuis leur invention dans les années 1960 a encouragé un développement important des technologies. Certains développements ont particulièrement été motivés par le milieu de la recherche expérimentale et ont conduit à accroître sans cesse l'intensité laser disponible, qui dépasse aujourd'hui $I\lambda^2 \geq 1.10^{21} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. Ces ultrahautes intensités ont notamment été accessibles par l'application de l'effet Kerr (Fowler, 1963) au blocage de mode qui a autorisé la génération d'impulsion ultracourte (10's – 100's fs). L'extension de la technique d'amplification à dérive de fréquence aux lasers impulsionsnels au milieu des années 1980 (Mourou et al., 2006), proposée initialement pour augmenter la puissance disponible des radars en 1960, a quant à elle permis d'augmenter significativement l'énergie des impulsions laser. À ces intensités extrêmes, le régime d'interaction lumière-matière change et devient relativiste. En effet, au-delà d'une intensité de $1.10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, les électrons sont en mesure de suivre les oscillations du champ laser en se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière. Sous ces conditions d'interaction, de nombreux phénomènes apparaissent, comme la transparence induite, la génération de rayonnement intense (harmoniques (Dromey et al., 2006), TéraHertz (Grischkowsky, 2006) , X (Rousse et al., 2000)) ou encore l'accélération de particules énergétiques (électrons (Rechatin et al., 2009) , ions).

Lors de l'interaction de ces impulsions brèves et intenses avec la matière, le seul front de montée de l'impulsion laser est suffisamment intense pour ioniser les éléments constitutifs et passer la matière à l'état de plasma. Cet état de la matière possède nombre de propriétés intéressantes du fait de son caractère ionisé qui permet de supporter des courants et des champs extrêmes. Dans le cadre de l'interaction laser-plasma, la partie la plus intense de l'impulsion est en mesure de créer ces champs extrêmes, supérieurs au Méga Ampère et au Téra Volt par mètre, grâce au déplacement rapide des charges électroniques induit par le champ laser. Ces caractéristiques de plusieurs ordres de grandeurs supérieures à celles accessibles par les accélérateurs rendent les lasers de puissance des candidats parfaits pour le développement de techniques d'accélération non conventionnelles et moins coûteuses.

Les premières expériences réalisées à partir des années 1970 avec des lasers CO₂ ($\lambda=10,6 \mu\text{m}$), ayant une durée d'impulsion de 1 ns et une intensité de 10^{17} - $10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$, ont révélé que les faisceaux d'ions issus de l'interaction laser-matière étaient très divergents et peu énergétiques

(*Begay and Forslund, 1982*). Des simulations ont démontré que l'accélération des ions sous ces conditions d'interaction pouvait être traitée comme un problème d'expansion de plasma dans le vide (*Gitomer, 1986*). La première observation intéressante de faisceau d'ions s'est faite de façon fortuite sur l'installation PetaWatt du LLNL aux États-Unis au cours d'expériences visant à étudier les électrons issus de l'interaction entre une cible solide et une impulsion d'intensité record de l'ordre de $1.10^{20} \text{ W.cm}^{-2}\mu\text{m}^2$. Ces résultats (*Snavely et al., 2000*), publiés en 2000, montrent pour la première fois la possibilité d'accélérer des faisceaux collimatés énergétiques ($\sim 60 \text{ MeV}$) à l'aide de faisceaux laser ultraintenses. De ces expériences en impulsions courtes (picoseconde), il apparaît que ces faisceaux d'ions possèdent des caractéristiques extrêmement intéressantes et compétitives avec les faisceaux d'ions obtenus de manière conventionnelle avec les accélérateurs. En effet, ces faisceaux présentent une excellente laminarité transverse (*Borghesi et al., 2004*), un très fort courant ($\sim \text{kA}$), une très courte durée de la source ($\sim \text{ps}$) et un spectre large en énergie pouvant être modulé (*Hegelich et al., 2006*). En 2009, l'équipe de K.Flippo, S.Gaillard et al. ont permis d'établir un record d'énergie de coupure des faisceaux de protons à $67,5 \text{ MeV}$ sur le laser Trident à Los Alamos aux États-Unis (NM).

Les travaux effectués sur la connaissance des propriétés de ces faisceaux ont ouvert des perspectives d'applications originales dans différents domaines, tant pour la recherche fondamentale que pour des applications sociétales extrêmement motivantes, même si certaines réalisations sont encore incertaines. Dans le cadre de la recherche en physique nous pouvons citer leur utilisation comme diagnostic plasma pour la radiographie de champ avec de bonnes résolutions ($\sim \text{ps}$ et $\sim \mu\text{m}$) (*MacKinnon and Patel, 2004*), la production de matière chaude et dense de dimension importante (*Patel et al., 2003*), nécessaire à l'étude des noyaux stellaires et l'allumage rapide dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. De plus, l'injection des ces faisceaux dans des accélérateurs conventionnels (*Krushelnick et al., 2000*) ou leur utilisation pour la production de radio-isotopes, voire pour la proton thérapie, sont tant d'applications qui motivent ce domaine de recherche encore en pleine effervescence.

Bon nombre des caractéristiques des faisceaux d'ions sont ajustables uniquement en modifiant les propriétés de la cible. Certaines expériences (*Kar et al., 2008a*) ont pu mettre en évidence la possibilité de réduire la divergence des électrons, qui dépend de la courbure des champs accélérateurs (*Brambrink and Roth, 2006*) et qui est de l'ordre de quelques dizaines de degrés (*Cowan et al., 2004*), en utilisant une cible concave. L'utilisation de cibles ultraminesces permet quant à elle de contrôler la largeur du spectre en énergie des ions accélérés en réduisant considérablement la largeur de celui-ci (*Bulanov et al., 2008*). Il est également possible d'accélérer n'importe quelle espèce ionique en jouant sur la nature des constituants de la cible ainsi qu'en éliminant les contaminants, par chauffage résistif ou par ablation laser (*Zepf et al., 2003*). En effet, les différents mécanismes conduisent à accélérer les constituants de la cible ainsi que les contaminants, généralement hydrogénés (H_2O , C_xH_x), toujours présents à la surface.

Les nombreuses expériences réalisées sur l'accélération d'ions énergétiques montrent que les mécanismes sont bien plus efficaces lorsque ces derniers sont accélérés à partir de cibles solides, en comparaison des cibles gazeuses. L'étude de ces régimes met en évidence le rôle majeur des électrons et les désigne comme vecteur de l'accélération des ions énergétiques. En effet, l'important rapport de masse entre les ions, constituant la cible, et les électrons rend ces derniers bien plus mobiles et autorise leur accélération directe dans le champ laser, contrairement aux ions, tant que l'intensité laser n'atteint pas $1.10^{24} \text{ W.cm}^{-2}$ (*Esirkepov et al., 2004*). Le chauffage de la cible par l'impulsion laser induit un déplacement rapide des électrons, conduisant à créer des séparations de charges importantes du fait de la grande différence de mobilité entre les électrons et les ions. De forts champs électrostatiques sont ainsi générés à différents endroits dans la cible et suivant différents mécanismes qui sont à l'origine de l'accélération des espèces ioniques. Cependant, seuls certains conduisent à générer des faisceaux d'ions énergétiques et collimatés.

Deux mécanismes notables sont à retenir : le Target Normal Sheath Acceleration, TNSA (*Kruer, 1985*) et le Radiation Pressure Acceleration, RPA (*Macchi et al., 2005*). La plupart des électrons injectés par le laser ne sont pas en mesure de s'échapper de la cible du fait de

l'abaissement rapide de son potentiel après l'arrivée de l'impulsion laser. Dans le régime d'accélération TNSA ce sont les faibles excursions des électrons dans le vide et la répartition de ces derniers au niveau des interfaces qui créent de puissants champs quasi électrostatiques à l'origine de l'accélération des faisceaux d'ions collimatés. Pour des intensités élevées ($\geq 1.10^{20}$ W.cm⁻²) il est possible de créer une séparation de charge directement grâce à la pression de radiation du laser sur la face d'interaction. En effet, en supprimant le chauffage des électrons à l'aide d'une polarisation circulaire, l'impulsion laser est capable de pousser de manière continue les électrons d'une cible ultramince (de quelques nano mètres d'épaisseur) vers l'arrière. Ceci induit de cette façon une forte séparation de charge permettant l'accélération des ions.

Si l'on s'intéresse à l'augmentation de l'énergie de coupure des faisceaux de protons, on constate que celle-ci croît avec l'intensité laser suivant une loi en racine carrée de l'intensité pour une impulsion longue (300 fs - 1,5 ps) et de manière proportionnelle à l'intensité pour une impulsion courte (*Fuchs et al., 2006a*). La durée d'impulsion a aussi toute son importance dans la mesure où en conservant l'intensité constante et en allongeant la durée d'éclairement, on augmente l'énergie des protons. La réduction de l'épaisseur de cible joue également un rôle majeur, en permettant de limiter la dilution des électrons dans la cible, et conduit à améliorer l'efficacité des mécanismes d'accélération (*Fuchs et al., 2006a*). Au regard des analyses théoriques, et plus particulièrement du modèle de P.Mora (*Mora, 2003*), on comprend facilement ces comportements en constatant que l'énergie de coupure de ces faisceaux dépend de l'amplitude du champ accélérateur ($\propto (n_{\text{hot}} * T_{\text{hot}})^{1/2}$) et de sa durée. En augmentant l'intensité, on augmente la température électronique (*Beg, 1997*), alors qu'en étirant l'impulsion on allonge la durée du champ accélérateur. La réduction de la dilution ainsi que l'augmentation de l'énergie laser absorbée conduisent quant à elles à augmenter la densité électronique, et en conséquence l'amplitude du champ accélérateur.

L'ensemble de ces observations a conduit naturellement à cette thèse au cours de laquelle divers axes d'étude ont été explorés afin d'augmenter l'énergie de coupure des faisceaux de protons ainsi que leurs qualités. Cette thèse se divise en deux axes principaux permettant d'explorer, d'une part, des techniques innovantes et subtiles dans le cadre des impulsions longues (≥ 300 fs), et d'autre part d'étudier les régimes d'accélération femto secondes. Les résultats reportés dans ce manuscrit constituent une analyse approfondie du mécanisme d'accélération TNSA qui, malgré le fort potentiel théorique du régime RPA, constitue expérimentalement le mécanisme le plus efficace à ce jour.

L'utilisation d'impulsions ultrabrèves et l'étude de son potentiel pour l'accélération des ions seront tout d'abord analysées avec l'appui des résultats d'expériences ayant pu être obtenus au cours de nombreuses campagnes sur l'installation 200 TW (25 fs et 5 J) de l'INRS-EMT au Canada. Le confinement géométrique des électrons dans la zone d'interaction laser, afin d'augmenter la densité électronique, sera ensuite étudié à l'aide de deux expériences effectuées sur l'installation 100 TW (300 fs et 30 J) du LULI et de simulations PIC 2D effectuées par des collaborateurs. Nous avons ensuite cherché à explorer la possibilité d'augmenter significativement l'intensité laser d'une installation et permettre l'amélioration de l'accélération grâce à une optique compacte refocalisante. Cette étude a mené à la réalisation de plusieurs campagnes d'expérience sur différentes installations, le 100 TW du LULI, le PetaWatt (500 fs et 500 J) du RAL (Angleterre) et à Sandia (500 fs et 300 J) aux États-Unis (NM). Une dernière expérience, réalisée au RAL (TAW, 2x100 J et 1,2 ps) nous a permis d'étudier l'influence de deux impulsions laser, focalisées sur cible et ayant des retards ou des séparations spatiales différentes, sur la dynamique des électrons ainsi que sur l'accélération des ions.

Chapitre I: **État des connaissances.**

Le développement continu des technologies laser a ouvert la voie aux régimes d'interaction laser-matière relativistes, permettant l'accès à une nouvelle physique. Au début des années 2000, différents groupes de recherches ont observé des faisceaux d'ions accélérés par laser ayant des caractéristiques très intéressantes. En effet, ces faisceaux présentent une très faible émittance (faisceau laminaire), une faible longueur des paquets et une énergie élevée. Depuis ces observations, des équipes du monde entier ont mis en évidence les différents régimes conduisant à l'accélération de ces ions énergétiques. Beaucoup de travail a déjà été effectué pour comprendre l'importance de paramètres tels que l'intensité laser, l'épaisseur de cible, la nature du matériau, l'angle d'incidence laser sur la cible, l'intensité parasite précédant l'impulsion ... De plus, le rôle majeur des électrons a été pointé du doigt comme étant le vecteur de l'accélération de ces ions dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui, c'est pourquoi un intérêt tout particulier sera accordé aux mécanismes d'accélération et à la dynamique des électrons. Les points clés des travaux effectués jusqu'à aujourd'hui seront ainsi présentés dans ce chapitre afin de bien comprendre l'importance des divers paramètres sur l'accélération de protons et de manière à mettre en lumière les différents axes d'amélioration possible qui seront étudiés dans cette thèse.

1. Description du domaine d'étude.

Il est important de préciser à quel point cette physique est liée aux technologies laser et à son développement. Au cours de ces expériences à très haute intensité, c'est le contrôle des conditions laser qui permet de contrôler les expériences d'interaction laser-matière. Dans ces conditions d'interactions, l'intensité lumineuse est telle que les champs électriques et magnétiques associés permettent aux électrons de se déplacer à des vitesses proches de celle de la lumière, rendant ainsi nombre de mécanismes non linéaires.

1.1. Technologies laser utilisées.

La découverte de l'effet laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) au début des années 1960 a rendu possible la concentration d'énergie lumineuse autour d'une bande très étroite de longueur d'onde (monochromaticité), d'espace et de temps (cohérence spatiale et temporelle). Ces propriétés ont permis de multiples avancées en recherche fondamentale et appliquée, aussi bien dans les applications industrielles (découpe au laser), médicale (chirurgie au laser) ou pour le grand public.

La nécessité d'accroître les éclaircissements afin d'explorer de nouveaux régimes d'interaction, accessibles uniquement par la théorie ou la simulation numérique, a motivé l'évolution de la puissance des lasers de plus de dix ordres de grandeur depuis leur création. Ces évolutions se sont faites progressivement au rythme des avancées technologiques qui ont permis d'extraire de plus en plus d'énergie des milieux amplificateurs tout en réduisant significativement la durée d'impulsion. Au tout début, ils n'étaient capables de délivrer que quelques kilowatts sur des durées d'impulsion microsecondes. Des améliorations techniques successives (modulation du facteur de qualité de la cavité, laser à blocage de modes) ont permis de réduire les durées d'impulsion jusqu'à la picoseconde. En 1977 les lasers à CO₂ (longueur d'onde 10.6 μm), point d'orgue de la technologie à blocage de modes, délivraient jusqu'à quelques 10¹⁶ W/cm² pendant quelques nanosecondes. La technologie laser, qui stagna jusqu'au milieu des années 1980, vit alors une rupture technologique majeure qui permit un gain de plusieurs ordres de grandeur en termes d'intensités disponibles comme le montre la **Figure 1**.

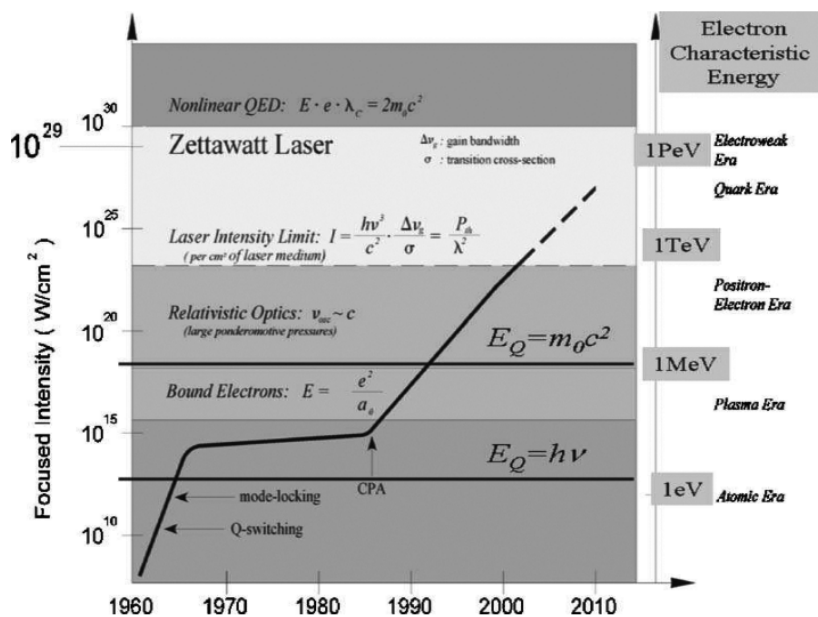


Figure 1 : Évolution des intensités lasers accessibles en fonction du temps. Figure extraite de la référence (Mourou et al., 2006).

Un premier pas a été franchi lorsque les milieux amplificateurs d'excimères et de dimères des années 1960 ont été remplacés par des cristaux métalliques de type titane-saphir ou néodyme-

verre. Ceci a ainsi permis d'augmenter de 3-4 ordres de grandeur la fluence de saturation et donc l'énergie qu'on peut extraire. La mise au point de l'amplification à dérive de fréquence, (CPA : Chirped Pulse Amplification) (Mourou *et al.*, 2006), a quant à elle permis de réduire significativement les effets non linéaires liés à l'indice de réfraction des milieux traversés. Ces effets sur l'indice de réfraction sont mesurés par l'intégrale :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I dx$$

Dans cette expression, n_2 désigne le premier coefficient non linéaire de l'indice optique : $n = n_1 + n_2 I$. Cette intégrale traduit la perturbation spatiale du front d'onde accumulée sur une distance de propagation L . Pour des applications à ultra haute intensité, cette intégrale ne doit pas dépasser quelques dixièmes de radians. Au-delà, les variations spatiales d'indice sont à l'origine de l'autofocalisation de l'onde et de sa filamentation. Ces comportements conduisent à la dégradation de la qualité de l'impulsion et à la détérioration du système laser. Pour maintenir ces perturbations à un niveau acceptable, la technique CPA permet d'amplifier une impulsion étirée temporellement de manière à réduire l'intensité et donc l'intégrale B . La technique CPA, désormais utilisée pour tous les lasers ultra-intenses, se décompose en trois étapes qui sont décrites dans la **Figure 2**.

Grâce à une paire de réseaux de diffraction (l'étireur), l'impulsion générée par un oscillateur (nano joule et de l'ordre de 20 fs) est étirée temporellement d'un facteur 10^3 à 10^5 en séparant les différentes composantes spectrales. L'impulsion, possédant désormais une variation de la longueur d'onde en fonction du temps, est ensuite amplifiée dans les différents amplificateurs pour gagner un facteur 10^6 à 10^{12} en énergie. Elle est ensuite envoyée dans un compresseur, jouant le rôle inverse de l'étireur, de manière à resynchroniser les différentes longueurs d'onde et réduire la durée d'impulsion (jusqu'à 30 fs selon la technologie).

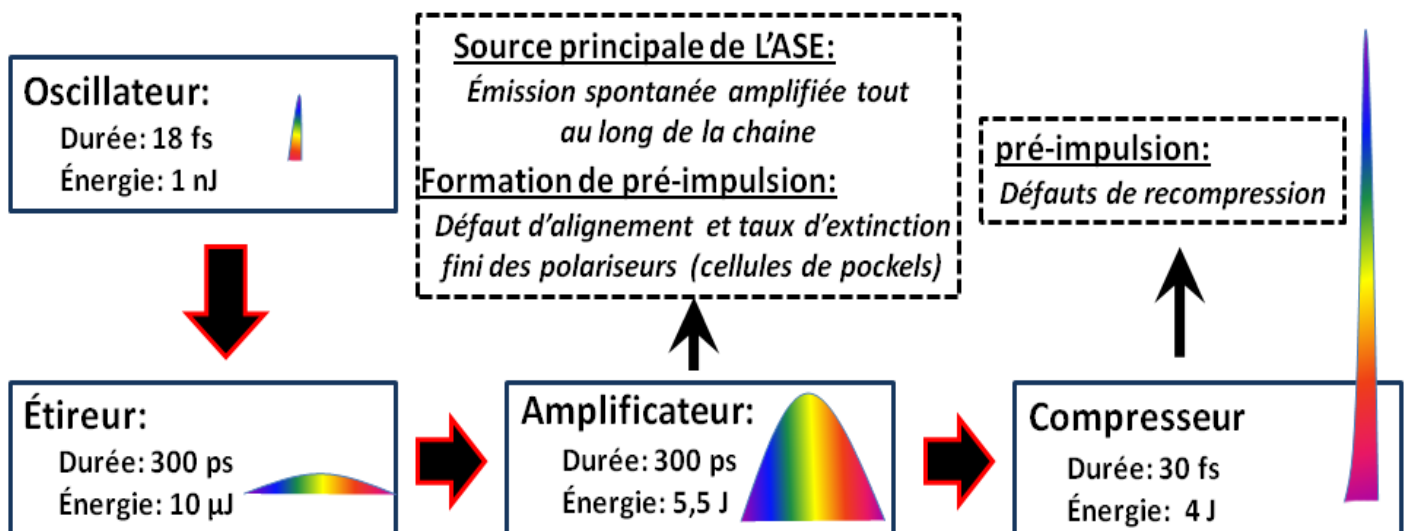


Figure 2 : Représentation schématique d'une chaîne laser CPA typique et des sources principales de la dégradation du contraste temporel. Les paramètres reportés sur cette figure correspondent à ceux du laser 200 TW de l'INRS-EMT.

De plus, afin d'éviter tout dommage de la chaîne laser, la fluence ($J.cm^{-2}$) sur les optiques est également réduite en augmentant la section du faisceau laser. Ces faisceaux, généralement de l'ordre de 10 à 50 cm de diamètre, sont ensuite focalisés en fin de chaîne par des paraboles hors axe permettant de s'approcher au plus près de la limite de diffraction, entre 4 et 20 µm de diamètre (FWHM) suivant la section initiale du faisceau et la parabole utilisée. De cette manière, il est possible d'atteindre aujourd'hui des intensités supérieures à $1.10^{20} W.cm^{-2}$ sur des installations du type du laser VULCAN au Rutherford Appleton Laboratory (500 J et 500 fs) ou du laser 200 TW de l'INRS-EMT (3 J et 30 fs cf. (Fourmaux *et al.*, 2008)).

1.2. Notion de contraste laser.

Tout au long du manuscrit le contraste laser sera évoqué du fait de sa grande importance sur les mécanismes d'interaction de l'impulsion laser avec la matière et sur l'accélération des ions. En effet, une impulsion laser est toujours précédée de lumière parasite venant du système laser lui-même. On appelle contraste, le rapport de puissance (ou d'éclairement) entre l'impulsion principale et le niveau d'intensité de cette lumière parasite.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'accélération d'ions à partir de cibles solides se présentant sous forme de feuilles minces de quelques microns d'épaisseur. Or, suivant le niveau de contraste de l'impulsion, cette lumière parasite peut provoquer l'explosion de la cible ou simplement l'expansion d'un plasma en face avant, pouvant être très important, avant l'arrivée de l'impulsion courte. Comme on peut le vérifier avec le code 1D hydrodynamique lagrangien ESTHER (*Colombier et al., 2005*), la densité électronique de ce préplasma, au cours de son expansion, peut être approximée de la façon suivante :

$$N_e = n_{e0} e^{-x/L_g} \text{ avec } L_g = [1/n_e * (dn_e/dx)]^{-1}_{n_e=n_c}$$

Dans cette expression la décroissance de la densité suit une loi exponentielle suivant une longueur caractéristique L_g qui est définie comme la **longueur de gradient** plasma. Comme nous le verrons par la suite, cette expansion a pour conséquence de modifier en profondeur l'interaction laser-cible, en modifiant la forme de la région d'interaction, en favorisant l'apparition de champs électromagnétiques, en changeant l'absorption laser... Le code ESTHER modélise l'ablation et l'expansion hydrodynamique d'un matériau en incluant les processus suivants : ionisation, conduction thermique, transfert radiatif, dépôt d'énergie laser par résolution de l'équation d'Helmholtz... Cette description de l'évolution de la matière nécessite d'importantes bases de données associées au code pour : le calcul des opacités et des émissivités spectrales et indices optiques, les équations d'état, les conductivités thermiques, les coefficients de transport en plasma dense, les fréquences de collision et d'ionisation. La cible est décrite par les équations d'état multiphase Bushman-Lomonosov-Fortov (BLF).

L'état de ce préplasma est un paramètre essentiel dans la compréhension des mesures effectuées et il est donc important d'en connaître les caractéristiques. Afin d'en connaître ses propriétés, il est nécessaire de connaître l'évolution temporelle de l'intensité de la lumière parasite, à l'origine de ce préplasma. Cette lumière parasite se présente sous deux formes distinctes et se caractérise par un long piédestal sur lequel des préimpulsions viennent s'ajouter. Le piédestal est dû à l'amplification de l'émission spontanée (ASE) existante dans les milieux amplificateurs et qui peut s'étendre de 0,5 à 5 ns, dépendamment de la vitesse d'obturation des cellules de Pockels (polariseur). Des préimpulsions se superposent ensuite à l'ASE et proviennent de réflexions parasites, de défauts de recompression et du taux d'extinction fini des polariseurs. Les défauts de recompression peuvent aussi entraîner une forte augmentation de l'intensité laser présente quelque dizaines de picosecondes avant l'impulsion.

On distingue 2 types de contraste : le contraste nanoseconde correspondant aux préimpulsions arrivant quelques nanosecondes ou dizaines de nanosecondes avant l'arrivée de l'impulsion principale et le contraste picoseconde définissant le niveau d'ASE. Sur la **Figure 3.a** l'exemple du contraste du laser de l'INRS est représenté et montre uniquement le niveau d'ASE car les préimpulsions se situent bien plus tôt.

Deux méthodes sont communément utilisées pour améliorer le contraste des impulsions laser, mais conduisent malheureusement à réduire l'énergie de celles-ci. La première de ces méthodes consiste à utiliser un miroir plasma (*Doumy et al., 2004*) constitué d'une simple lame de verre qui devient réfléchissante lorsque l'intensité sur cette dernière dépasse un seuil. De cette manière, la plus grande partie de la lumière passe à travers la lame de verre (jusqu'à 99,9 % si la lame est traitée avec un antireflet) avant que la surface ne s'ionise et devienne réfléchissante. À mesure que l'intensité laser augmente au niveau de la lame de verre, celle-ci s'ionise, à partir d'un

seuil d'intensité ($10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$), suivant des processus non linéaires tels que l'absorption multiphotonique. Lorsque la densité électronique devient supérieure à la densité critique ($n_c = 1.1 \cdot 10^{21} / \lambda^2 \cdot \cos^2(\theta) \text{ cm}^{-3}$ avec λ la longueur d'onde laser et θ l'angle entre le vecteur d'onde et la normale), la réflectivité augmente brutalement, permettant à l'impulsion principale d'être réfléchi. Afin de conserver un front de phase plat et donc une bonne focalisation, il est important de veiller à ce que le miroir plasma ne se déclenche pas trop tôt, pour empêcher que le front plasma réfléchissant en expansion dans le vide, n'ait le temps de se déformer avant l'arrivée de l'impulsion principale. Cependant, il est nécessaire que celui-ci se déclenche suffisamment tôt afin que le coefficient de réflexion soit le plus élevé possible. On retrouve dans la **Figure 3.b** le domaine de fonctionnement d'un miroir plasma dans de bonnes conditions d'utilisation. Bien évidemment, cette optimisation est propre à chaque laser et dépend non seulement des caractéristiques durée d'impulsion et énergie, mais également du contraste intrinsèque du laser. C'est pourquoi une calibration sera faite à chaque fois que cette technique sera exploitée afin de trouver le régime d'utilisation du miroir plasma.

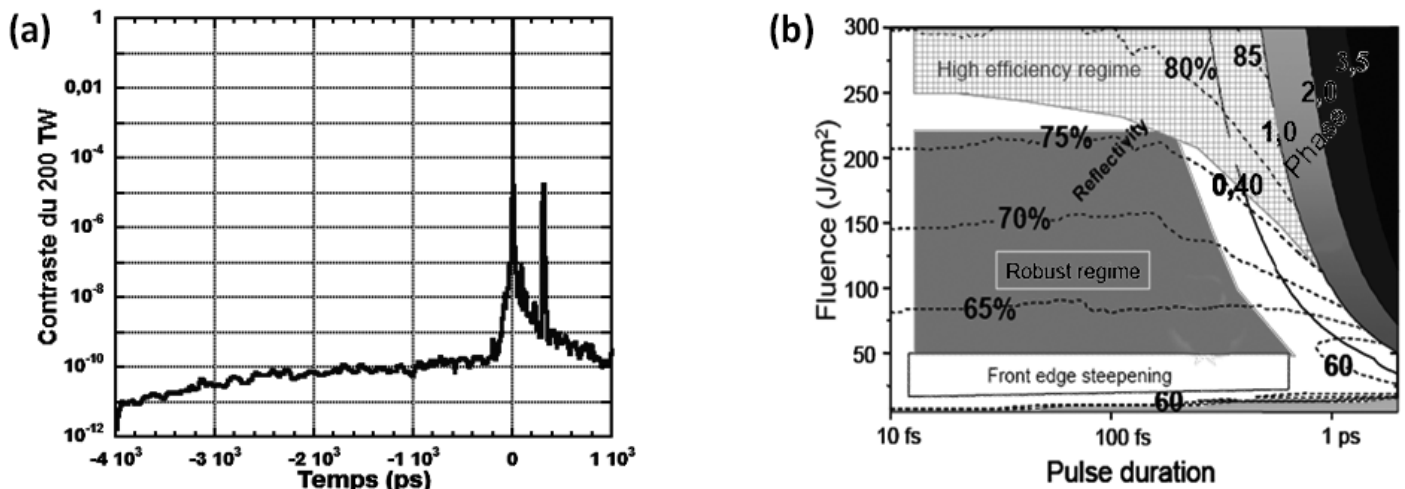


Figure 3 : Exemple de contraste mesuré sur l'installation laser de l'INRS-EMT à l'aide d'un auto corrélateur 3ω (a) et régime d'utilisation d'un miroir plasma montrant la zone de robustesse en fonction de la durée d'impulsion et de la fluence (J/cm^2) laser sur le miroir plasma (Doumy *et al.*, 2004) (b).

La seconde méthode généralement utilisée pour améliorer le contraste consiste à doubler en fréquence l'impulsion laser (Toth *et al.*, 2007) à l'aide d'un cristal non linéaire, tel qu'un cristal de KDP (type II). Un tel cristal de 2 mm d'épaisseur permet expérimentalement un taux de conversion de l'ordre de 50 à 60 % sur le 100 TW du LULI. Il conduit à une amélioration significative du contraste grâce à l'efficacité de conversion de celui-ci qui dépend de l'intensité :

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

Avec $z = 0,2 \text{ cm}$, l'épaisseur du cristal et $P_c = 1.88 \text{ GW}$ pour un cristal de KDP. Dans un régime non saturé ($< 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$) on a η qui est proportionnel à la racine carrée de l'intensité laser I . Même si la connaissance du contraste permet de remonter à l'état du préplasma en face avant de la cible, à l'aide d'un code d'expansion hydrodynamique, il est important que celui-ci soit le meilleur possible dans la plupart des expériences d'interaction laser plasma. En effet, comme on le verra plus tard, il est souvent bénéfique de limiter la perturbation de la cible pour permettre une accélération efficace des ions.

D'autres méthodes telles que l'utilisation d'absorbants saturables (Itatani, 1998) ou la génération de polarisations croisées (XPW) (Petrov *et al.*, 2001) permettent d'augmenter le contraste de l'impulsion, mais celles-ci réduisent également l'énergie laser.

1.3. Régime d'interaction laser matière considéré (Mora, 2008).

Au-dessus d'une intensité de $1.10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ la matière solide commence à s'ioniser par des mécanismes tels que l'absorption multi photonique ou par les collisions liées au chauffage de la cible. De plus, pour des intensités supérieures à $1.10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ le champ électrique du laser est tel que les atomes peuvent s'ioniser par effet tunnel et par l'abaissement du potentiel liant l'électron à l'atome. En conséquence, pour les régimes d'intensités étudiés ($I \geq 1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$), le milieu rencontré par l'impulsion principale peut directement être considéré comme un plasma ayant un degré d'ionisation dépendant de ce niveau d'intensité.

Dans le cas des régimes relativistes, les électrons du plasma voient un champ électrique tel qu'ils se mettent à osciller dans le champ laser à une vitesse proche de celle de la lumière, ce qui implique un traitement relativiste des équations. L'équation du mouvement s'écrit alors suivant l'expression:

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) = -e \nabla A \cdot \mathbf{v}$$

Du fait de la vitesse relativiste des électrons, la composante magnétique de la lumière devient alors non négligeable et modifie profondément l'interaction par le biais de la force de Lorentz. Dans l'expression précédente \mathbf{A} représente le potentiel vecteur et \mathbf{p} le vecteur impulsion. On peut de cette manière définir un paramètre sans dimension a_0 , appelé **potentiel vecteur normalisé** et caractérisant l'énergie de l'électron dans le plan perpendiculaire à l'incidence laser :

$$\frac{p_{\perp}}{m_e c} = \frac{eA_0}{m_e c} = a_0$$

Cette description ne considère cependant qu'un électron libre soumis à un champ intense. Or les électrons ne sont pas soumis à un champ oscillant unique, mais à une résultante de l'onde laser incidente et réfléchi. De plus, comme nous l'avons noté plus haut, la cible est presque instantanément ionisée en surface et une analyse complète des mécanismes mis en jeu lors de l'interaction doit impérativement tenir compte du plasma dans lequel il est noyé. Cependant, avant de rentrer dans ces détails il est important de donner quelques grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma permettant la description des plasmas.

1.4. Grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma.

Afin de décrire précisément les mécanismes d'absorption de l'énergie laser, il est nécessaire de définir les grandeurs caractéristiques qui définissent le plasma avec lequel l'onde laser va interagir. Pour ce faire, nous allons considérer un plasma neutre et homogène de densité électronique $n_e = Z_i * n_i$, avec Z_i le degré d'ionisation. Dans une description classique, l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu, associée à l'équation du mouvement des électrons, peut s'écrire :

$$-\Delta \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{\mu_0 n_e e^2}{m_e} \mathbf{E}$$

Elle conduit à la relation de dispersion $\omega^2_0 = \omega^2_{pe} + k^2 c^2$ où $\omega^2_{pe} = n_e e^2 / (m_e \epsilon_0)$ représente la **pulsation plasma électronique** qui caractérise la réponse de la population électronique du plasma à l'écart à la neutralité. On peut également définir la **fréquence plasma ionique** $\omega^2_{pi} =$

$n_i Z_i^2 e^2 / (m_i \epsilon_0)$ qui est très petite devant la fréquence plasma électronique du fait de l'importante différence de masse entre les deux particules. C'est cette inégalité qui rend la population électronique bien plus mobile que les ions et qui conduit, comme on le verra plus loin, au fait que ce sont les électrons qui permettent l'accélération des ions.

La propagation de l'onde laser dans le plasma n'est possible que si le vecteur d'onde k est réel, soit $\omega_0 \geq \omega_{pe}$. On peut donc définir la **densité critique** du plasma n_c , au-delà de laquelle l'onde laser devient évanescence :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}{e^2} = \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda_{0,\mu m}^2} \text{ cm}^{-3}$$

La longueur caractéristique de pénétration de l'onde dans le plasma surcritique est alors donnée par l'épaisseur de peau : $l_s = c/\omega_{pe}$ pour laquelle le champ électromagnétique est réduit d'un facteur $1/e$. Pour des intensités relativistes, la masse de l'électron s'écrit sous la forme γm_e (où γ représente le facteur de Lorentz), ce qui conduit à réduire la fréquence plasma effective qui devient $\omega_{pe}^{\text{eff}} = \omega_{pe}/\sqrt{\gamma}$. Le laser sera, dans ce cas, capable de se propager au-delà de la densité critique par **transparence induite**. Dans le traitement des ondes dans les plasmas non magnétisés, on peut également extraire la **vitesse acoustique ionique** (c_s) jouant le rôle d'une vitesse sonore et se définissant à partir de la pression électronique et de la masse ionique. Elle est définie par :

$$c_s = \omega_{pi} \lambda_D = \left(\frac{Z k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2}$$

On verra par la suite l'importance de cette vitesse acoustique dans l'expansion du front ionique, conduisant à l'accélération des ions. Une autre grandeur est bien évidemment d'une importance capitale pour la description des plasmas et est la **longueur de Debye** qui caractérise la distance d'écrantage des champs au sein du plasma, ou leur capacité à s'écarter de la neutralité :

$$\lambda_D = \frac{v_{te}}{\omega_{pe}} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}$$

Où v_{Te} représente la vitesse thermique des électrons. La longueur de Debye représente la longueur typique d'écart à la neutralité et définit la manière dont peuvent s'établir les champs électriques locaux. Comme on le verra plus loin, c'est cet écart à la neutralité qui permet l'établissement des champs quasi électrostatiques et donc l'accélération des ions bien plus lourds que les électrons.

2. Mécanismes d'accélération des protons.

De nombreux mécanismes peuvent donner lieu à l'accélération d'ions au cours de l'interaction laser avec une cible solide, mais dans les régimes d'intensité accessible expérimentalement tous mettent en jeu le déplacement des charges électroniques. Pour que la pression radiative devienne réellement significative pour les ions et permettre un transfert d'énergie directe entre le laser et les ions, il est nécessaire d'atteindre des puissances de l'ordre de $10^{24} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ (*D'Humieres et al., 2005*). Entre les divers mécanismes conduisant à l'accélération des ions, seul le mécanisme TNSA est réellement dominant face aux autres, dans les régimes d'intensités accessibles aujourd'hui ($1 \cdot 10^{20} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$).

2.1. Vue générale et description de certains mécanismes.

Les séparations de charges, liées aux mouvements des électrons dans les feuilles minces utilisées, peuvent avoir lieu selon plusieurs mécanismes qui induisent différentes sources d'ions et différentes directions d'accélération. On distingue principalement les ions accélérés à partir de la face avant ou de la face arrière de la cible (*Snavely et al., 2000*). L'axe principal d'accélération est très généralement orienté selon la direction de l'axe normal aux faces de la cible à cause de la symétrie des champs créés, sur laquelle nous reviendrons plus loin. Ces séparations de charges conduisent ainsi à accélérer les ions dans deux sens opposés ; soit dans le sens de propagation du laser (FWD : «Forward Direction») soit dans le sens opposé (BWD : «Backward Direction»).

La première des fortes séparations de charges dont nous allons parler correspond à celle qui s'établit dans la cible au niveau de la face avant. En effet, l'arrivée de l'impulsion laser sur cette face pousse fortement les électrons vers l'intérieur de la cible, conduisant à une séparation de charge du fait de la faible mobilité des ions qui restent quasi statiques (*Wilks et al., 1992*). Pour des intensités inférieures à 1.10^{20} W.cm⁻², un effet de piston peut ainsi se créer et accélérer les ions vers l'avant (FSA). Dans ce régime, l'accélération se fait au sein même de la cible et donc en présence d'un fort plasma, ce qui réduit nettement l'établissement des champs et en conséquence l'efficacité de ce mécanisme. De plus, pour cette même raison, la qualité des faisceaux accélérés est généralement mauvaise ce qui se traduit par une forte divergence et une faible laminarité des ions (*Sentoku et al., 2003*).

Pour des intensités laser élevées ($\geq 1.10^{20}$ W.cm⁻²) il est possible de rendre la pression de radiation dominante en utilisant une polarisation circulaire de la lumière ; accélération RPA (*Macchi et al., 2005*). De cette manière, l'oscillation des électrons est supprimée, ce qui réduit fortement leur chauffage. La polarisation circulaire permet de maintenir une pression constante sur les électrons, induisant une forte séparation de charge qui donne lieu à l'accélération efficace des ions vers l'avant lorsqu'une cible de quelques nanomètres d'épaisseur est utilisée. De nombreuses analyses théoriques montrent (*Qiao et al., 2009*) son fort potentiel quant à augmenter significativement l'énergie maximale d'ions mono énergétiques ainsi que l'efficacité de conversion de l'énergie laser vers les faisceaux d'ions (~10 %). Cependant, les rares expériences, nécessitant un très haut contraste et une intensité élevée qui mettent en évidence ce mécanisme d'accélération, ne semblent pas à la hauteur des attentes (*Henig et al., 2009*).

2.2. Mécanisme TNSA (*Kruer, 1985*).

Le mécanisme d'accélération TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) est désormais considéré comme étant le mécanisme conduisant à l'accélération la plus efficace des faisceaux d'ions (*Fuchs et al., 2007*), dans le cadre expérimental, malgré la forte controverse qui a pu exister au début de l'observation de ces faisceaux (*Clark et al., 2000*) & (*Mackinnon et al., 2002*). Dans ce mécanisme, ce sont les séparations de charges s'établissant au niveau des interfaces vide/plasma qui permettent d'accélérer les ions perpendiculairement aux faces de la cible. Ces séparations de charges sont d'autant plus importantes que la présence de plasma est faible, favorisant de ce fait l'établissement de champs électriques pouvant aller jusqu'au Téra volt par mètre.

2.2.1. Description du mécanisme.

Dans ce mécanisme (cf. **Figure 4**) les électrons accélérés au niveau de la face avant de la cible se propagent dans celle-ci suivant un faisceau plus ou moins divergent, dépendamment de paramètres tels que l'intensité laser et les gradients de plasma en face avant. On verra plus loin que la plus grande partie des électrons accélérés n'est pas capable de s'échapper de la cible à cause des champs électrostatiques créés. Étant piégés dans celle-ci ils se retrouvent à osciller entre les faces de la cible. Les électrons peuvent ainsi s'écarter de la cible avec une longueur caractéristique égale à la longueur de Debye et établissent, dans les premiers instants, un champ quasi électrostatique proportionnel à $(n_{\text{hot}} * T_{\text{hot}})^{1/2}$ (*Mora, 2003*). Comme on le verra plus tard, la présence d'un plasma

sur les faces de la cible conduit à réduire l'amplitude de ce champ et donc l'efficacité de l'accélération. En conséquence, l'accélération TNSA au niveau de la face avant sera très souvent inefficace en comparaison de la face arrière, car le piédestal de l'impulsion perturbe généralement cette face en créant un préplasma.

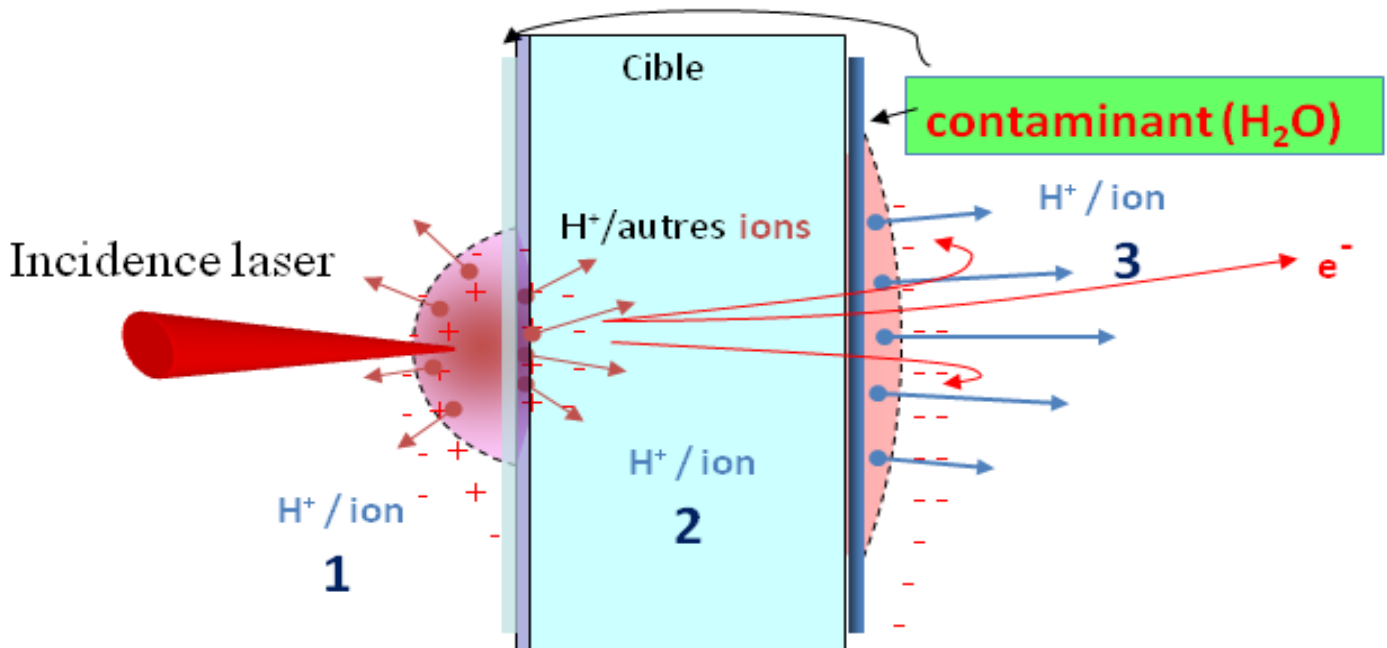


Figure 4 : Schéma général montrant les différentes positions où s'établissent les séparations de charges. En 1 et 3, mécanisme TNSA conduisant à une accélération vers l'avant et vers l'arrière respectivement. En 2, accélération par piston ou RPA dans le cas d'une cible ultra mince.

Les électrons accélérés par le laser et qui s'écartent de la cible créent une gaine d'électrons où les isopotentiels du champ quasi statique forment une sorte de cloche et dont l'axe principal correspond à la normale de la face arrière de la cible (*Fuchs et al., 2003*). Le faisceau d'ions est de cette manière principalement accéléré suivant la normale à la cible avec une divergence qui dépend de la courbure des champs de la gaine d'électrons (*Brambrink and Roth, 2006*). La forme de ces champs conduit à accélérer les protons avec une divergence décroissante à mesure que leur énergie relative (E/E_{\max}) augmente. En effet, au centre de la gaine accélératrice, la courbure des isopotentiels est moindre et les champs sont maximaux. Nous reviendrons sur ces considérations plus loin dans ce chapitre.

➤ **Remarque :**

Il est important de noter que lorsque l'intensité est élevée et dans le cas d'une cible mince, inférieure à quelques microns, la pression du laser conduit à courber localement la cible. Ceci a pour effet de modifier l'axe d'émission des ions qui se voit tourner vers l'axe d'incidence de laser (*Lindau et al., 2005*).

2.2.2. Approche avec le modèle de P.Mora (*Mora, 2003*).

Même s'il est clair que le mécanisme TNSA se décompose en deux phases, une isotherme (pendant la présence du laser) et l'autre adiabatique (après la fin de l'impulsion), le modèle 1D isotherme de P.Mora donne une très bonne approche théorique de ce mécanisme. Dans ce modèle hydrodynamique considérant deux espèces, des électrons et des protons, on s'intéresse à la détente du plasma dans le vide en présence d'une seule population d'électrons chauds (T_e). L'analyse du cas réel à 2 populations électroniques montre (*Mora, 2005*) que très peu de modifications sont apportées au spectre de protons accélérés et que l'énergie de coupure du faisceau est identique.

Si l'on regarde la **Figure 5** on peut voir qu'un front électronique devance les ions et permet, de ce fait, d'établir le champ accélérateur à l'origine des faisceaux d'ions. Les électrons chauds, plus rapides que le front d'expansion ionique, viennent alimenter continuellement la gaine électrostatique et maintiennent le champ accélérateur sur les temps caractéristiques de l'expansion plasma. Dans le cas plus réaliste d'un modèle adiabatique, au cours de l'expansion les électrons chauds transfèrent progressivement leur énergie aux ions.

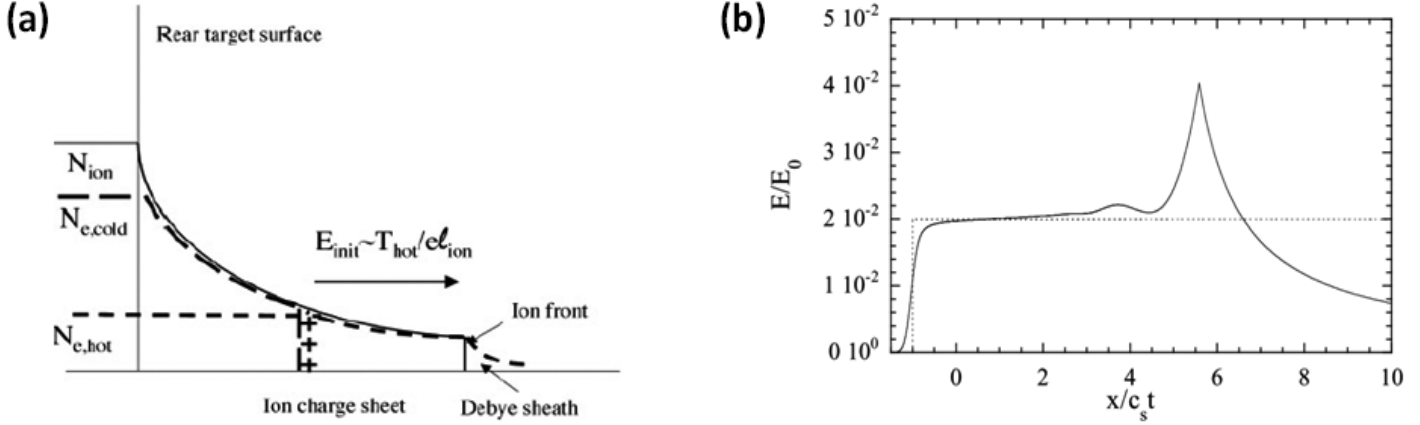


Figure 5 : (a) Densité ionique et électronique en fonction du paramètre d'autosimilarité x/t , au temps $\omega_{pi} = 50$. (b) Champs électrostatiques déduits des densités de charges. La courbe en pointillé correspond à la solution auto semblable. Figures extraites de (Mora, 2008).

Le champ électrique, dû à la séparation de charge, diminue progressivement jusqu'à ce que l'énergie des ions sature (Mora, 2005). D'après le modèle 1D isotherme de P.Mora on peut estimer le spectre d'énergie des protons par :

$$\frac{dN}{d\mathcal{E}} = \frac{n_{i0}c_s t}{\sqrt{2\mathcal{E}\mathcal{E}_0}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0}}\right)$$

Dans cette expression $\mathcal{E}_0 = Zk_B T_e$ et représente l'énergie des électrons accélérés par le laser. \mathcal{E} correspond quant à lui à l'énergie des protons. Avec ce même modèle il est également possible d'exprimer l'énergie maximale atteinte par les protons par :

$$E_{max} \simeq 2Zk_B T_e \left[\ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) \right]^2$$

Avec $\tau = \omega_{pi} * t_{acc} / \sqrt{2e}$ définissant le temps d'accélération normalisé et e la charge élémentaire. Le temps t_{acc} correspond quant à lui au temps d'accélération des protons nécessaire à limiter l'accélération infinie du modèle isotherme et permet de considérer un temps de transfert fini de l'énergie des électrons vers les protons (phase adiabatique). Ce temps d'accélération a également une signification physique et correspond au temps sur lequel l'accélération des ions se produit. Il est donc dépendant de la durée d'impulsion, car c'est elle qui génère les électrons chauds, et dépend de la vitesse de refroidissement des électrons. Ce temps d'accélération a été estimé à $1,3\tau_L$ sur le laser 100 TW du LULI (Fuchs et al., 2006a), avec τ_L la durée d'impulsion. On voit ainsi, dans cette expression, que l'énergie maximale des protons augmente à la fois avec la température électronique, mais également avec la densité électronique.

2.2.3. Origine des ions accélérés.

Le chauffage ainsi que les champs électrostatiques créés permettent d'ioniser rapidement les atomes de la cible. Rapidement après les premières observations expérimentales de ces faisceaux d'ions, il a été montré que la quasi-totalité des ions accélérés provenait d'une couche d'impuretés (hydrocarbure et eau) toujours présente sur la surface des cibles (*Tsakiris et al., 1981*). Du fait du rapport de masse entre les protons et les autres ions, les protons sont accélérés de manière privilégiée, c'est pourquoi dans la suite du manuscrit nous parlerons principalement de faisceaux de protons, car c'est eux qui ont l'énergie la plus importante.

Néanmoins, toutes les espèces ioniques peuvent être accélérées par laser en définissant la nature du matériau de la cible. Afin de privilégier l'accélération des constituants de la cible, il suffit d'éliminer les contaminants soit par chauffage résistif ou par ablation laser (*Zepf et al., 2003*).

3. Accélération et dynamique des électrons.

Comme nous avons pu le voir plus haut, l'important rapport de masse entre les ions et les électrons rend ces derniers biens plus mobiles. C'est donc les séparations de charges créées par la répartition des électrons dans la cible qui permettent l'accélération des espèces ioniques. C'est pourquoi nous allons porter une attention toute particulière aux mécanismes d'accélération des électrons et à leur transport dans la cible.

3.1. Mécanismes d'accélération des électrons en régime relativiste.

Dans les régimes d'interaction de cette étude, le chauffage des électrons est tel que l'absorption collisionnelle est totalement négligeable en comparaison des autres mécanismes d'absorption. Encore une fois, de nombreux mécanismes permettent l'accélération des électrons (*Gibbon and Förster, 1996*), cependant seule une minorité est réellement efficace dans le cadre de cette thèse. De plus, suivant l'angle d'incidence du laser, sa polarisation et l'état du préplasma sur la face d'interaction, l'un de ces mécanismes sera privilégié par rapport aux autres et permettra d'accélérer les électrons selon un axe privilégié.

3.1.1. Laser en incidence normale.

En incidence normale, le champ électrique laser est toujours parallèle à la surface de la cible, rendant ainsi la force pondéromotrice et l'absorption paramétrique les mécanismes d'absorption les plus efficaces lorsque l'intensité est supérieur à $1.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$.

➤ Chauffage pondéromoteur.

Ce mécanisme a pour la première fois était mis en évidence par W.L.Kruer et al (*Wilks et al., 1992*) et met en avant l'effet de la composante magnétique du champ laser. En effet, les électrons qui oscillent dans le champ électrique laser se déplacent à une vitesse proche de celle de la lumière, ce qui rend la force de Lorentz magnétique non négligeable. En décrivant le mouvement d'un électron libre dans un champ électrique oscillant et ayant une dépendance spatiale ($E=E_0(x,t)*\sin\omega_0t$), on voit que la force pondéromotrice se définit par une composante lente et une composante rapide.

La première de ces composantes a pour effet de chasser les particules des zones de champs forts, et elle sera efficace sur des échelles de temps de l'ordre de la durée d'impulsion. À l'inverse, la composante rapide est responsable de l'accélération de paquets d'électrons vers l'intérieur de la cible. De cette manière, les électrons sont accélérés toutes les demi-périodes laser par la force de Lorentz, toujours orientée de la même manière. Suivant ce mécanisme, une population d'électrons

de type Maxwellien de température T_e est ainsi accélérée et peut s'exprimer selon l'expression (*Wilks et al., 1992*):

$$T_e \approx \varphi_p = 0,511 * [(1 + 0,7 I_0 * \lambda_0^2)^{1/2} - 1]$$

Dans cette expression on a φ_p qui correspond à la composante rapide du potentiel pondéromoteur. I_0 s'exprime en 10^{18} W/cm² et λ_0 en micron.

➤ **Chauffage paramétrique.**

Lorsque la longueur des gradients de densité électronique (l_g) est importante, le chauffage pondéromoteur fait place au chauffage paramétrique (*Modena et al., 1995*). En effet, étant non linéaire, la force pondéromotrice peut directement coupler l'onde laser à une onde plasma. Cette instabilité, identique à la diffusion Raman stimulée, piège et accélère les électrons par déferlement suivant l'axe des gradients de densité. En effet, lorsque l'onde laser interagit avec le plasma sous dense elle donne lieu à une onde électromagnétique diffusée et une onde plasma électronique longitudinale. Les électrons vont ainsi être accélérés à des vitesses de l'ordre de la vitesse de l'onde plasma. Ce mécanisme est particulièrement efficace dans un plasma très peu dense ($n_e \sim 10^2 n_c$) et peut produire des électrons d'une énergie de quelques MeV.

3.1.2. Laser en incidence oblique.

En incidence oblique, d'autres mécanismes peuvent être dominants si la composante longitudinale du champ électrique laser n'est pas nulle et donc si l'impulsion est polarisée P. Cependant, ces mécanismes dépendent fortement de la longueur de préplasma (*Santala et al., 2000*).

➤ **Chauffage d'écrantage : $L_g \leq 0,1 \lambda_0$.**

Ce mécanisme proposé pour la première fois par F. Brunel (*Brunel, 1985*) est régi par la composante du champ électrique normal à la surface de la cible issu de la superposition de l'onde laser incidente et réfléchi. Pour que ce mécanisme existe il est nécessaire que la composante du champ électrique laser normale à la surface de la cible ne soit pas nulle. Ceci nécessite donc que le laser soit polarisé P et en incidence oblique sur la cible.

À chaque demi-période laser, le champ polarisé P extrait un paquet d'électrons de l'épaisseur de peau vers le vide. À la demi-période suivante, les électrons sont rappelés vers la cible par la séparation de charge puis poussés par le champ électrique laser, dans la même direction. À cause de l'écrantage du plasma, lorsqu'ils pénètrent la cible, ces derniers ne ressentent plus le champ laser ce qui leur permet de poursuivre leur trajectoire vers la face de la cible opposée au laser. Suivant ce mécanisme, les électrons sont accélérés à chaque période laser selon la normale aux gradients de densité électronique de la cible.

➤ **Absorption résonante : $L_g \geq 0,1 \lambda_0$.**

Une onde plasma électronique peut être excitée à l'intérieur du plasma. Cependant, la résonance de cette onde n'est efficace que lorsque le gradient de densité électronique est dans le même sens que le champ électrique laser (*Forslund et al., 1977*). Pour que ce mécanisme soit efficace, il est nécessaire que la composante longitudinale du champ électrique laser ne soit pas nulle. Une onde plasma peut ainsi être excitée à la fréquence ω_0 qui, au niveau de la surface critique ($n_e = n_c$), devient résonante et permet un déferlement des électrons dans le sens des gradients de densité plasma. Ce phénomène est fortement dépendant du gradient de plasma en face avant, car si l'on réduit la longueur de gradient, on réduit la zone de résonance. De ce fait, si celle-ci devient inférieure à l'échelle de longueur des oscillations, on atténue alors l'absorption résonante.

Notons que l'absorption résonante ne tient pas compte de l'interaction laser matière non linéaire. Elle est donc réservée aux éclairagements faiblement relativistes. L'absorption résonante laisse ainsi de plus en plus sa place au chauffage pondéromoteur ou paramétrique lorsque l'éclairagement dépasse $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

➤ **Génération d'un courant de surface : angle d'incidence laser important.**

Pour des angles d'incidence laser importants ($\geq 60^\circ$) un courant électronique de surface peut être généré (Nakamura *et al.*, 2004). Il a été reporté (Psikal *et al.*, 2010) & (Li *et al.*, 2006) que ce mécanisme conduit à accélérer des électrons ayant une énergie supérieure à celle des électrons pouvant être accélérés par les différents mécanismes décrits précédemment. Cependant ce mécanisme, plus efficace en polarisation S qu'en P, ne permet qu'une faible absorption de l'énergie laser, de l'ordre de 10 % pour une incidence à 75° .

Ce comportement est attribué à la génération d'un champ électromagnétique à la surface de la cible qui confine les électrons dans cette région. Aux temps courts de l'accélération, les électrons sont injectés dans la cible principalement selon l'axe laser par la force pondéromotrice, créant un fort champ magnétique azimutal. Lorsque le champ magnétique, orienté selon la surface de la cible, est suffisamment important, une partie des électrons accélérés sont réfléchis vers le vide. Ils sont ensuite rappelés vers la cible à cause de la forte charge d'espace présente au niveau de l'interface. Les électrons sont donc piégés au niveau de la surface de la cible et se propagent alors le long de celle-ci. Ce transport permet d'augmenter le champ magnétique présent et favorise le transport selon l'axe de projection du vecteur d'onde sur la surface de la cible. Lorsque l'angle d'incidence est supérieur à une valeur seuil (proche de 65°), le champ magnétique surfacique empêche les électrons de pénétrer dans la cible ce qui favorise le courant surfacique. Au-delà d'un certain angle d'incidence, les électrons ne sont théoriquement plus en mesure de pénétrer la cible.

3.2. Propriétés des électrons accélérés.

Nous allons ici décrire les propriétés de la population électronique accélérée, telles que la divergence et la température électronique qui contrôlent, avec le taux d'absorption laser, l'amplitude du champ accélérateur, afin de bien comprendre l'importance des différents paramètres d'interaction.

3.2.1. Température.

Dans ce manuscrit, il est souvent question de température au sens d'énergie. Par abus de langage et de notation, nous omettons la constante de Boltzmann dans l'écriture des températures, i.e. $k_b T = T$. Suivant le mécanisme d'absorption la température électronique théorique attendue n'est pas la même.

D'un point de vue expérimental, la mesure de cette température s'avère assez compliquée, car les électrons sont accélérés à l'intérieur de la cible. La mesure des électrons sortant de la cible est-elle peu représentative de la distribution électronique interne à la cible, car seule la fraction d'électrons la plus énergétique peut s'échapper de la cible. Les autres sont quant à eux nettement refroidis avant de pouvoir être mesurées.

Quelques données existent cependant et sont issues de l'émission X qui permet de remonter à la température électronique. En mesurant le spectre d'émission Bremsstrahlung à différentes intensités $I\lambda^2$, Beg *et al.* (Beg, 1997) sont remontés empiriquement à une loi de température Maxwellienne $T_e(\text{KeV}) = 215 * (I_{18}\lambda_{\mu}^2)^{1/3}$. Cette loi s'écarte sensiblement de la loi 'pondéromotrice' de Wilks *et al.* (Wilks *et al.*, 1992). Des études théoriques récentes (Haines *et al.*, 2009) & (Chen *et al.*, 2009) permettent cependant de venir appuyer la loi empirique de Beg (cf. **Figure 6**).

Dans la suite du manuscrit, la loi de Beg sera souvent utilisée et privilégiée, car c'est elle qui s'accorde le plus avec les données expérimentales pour des intensités supérieures à $1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

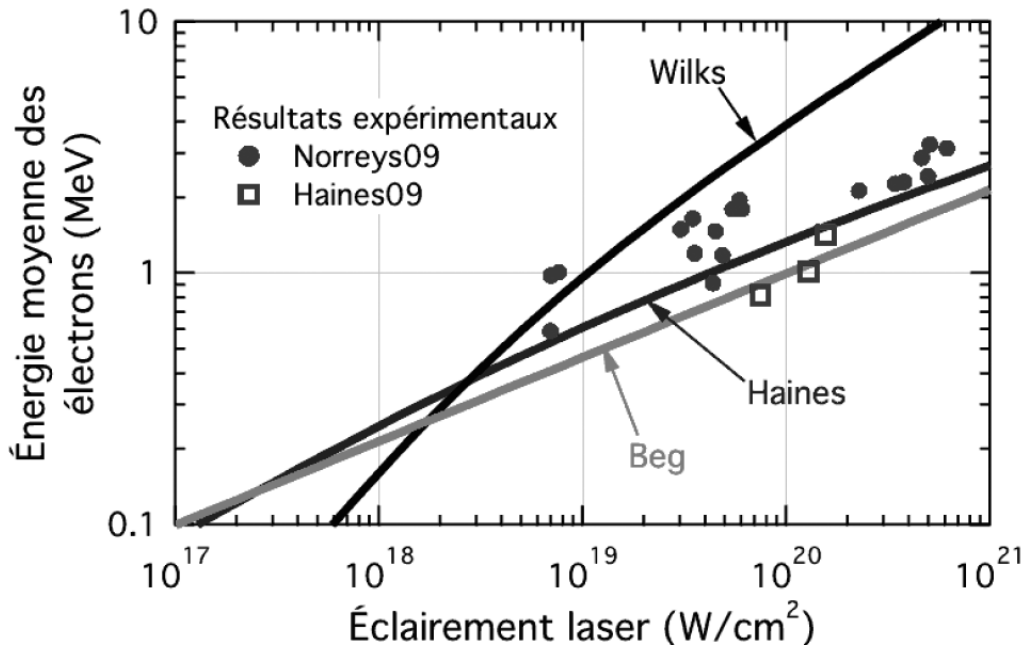


Figure 6: Comparaison des différentes lois théoriques ou empiriques donnant l'énergie moyenne des électrons en fonction de l'éclairement laser, avec quelques résultats expérimentaux (figure extraite de (Perez, 2010))

3.2.2. Divergence.

Comme nous avons pu le voir plus haut, l'axe d'émission principal des électrons dépend du mécanisme d'accélération. Cependant, sur cet axe moyen s'ajoute une divergence qui dépend de paramètres comme le préplasma et l'intensité laser (Green *et al.*, 2008). En effet, les simulations permettent de mettre en évidence que cette divergence des électrons est fortement accrue lorsque la longueur de préplasma est importante (Perez, 2010). De plus, il a été montré à l'aide de simulations et expérimentalement que la divergence augmente avec l'intensité laser (Green *et al.*, 2008). Très récemment Debayle *et al.* ont (Debayle *et al.*, 2010) décrit cette divergence des électrons comme la superposition d'une composante qui dépend du mécanisme d'accélération et d'une composante liée à l'instabilité de Weibel (Weibel, 1959).

La composante lente de la force pondéromotrice tend à chasser les électrons de la zone de champ fort, ce qui a pour conséquence de créer une divergence initiale des électrons. De plus, la courbure des gradients de densité plasma accentue cette divergence initiale du faisceau accéléré. Cette déformation des gradients de densité est liée à l'arrivée de l'impulsion laser sur la cible et dépend donc de la longueur de préplasma, de l'intensité laser et de la forme spatiale de l'impulsion. Dans le cas d'un faible préplasma, la composante principale de la divergence est définie par la composante transverse de la force pondéromotrice. Il a ainsi été montré (Debayle *et al.*, 2010) que suivant la position d'émission de l'électron celui-ci sera émis avec un angle différent et il sera d'autant plus important que l'on s'écarte du centre de la tache focale. Il est ainsi raisonnable d'estimer cette divergence entre 60° et 40° d'angle d'ouverture total, suivant la présence d'un préplasma ou la forme spatiale de l'impulsion (Debayle *et al.*, 2010).

Sur cette précédente composante se superpose une dispersion angulaire aléatoire, suggérée par Adam *et al.* (Adam *et al.*, 2006), liée aux petits champs magnétiques excités au niveau de la densité critique par l'instabilité non collisionnelle de Weibel (Weibel, 1959). Dans le cas d'un fort préplasma, l'intensité et l'amplitude des champs magnétiques de Weibel croissent, conduisant à une augmentation de la déviation aléatoire des électrons et donc de la divergence liée à cette composante. Sa contribution est de l'ordre de 60° d'angle d'ouverture total.

La présence d'un préplasma qui favorise la déformation des gradients de densité, la diffusion du champ magnétique et l'accélération à partir d'un volume plus grand, conduit à augmenter fortement la divergence des électrons.

3.2.3. Absorption.

Il est très clair que l'absorption laser, que l'on notera η , dépend de la longueur de préplasma sur la face d'interaction. En augmentant la longueur de ce préplasma (l_g) on augmente la distance sur laquelle l'impulsion laser peut interagir avec le milieu, ce qui permet d'améliorer le couplage de l'onde laser avec le plasma (*Lefebvre and Bonnaud, 1997*). De plus, cette absorption dépend de l'intensité et augmente avec cette dernière. Dans la référence (*Key et al., 1998b*), des résultats expérimentaux font état d'une augmentation de l'absorption de l'énergie laser vers les électrons de quelques pourcents pour $I = 1.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ jusque 50 % pour $I = 5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Plus récemment (*Chen et al., 2009*), Chen et al. estiment une absorption de l'ordre de 20 à 40 % pour une intensité de $8.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Si l'on regarde maintenant le papier de Y.Ping et al. (*Ping et al., 2008*) on s'aperçoit que le taux d'absorption peut être très élevé ($\geq 80\%$) lorsque l'intensité est importante ($1.10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$) et dans le cas d'un préplasma fortement développé sur la face d'interaction.

Il est ainsi assez difficile d'estimer l'absorption de l'énergie laser vers les électrons, tant elle dépend du préplasma sur la face d'interaction et donc des conditions laser, uniques pour chaque installation. À noter qu'une simple mesure de l'énergie réfléchi sur la cible ne permet pas de déduire directement cette information, car l'énergie laser absorbée n'est pas uniquement transférée aux électrons, mais peut être réémise sous forme de rayonnements.

3.3. Transport des électrons au sein de la cible.

L'analyse du transport des électrons accélérés par le laser ne peut pas se résumer comme la simple propagation d'un faisceau dans le vide ou même d'un électron unique se propageant dans la matière. Dans le cas présent, où les collisions et autres phénomènes collectifs restent un paramètre important, la réponse du milieu, à la forte perturbation, vient profondément modifier les mécanismes de transport.

Une description rapide et non exhaustive des mécanismes de transport mis en jeu est faite dans cette partie. Le lecteur plus intéressé pourra se reporter à la référence (*Gremillet, 2001*). Comme on le verra, une population d'électrons moins énergétiques est générée pendant le transport des électrons chauds, accélérés par le laser. On définira ainsi dans la suite du manuscrit par électrons chauds, les électrons accélérés directement par le laser à une température généralement de l'ordre de plusieurs centaines de keV. La population d'électrons issue du chauffage de la cible par les électrons chauds (T_{hot}), de l'ordre de la dizaine d'eV, sera désignée comme la population d'électrons froids (T_{cold}).

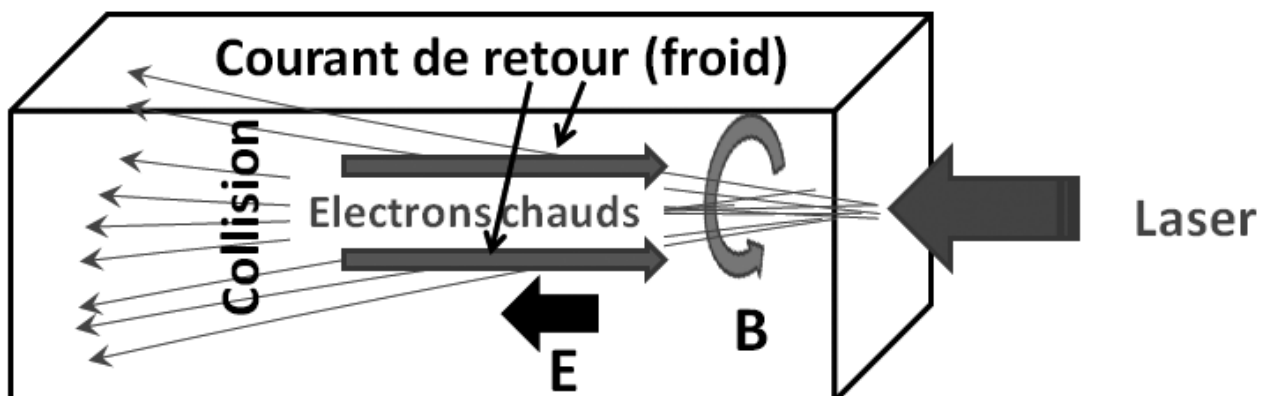


Figure 7 : Schéma des effets collectifs et collisionnels s'appliquant sur un faisceau d'électrons se propageant dans une cible solide.

3.3.1. Effets collisionnels.

Au cours du transport du faisceau d'électrons dans la cible de nombreuses interactions, électrons-électrons et électrons-ions peuvent se produire. Ces interactions sont responsables d'un ralentissement des électrons chauds soit par collision inélastique avec un autre électron soit par collision élastique électron-ion avec l'émission d'un photon. On peut ainsi tracer (**Figure 8**) le pouvoir d'arrêt ($Q = dE/dx$) induit par le ralentissement des électrons par le milieu en fonction de leur énergie d'incidence (ε) d'après la formule complétée (*Rohrlich and Carlson, 1954*), prenant en compte la théorie de Molière (*Molière, 1947*) :

$$\frac{Q}{n_i} = Q_0 \frac{Z}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{\mathcal{E}^2}{I_0^2} \right) + \frac{1 - (2\gamma - 1) \ln 2 + (\gamma - 1)^2 / 8}{\gamma^2} \right]$$

Où γ et β sont les facteurs relativistes, Z le numéro atomique de la cible, I_0 l'énergie d'ionisation moyenne et $Q_0 = 2\pi r_e^2 m_e c^2$. Les effets radiatifs ne sont ici pas pris en compte du fait de leur faible contribution lorsque l'énergie des électrons est inférieure à quelques MeV, ce qui correspond à notre zone d'intérêt. Il est également important de noter que la température de la cible traversée par les électrons n'a qu'une très faible influence du fait d'une compensation de la contribution des électrons liés par celle des électrons non liés, lorsque la cible est chauffée (*Perez, 2010*).

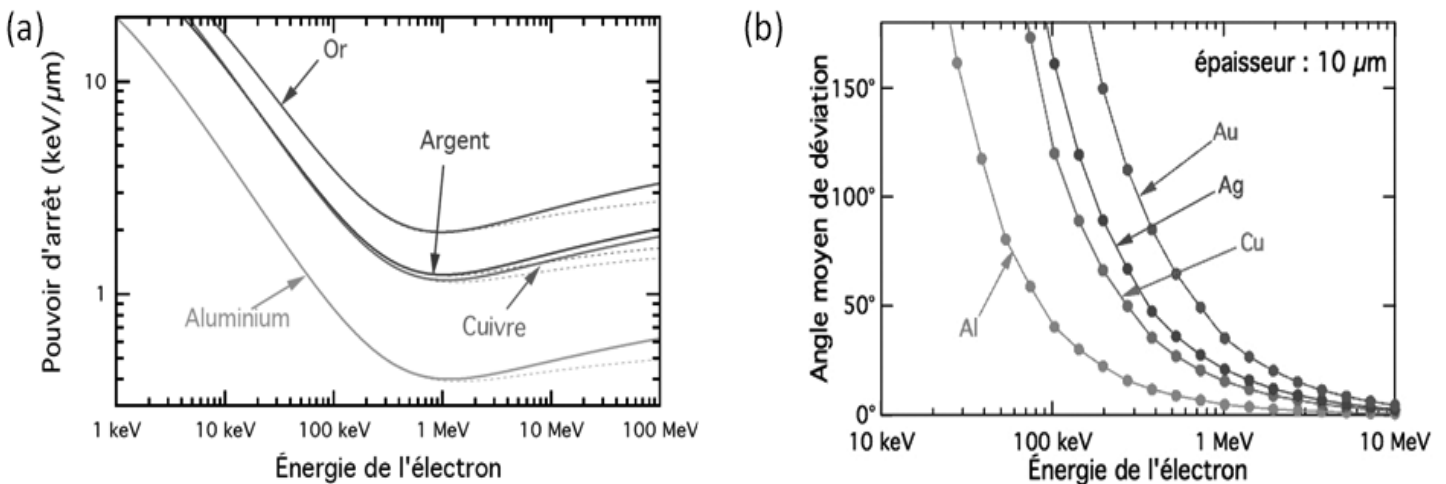


Figure 8 : Pouvoir d'arrêt d'un électron dans un matériau froid, en fonction de son énergie initiale sans les effets radiatifs (a). Angle moyen de diffusion du faisceau d'électrons par collisions élastiques après un trajet de 10 µm dans divers matériaux considérés comme froid sans effet collectif (b) (*Perez, 2010*).

Si l'on regarde la **Figure 8.a** on peut voir que le pouvoir d'arrêt des électrons est relativement petit pour les températures électroniques qui nous intéressent dans le cadre de cette étude (~500 keV). Ceci signifie que le ralentissement collisionnel pourra être négligé dans la suite de cette thèse, du fait des faibles épaisseurs de cibles utilisées pour l'accélération de protons (quelques microns d'épaisseur). Cependant, les diverses collisions se produisant dans le milieu traversé causent une déviation des électrons qui a pour conséquence de faire tendre à augmenter la divergence du faisceau d'électrons (**Figure 8.b**).

3.3.2. Les effets collectifs.

L'analyse des régimes d'interaction laser-matière à haute intensité montre que des courants électroniques de l'ordre de plusieurs méga ampères sont injectés dans la cible irradiée. Le grand nombre d'électrons accélérés et leur vitesse relativiste induisent respectivement de grandes

charges d'espace ainsi que des champs magnétiques intenses, rendant les effets à caractère collectif non négligeable.

➤ **Neutralisation en charge :**

Tout d'abord, l'injection du faisceau d'électrons à l'intérieur de la cible, initialement neutre, donne lieu à une perturbation importante. Dans le cas d'un plasma chaud non collisionnel le temps de réponse caractéristique s'exprime comme $\tau_{\text{neut}} \sim 1/\omega_{pe}$. Si l'on considère maintenant un milieu de résistivité σ , dominé par les collisions, on obtient ainsi $\tau_{\text{neut}} \sim \epsilon_0/\sigma \sim \gamma/\omega_{pe}^2$, avec γ la fréquence de collision électrons-ions.

Cependant dans le cas d'un conducteur, la conductivité est importante ($\sim 1.10^6 \text{ m}^{-1}\Omega^{-1}$ pour des électrons de 10 eV dans l'aluminium) et on peut donc négliger les collisions dans le cadre de la neutralisation. De plus, pour un isolant, les champs électriques mis en jeu au cours de la neutralisation sont tels que le milieu devient rapidement conducteur. Il est donc possible de négliger le ralentissement collisionnel et de considérer que la neutralisation du milieu se fait en un temps de l'ordre de la femtoseconde (*Gremillet, 2001*).

➤ **Neutralisation en courant :**

En plus d'une forte charge d'espace induite par la présence du faisceau d'électrons, un champ magnétique intense (quelques 1.10^4 T) peut être généré par le fort courant qu'il transporte. Le calcul du rayon de Larmor des électrons plongés dans ce champ magnétique ($r_L=3,5$ microns pour des électrons de 1 MeV), montre que ce champ est susceptible de renvoyer rapidement les électrons dans la direction opposée, s'opposant ainsi à leur propagation dans la cible.

Cependant, le caractère transitoire de ce champ magnétique, généré par le paquet d'électrons rapides, permet par la loi de Lenz de créer un champ électromoteur à l'origine d'un courant de retour. Ce mécanisme permet ainsi d'écranter le champ magnétique originel et rend possible le transport d'électrons excédant le courant maximum dans le vide, défini par la limite d'Alfven (*Alven, 1934*).

On peut ainsi montrer que, dans le cas d'un courant de 4.10^6 A , une neutralisation supérieure à 99% est nécessaire à sa propagation. Ceci est effectivement permis dans le cadre étudié ici, dans la mesure où la dimension du faisceau accéléré est nettement supérieure à l'épaisseur de peau magnétique ($\lambda = c / \omega_{pe}$). Cependant, les forts courants générés, lorsque les éclaircissements deviennent supérieurs à $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, ne peuvent être totalement écranterés à cause des inhomogénéités et de la conductivité finie de la cible. Ceci permet à un faible champ magnétique de se maintenir au sein de la cible, ce qui aura tendance à pincer le faisceau d'électrons.

On voit également dans la référence (*Gremillet, 2001*) que les gradients de courant et de résistivité, créés au cours de la propagation des électrons chauds dans la cible, induisent un champ magnétique de confinement important qui peut être supérieur à celui évoqué précédemment. Ces champs de compression permettent ainsi de limiter la divergence induite par les collisions mentionnées plus haut.

➤ **Ralentissement collectif :**

Les électrons accélérés et traversant la cible génèrent ainsi un courant de retour par le biais du champ magnétique transitoire qu'ils produisent. On comprend bien que ce faisceau d'électrons chauds perd, au cours de sa propagation, une partie de son énergie en la transmettant aux électrons froids du milieu. La résistivité non nulle de la cible conduit de plus, à une perte d'énergie de ces derniers qu'ils cèdent au milieu, au travers des collisions qu'ils subissent.

Ceci se traduit par un pouvoir d'arrêt collectif des électrons chauds s'ajoutant au ralentissement direct lié aux collisions qu'ils subissent dans le milieu. En utilisant un modèle simple il est possible de montrer (**Figure 9.a**) que ce ralentissement est, soit négligeable lorsque $\epsilon < 100 \text{ keV}$ soit supérieur, mais du même ordre de grandeur que le ralentissement collisionnel (*Perez, 2010*).

De plus, à l'aide d'un modèle analytique qui prend en compte le ralentissement collisionnel et collectif, il est possible d'estimer le chauffage des électrons froids (**Figure 9.b**) à l'aide d'une équation de conservation de l'énergie (*Antici, 2007*). De cette manière, on voit que les électrons froids du milieu sont très rapidement chauffés jusqu'à l'eV, en quelques femtosecondes, et peuvent atteindre plusieurs centaines d'eV après quelques nanosecondes. Cette figure met également en évidence le refroidissement des électrons chauds, et confirme que la perte d'énergie des électrons dans la cible est négligeable sur le temps d'accélération des protons qui est de l'ordre de la picoseconde.

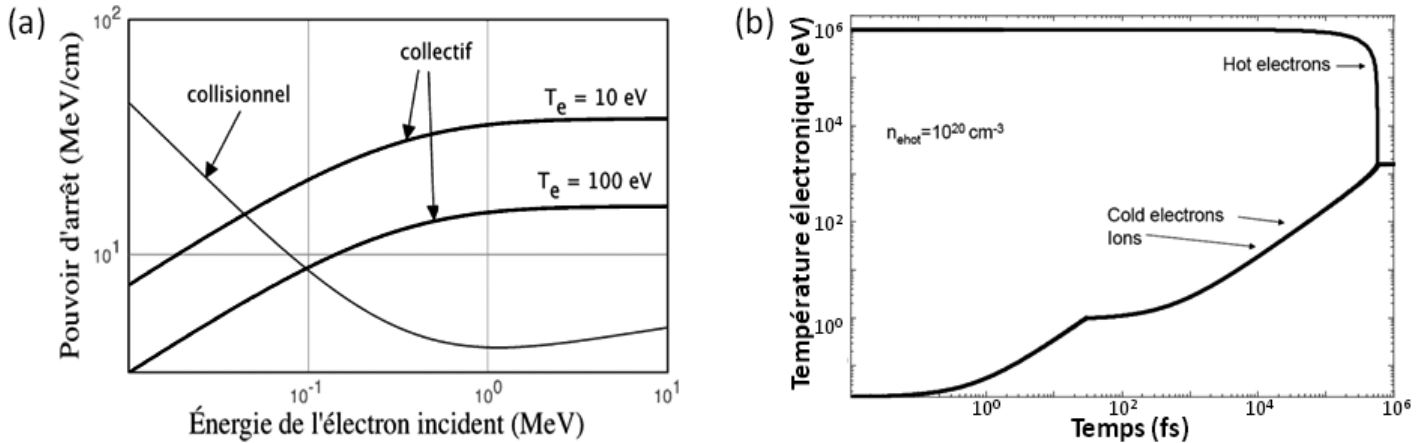


Figure 9 : (a) Comparaison des pouvoirs d'arrêt collisionnel et collectif pour une température de cible de $T_e = 10$ ou 100 eV, extrait de (*Perez, 2010*). (b) Évolution de la température au cours du temps, des électrons chauds et froids ainsi que des ions pour une densité et une température initiale des chauds, respectivement de 1 MeV et 10^{20} cm^{-3} , extrait de (*Antici, 2007*).

➤ Les instabilités :

L'absence d'homogénéité parfaite du faisceau d'électrons chauds qui se propage permet à de nombreuses instabilités de croître. Cependant, seules certaines peuvent s'établir efficacement et modifier la propagation des électrons sur l'échelle de temps d'accélération des protons ($\leq \text{ps}$).

La plus importante est l'instabilité de Weibel (*Weibel, 1959*), naissant de l'inhomogénéité de la fonction de distribution de vitesse des électrons chauds et conduisant à une répulsion magnétique entre les courants. Ceci conduit à la filamentation du faisceau d'électrons à l'échelle du micron. Cette instabilité semble pouvoir être directement observée expérimentalement lors de l'interaction d'une impulsion à très haut contraste avec une cible de quelques nanomètres d'épaisseur se traduisant par des structures en forme de bulle sur les faisceaux de protons accélérés (**Figure 10**, RCF de gauche).

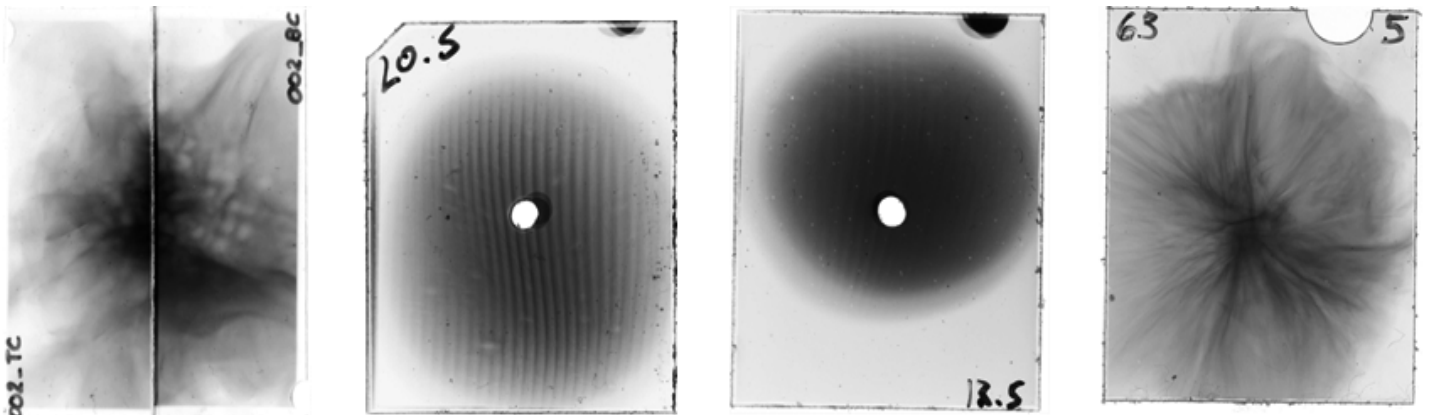


Figure 10 : Profil du faisceau de protons obtenu pour différentes cibles. Dans l'ordre en partant de la droite : 5 nm DLC, 30 microns d'or, 30 microns d'Al et 20 microns de CH.

En pratique la conductivité du milieu est finie et les électrons thermiques sont régis par la loi d'Ohm. Dans ces conditions, la filamentation est déterminée à la fois par l'inertie du faisceau d'électrons incident et l'établissement du courant de retour. Cette instabilité croît donc d'autant plus rapidement que la cible est isolante (*Fuchs et al., 2003*). Ceci signifie qu'une cible de plastique fera facilement naître quelques filaments de taille caractéristique de l'ordre de 10 microns dans le faisceau se propageant. Dans le cas d'une cible de plastique, cette instabilité se traduit par la non-homogénéité du faisceau de protons accéléré. On voit ainsi clairement la différence avec une cible d'or très conductrice (**Figure 10**).

3.3.3. Conclusion sur le transport des électrons.

Lorsque les électrons sont injectés au sein de la cible, au cours de l'interaction laser-plasma à haut flux, on a pu voir que la quasi-neutralité du milieu est très rapidement restituée ce qui empêche l'explosion colombienne du faisceau. De plus, la formation d'un courant de retour écrante le champ magnétique généré par ce déplacement de charge, ce qui permet de dépasser nettement le seuil de courant défini par la limite d'Alfvén. Le champ magnétique non totalement écranté permet de pincer le faisceau et donc de compenser la pression thermique et la diffusion angulaire. En effet, la divergence des électrons injectés dans la cible est relativement modérée comme on peut le voir dans les simulations de la **Figure 11**.

Ces simulations montrent également que même dans le cas d'une cible isolante où le faisceau peut filamenter, le transport des électrons dans la cible n'est en moyenne pas trop perturbé sur les échelles qui nous intéressent (picoseconde et cible micrométrique). De plus, nous avons pu voir que les électrons chauds n'étaient que très peu ralentis pendant la première picoseconde. Il est ainsi raisonnable de considérer dans la suite de cette thèse que les électrons ont une trajectoire balistique à l'intérieur de la cible et que la perte d'énergie au cours du transport est négligeable.

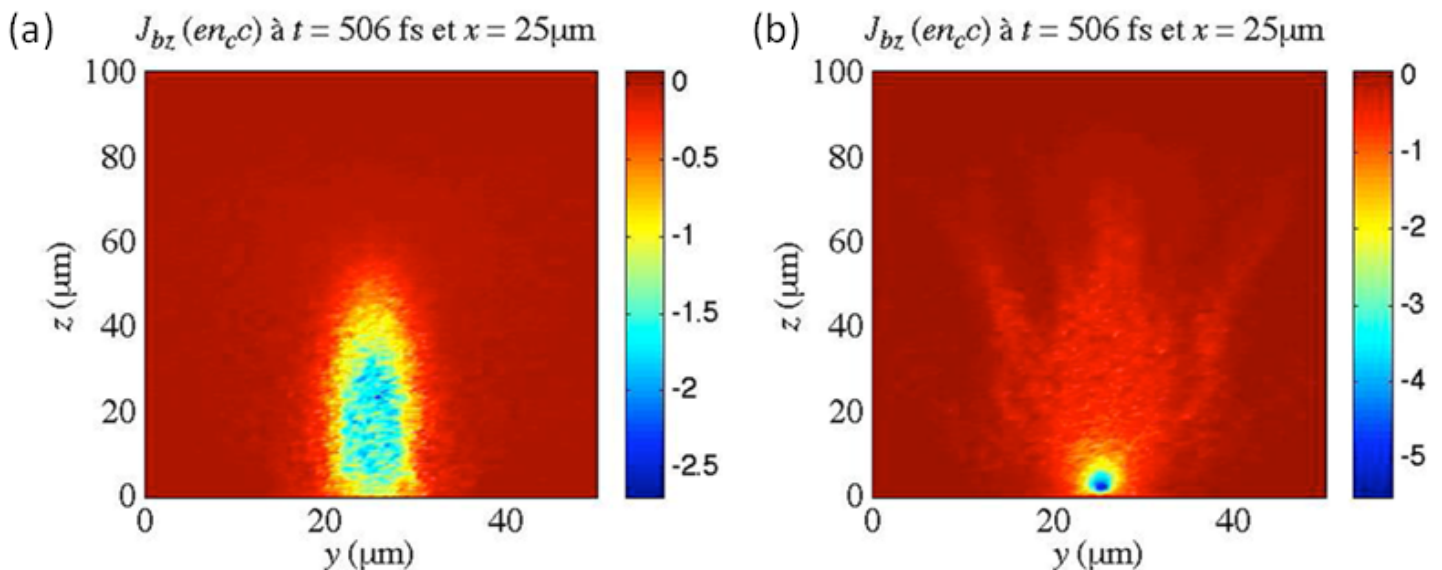


Figure 11 : Cartes axiales de la densité de courant dans l'aluminium (a) et dans le plastique (b), pour un éclairement de $I_0=2.10^{19}$ W.cm⁻² (*Gremillet, 2001*).

3.4. La recirculation des électrons.

Outre les mécanismes mis en jeu au cours de la propagation des électrons, leur comportement aux interfaces plasma/vide a toute son importance dans la compréhension de leur dynamique au sein de la cible. Très rapidement après l'arrivée de l'impulsion laser, de très forts champs quasi électrostatiques s'établissent au niveau des interfaces. La présence de ces champs empêche la grande majorité des électrons de s'échapper de la cible, en les renvoyant vers l'intérieur de celle-ci. La recirculation électronique qui s'opère de cette manière a une importance majeure dans

l'accélération des protons. Elle permet la superposition des électrons accélérés à des temps différents ce qui augmente l'amplitude du champ accélérateur et donc l'énergie des protons.

3.4.1. Taux de recirculation.

Peu d'études précises ont réellement été faites quant au pourcentage d'électrons qui restent confinés dans la cible, mais différents modèles semblent pouvoir l'interpréter. Un premier modèle décrit par Myatt et al. (*Myatt et al., 2007*) permet d'estimer ce pourcentage en considérant la capacité électrique de la cible et en estimant l'énergie nécessaire pour s'échapper du potentiel électrique de cette dernière. Suivant ce modèle, les premiers électrons qui arrivent ne sont pas réfléchis, car la densité électronique est faible et donc le champ électrostatique créé n'est pas suffisamment intense pour ramener ces électrons. La perte de ces premiers électrons abaisse le potentiel de la cible ce qui empêche les électrons suivants d'en sortir. Avec ce modèle simple, ils montrent qu'un taux de recirculation supérieur à 90% est facilement atteint. Cependant, il nécessite de considérer une surface sur laquelle les électrons s'étaient tout en faisant abstraction du reste de la cible et de son support (cible entourée de vide).

Un autre modèle développé par Fill et al (*Fill, 2005*) permet d'estimer analytiquement le taux de recirculation, mais nécessite de supposer que tous les électrons sont émis au même instant. Dans ce modèle on peut estimer par ξ la fraction d'électrons qui s'échappent de la cible en considérant un front plasma en expansion sphérique :

$$\frac{\ln(\xi)}{\xi} = -\frac{m_e c^2}{k_B T_h} R_0$$

On a m_e la masse au repos de l'électron, c la vitesse de la lumière, k_B la constante de Boltzmann et R_0 le rayon normalisé. $R_0 = 4\pi r_e N_a r$ avec r_e le rayon classique de l'électron, N_a la densité surfacique des électrons et r le rayon de courbure du front d'expansion. On voit directement dans cette équation que le taux de réflexion dépend de la température électronique et est inversement proportionnel à cette dernière. Dans (*Popescu, 2005*), un développement plus poussé de ce modèle a été fait en considérant un front plasma, quasi sphérique, en expansion à la vitesse c_s . Il a été ici supposé que la durée d'impulsion est suffisamment courte pour coller à ce modèle. Les résultats de la **Figure 12** montrent l'évolution de la réflectivité de la face arrière d'une cible en expansion dans le vide en considérant une température électronique (T_h) de 2 MeV, une divergence des électrons de 30° (angle total), un nombre total d'électrons $N_{\text{tot}} \sim 10^{10}$ et une durée d'impulsion de 350 fs.

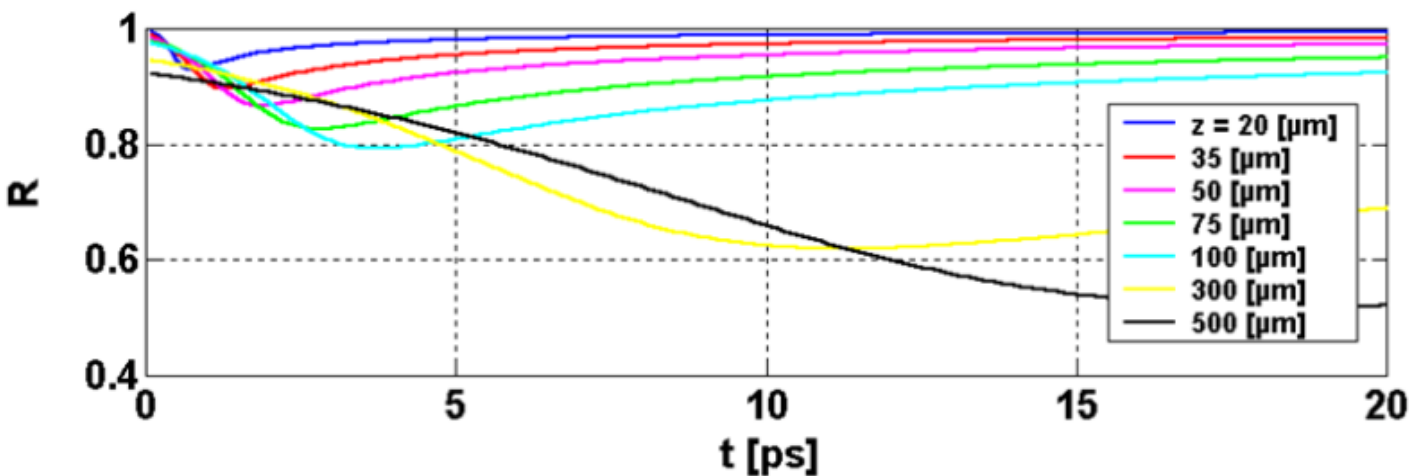


Figure 12 : Coefficient de réflexion de la face arrière d'une cible en fonction du temps pour plusieurs épaisseurs tiré de (*Popescu, 2005*) suivant le modèle de Fill.

Un des paramètres importants de ce modèle consiste en la densité électronique de la gaine d'électrons. Plus cette densité est importante plus le champ de rappel le sera aussi. De ce fait, si l'on augmente le nombre d'électrons accélérés par unité de temps on augmente le taux de recirculation. De plus, suivant cette considération il est également important de tenir compte de la contribution des électrons qui recirculent et qui augmentent la densité électronique. On voit au travers de ce modèle simple que, plus la cible est fine, plus le taux de recirculation est important, du fait des nombreuses superpositions d'électrons qui maintiennent une densité électronique importante. Cette approche montre également que le pourcentage de recirculation des électrons reste proche de 100 % tant que la cible n'est pas trop épaisse.

3.4.2. Importance de la recirculation.

De nombreuses études ont été effectuées sur la contribution de la recirculation et montrent la grande importance de ce phénomène dans les mécanismes de chauffage et d'accélération de particules. Pour ne parler que de l'accélération de particules, A.J.Mackinnon et al. (*Mackinnon et al., 2002*) ont montré qu'en réduisant l'épaisseur des cibles utilisées, cela permettait de jouer sur la dynamique des électrons et conduisait à améliorer significativement les processus d'accélération.

Il est bien évident que réduire l'épaisseur de cible permet d'augmenter la densité des électrons débouchant sur la face arrière, car cela limite la dilution transverse dans la cible, du faisceau divergent. Ce qui est de plus mis en évidence ici, c'est l'impact bénéfique de la recirculation des électrons sur des temps courts. Elle joue un rôle important dans le sens où les électrons chauds ont la possibilité de contribuer plusieurs fois à l'accélération des protons. On a ainsi une situation où les électrons, accélérés à des temps différents de l'interaction laser-plasma, viennent se superposer en face arrière. De cette manière le champ électrique initial (E), qui est proportionnel à la température des électrons divisée par la longueur de Debye $E \sim (n_h T_h)^{1/2}$ (*Mora, 2003*), se retrouve augmenté.

Outre l'augmentation de l'amplitude du champ accélérateur grâce à la recirculation, le temps d'accélération des protons est également augmenté lorsque l'on réduit l'épaisseur de cible. En effet, comme on peut le voir dans la référence (*Mackinnon et al., 2002*), l'accélération débute plus tôt, grâce à un temps de transit des électrons plus court vers la face arrière, et se termine plus tard du fait de la diminution de la dilution longitudinale. La réduction de la dilution longitudinale permet de maintenir une densité électronique suffisante pour continuer l'accélération des protons sur un temps plus long. De plus, dans le cas d'une cible trop épaisse et pour une faible durée d'impulsion, la face arrière de la cible n'est pas alimentée continuellement en électrons chauds sur le temps d'accélération (temps de recirculation trop long). Ceci réduit d'autant plus l'efficacité de l'accélération dans le cas d'une cible épaisse.

4. Paramètres influençant l'accélération des protons.

Nombre de paramètres, influençant l'accélération des électrons et donc des protons, ont déjà été décrits. Cependant, nous allons revenir sur certains d'entre eux afin de pointer précisément du doigt leur rôle et la façon dont ils peuvent être modifiés.

4.1. Importance de la température et de la densité électronique.

Rappelons tout d'abord l'importance de l'intensité laser sur les mécanismes d'accélération des protons. Il a largement été établi que l'augmentation de l'intensité laser permet d'augmenter l'énergie des protons accélérés, que ce soit en utilisant des impulsions longues ou des impulsions courtes (*Fuchs et al., 2006a*). Au regard du modèle de P.Mora on comprend facilement cette amélioration en l'attribuant à l'augmentation de la température électronique qui conduit à accroître l'amplitude du champ accélérateur. Avec ce comportement en tête, une partie de cette thèse sera

consacrée à des méthodes permettant d'augmenter l'intensité laser et conduisant à améliorer l'énergie des protons accélérés.

Concernant toujours l'amplitude du champ accélérateur, qui est proportionnel à $(n_{\text{hot}}T_{\text{hot}})^{1/2}$, la densité des électrons chauds joue également un rôle prépondérant. Cette densité électronique est quant à elle contrôlée par des paramètres tels que l'énergie laser absorbée et la dilution des électrons dans la cible. On se rend bien compte qu'en augmentant l'énergie laser (*Fuchs et al., 2006a*) ou le coefficient d'absorption on augmente le nombre d'électrons (N_{hot}) et donc la densité électronique ($\eta E_{\text{laser}} = N_{\text{hot}} * T_{\text{hot}}$). Une autre manière d'augmenter la densité électronique sur les faces d'accélération est de réduire la divergence des électrons de façon à limiter la dilution de ces derniers dans la cible. Cependant, comme nous avons pu le voir, il est très difficile de contrôler cette divergence qui dépend des mécanismes d'accélération et des paramètres intrinsèques au laser.

Néanmoins, comme cela a été expliqué plus haut, la réduction de l'épaisseur de cible permet une diminution de la dilution longitudinale des électrons et conduit à augmenter n_{hot} et l'énergie des protons. Dans un des chapitres de ce manuscrit, nous verrons comment nous avons pu réduire encore plus cette dilution des électrons et ainsi augmenter la densité électronique pour améliorer l'efficacité des mécanismes d'accélération des protons.

4.2. Importance du gradient plasma sur la face d'accélération.

Nous avons déjà évoqué brièvement la dépendance de l'accélération des ions face au gradient de densité plasma sur la face d'accélération. En l'absence d'un plasma sur la face d'accélération, les électrons chauds peuvent s'écarter de la cible d'une distance de l'ordre de la longueur de Debye et permettent d'établir un champ accélérateur proportionnel à $(n_{\text{hot}}T_{\text{hot}})^{1/2}$ dans les premiers instants. Cependant, la présence d'un plasma sur la face d'établissement du champ écrante partiellement ce dernier et réduit en conséquence son amplitude. Lorsque la longueur de plasma (l_g) est supérieure à la longueur de Debye, l'amplitude du champ accélérateur est réduite de manière inversement proportionnelle à l_g . Ce champ suit alors l'expression $\lambda_{d0}/l_g * (n_{\text{hot}} * T_{\text{hot}})^{1/2}$ (*Grismayer and Mora, 2006*). La conséquence première de ce comportement est d'altérer fortement l'accélération des protons FWD à partir de la face avant. En effet, le contraste laser est généralement insuffisant pour éviter la perturbation de cette face de la cible et le piédestal de l'impulsion crée rapidement un plasma d'une longueur caractéristique supérieure à la longueur de Debye. Nous verrons cependant dans la suite de ce manuscrit qu'un contraste laser très important permet d'éviter cette dégradation et rend l'accélération relativement symétrique sur les deux faces de la cible (*Ceccotti et al., 2007*).

La formation d'un préplasma avant l'arrivée de l'impulsion principale et le début de l'accélération des protons peut également se produire sur la face arrière de la cible. En effet, le chauffage radiatif du cœur de la cible par le rayonnement X généré au point focal du laser et la génération d'une onde de choc par le piédestal de l'impulsion peuvent perturber la face arrière de la cible, si le niveau d'intensité parasite est trop important (*Kaluza et al., 2004*). L'onde de choc qui se propage dans la cible est généralement créée par les préimpulsions qui précèdent l'impulsion principale jusqu'à plusieurs dizaines de nanoseconde. La vitesse de ce choc dépend à la fois de la nature de la cible et de la pression de l'impulsion à l'origine du choc selon les relations d'Hugoniot-Rankine (*Bouquet et al., 2000*). Pour une intensité inférieure à une intensité critique, ce qui est généralement le cas des préimpulsions, cette pression radiative exercée sur la cible s'écrit suivant l'expression (*Fabbro et al., 1985*):

$$P_{\text{ablation}}[\text{Mbar}] = 11,6 I^{3/4} \lambda^{-1/4} (A/(2Z))^{7/16} (Z * \tau / 3,5)^{-1/8}$$

Dans cette expression A correspond au nombre de masses, Z au nombre de charges, Z^* au degré d'ionisation et τ à la durée de l'impulsion parasite (en ns). λ s'exprime en micron et I en 10^{14} W.cm⁻². À l'aide du code hydrodynamique SESAME il est possible de calculer les Hugoniot pour différents types de cibles et donc d'estimer la vitesse de propagation d'un choc dans une cible (cf.

Figure 13). Cette vitesse est généralement de l'ordre de plusieurs microns par nanoseconde dans le cas où le choc est créé par le piédestal de l'impulsion.

La perturbation de la face arrière de la cible par le chauffage radiatif dépend quant à lui du niveau d'intensité de la composante continue (ASE) ainsi que de la nature et de l'épaisseur de la cible. En effet, pour perturber la face arrière de la cible il est nécessaire que les rayons X générés en face avant puissent traverser la cible. Il a été reporté que l'avancée de la perturbation pouvait être estimée à une vitesse de l'ordre de $3,6 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$ dans le cas de leur expérience (Kaluza *et al.*, 2004). D'un point de vue pratique, on observe que la réduction de l'épaisseur de cible conduit à une augmentation de l'énergie des protons accélérés en face arrière tant que la perturbation n'a pas le temps de gagner la face arrière de la cible. En réduisant l'épaisseur de cible au-delà de cet optimum, on réduit l'énergie des protons jusqu'à atteindre un seuil correspondant non plus aux protons accélérés à partir de la face arrière, mais à partir de la face avant (FSA) (Kaluza *et al.*, 2004). On observe donc expérimentalement une épaisseur optimale où l'énergie des protons est maximale.

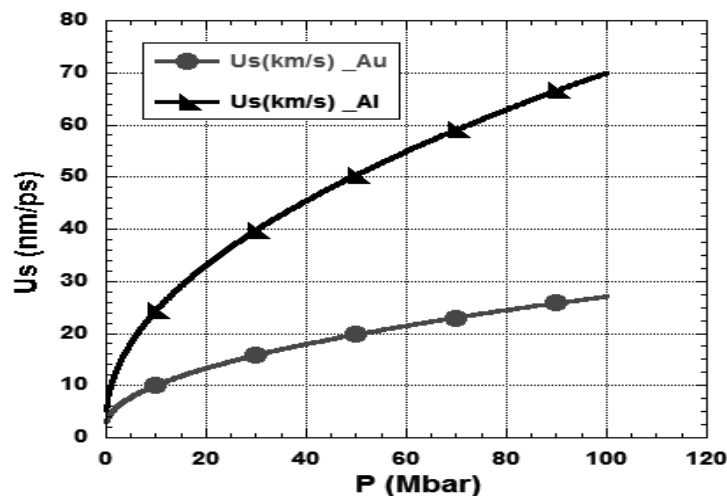


Figure 13 : Hugoniot de l'or et de l'aluminium calculé avec le code SESAME.

Le contraste étant un paramètre propre à chaque laser, toutes les campagnes d'expériences sur l'accélération de protons commencent par une recherche de cet optimum, afin de se placer dans les meilleures conditions possibles.

4.3. Taille de source et divergence du faisceau de protons.

Comme nous avons pu le voir, une fraction importante des électrons accélérés par le laser, à partir de la face avant de la cible, est injectée dans celle-ci. Après avoir traversé la cible, ils rejoignent la face arrière où ils établissent un champ quasi statique qui permet l'ionisation et l'accélération des ions présents au niveau de l'interface. Ainsi, l'étalement de cette gaine d'électrons définit la surface d'émission des ions, qui est généralement de l'ordre de $80 \mu\text{m}$ de diamètre pour les protons les moins énergétiques accélérés à partir d'une cible de $18 \mu\text{m}$ d'épaisseur (Antici, 2007). Comme on pourra le voir dans le Chapitre V, cette dimension varie avec l'épaisseur de cible et tend à augmenter avec celle-ci. Ceci est en effet consistant avec la dynamique des électrons décrite plus haut et la divergence de ces derniers. En effet, plus l'épaisseur de cible est importante plus ils vont s'étaler sur la face arrière de la cible. Cependant, on se rend bien compte que ce critère n'est pas le seul à rentrer en considération, car en augmentant cette dilution transverse (dans le plan parallèle aux faces de la cible), on réduit la densité électronique et donc l'amplitude du champ s'établissant. Or un champ minimal est nécessaire pour permettre l'ionisation et l'accélération des ions. La zone d'accélération se définit comme la zone où la densité électronique et donc l'amplitude du champ accélérateur est suffisant pour accélérer les ions. Il a été montré par Nakamura *et al.* (Nakamura *et al.*, 2008) que la position

d'où étaient accélérés les ions pouvait même se déplacer au cours du temps lorsque la recirculation des électrons s'opère suivant un axe oblique dans la cible.

Dépendamment de l'angle d'accélération et de la position d'émission, les électrons débouchent en face arrière en un point différent. Suivant les mécanismes décrits plus haut, ils se répartissent ainsi en face arrière dans une gaine en forme de cloche où le champ accélérateur est maximum au centre de celle-ci (Brambrink and Roth, 2006). Cette forme de cloche est liée au fait que les électrons les plus énergétiques ont une divergence plus faible et se concentrent proche de l'axe principal d'injection des électrons. De plus, à mesure que l'on s'éloigne de cet axe principal, la densité électronique des électrons diminue, car la probabilité qu'un électron soit injecté avec un angle donné diminue lorsque l'angle d'émission augmente (Debayle et al., 2010). Pour cette raison, le champ quasi statique est plus important au centre de la gaine électronique et donc les protons les plus énergétiques sont émis au centre de celle-ci.

Alors que l'énergie des ions dépend de l'amplitude du champ accélérateur, l'axe d'émission dépend quant à lui de la géométrie des champs de cette gaine. En effet, les ions sont accélérés selon la normale aux iso potentiels et suivent ainsi la courbure en forme de cloche de la gaine d'électrons. C'est donc la courbure de la gaine électronique qui contrôle la divergence du faisceau d'ions accéléré (Brambrink and Roth, 2006). Au regard de la géométrie de cette gaine électronique, on voit que la courbure des lignes de champ n'est pas la même en fonction de la position, ce qui a deux conséquences importantes sur les faisceaux d'ions.

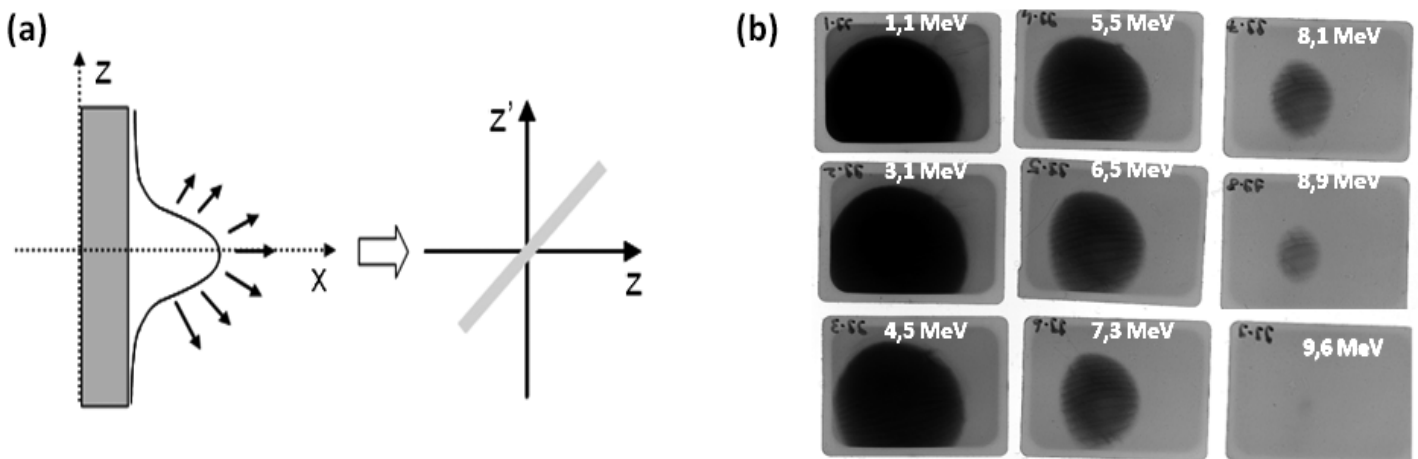


Figure 14 : Représentation schématique de l'accélération des protons à partir d'une gaine d'électrons en forme de cloche et donnant un faisceau laminaire (a). Exemple de faisceau de protons mesuré avec des films sensibles aux rayonnements (RCF (Klassen et al., 1997)) et montrant la réduction de la divergence du faisceau lorsque l'énergie des protons augmente (b).

5. Les échelles caractéristiques.

Après avoir décrit les mécanismes permettant l'accélération des protons, il est important de donner quelques ordres de grandeur afin de mieux comprendre la dynamique de cette accélération. Des échelles de longueurs et de temps caractéristiques vont ainsi être données et permettront une meilleure représentation des mécanismes d'accélération.

5.1. Quelques échelles caractéristiques.

➤ Températures électroniques.

Comme nous avons pu le voir plus haut, la température des électrons chauds dépend de l'intensité laser. Ainsi dans les gammes d'intensités explorées ici dans ce manuscrit, ces

températures sont de l'ordre de plusieurs centaines de keV et peuvent aller jusqu'au MeV (*Beg, 1997*).

La population d'électrons froids, chauffée par les électrons chauds, est quant à elle de l'ordre de l'eV jusqu'à plusieurs dizaines d'eV sur les temps caractéristiques d'accélération des protons (*Eidmann et al., 2000*). On a ainsi un rapport de 5 ordres de grandeur entre la température de ces deux populations ($T_{\text{hot}} \sim 10^5 T_{\text{cold}}$).

➤ Densités caractéristiques.

La densité électronique du plasma dépend du degré d'ionisation de la cible et donc de la température de celle-ci et plus particulièrement de la température de la population d'électrons froids (*Antici, 2007*). Dans la gamme de température rencontrée le degré d'ionisation moyen est de l'ordre de 3 et permet d'obtenir une densité électronique de $3,5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ pour la densité des électrons froids d'une cible d'aluminium.

La mesure de la densité des électrons chauds, en face arrière d'une cible de $9 \mu\text{m}$ d'épaisseur et dans le cadre d'une expérience sur le laser 100 TW (400 fs, 30 J, $I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) du LULI (*Antici, 2007*), montre que celle-ci est de l'ordre de $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. On obtient ainsi un rapport d'environ 4 ordres de grandeur entre la densité électronique de ces deux populations ($n_{\text{hot}} = 10^4 n_{\text{cold}}$).

Le calcul de la densité critique, s'exprimant en fonction de l'angle d'incidence laser (θ) suivant l'expression $n_c = 1,1 \cdot 10^{21} \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{-2} (1 - \sin^2(\theta))$ est quant à elle de l'ordre de $1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ en incidence normale et pour une longueur d'onde de $1,057 \mu\text{m}$.

➤ Longueur de Debye et épaisseur de peau.

La plus importante des longueurs caractéristiques est bien évidemment la longueur de Debye, car elle définit la longueur d'écrantage et donc la distance sur laquelle les électrons chauds sont capables de s'écarter de la cible. Nous avons vu que celle-ci s'exprime suivant l'expression $\lambda_{d0} = (\epsilon_0 k_B T_e / (n_e e^2))^{1/2}$ et dépend de la température des électrons chauds T_{hot} et de leur densité n_{hot} . En utilisant les données reportées dans (*Antici, 2007*) et obtenues sur le 100 TW du LULI ($T_{\text{hot}} = 0,85 \text{ MeV}$ et $n_{\text{hot}} = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) on obtient $\lambda_{d0} = 1,1 \mu\text{m}$. Ainsi, en deçà d'une épaisseur de cible de $1 \mu\text{m}$ la dilution longitudinale des électrons s'opère principalement dans les gaines électroniques qui se développent sur les faces de la cible. L'épaisseur de peau s'exprimant suivant $l_s = c/\omega_{pe}$ vaut quant à elle 16 nm pour un plasma de densité électronique totale de $3,5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

➤ Champs caractéristiques.

Au cours de l'interaction laser-plasma un courant électronique de l'ordre de quelques $1 \cdot 10^6 \text{ A}$ est accéléré vers l'intérieur de la cible. Celui-ci conduirait dans le vide à générer un champ magnétique de l'ordre de $1 \cdot 10^4 \text{ T}$, sans la présence d'un courant de retour qui vient écranter ce champ. Le très grand rapport de densité entre la population chaude et la population froide permet un écrantage rapide nécessitant une faible vitesse des électrons froids ($n_{\text{hot}} \cdot v_{\text{hot}} = n_{\text{cold}} \cdot v_{\text{cold}}$). Cependant, des champs de l'ordre de la centaine de Teslas peuvent exister dans une cible après interaction. Ces électrons, qui débouchent sur la face arrière de la cible avec une densité et une température exprimées ci-dessus, permettent l'établissement d'un champ quasi électrostatique de l'ordre de 10^{12} V.m^{-1} en l'absence de réplasma.

5.2. Temps et vitesses caractéristiques.

➤ Fréquence plasma électronique.

La fréquence plasma électronique de la population froide, définissant le temps de réponse du plasma à une perturbation s'exprime par $\omega_{pe}^2 = n_e e^2 / (m_e \epsilon_0)$. On a ainsi $\tau_{\text{neut}} \sim 1/\omega_{pe} = 5,6 \cdot 10^{-2} \text{ fs}$ qui définit le temps caractéristique de neutralisation en charge d'un plasma de densité électronique de

$3,5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. La fréquence plasma ionique vaut quant à elle, $1/\omega_{pi} = 3,85 \text{ ps}$ pour de l'aluminium ionisé 3 fois en moyenne.

➤ **Temps de transfert de l'énergie des électrons vers les protons.**

La vitesse de transfert de l'énergie des électrons vers les protons dépend de l'épaisseur de cible et donc de la fréquence des rebonds sur les faces de la cible (*Carrié, 2011*). En effet, comme nous avons pu le voir plus haut, l'énergie perdue au cours de la propagation des électrons dans la cible peut être négligée dans le cas d'une cible mince (quelques microns d'épaisseur). Ainsi, la majorité de l'énergie perdue par les électrons et transférée aux protons se fait au cours des rebonds au niveau de l'interface cible-vide. Cette énergie perdue au cours des rebonds peut être approchée par l'étude analytique décrite dans la référence (*Mora and Grismayer, 2009*). On obtient ainsi un temps de refroidissement électronique de l'ordre de 100 fs pour une cible de $1,2 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et de 250 fs pour une cible de $3,5 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur (*Carrié, 2011*). Ceci permet d'estimer que les protons perdent environ 10 % de leur énergie à chaque rebond, en considérant qu'ils se déplacent à la vitesse de la lumière.

➤ **Vitesse acoustique ionique.**

La vitesse acoustique ionique peut s'exprimer selon l'expression suivante $c_s = (Zk_bT/(m_i))^{1/2}$ dans le cas où le plasma est constitué d'une seule population électronique de température T. Dans le cas réel d'un plasma constitué de 2 populations électroniques, il est possible de calculer cette vitesse acoustique en considérant uniquement la population chaude dans la mesure où celle-ci est 5 ordres de grandeur plus chaude que la population froide. On peut de cette manière calculer $c_s = 2,6 \text{ }\mu\text{m.ps}^{-1}$ pour une température électronique chaude de 0,85 MeV et un degré d'ionisation moyen de l'aluminium $Z=3$, soit environ un pourcent de la vitesse de la lumière. Au début de l'accélération des protons, le front ionique avance à 2 fois cette vitesse suivant l'expression $v_{\text{front}} \sim 2c_s * \ln(\tau + (\tau^2 + 1))^{1/2}$ (*Mora, 2003*). Avec $\tau = \omega_{pi} * t_{\text{acc}} / \sqrt{2e}$ définissant le temps d'accélération normalisé.

6. Conclusion.

Le développement des technologies laser, notamment la réalisation d'impulsions courtes et ultra-intenses, a permis d'ouvrir tout un pan de physique et plus particulièrement a donné la possibilité d'accélérer des faisceaux d'ions de bonne qualité avec des lasers. Toutes les expériences entrant dans le cadre de l'interaction laser-matière sont très dépendantes de l'avancée et de la qualité des lasers. Les expériences d'accélération de protons nécessitent des intensités extrêmes ($\sim 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) sur de très courtes durées d'impulsion ($\leq \text{ps}$). Or ces impulsions sont toujours précédées de lumière parasite (ASE ou préimpulsion) qui peut venir dégrader la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Afin d'éviter de détériorer l'accélération des ions, il est donc important de travailler avec un contraste laser important.

Nous avons pu voir que quel que soit le mécanisme d'accélération des ions, ceux-ci nécessitent toujours l'implication des électrons dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui. Ceci est lié à l'importante différence de masse entre les électrons et les ions, rendant les électrons bien plus mobiles. C'est donc la formation de séparations de charge qui permet l'accélération des constituants de la cible et plus spécifiquement les contaminants (eau et hydrocarbures) toujours présents sur les faces des cibles. Ces champs quasi statiques sont d'autant plus importants lorsqu'ils s'établissent dans le vide, favorisant de ce fait l'accélération au niveau des interfaces. Le mécanisme d'accélération TNSA, considéré comme le plus efficace pour l'accélération d'ions dans les expériences, permet aux électrons débouchant sur les faces de la cible d'établir de puissants champs accélérateurs.

Les mécanismes d'accélération et de transport des électrons sont donc d'une importance capitale. Suivant l'angle d'incidence laser sur la cible et l'état du préplasma, la divergence et l'angle principal d'accélération des électrons ne sont pas les mêmes. Nous avons pu voir que dans le cadre de l'accélération d'ions, le transport de ces électrons pouvait être considéré comme étant balistique à l'intérieur de la cible du fait de la faible épaisseur des cibles utilisées. De plus, la plupart des électrons accélérés par le laser n'ont pas la possibilité de s'échapper de la cible et recirculent à l'intérieur de celle-ci, où nous avons vu que le ralentissement dans celle-ci pouvait être négligé. Seule l'énergie perdue au niveau des interfaces est réellement importante dans le cadre de notre étude.

L'amélioration du mécanisme d'accélération TNSA passe donc par une augmentation de l'amplitude du champ accélérateur ainsi que de la durée de ce champ. Il est de ce fait nécessaire d'augmenter la température des électrons en augmentant l'intensité laser, ainsi que la densité des électrons de la gaine accélétratrice. Cette densité peut quant à elle être modifiée en obligeant les électrons à rester dans la zone d'accélération ou en augmentant la quantité d'électrons accélérés. Le temps d'accélération varie quant à lui avec la durée d'impulsion, mais est également augmenté lorsque l'on oblige les électrons à rester dans la zone d'accélération des ions. Ce sont tous ces points, sur lesquels j'ai travaillé, que je vais maintenant discuter plus en détail dans les chapitres suivants.

***Chapitre II:* Augmentation de l'énergie des protons par confinement géométrique des électrons.**

Lorsque l'on focalise une impulsion laser sur une feuille mince et que l'on regarde la dynamique des électrons au travers du chauffage de la cible qu'ils induisent, on s'aperçoit que ces derniers se diluent très rapidement au sein de celle-ci (*Santos et al., 2007*). Des paramètres tels que le contraste, l'intensité laser et l'angle d'incidence du faisceau définissent la divergence et donc la dilution des électrons accélérés dans la cible (*Green et al., 2008*). Même s'il est possible de modifier en partie la divergence des électrons en contrôlant le préplasma et donc le contraste laser, il n'est pas possible de contrôler efficacement cette dilution si l'on ne s'intéresse pas à la cible elle-même. Sachant que les phénomènes d'accélération des faisceaux de protons sont étroitement liés aux électrons, on se rend bien compte que de contrôler cette dynamique, pour limiter la dilution, peut s'avérer intéressant.

Il a été montré expérimentalement qu'il est possible d'améliorer l'efficacité des mécanismes d'accélération de protons en réduisant la dilution longitudinale des électrons à l'aide de cibles minces (*Mackinnon et al., 2002*). Au regard de ce comportement et de la dynamique électronique, nous allons étudier dans ce chapitre le confinement transverse des électrons, à l'aide de cibles de dimensions latérales réduites, pour améliorer l'accélération des protons. Outre l'intérêt d'une telle amélioration pour les faisceaux de protons, nous verrons que l'augmentation de l'efficacité d'accélération permet de diagnostiquer d'une manière simple le confinement géométrique des électrons.

1. Contexte.

Dans le régime TNSA, qui décrit au mieux l'accélération de protons dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui, la gaine d'électrons générée lors de l'interaction laser-plasma est à l'origine des phénomènes d'accélération. Ses caractéristiques vont donc conditionner le faisceau de protons ainsi accéléré. La composante transverse donnée aux électrons au cours de l'interaction laser-plasma induit un fort transport de ces derniers selon l'axe parallèle aux faces de la cible. Si l'on regarde les électrons qui débouchent sur la face arrière, c.-à-d. la gaine accélératrice des ions, on se rend compte que celle-ci s'étale très rapidement sur une centaine de microns (*Antici et al., 2008b*). Cette dilution qui s'opère à l'intérieur de la cible réduit l'amplitude du champ électrique qui s'établit sur les faces de la cible. L'énergie des protons accélérés étant liée à l'amplitude de ce champ, cette dilution transverse a donc un impact néfaste sur l'efficacité d'accélération du faisceau.

De ce fait, si l'on arrive à contrôler cette expansion transverse, on peut espérer réduire cette dilution et améliorer l'efficacité du mécanisme TNSA. L'utilisation de cibles de dimension transverse réduite est ici mise en avant comme une possibilité de bloquer cette expansion et limiter la dilution des électrons dans la cible.

1.1. Dynamique longitudinale et retour sur la recirculation.

Nous avons pu voir dans le premier chapitre que les trajectoires imprimées par le laser aux électrons peuvent presque être traitées de manière balistique. Ce qui signifie que leur trajectoire est pratiquement rectiligne, tant qu'ils ne rencontrent pas un bord de la cible. De plus, nous avons montré que très peu d'électrons étaient capables de sortir de la cible et recirculaient donc à l'intérieur de celle-ci. On voit facilement dans ces conditions que la dynamique des électrons à l'intérieur de la cible va être liée directement à la géométrie de celle-ci.

L'article de A. Mackinnon et al. (*Mackinnon et al., 2002*) met clairement en évidence l'impact bénéfique de la recirculation rapide des électrons, permise par l'utilisation de cibles minces. La réduction de l'épaisseur de cible permet non seulement de limiter la dilution du faisceau divergeant lors de sa propagation dans la cible, mais permet aussi aux électrons de faire des allers-retours entre face avant et face arrière plus rapidement (*Chen and Wilks, 2005*). Il montre que cette recirculation, sur des temps courts, permet aux électrons, accélérés à des temps différents, de se superposer en face arrière et augmenter le champ électrique accélérateur. Les électrons chauds peuvent de cette manière contribuer plusieurs fois à l'accélération des protons avant de perdre toute leur énergie et être perdus dans le volume de la cible en expansion.

En permettant une recirculation longitudinale rapide, on diminue la dilution des électrons selon cet axe. Ceci conduit donc à améliorer l'efficacité du mécanisme TNSA en augmentant l'amplitude du champ accélérateur ainsi que la durée sur laquelle il se maintient (cf. **Chapitre I**).

1.2. Dynamique transverse.

Il est bien évident que la composante longitudinale des électrons chauds, c.-à-d. selon l'épaisseur de la cible, constitue la composante majeure de l'accélération des protons, car c'est elle qui permet aux électrons de s'écarter de la cible selon cet axe. L'énergie de cette composante détermine en partie, avec la densité électronique, la longueur de Debye et donc l'amplitude du champ accélérateur sur les faces de la cible. Cependant, la forte composante transverse, parallèle à la surface de la cible, toujours imprimée aux électrons, a toute son importance, car elle a un impact direct sur la dilution transverse des électrons dans la cible et donc sur la densité de la gaine accélératrice.

Cette composante, comme on a pu le voir dans le premier chapitre, est liée d'une part à l'axe majeur d'injection des électrons dans la cible, dépendamment de l'angle d'incidence du laser ainsi que du mécanisme d'accélération dominant. D'autre part, sur cet axe principal se superpose une

forte divergence (*Adam et al., 2006*) du faisceau d'électrons. Comme on a pu le voir dans le Chapitre I, cette divergence dépend du mécanisme d'absorption ainsi que des gradients du plasma dans lequel l'impulsion interagit (*Debayle et al., 2010*). Elle dépend donc de l'intensité laser, du contraste de l'impulsion et de la forme spatiale de l'impulsion.

Pour continuer l'analyse, il est donc important de cibler cette dynamique et d'en mesurer l'importance en regardant les électrons chauds débouchant en face arrière de la cible. Différentes approches permettent de caractériser les dimensions de cette gaine d'électrons : soit par une mesure directe de cette gaine, soit par une analyse du faisceau de protons accéléré.

1.2.1. Mesure indirecte :

Sachant que la gaine d'électron est à l'origine du faisceau de protons, si l'on mesure la taille de source de ce faisceau il est possible de remonter à une première mesure de la gaine accélératrice. En utilisant des cibles comportant un motif périodique sur la face arrière, il est ainsi possible de mesurer quantitativement la taille de cette source. En effet, le motif de la cible induit des modulations en densité dans le profil spatial du faisceau qui se conservent au cours du transport grâce à la très bonne laminarité du faisceau (*Cowan et al., 2004*). L'observation des RadioChromic Film (RCF imprimés par le passage du faisceau de protons permet d'observer cette modulation en densité et donc le motif (*Cowan et al., 2004*). Il est ainsi possible de cette manière de remonter à la dimension de la zone d'émission des protons.

Des mesures faites au LULI avant le début de ma thèse montrent (*Antici, 2007*) que les protons de plus basse énergie issus de la face arrière d'une cible de 30 μm d'épaisseur proviennent d'une zone faisant environ 80 μm de diamètre. Ce diamètre correspond également à la dimension de la zone d'émission des ions. À noter que la tache focale était de l'ordre de 5 μm FWHM. Ces résultats ont été obtenus dans une configuration où le faisceau laser arrivait en incidence normale sur la cible. Dans ce cas l'étalement des électrons en face arrière est uniquement lié à la divergence des électrons, car peu importe le mécanisme dominant, ils sont principalement accélérés suivant la normale à la cible (cf. **Chapitre I**). Pour des raisons géométriques, on voit bien que si les électrons étaient injectés avec un angle moyen différent de zéro degré on aurait un étalement encore plus grand.

La mesure de cette zone d'émission montre que le champ quasi statique, généré en face arrière, est suffisamment important sur 80 μm pour arracher des protons de la cible. On a ainsi un étalement transverse très rapide des électrons qui se propagent dans la cible. Ceci implique qu'une quantité non négligeable d'électrons est injectée dans la cible à de grands angles ($\sim 60^\circ$), ce qui est en accord avec les simulations (*Adam et al., 2006*).

1.2.2. Mesure directe :

Il est également possible d'effectuer une mesure directe et plus sensible de la gaine d'électrons, à l'aide d'un diagnostic par interférométrie spatiale, permettant une imagerie 1D résolue en temps (*Antici et al., 2008b*). Au cours de différentes expériences en 2005 et 2006 le TASRI (Time And Space Resolved Interferometry) a été utilisé au LULI afin de mesurer quantitativement les caractéristiques (extension, température et densité) de la gaine électronique en face arrière. La **Figure 15** reprend quelques résultats obtenus pendant ces campagnes d'expérience.

Elle montre, pour différentes épaisseurs de cible, la densité radiale de la gaine d'électrons au moment où l'accélération des protons débute. On voit par exemple dans le cas d'une cible de 9,4 μm d'épaisseur que si l'on s'écarte de 80 μm par rapport au point de focalisation du laser, la densité plasma vaut encore 10 % de la densité maximale mesurée, à l'instant considéré. Ces résultats mettent encore une fois clairement en évidence l'expansion transverse très rapide des électrons sur la face arrière de la cible et donc leur dilution dans celle-ci.

➤ Remarque.

On voit que ces deux méthodes donnent des résultats très similaires même si l'information exacte et leur sensibilité ne sont pas les mêmes. Dans la référence (*Antici et al., en cours*) ces deux méthodes d'analyses sont décrites et comparées. On voit qu'en mettant en relation ces deux techniques on peut trouver un très bon accord entre les résultats obtenus, ce qui confirme leur validité.

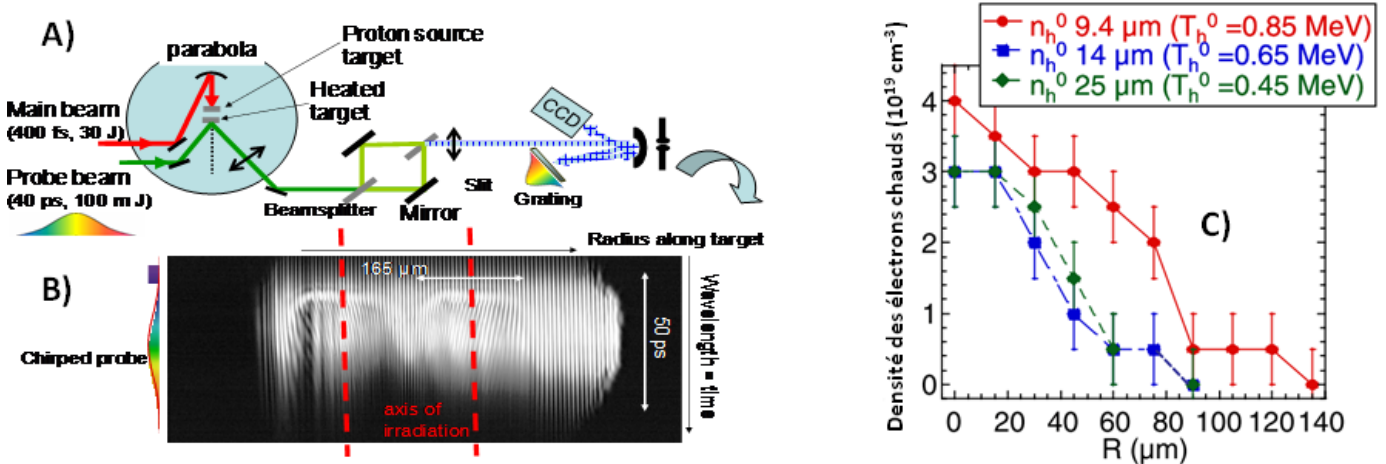


Figure 15: Setup expérimental (A) montrant comment le faisceau principal et le faisceau sonde sont utilisés ainsi que le schéma d'utilisation de l'interféromètre spatial. Exemple d'image (B) obtenue avec ce diagnostic. Distribution radiale de la densité des électrons initiant l'accélération des protons (C) extraits de (*Antici et al., 2008a*), et mesurée pour des cibles de 25, 14 et 9.4 μm d'épaisseur. Ces résultats ont été obtenus avec une impulsion de 320 fs centrée à 1057 nm et une intensité pic de $5 \cdot 10^{19}$ W.cm⁻² sur le laser 100 TW du LULI.

1.3. Comment modifier la dynamique transverse.

Les électrons ont des trajectoires balistiques à l'intérieur de la cible et rebondissent au niveau des interfaces vide-plasma de manière quasi spéculaire, après une longueur de Debye. Les électrons sont donc confinés dans la cible, sur une échelle d'une centaine de picosecondes, le temps que l'explosion hydrodynamique de la cible s'opère. Au cours des rebonds, seule la vitesse perpendiculaire à l'interface est réellement modifiée et amortie, la composante parallèle est donc conservée (*Psikal et al., 2010*). La partie **Analyses complémentaires** développera un peu plus ces considérations.

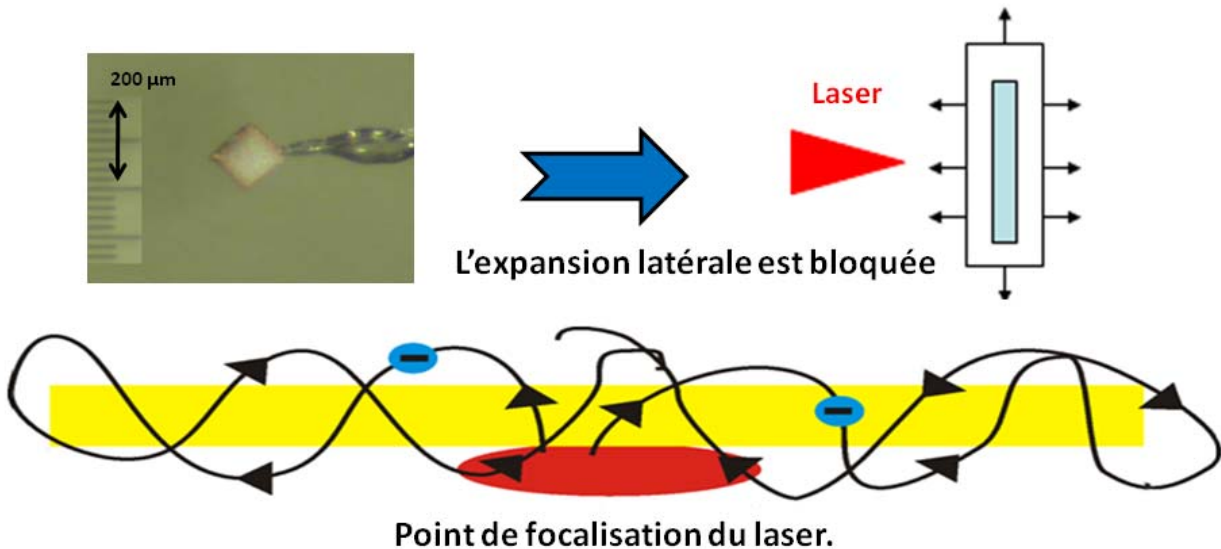


Figure 16: En haut, exemple de cible utilisée, ici 100*100 μm², et schéma de l'effet attendu. En bas, modèle simpliste du confinement transverse obtenu avec des cibles de dimensions réduites.

Dans le cas des cibles communément utilisées pour l'accélération de protons, la taille transverse constitue, de loin, la plus grande des dimensions, et donc l'axe principal de dilution. Au vu du comportement des électrons et des résultats décrits dans (*Mackinnon et al., 2002*), nous avons envisagé d'utiliser des cibles de dimension transverse réduite, afin de bloquer l'expansion selon cet axe (cf. **Figure 16**). De cette façon, les électrons se réfléchiront sur les bords et reviendront vers le centre de la cible, suivant le même mécanisme que celui qui s'opère sur les faces de celle-ci. Ainsi, les électrons migrant vers les bords de la cible pourront potentiellement contribuer plusieurs fois à l'accélération des protons, tout comme cela est observé dans le cas d'une recirculation longitudinale (*Mackinnon et al., 2002*).

Cependant, les temps sur lesquels la recirculation longitudinale et transverse se produisent sont différents à cause des dimensions bien différentes entre épaisseur de cible ($\sim \mu\text{m}$) et dimension transverse ($\sim 100 \mu\text{m}$). Il est évidemment important que les électrons aient le temps de revenir avant la fin du mécanisme d'accélération des protons, afin que la recirculation puisse jouer un rôle significatif. La dimension transverse de la cible doit donc être suffisamment réduite pour limiter le temps de transit des électrons entre la zone d'accélération et les bords de la cible. Du fait de ces différentes échelles entre épaisseur de cible et dimension latérale de la cible, on s'attend ici à un impact moins important de la recirculation transverse par rapport au cas de la recirculation longitudinale.

La recirculation des bords vers le centre de la cible permet d'augmenter la densité électronique, et donc le champ accélérateur. De plus, cette recirculation permet potentiellement d'augmenter la durée du champ accélérateur, car elle permet de conserver une pression d'électrons chauds, au niveau du front ionique, plus longtemps. Il est ainsi envisagé ici de tirer parti de la recirculation transverse pour augmenter l'efficacité d'accélération des protons, tout comme cela avait été fait pour la recirculation longitudinale (*Chen and Wilks, 2005*), avec des cibles minces.

2. Mise en évidence de l'influence des dimensions transverses de la cible sur l'accélération de protons.

Afin d'explorer cette approche, une série d'expériences a été faite avec le laser 100 TW du LULI. La première menée sur ce sujet a montré, contre toute attente, une dégradation flagrante des processus d'accélération lorsque les dimensions latérales des cibles utilisées devenaient trop petites. L'hypothèse d'un contraste temporel insuffisant du laser a rapidement été émise, puis effectivement confirmée au cours d'autres séries de tirs.

Il a pu être mis en évidence qu'un préplasma trop important, généré en face avant par l'ASE, a le temps de couler de manière hydrodynamique vers la face arrière de la cible et de perturber l'accélération des protons si la dimension transverse est trop restreinte.

2.1. Expériences préliminaires.

Dans la première expérience qui s'est déroulée avant ma thèse le faisceau principal était utilisé dans une configuration simple, à la fréquence fondamentale (1ω) centrée à 1057 nm. L'impulsion laser d'une énergie de 30 J, était recomprimée jusqu'à 400 fs puis focalisée avec une parabole $f/3$ sur une feuille mince, ce qui permettait d'atteindre une intensité pic de $4.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

Des cibles d'or de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de plusieurs dizaines de microns de dimension latérale ont été utilisées. La première série de tirs a montré que l'accélération des protons était très fortement dégradée lorsque la cible avait des dimensions latérales inférieures à $100 \mu\text{m}$. En effet, dans le cas de cibles larges (quelques millimètres de cotés), un faisceau de 20 MeV avec une répartition spatiale très lisse était accéléré. Or, lorsque les dimensions de la cible étaient trop réduites, un faisceau très perturbé spatialement était accéléré à des énergies de seulement quelques MeV. Ceci prouve que la dégradation observée est bien liée à la taille transverse de la cible.

Afin de mieux comprendre ce comportement et de mettre en évidence la taille limite à partir de laquelle cette dégradation apparaît, une série de tirs à des positions différentes du bord de la cible a été effectuée. La Figure 17 montre les résultats obtenus pour des tirs effectués à 14, 20, 30, 90 et 200 μm du bord d'une cible d'or de 10 μm d'épaisseur. Ils mettent en évidence une détérioration significative de l'énergie et du profil spatial du faisceau accéléré lorsque la cible était irradiée à moins de 90 μm d'un de ses bords. Au-delà de cette distance limite, le faisceau retrouve un profil spatial et une énergie maximum similaire à ce qui est obtenu avec une cible millimétrique.

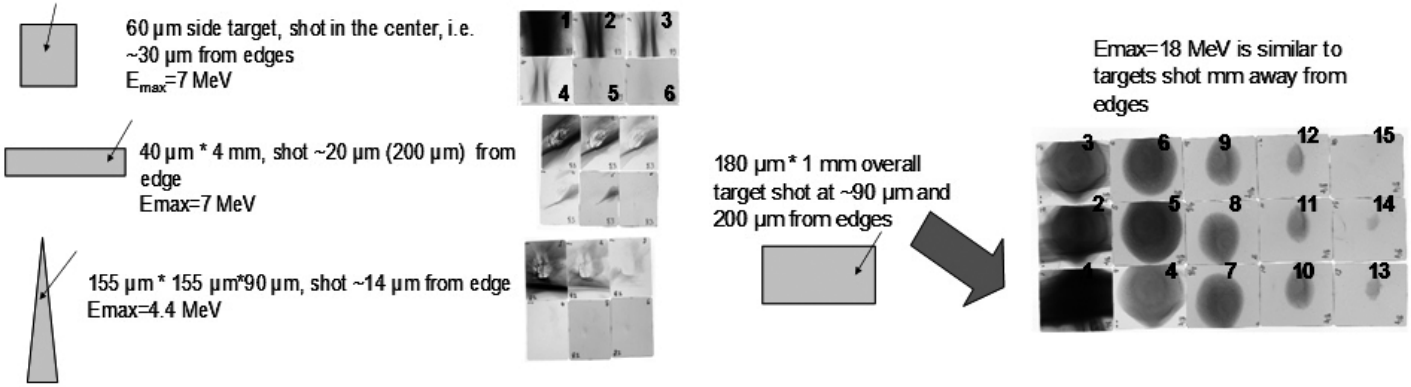


Figure 17: Résultats obtenus en irradiant une cible de 10 μm d'épaisseur à différentes positions du bord de la cible. L'empreinte du faisceau de protons sur un empilement de RCF est ici montrée, dans le cas où la cible était irradiée à 14, 20, 30 et 90 μm du bord de la cible. Les numéros correspondent à la couche des RCFs dans l'empilement, plus le numéro est grand plus l'énergie des protons est grande.

2.2. Expériences à haut contraste.

Ce comportement observé avec des cibles de très faibles dimensions transverses ressemble à celui que l'on peut rencontrer lorsque l'on cherche à réduire l'épaisseur des cibles utilisées. Dans ce cas, on sait que si le contraste laser n'est pas suffisant, on dégrade complètement l'accélération des protons. Ceci est dû au fait qu'en réduisant l'épaisseur de cible, un préplasma peut se former sur la face arrière, avant l'arrivée de l'impulsion principale (Kaluza *et al.*, 2004). La présence de ce préplasma réduit le champ quasi électrostatique qui s'établit, $E=E_{\text{max}}*\lambda_d/l_{\text{ss}}$ (Grismayer and Mora, 2006) (avec E_{max} le champ maximum qui s'établit sans gradient et l_{ss} la longueur de gradient présent en face arrière), ce qui dégrade l'accélération des protons. Or la dégradation observée ici, en réduisant la dimension transverse des cibles, est similaire à ce que l'on peut rencontrer dans le cas qui vient d'être décrit.

Si l'on veut comprendre le comportement observé ici, il est donc important de tenir compte du contraste non infini du laser et donc du piédestal précédant l'impulsion principale. Typiquement, son intensité est, sur l'installation du 100 TW, de l'ordre de $4 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$, 500 ps avant l'impulsion principale (contraste de 10^{-6} avant l'obturation des cellules de Pockels rapides). Ce dernier est supérieur au seuil d'ionisation, ce qui permet à l'ASE de créer un préplasma en face avant, jusqu'à 500 ps avant l'arrivée de l'impulsion principale. D'après des simulations hydrodynamiques effectuées avec le code Langrangien monodimensionnel ESTHER (Colombier *et al.*, 2005), l'ordre de grandeur de la température de ce préplasma est d'environ quelques dizaines d'eV. D'après ces mêmes simulations, il est possible d'observer que le front de densité électronique à 10^{19} cm^{-3} avance avec une vitesse (V_p) d'environ 400 $\mu\text{m/ns}$.

En considérant ces données, on s'aperçoit que pour une cible de dimension latérale trop réduite, ce préplasma aura le temps de couler hydrodynamiquement de la face avant vers la face arrière. De plus avec les données expérimentales (seuil de dégradation : $R_b=90 \mu\text{m}$), ainsi que les paramètres attendus du préplasma (température et instant de création), on voit bien que cette hypothèse d'une fuite de celui-ci vers la face arrière est cohérente : $2*R_b/V_p < 500 \text{ ps}$. On peut en

déduire que ce préplasma, créé par l'ASE en face avant, est bien responsable de la perturbation de l'accélération des protons en face arrière.

Afin d'empêcher la formation de ce préplasma trop tôt avant l'arrivée de l'impulsion principale, il est nécessaire d'utiliser une impulsion laser à très haut contraste temporel. La suite des expériences a ainsi été menée en utilisant un faisceau laser doublé en fréquence. Les premiers tirs qui ont été effectués ont immédiatement mis en évidence que l'on pouvait désormais utiliser des cibles bien plus réduites, ce qui confirme par la même occasion l'hypothèse avancée ci-dessus.

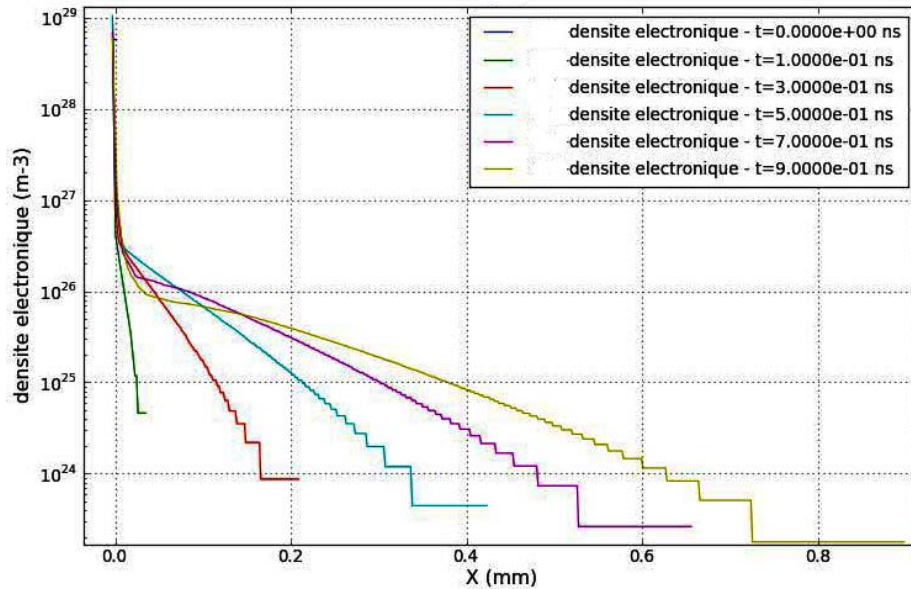


Figure 18 : Profil de densité électronique calculé avec le code hydrodynamique ESTHER, pour une cible d'or de 2 μm , soumise à 500 ps d'ASE à 4.10^{12} W/cm^2 et une longueur d'onde de 1054 nm.

3. Étude expérimentale de l'accélération de protons dans le cas d'un confinement transverse des électrons.

La suite des expériences, dont je me suis occupé pendant ma thèse, a donc été réalisée à 2ω . Ce sont ces expériences, effectuées en février 2008 et mars 2009, qui ont permis de mettre clairement en évidence l'intérêt des cibles de dimension réduite et qui sont décrites ci-dessous. Ces expériences ont pleinement montré une amélioration, sur trois points, des caractéristiques des faisceaux de protons accélérés et ont permis de mettre en lumière l'importance du phénomène de recirculation transverse des électrons.

Le confinement géométrique des électrons qui en résulte permet d'augmenter ainsi d'un facteur quasiment 3 l'énergie maximum atteinte par les protons. Il permet également d'augmenter l'efficacité de conversion de l'énergie laser vers les protons d'environ un facteur 10. Les résultats montrent aussi qu'il est possible de réduire la divergence du faisceau de protons de cette manière.

3.1. Expérience et diagnostics.

3.1.1. Configuration laser.

Les expériences ont été réalisées sur le 100 TW du LULI, en utilisant un faisceau doublé en fréquence de manière à augmenter significativement le contraste temporel. Comme nous avons pu le voir dans le premier chapitre, le contraste à 2ω peut être approximé par celui à 1ω mis à la puissance 2. Il est donc supérieur à 10^{10} jusqu'à 15 ps avant l'arrivée de l'impulsion principale. L'utilisation de miroirs réfléchissant le 2ω permet ensuite d'éliminer le 1ω restant dans le faisceau de manière à ne conserver que la composante à haut contraste. De cette manière, le niveau

d'intensité du piédestal devient inférieur au seuil d'ionisation, ce qui permet d'éviter la formation d'un préplasma trop tôt avant l'arrivée de l'impulsion principale.

Au cours de ces expériences, le laser était focalisé au meilleur point focal, en incidence 45° et en polarisation S, sur la face avant d'une feuille mince. L'impulsion était recomprimée jusqu'à 400 fs. L'énergie laser (E_L) encerclée dans la tache focale (30 % de l'énergie totale), FWHM de $\sim 6 \mu\text{m}$ à 2ω (529 nm) était d'environ $0,3 \cdot 7 \text{ J}$ et permettait d'obtenir une intensité pic sur cible de $I\lambda^2 \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. De plus avant chaque tir laser, une correction du front d'onde était réalisée à l'aide d'un miroir déformable (Antici, 2007).

3.1.2. Les diagnostics utilisés et détails de l'expérience.

Le profil spatial ainsi que le spectre des faisceaux de protons accélérés à partir des cibles ont été mesurés à l'aide d'un empilement de films dosimétriques (RCF) (Klassen et al., 1997). Un spectromètre magnétique, utilisé avec des Image plates (IP) (Mancic et al., 2008) permettant une meilleure résolution a également été utilisé et aligné sur l'axe d'émission du faisceau de protons. Contrairement au diagnostic RCF, ce dernier ne permet uniquement de mesurer qu'une faible partie du faisceau, sous un angle solide typiquement de $5 \cdot 10^{-6} \text{ str}$. Le pack de RCF placé à environ 30 mm de la cible était percé d'un trou de 2 millimètres de manière à laisser libre l'axe du spectromètre magnétique placé, lui à environ 1,1 m (cf. **Figure 19**). L'analyse des RCF a été faite d'une part par une mesure de densité optique (Antici, 2007), technique communément utilisée, et d'autre part en mesurant la dose déposée dans les films via l'activation nucléaire induite, à l'aide de PMT (Tarisien et al., 2010).

Afin de mesurer le spectre des électrons s'échappant de la cible vers le vide, un diagnostic similaire à celui des RCF a été utilisé. Dans le cas bien particulier des électrons, un empilement d'images plates (IP) séparées par des lames d'aluminium de 2 mm d'épaisseur et percées également d'un trou a été placé juste derrière le pack de RCF. L'émission thermique de la cible a été observée à l'aide du diagnostic HISAC (Nakatsutsumi, 2008), couplant un système de fibres optiques à une caméra à balayage de fente et une caméra CCD. Celui-ci permet une imagerie 2D de l'émission thermique de la cible, résolue en temps.

Dans l'ensemble de ces expériences, des cibles d'or de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur ont été utilisées. Les cibles de différentes dimensions, découpées à la main, étaient montées sur des micro fils ($\sim 10 \mu\text{m}$ de diamètre) afin de limiter la possibilité d'une fuite des électrons dans le support. Des cibles allant du $\sim \text{mm}^2$ jusqu'à $40 \cdot 30 \mu\text{m}^2$ étaient alignées, à l'aide de reprises d'images, avec une précision estimée d'environ $10 \mu\text{m}$, de manière à focaliser le faisceau laser en plein centre de celles-ci.

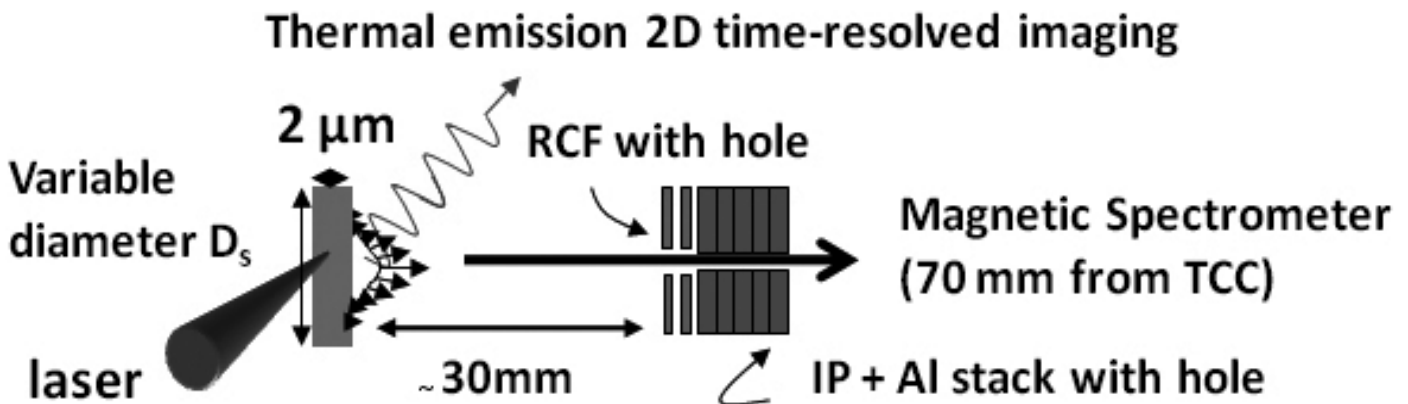


Figure 19: Schéma de principe de l'expérience ainsi que des différents diagnostics utilisés.

3.2. Influence des dimensions transverses de la cible sur l'accélération de protons.

En analysant les RCF par une méthode de déconvolution (*Antici, 2007*), on peut voir que le maximum d'énergie atteint par les protons augmente progressivement lorsque les dimensions latérales de la cible sont réduites (cf. **Figure 20**). La même tendance est également observée avec le taux de conversion de l'énergie laser vers le faisceau de protons. Ce calcul du taux de conversion ne prend ici en compte, que les protons d'une énergie supérieure à 1,5 MeV. Pour plus de détails sur l'allure des tendances observées, voir la partie **Analyse complémentaire**.

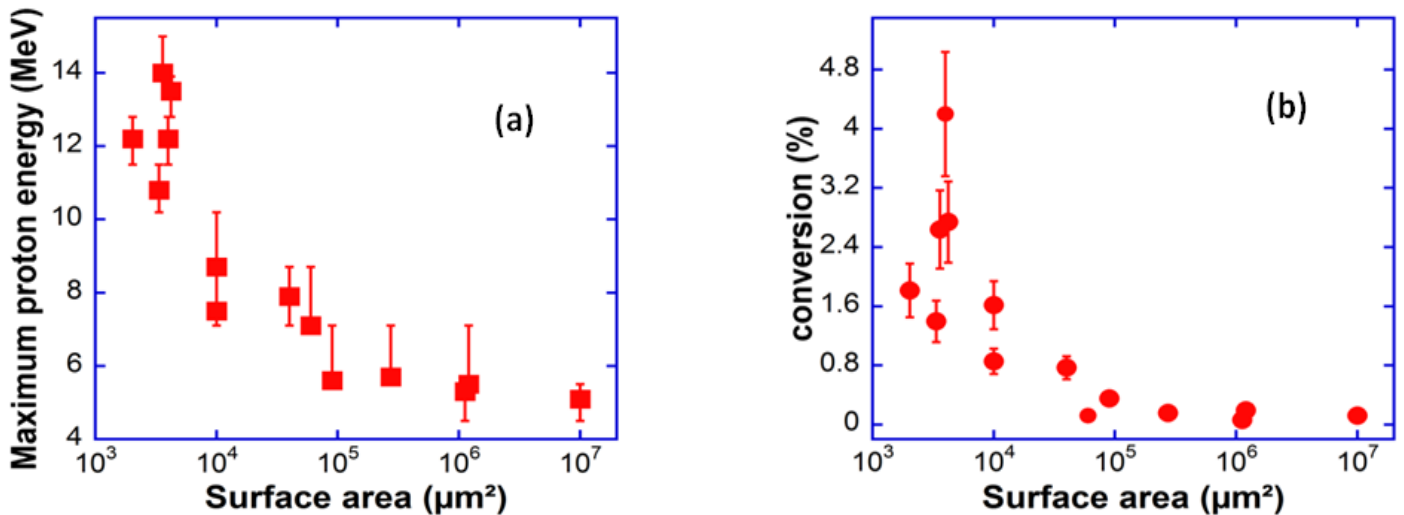


Figure 20: Résultats obtenus par analyse des RCF, donnant (a) l'énergie maximum des protons pour une cible d'or de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur et pour différentes tailles de cibles et (b) le pourcentage d'énergie transféré du laser au faisceau de protons d'une énergie $> 1,5 \text{ MeV}$.

Les différentes mesures montrent une sorte de palier, pour lequel les caractéristiques du faisceau de protons ne changent presque pas, jusqu'aux environs de $4 \cdot 10^4 \mu\text{m}^2$, soit une cible de $200 \cdot 200 \mu\text{m}^2$. De toute évidence, il y a un seuil au dessous duquel, les dimensions transverses de la cible commencent à avoir une influence. En comparant les résultats obtenus pour une cible millimétrique, c.-à-d. large (point à $10^7 \mu\text{m}^2$ sur la **Figure 20**) et une cible de $60 \cdot 60 \mu\text{m}^2$ on constate presque un facteur 3 sur l'énergie maximum des protons accélérés et un facteur 10 sur le taux de conversion de l'énergie laser vers le faisceau de protons.

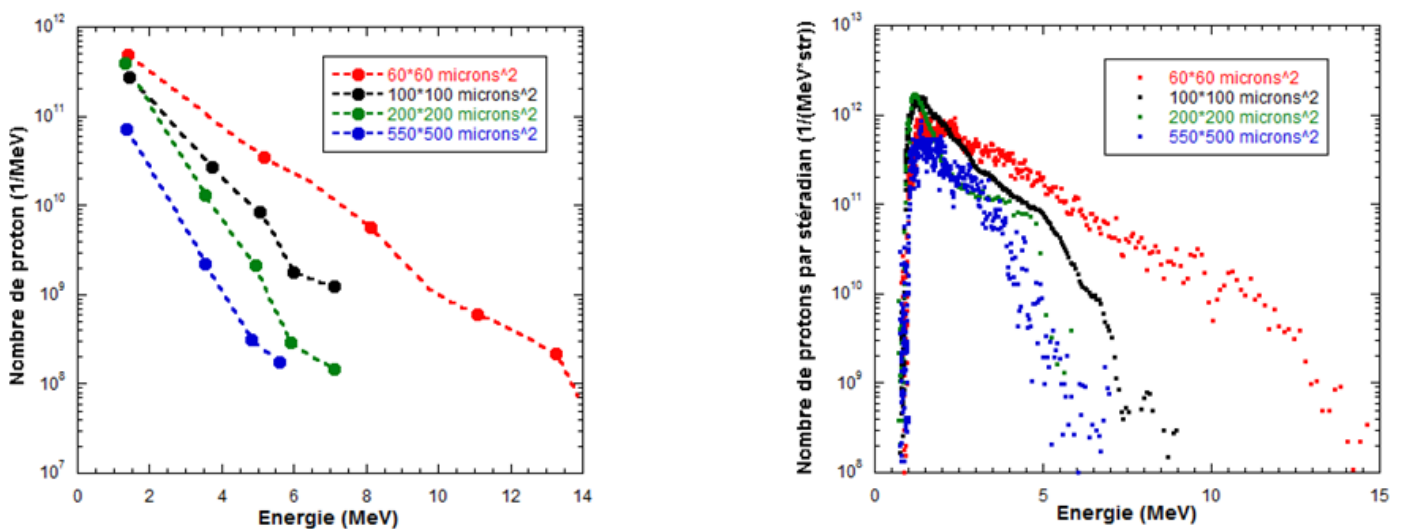


Figure 21: Spectres des faisceaux de protons obtenus avec des cibles de dimensions latérales différentes et mesurés avec des RCF (gauche) ainsi qu'avec un spectromètre magnétique (droite). Le spectre obtenu avec les RCF correspond à celui du faisceau complet alors que celui du spectromètre est une mesure par stéradian.

Sur la **Figure 21** sont représentés les spectres mesurés des faisceaux de protons à l'aide de RCF ainsi que du spectromètre magnétique. Les spectres obtenus avec le spectromètre ne peuvent pas être comparés de manière absolue, car ces spectres dépendent fortement de l'alignement du diagnostic placé à 1,1 m de la cible. Ils confirment cependant la tendance observée avec les RCF.

Les résultats montrent également que si l'on diminue trop les dimensions transverses de la cible, l'accélération des protons en face arrière commence à se dégrader. Ce comportement est similaire à celui observé au cours des expériences préliminaires. Le contraste n'étant toujours pas infini, un préplasma créé en face avant pourrait venir perturber l'accélération lorsque les dimensions transverses de la cible deviennent trop petites. Cependant, cette question n'a pas été étudiée plus en détail, et il peut s'avérer que d'utiliser une cible trop petite pourrait modifier la dynamique de transport des électrons en modifiant la neutralisation en charge et en courant du faisceau accéléré.

Si l'on s'attache maintenant à la qualité spatiale du faisceau de protons, on peut voir qu'en utilisant des cibles de dimensions réduites, il est possible de réduire la divergence du faisceau accéléré. La **Figure 22.a** montre le profil angulaire du faisceau de protons correspondant à une tranche prise à 60 % du maximum d'énergie et collectée par les films RCF pour deux cibles de dimensions différentes.

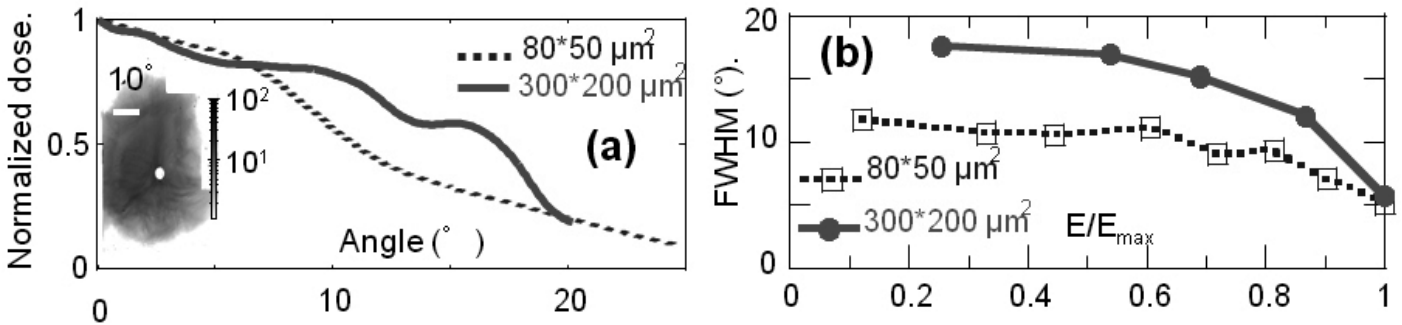


Figure 22: (a) Profil angulaire azimuthal moyen de la dose de protons déposée dans les films RCF et normalisée à $\varepsilon/\varepsilon_{\max} \sim 0,6$ pour deux cibles de dimensions différentes. L'image en niveau de gris (Gy) correspond au profil du faisceau de protons pour une cible de $300 \times 200 \mu\text{m}^2$. (b) FWHM du profil longitudinal pour les mêmes cibles que précédemment, mais pour toutes les énergies de protons.

Dans le cas des deux cibles étudiées (cf. **Figure 22.b**) la divergence du faisceau tend, pour chacune d'elle, vers un minimum de 5° , pour les énergies de protons les plus élevées du faisceau. Cependant, aux basses énergies la divergence est plus faible lorsque l'on utilise des cibles de dimensions réduites. Ceci signifie que la dépendance entre la divergence et l'énergie considérée dans le faisceau est lissée. On obtient donc un faisceau plus collimaté dans le cas des cibles de dimensions réduites.

➤ Incertitudes sur les mesures.

Les spectres, DN/DE (MeV^{-1}) sont obtenus par déconvolution du signal mesuré sur chacun des films RCF. L'incertitude considérée sur l'énergie est prise comme étant l'intervalle entre l'énergie minimale nécessaire pour atteindre le dernier film marqué et l'énergie minimale qu'il faudrait pour marquer le suivant. Ces deux valeurs sont elles-mêmes soumises à l'incertitude sur le dépôt d'énergie calculé par SRIM ($\sim 6\%$). Le taux de conversion est quant à lui estimé en intégrant le spectre DN/DE à partir d'une énergie $E_{\min} = 1,5 \text{ MeV}$ jusqu'à l'énergie maximale. L'erreur est ainsi estimée en considérant l'erreur faite sur le dépôt d'énergie, mais également sur l'estimation de la dose déposée sur chacun des films RCF ($\sim 20\%$). L'erreur totale sur la mesure de conversion d'énergie peut donc être estimée à environ 21% .

3.3. Mis en évidence de la modification des propriétés de la gaine électronique dans le cas des cibles réduites.

Les électrons étant à l'origine des faisceaux de protons dans le régime TNSA qui est dominant ici, il est important maintenant de s'attacher à la dynamique de ces derniers afin de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu.

3.3.1. Modification de la géométrie de la gaine accélératrice.

L'une des premières et des plus directes remarques qui peut être faite concerne la forme de la gaine accélératrice. D'après ce que l'on a vu dans le premier chapitre, l'angle de divergence du faisceau de protons dépend de la courbure de la gaine accélératrice (*Fuchs et al., 2003*) (*Brambrink and Roth, 2006*) dans le cas courant d'une gaine en forme de cloche on obtient un faisceau dont l'angle de divergence dépend de l'énergie normalisée, $\varepsilon/\varepsilon_{\max}$ considérée. Or dans le paragraphe précédent, on a pu voir que cette dépendance était fortement restreinte lorsque des cibles de dimensions réduites étaient utilisées. Cette observation suggère que la géométrie de la gaine est modifiée et plus particulièrement qu'elle s'est aplatie grâce à une répartition plus uniforme des électrons au niveau de la face arrière de la cible.

L'HISAC qui donne une imagerie 2D résolue en temps de l'émission thermique (Nakatsutsumi, 2008) de la face arrière de la cible vient également confirmer cette tendance (cf. **Figure 23**). Ce diagnostic permet d'analyser temporellement le volume chauffé de manière collisionnel par les électrons chauds. Les électrons chauds étant à l'origine du chauffage de la cible, on a donc, de cette manière une information sur la répartition des électrons chauds à la surface de la cible. Pour une cible de dimension réduite, la **Figure 23** montre clairement que les électrons chauffent plus uniformément la zone observée par le diagnostic ($\sim 400 \times 400 \mu\text{m}^2$) que pour une cible large. Les contraintes géométriques qui bloquent l'expansion transverse des électrons permettent d'uniformiser la répartition des électrons chauds sur la face arrière de la cible et donc en toute logique, également à l'intérieur de la cible. Ces observations confirment ainsi celles qui ont été faites au cours d'expériences antérieures au LULI (Nakatsutsumi, 2008) où le chauffage de la cible était également diagnostiqué. L'uniformisation des électrons chauds mis en évidence avec l'HISAC vient confirmer l'idée d'un aplatissement de la gaine d'électrons induisant la diminution de la divergence du faisceau de protons accéléré à partir de cibles réduites.

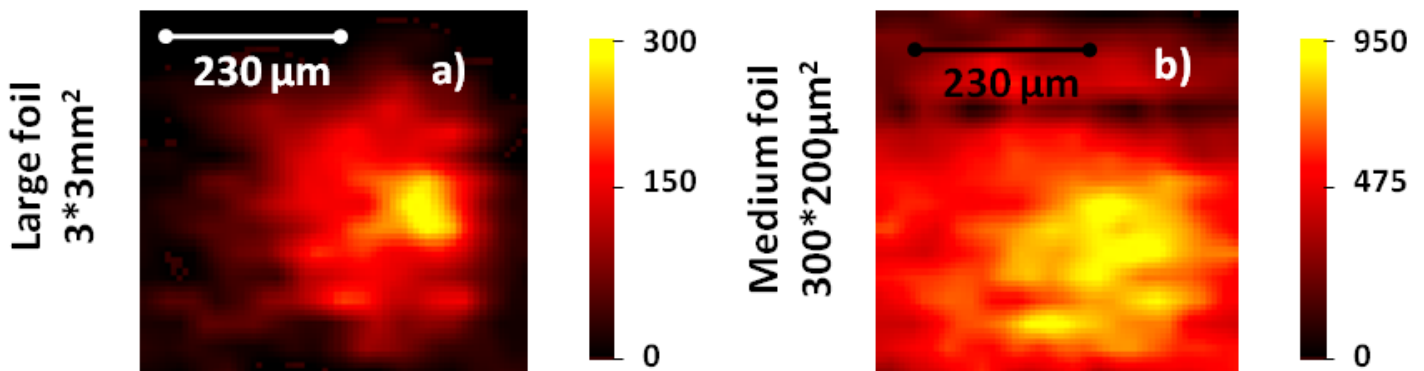


Figure 23 : Image de l'émission thermique, en face arrière, pour 2 cibles de surface différentes, 4 ns après l'interaction. Chaque image est intégrée pendant 30 ps. Elles sont normalisées au maximum d'émission dans chacun des cas. Le nombre de comptes du signal pic en (a) est 3 fois moins important qu'en (b).

Ces observations sont cohérentes avec un schéma de confinement transverse des électrons qui permet ici comme on le voit, d'uniformiser la répartition des électrons chauds dans la gaine électronique sur la face arrière de la cible.

3.3.2. Amélioration du champ accélérateur grâce au confinement géométrique.

Si l'on regarde toujours les données de la **Figure 23** on peut voir que l'image intégrée sur 30 ps a un niveau d'émission thermique bien supérieur (3 fois) dans le cas d'une cible de dimension réduite. Ceci suggère ainsi que la densité et/ou la température des électrons chauds, au sein de la région étudiée, est plus importante lorsque les dimensions transverses de la cible sont réduites. Même si les données de la **Figure 23** correspondent à un temps $t=4$ ns, après l'arrivée de l'impulsion principale (le diagnostic était saturé avant ce temps), il est raisonnable d'avancer qu'elles donnent également une tendance pour les temps très courts. Ceci signifie ainsi que sur le temps d'accélération des protons (\sim ps), débutant très peu de temps après l'arrivée de l'impulsion laser, les caractéristiques de la gaine accélératrice, température et/ou densité, sont améliorées. Une telle augmentation permet ainsi d'augmenter le champ accélérateur et donc l'énergie maximale des protons.

L'axe d'imagerie de ce diagnostic correspondant également à celui de l'axe laser, il n'a donc pas, par conséquent, été utilisé pour des cibles plus petites de manière à ne pas l'endommager. Cependant, les cibles étudiées par l'HISAC montrent déjà une tendance intéressante lorsque l'on réduit les dimensions transverses. Afin de voir si effectivement la densité et/ou de la température de la gaine électronique augmentent, différents diagnostics, directs ou indirects, nous ont permis de remonter à ces propriétés.

➤ Mesure indirecte.

Nous avons pu voir dans le premier chapitre que le spectre de protons accélérés pouvait s'écrire sous la forme $DN_p/D\varepsilon = 1,3N_{\text{hot}}c_s/[c(2\varepsilon T_{\text{hot}})^{1/2}] \exp(-[2\varepsilon/T_{\text{hot}}]^{1/2})$ (*Fuchs et al., 2006a*), d'après le modèle de P. Mora (*Mora, 2003*). En ajustant ainsi cette équation sur le spectre de protons obtenu grâce à l'analyse des RCF (cf. **Figure 24**) et du spectromètre magnétique, il est possible de remonter au nombre d'électrons ayant participé à l'accélération (N_{hot}) ainsi qu'à la température moyenne de ces électrons (T_{hot}). Il est important de noter que ce modèle est un modèle isotherme, ce qui signifie qu'en conséquence la température (T_{hot}) que l'on extrait correspond à l'information moyennée sur le temps d'accélération. Notons également que cette équation utilisée pour l'ajustement considère un modèle 1D avec une population électronique homogène au sein de la gaine électronique.

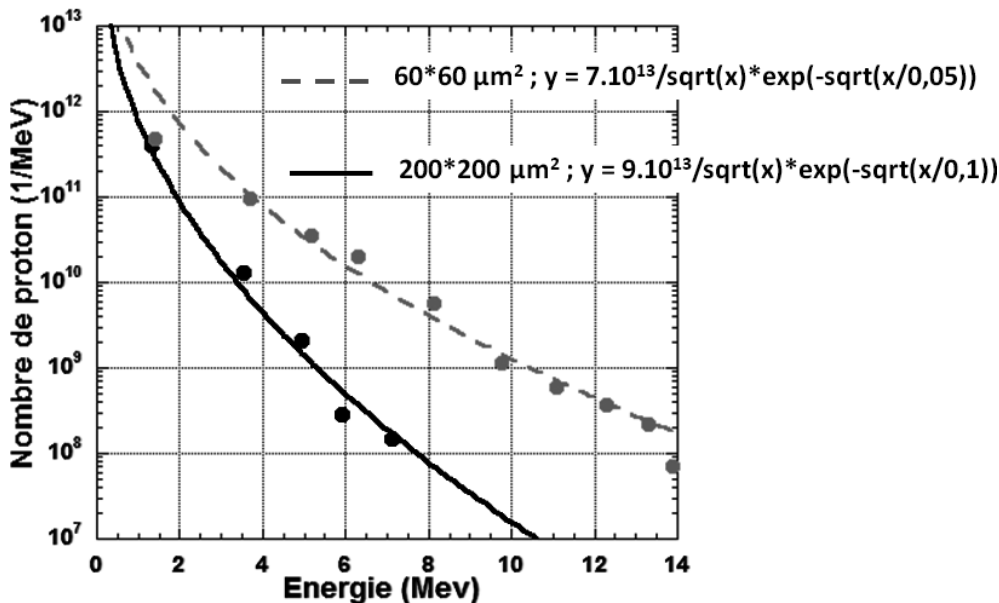


Figure 24 : Exemple d'ajustements obtenus à partir des spectres de protons des RCF pour des cibles de $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ et de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Les deux coefficients de la régression sont à multiplier par 33,3 et 2 pour obtenir respectivement le nombre d'électrons ayant participé à l'accélération et la température moyenne de ces électrons.

Les spectres obtenus avec le spectromètre magnétique ne donnent une mesure que sur une faible partie du faisceau et ne permettent donc pas d'obtenir une information complète sur le faisceau accéléré. De plus, ce diagnostic est fortement soumis aux défauts d'alignement de la cible, car il observe un angle solide très faible. Le faisceau de protons étant accéléré suivant la normale à la cible avec une dépendance de l'énergie et du nombre de protons avec l'angle d'émission, un léger tilt de la cible modifie l'information recueillie. Il est donc difficile pour cette raison d'accorder beaucoup d'intérêt aux tendances qu'il est possible d'obtenir, tout particulièrement en ce qui concerne le nombre d'électrons. Malgré le fait que le nombre d'électrons ayant contribué à l'accélération et déduit de ces spectres semble aléatoire, une tendance à l'augmentation de la température est observée lorsque l'on réduit les dimensions transverses de la cible.

Même si effectivement l'analyse des spectres du spectromètre magnétique est plus proche d'un modèle 1D, pour les raisons évoquées ci-dessus et donc par souci de pertinence nous avons utilisé uniquement les données obtenues avec les RCF. Cette analyse reportée dans la **Figure 25** montre une augmentation de la densité et de la température moyenne électronique lorsque l'on réduit les dimensions latérales des cibles utilisées. On peut également voir que le confinement géométrique modifie principalement le nombre d'électrons ayant contribué à l'accélération avec un facteur quasiment 10 entre une cible large et une cible de $60 \times 60 \mu\text{m}^2$, alors que la température électronique augmente d'un facteur 2. Cette observation est en accord avec l'idée d'un confinement des électrons, car celui-ci permet d'obliger les électrons à rester dans la zone d'accélération, augmentant de ce fait le nombre d'électrons ayant contribué à l'accélération. L'augmentation de la température moyenne vue par les protons vient quant à elle du fait qu'en réinjectant les électrons chauds dans la zone d'accélération on augmente la température moyenne de la gaine électronique. Ces considérations seront revues plus en détail au cours de l'analyse théorique.

Ici encore, l'effet du confinement longitudinal ne s'observe qu'à partir d'une cible de dimension inférieure à $4.10^4 \mu\text{m}^2$. En effet, si les cibles sont plus larges, les T_{hot} et N_{hot} moyens restent relativement constants, quelles que soient les dimensions de la cible.

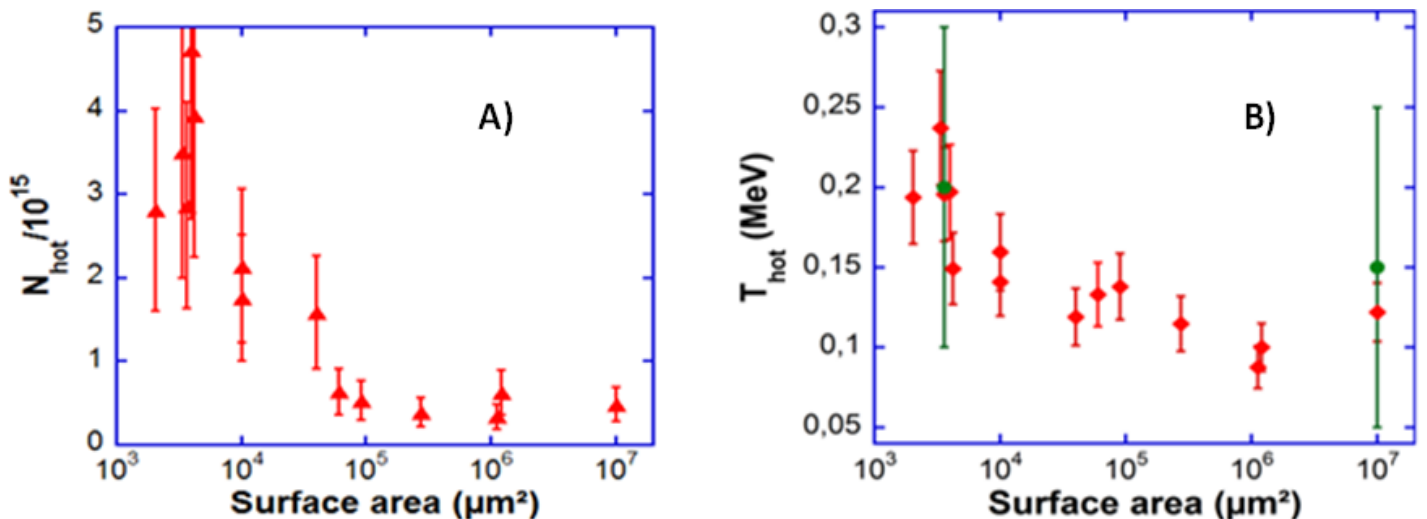


Figure 25: (a) Nombre effectif moyen d'électrons dans la gaine, N_{hot} , et (b) température effective moyenne des électrons, T_{hot} , ayant contribué à l'accélération des protons. Les données en rouge sont extraites des spectres de protons mesurés à l'aide des RCF. Les données en vert sont extraites des empilements d'IP et d'aluminium (voir texte pour plus de détail).

L'incertitude sur le calcul de T_{hot} et N_{hot} vient ici principalement de 2 facteurs : du calcul sur le spectre de protons ainsi que de l'ajustement du modèle théorique sur la courbe expérimentale. Les paramètres T_{hot} et N_{hot} sont deux paramètres découplés. L'un (T_{hot}) joue un rôle sur la pente du spectre de protons alors que l'autre (N_{hot}) influence uniquement la valeur totale du nombre de protons à une énergie donnée. L'incertitude sur la température électronique peut être déduite d'une

part, de l'écart obtenu avec la méthode de déconvolution du pack d'IP (cf. mesure directe), pouvant être considérée comme l'erreur faite sur le modèle employé (~22 %). Il est important d'ajouter à cette erreur, celle faite sur l'équation d'ajustement, estimé de par l'écart type moyen obtenu sur les différentes régressions (~15 %). On a donc une erreur moyenne sur la température électronique de la gaine accélératrice d'environ 27 %.

La mesure du N_{hot} peut quant à elle être obtenue uniquement qu'à partir du spectre complet. La façon ici utilisée pour calculer l'erreur faite sur cette mesure a été de propager l'erreur de T_{hot} sur N_{hot} , soit ~31 % et de considérer ensuite l'erreur faite sur la mesure de la dose déposée dans les films RCF (~20 %) ainsi que celle faite sur l'ajustement. Ce qui donne une erreur d'environ 40 % sur la mesure.

➤ Mesure directe.

La mesure directe des électrons chauds peut se faire de la même manière que la mesure du spectre de protons avec les RCF, mais en adaptant la méthode d'empilement et de déconvolution au cas particulier des électrons.

Au cours de leur expansion dans le vide, les électrons sont refroidis à cause du transfert d'énergie des électrons vers les protons. Néanmoins, cette population d'électrons conserve une queue chaude ayant la température de la population initiale s'échappant de la cible (*Mora and Grismayer, 2009*). Ainsi, la température mesurée, sur l'empilement d'IP servant de diagnostic, correspond directement à celle de cette queue chaude. En supposant une distribution de Boltzmann avec une température T_{hot} , le code Monte-Carlo Géant4 (*Agostinelli et al., 2003*) nous a permis de trouver le T_{hot} qui correspondait au mieux à nos résultats. Cette méthode permet une estimation plus directe de la température électronique, mais ne permet pas de mesurer N_{hot} à cause du dépeuplement des électrons chauds lié au transfert d'énergie vers les protons.

Comme montré sur la **Figure 25**, cette procédure conduit à une solution $T_{\text{hot}} = 150 \pm 100$ keV pour une cible large (3×3 mm²) alors que dans le cas d'une cible réduite (50×50 μm²) on obtient $T_{\text{hot}} = 250 \pm 100$ keV. Ces mesures directes montrent un bon accord avec les précédentes ce qui vient confirmer les valeurs calculées de manière indirecte. De plus, les valeurs de températures mesurées et calculées ici pour des cibles larges sont cohérentes avec de précédentes simulations faites avec les paramètres de notre expérience, en irradiant une cible en incidence 45 et polarisation S en présence d'un fort gradient plasma (*Lefebvre and Bonnaud, 1997*).

Les différents diagnostics permettent ainsi de montrer que l'augmentation de l'énergie et du taux de conversion de l'énergie laser vers les protons vient de la modification des propriétés de la gaine accélératrice. Plus particulièrement, ceci s'explique par une hausse de la température et surtout du nombre d'électrons ayant contribué à l'accélération et permis par le confinement transverse. Ce confinement conduit également à modifier la forme de la gaine accélératrice et donc à la réduction de la divergence des protons.

4. Analyse fine de la dynamique des électrons à l'aide de simulations.

Afin de mieux comprendre comment la dynamique des électrons est modifiée et permet d'améliorer les propriétés de la gaine accélératrice, conduisant à augmenter l'efficacité d'accélération des protons, des simulations 2D ont été effectuées.

Au travers de ces simulations, on peut voir que l'utilisation de cibles de dimensions réduites permet de limiter le taux de décroissance de la température et de la densité électronique au centre de la cible. De plus, elles mettent en évidence la recirculation transverse des électrons en un temps qui dépend des dimensions latérales de la cible (D_s). Dans le cas d'un temps de transit ($\tau_t = D_s / v_{\text{hot}}^t$) inférieur au temps d'accélération des protons (τ_{acc}), on comprend bien que la recirculation permet d'améliorer les propriétés de la gaine accélératrice (température et densité) au cours de l'accélération des protons.

4.1. Description du code et des paramètres d'entrées.

Les limites du code, liées à la puissance de calcul, ne permettent pas encore de traiter des boîtes de simulation de plusieurs centaines de microns de côtés. De ce fait, le problème a dû entièrement être redimensionné afin de traiter un système similaire à celui de nos expériences.

4.1.1. Dimensionnement du problème.

De manière à bien dimensionner le problème, il est important de prendre directement en considération le phénomène que l'on cherche à observer : la recirculation transverse des électrons. En considérant ceci et ce qui a été observé au travers des expériences, on voit bien que ce qui est important est de savoir si les électrons ont le temps ou non de recirculer avant la fin de la durée d'accélération des protons. Sachant que le temps d'accélération est relié à la durée d'impulsion ($\tau_{\text{acc}} = 1,3\tau_L$ dans le cas du laser du LULI (*Fuchs et al., 2006a*)), le paramètre clé de ce problème est donc le rapport entre le temps de recirculation et la durée d'impulsion : $\tau_r/\tau_L = D_s/[\tau_L v_{\text{hot}}^t]$. Les paramètres laser et cibles ont donc été pris de telle sorte que le ratio entre le diamètre longitudinal de la cible (D_s) sur la durée d'impulsion (τ_L) soit maintenu le même que dans les expériences.

Dans cette simulation une vitesse pic longitudinale de $v_{\text{hot}}^t = 0,7c$ a été mise en évidence pour les électrons chauds. Cette valeur est en parfait accord avec d'autres simulations (*Andreev et al., 2009*) ou encore des expériences (*Stephens et al., 2004*) & (*Antici et al., 2008b*) fait dans les mêmes conditions, c.à.d. en incidence 45° et en présence d'un préplasma en face avant. En effet, dans ces conditions d'interaction la force pondéromotrice (*Kruer, 1985*) est dominante et accélère les électrons suivant l'axe laser tel que cela a été rappelé dans le premier chapitre. De ce fait, pour une petite cible ($50 \times 80 \mu\text{m}^2$) et une cible moyenne ($\sim 270 \times 270 \mu\text{m}^2$), un rapport de 0,85 et 3,4 a été pris respectivement. Ces dimensions correspondent dans la simulation à une cible de 20λ et 80λ de largeur respectivement, avec λ la longueur d'onde laser utilisée dans la simulation.

4.1.2. Description du code.

Le code utilisé pour ces simulations PIC (particle-in-cell) est décrit dans (*Přikal et al., 2006*) et permet de simuler un faisceau laser collimaté, en incidence oblique, sur une cible solide de dimension fixe. La durée d'impulsion dans les simulations, de forme trapézoïdale, est de 80 fs et la longueur d'onde $\lambda = 600$ nm. Un profil spatial supergaussien ($n=3$) avec une FWHM de 7λ a également été pris pour ces simulations.

L'angle d'incidence du laser sur la cible est de 45° et en polarisation S. L'intensité pic considérée est de $I = 2,4 \times 10^{19}$ W/cm². Des cibles de 2λ d'épaisseur, complètement ionisées et composées de protons et d'électrons avec une densité de $n_e = 20n_c$ et une température initiale de 2 keV ont été prises. En face avant de la cible, un préplasma de longueur 2λ est présent avec un profil exponentiel de longueur caractéristique de $0,1\lambda$. La dimension de la boîte de simulation est de $76\lambda \times 76\lambda$ avec une couche absorbante de 2λ ajoutée sur chacun des bords de la boîte de calcul. Les électrons atteignant les bords sont donc refroidis dans cette zone. La dimension de chacune des cellules est de 12 nm et on laisse la simulation tourner durant $3,5\tau_L$.

4.2. Étude comparative dans le cas d'une cible de faibles et de moyennes dimensions transverses.

4.2.1. Comparaison de l'absorption et des populations électroniques accélérées.

L'une des premières choses intéressantes à noter correspond au taux d'absorption. On peut voir que, pour les différentes tailles de cibles considérées, le pourcentage d'énergie laser absorbée est d'environ 45 % dans la simulation. On aurait pu s'attendre à ce que l'absorption laser soit favorisée par un éventuel développement du plasma en face avant et une réaccélération des

électrons qui recirculent. Or ceci montre de prime abord que ce n'est absolument pas le cas et que ceci ne peut pas expliquer les tendances observées dans la partie expérimentale.

De plus, si l'on trace les spectres des électrons présents au centre des deux cibles étudiées, après l'arrivée de l'impulsion laser (courbe jusqu'à $t=\tau_L$), sur le même graphique (cf. **Figure 26**), on s'aperçoit qu'ils sont très similaires. Ces courbes sont uniquement représentatives des électrons accélérés par le laser au sens où les effets d'une recirculation n'ont pas encore eu significativement le temps de contribuer même dans le cas $\tau_r/\tau_L=0,85$. Il est raisonnable d'avancer que les mécanismes d'absorption sont très similaires dans les deux cas de cibles étudiées et donc que les conditions d'interactions laser-plasma sont très proches. Ceci signifie que la réduction de la cible et donc le confinement géométrique des électrons ne modifie pas les mécanismes d'absorption. Ce qui est effectivement raisonnable, car on parle ici de confinement des électrons chauds qui sont de plusieurs ordres de grandeur au dessous de la densité des électrons froids. Même si certains électrons chauds se retrouvent dans le champ laser et réaccélérés, ceux-ci seront toujours minoritaires par rapport aux électrons froids qui seront accélérés pour la première fois. Ceci explique le fait que l'on ne retrouve pas de queue plus chaude dans le spectre des électrons pour le cas des cibles de dimension réduite.

De ce fait, l'augmentation de la température moyenne des électrons vue dans les expériences, pendant le temps d'accélération dans le cas d'une cible de dimension réduite, est uniquement liée à la recirculation et non pas à la modification du spectre des électrons chauds accélérés. Le seul fait d'alimenter continuellement la gaine en électrons chaud permet d'en augmenter sa température moyenne de la même manière que cela augmente le nombre d'électrons dans la zone d'accélération.

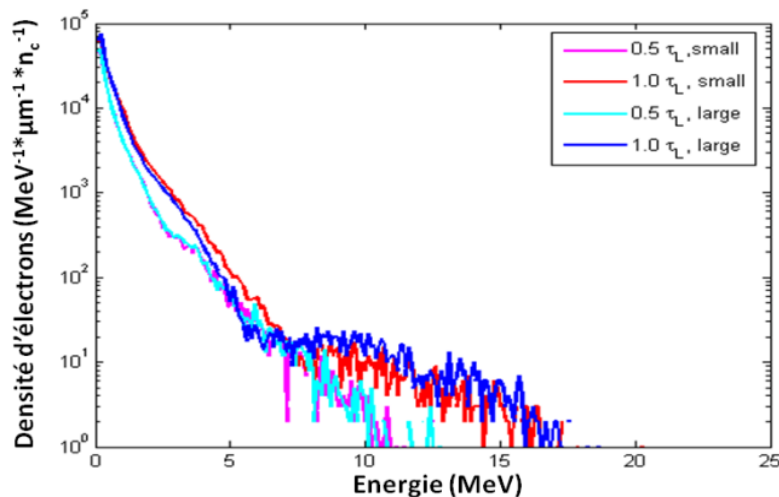


Figure 26 : Spectres des électrons chauds mesurés au centre de la cible dans le cas des deux cibles considérées et pour 2 temps différents avant que la recirculation n'ait significativement eu le temps de jouer un rôle.

4.2.2. Observation qualitative du confinement géométrique.

Si l'on regarde tout d'abord la géométrie de la gaine accélératrice, on s'aperçoit que les contraintes sur la dimension transverse confinent les électrons dans une région proche de la zone d'accélération des protons. Au lieu de s'étaler transversalement comme dans le cas d'une cible de dimension moyenne (cf. **Figure 27.a**), les électrons s'accumulent autour de la cible de dimension réduite ce qui modifie de ce fait la forme de la gaine électronique. Ceci a pour conséquence, comme on peut le voir sur la **Figure 27.b**, d'homogénéiser la gaine d'électrons sur les faces de la cible et donc de lisser la forme de la gaine accélératrice. Dans ce cas, les isopotentiels de champs seront moins déformées et plus proches de la parallèle aux faces de la cible ce qui modifie l'axe d'émission des protons. Par conséquent, la divergence du faisceau de protons se retrouve affectée et plus particulièrement réduite. C'est ce qui a effectivement été observé expérimentalement dans le cas de protons de basses énergies (cf. **Figure 22**).

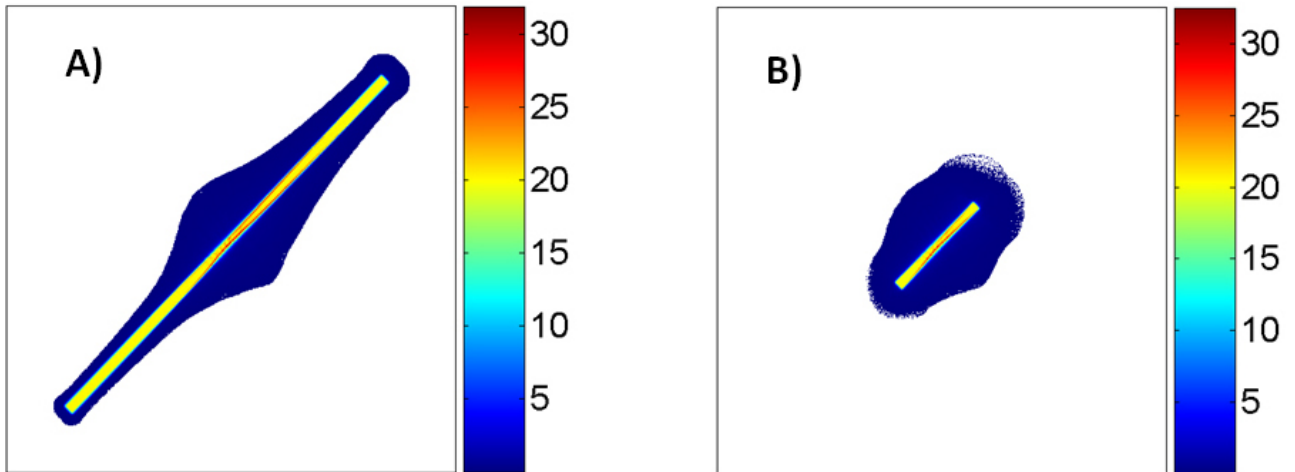


Figure 27: Distribution spatiale des électrons pour une cible de dimension moyenne (a) ainsi que pour une petite cible (b) à un temps $2,5\tau$. La barre de couleur montre la densité électronique normalisée à la densité critique.

4.2.3. Modification de la population (N_{hot} et T_{hot}) électronique au centre de la cible.

Afin d'analyser l'influence d'une réduction de la taille de la cible sur la gaine accélératrice, le spectre d'électrons chauds est extrait du centre de la cible sur une bande de largeur 10λ , là où l'accélération de protons a lieu.

De cette manière, on peut voir (cf. **Figure 28**) que sur le temps de la simulation, le spectre d'électrons ne varie pas beaucoup et ne décroît que très lentement lorsque la cible est de faible dimension transverse. A contrario, dans le cas d'une cible de dimension plus importante, lorsque le laser s'arrête le spectre varie très fortement dans le sens d'une réduction du nombre et de l'énergie des électrons chauds.

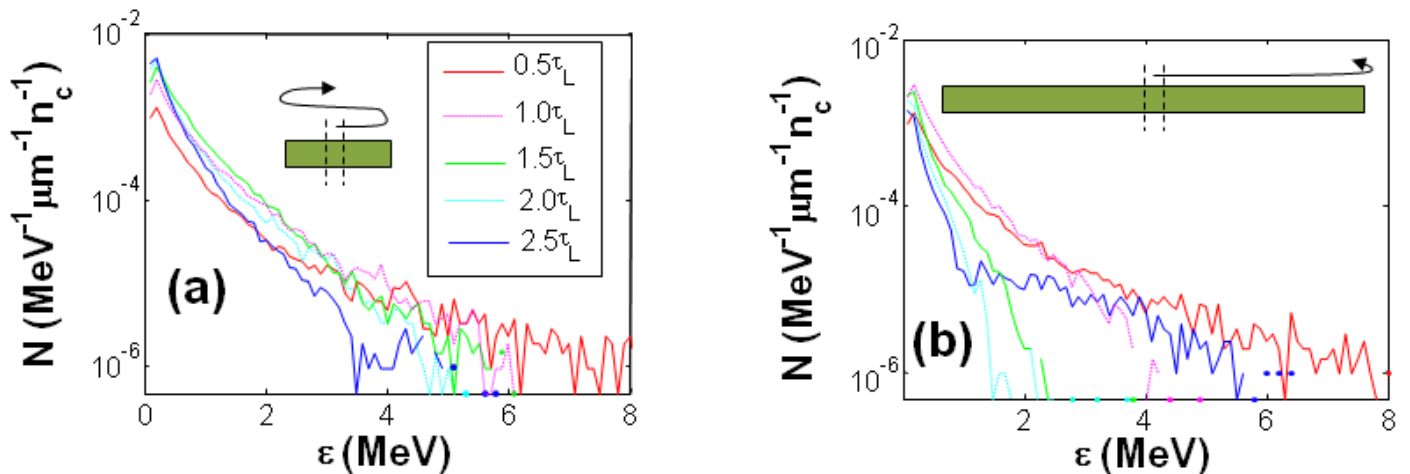


Figure 28: Simulation des spectres d'énergie des électrons pris à différent instant dans le cas d'une cible de petite dimension (a) et de dimension moyenne (b). Seulement les électrons présents dans une bande de largeur 10λ autour du centre de la cible sont considérés. Les schémas représentés pour chaque cible montrent le chemin parcouru par des électrons après $1,5\tau_L$, initialement lancés au centre de la cible avec une vitesse v_{hot}^t .

Les spectres de la **Figure 28** prennent en considération la totalité des électrons présents dans la zone d'étude, or, comme cela a déjà été dit, seule la composante longitudinale contribue réellement à l'accélération des protons. En effet, seule cette composante permet aux électrons de s'écarter de la cible et d'établir le champ accélérateur. Sur la **Figure 29.b** est uniquement tracée la composante longitudinale de la température électronique à partir des spectres extraits du centre de la cible. Pour comparaison la température totale des électrons est tracée dans la **Figure 29.a** pour les deux cibles également.

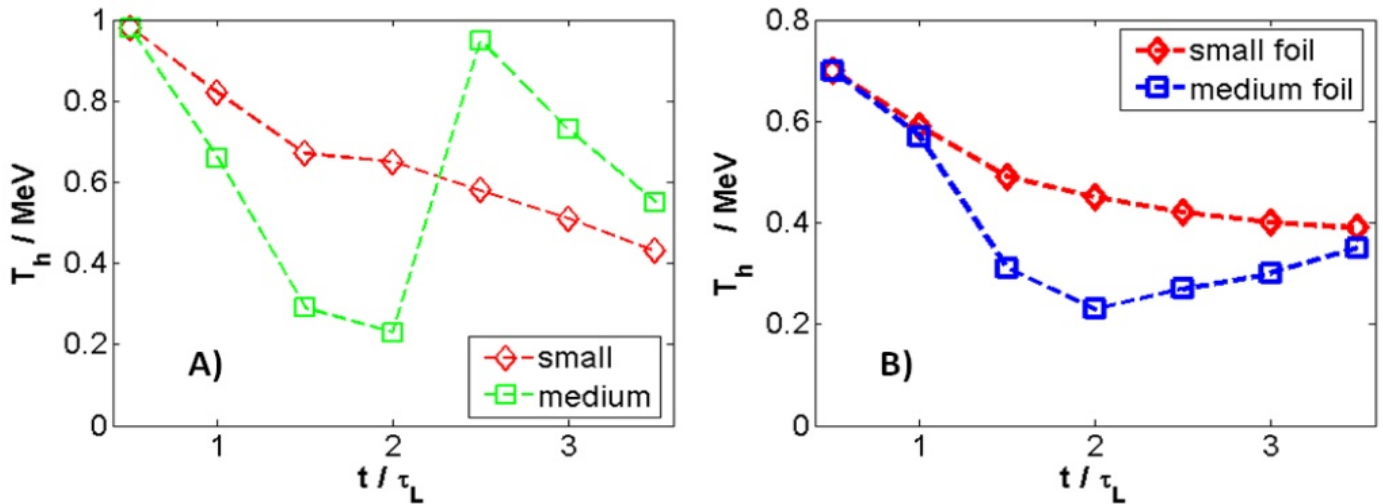


Figure 29: Évolution temporelle, de la température des électrons chauds, en considérant les deux composantes de vitesse (a) puis uniquement la composante perpendiculaire à la surface de la cible (b) pour des cibles de petites et de moyennes dimensions. Seulement une bande centrale de largeur 10λ autour du centre de la cible est considérée.

On peut voir que pendant la durée de l'impulsion laser, les températures transverses se suivent assez bien dans le cas des deux cibles considérées. Cependant, comme sur la Figure 28, on voit après la fin de l'impulsion laser, une chute brutale de la température pour une cible de dimension moyenne alors qu'elle est bien plus lente pour une petite cible. Pour le rapport $\tau/\tau_L=0,85$ on obtient ainsi une température longitudinale, moyennée sur le temps de la simulation qui est 1,2 fois plus importante. On note également un facteur 2,3 sur la densité moyennée des électrons chauds présents au centre de la cible. Même si ces facteurs sont moins importants que ce qui a été obtenu dans le cas de l'analyse expérimentale, du fait du caractère 2D de la simulation et donc de l'absence d'un axe de dilution, ces simulations montrent bien les mêmes tendances (cf. Figure 25).

Ces résultats révèlent clairement qu'en réduisant les dimensions transverses de la cible on oblige les électrons chauds à rester dans le centre de la cible. Non seulement cela augmente le nombre d'électrons présent dans la gaine accélératrice, mais l'énergie moyenne des électrons présents dans cette zone et donc la température électronique moyenne est également augmentée. Le champ électrique d'accélération des protons étant proportionnel à $(n_h T_h)^{1/2}$ (Mora, 2003), on voit bien que celui-ci sera nettement augmenté en moyenne sur la durée de l'accélération des protons, pour des cibles de dimensions réduites. De ce fait, on comprend bien que le confinement géométrique des électrons conduise à l'augmentation de l'efficacité d'accélération des protons observée expérimentalement.

4.2.4. Valeurs expérimentales et valeurs des simulations.

En comparant la température électronique longitudinale dans la simulation, c.à.d. la composante qui participe à l'accélération des protons, moyennée sur le temps d'accélération ($1,3\tau_L$) et la mesure de température obtenue expérimentalement on voit qu'un facteur supérieur à 2 les sépare. Ceci s'explique très probablement par le fait que les simulations ne reproduisent pas exactement les conditions de l'étude. Dans le cas de l'expérience la forme temporelle de l'impulsion laser peut être considérée comme gaussienne avec une intensité pic de $I\lambda^2 \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$. Or dans la simulation elle est trapézoïdale. Ceci implique que sur 75 % de la durée d'impulsion, l'intensité laser sur cible vaut l'intensité entrée comme paramètre c.à.d. l'intensité pic. De ce fait, on favorise la création d'électrons très chauds ce qui augmentera la température moyenne des électrons chauds dans la simulation. On surestime de ce fait la température des électrons chauds dans la simulation.

De plus, le caractère 2D de la simulation limite la dilution des électrons sur un seul axe transverse, favorisant le retour des électrons chaud au centre de la cible et augmentant donc

artificiellement la recirculation par rapport à la réalité. Ceci a pour effet d'augmenter N_{hot} mais également T_{hot} dans la simulation. Les écarts observés précédemment entre l'expérience et les simulations sur les rapports de valeurs de N_{hot} et de T_{hot} , entre la cible moyenne et petite proviennent très certainement, également de ces différences.

4.3. Mise en évidence de la recirculation transverse des électrons.

L'utilisation de cibles de dimensions réduites permet d'y réaliser un confinement géométrique des électrons, ce qui modifie leur dynamique. On voit sur les **Figure 28** et **Figure 29** que, dans le cas d'une cible de dimension moyenne, la densité ainsi que la température des électrons au centre de la cible se remettent à croître après un certain temps. Ce comportement peut clairement être vu comme une signature de la recirculation transverse des électrons.

4.3.1. Description de la recirculation dans la simulation.

Après avoir été accélérés au centre de la cible par le laser (durant τ_L), les électrons chauds voyagent vers le bord de celle-ci où ils sont réfléchis. Ils reviennent ensuite au centre après un temps de transit $\tau_t = D_s / v_{\text{hot}}$, lié à leur vitesse transverse qui n'est pas la même pour l'ensemble des électrons. En effet, celle-ci dépend à la fois de l'énergie des électrons, mais également de l'angle d'accélération de ces derniers dans la cible. On voit dans le cas $\tau_t / \tau_L = 3,4$ que la température de la composante longitudinale des électrons chauds (cf. **Figure 29.b**) commence à remonter à partir de $2\tau_L$ jusqu'à environ $3,5\tau_L$ ce qui est clairement le signe des différents temps de transit des électrons et donc des multiples composantes transverses.

Nous avons rappelé dans le premier chapitre que la majeure partie de l'énergie des électrons était perdue lors des réflexions spéculaires dans la gaine d'électrons au niveau des interfaces. Cet aspect sera d'ailleurs analysé dans le cadre de la simulation et détaillé plus bas, dans la partie **Analyses complémentaire**. Dans le cas d'une cible de petite ou moyenne dimension, la fréquence des rebonds suivant la composante longitudinale est la même, car l'épaisseur de cible est identique. On s'attend donc à ce que la composante longitudinale globale des électrons présents dans les deux cibles évolue de la même manière, contrairement à la composante transverse. De ce fait, pour la cible de dimension moyenne, l'égalisation de la composante longitudinale, à un temps $t / \tau_L = 3,5$ avec celle de la cible de dimension réduite, montre le retour de la majeure partie des électrons chaud au centre de la cible. De ce temps de transit on peut en déduire la vitesse transverse de propagation des électrons contribuant à l'accélération des protons. De cette manière, on peut calculer une vitesse transverse d'environ $0,7c$ comme cela avait pu être extrait directement du code en sortant la vitesse transverse des électrons. On voit donc clairement la recirculation transverse des électrons qui dépend de la vitesse transverse électronique et de la dimension latérale de la cible.

4.3.2. Commentaires sur la population électronique qui recircule.

Lorsque l'on regarde la **Figure 29a&b** il semblerait que l'on ait deux vitesses de transit suivant que l'on regarde l'une ou les deux composantes. Ceci est en fait lié aux multiples angles d'incidence des électrons dans la cible et donc aux différents temps de transit. On se rend bien compte qu'un électron ayant une grande vitesse transverse recirculera rapidement, mais il ne sera pas vu dans la **Figure 29.b** car sa composante longitudinale est faible.

Les électrons ayant une forte composante transverse recirculeront plus vite et contribueront plus rapidement à faire remonter la température totale au centre de la cible. Cependant n'ayant qu'une faible composante longitudinale, ils ne participent que très peu à l'augmentation de cette composante et ils ne permettent donc pas d'augmenter le champ accélérateur. Il faudra attendre que les électrons en nombre important et ayant une composante longitudinale suffisante reviennent au centre de la cible. Ces donc bien le temps de transit de ces derniers qu'il faut considérer lorsque

l'on regarde l'efficacité de la recirculation des électrons sur l'augmentation du champ de la gaine accélératrice et donc sur l'amélioration de l'accélération des protons.

4.4. Commentaire sur les simulations.

En ce qui concerne les énergies maximales atteintes par les faisceaux de protons, les résultats obtenus dans les simulations correspondent bien avec les données expérimentales. Cependant, l'augmentation du coefficient de conversion trouvé dans les simulations (6% pour les petites cibles vs 4% pour les cibles moyennes) est plus faible que dans l'expérience.

Ceci peut être expliqué par le fait que les simulations sont en 2D et donc que les électrons ne peuvent pas se propager selon une des directions transverses. Le coefficient de conversion étant proportionnel au produit $T_h n_h$ (Mora, 2003) il est très sensible à la densité des électrons. Au contraire, le maximum d'énergie dépend lui principalement de la température et plus faiblement de n_h .

Des simulations préliminaires en 3D ont été menées et montrent que les simulations 2D estiment relativement bien le maximum d'énergie des ions, mais surestime effectivement le coefficient de conversion.

5. Analyses complémentaires sur la dynamique des électrons.

5.1. Commentaire sur les électrons recirculant rapidement au centre de la cible.

Au regard de la **Figure 29**, la composante transverse des électrons est loin d'être négligeable et compte pour environ 30 % de l'énergie des électrons accélérés dans la cible. Si l'on s'intéresse plus particulièrement à la température totale des électrons présents au centre de la cible, on s'aperçoit que celle-ci remonte très rapidement, après un temps $\tau_t = 2,5\tau_L$. En utilisant l'expression $\tau_t = D_s / v_{hot}^t$ dans le cas de la cible de dimension moyenne, on obtient $v_{hot}^t = 0,98c$ pour ces électrons qui recirculent très rapidement. Ils ont donc une énergie transverse supérieure à 2 MeV. De ce fait, une fraction des électrons est soit très énergétique, soit accélérée suivant un angle très proche de l'axe transverse (parallèle à la surface de la cible).

Comme nous l'avons déjà dit, les électrons sont accélérés selon un angle principal de 45 degrés à cause de la dominance de la force pondéromotrice en présence d'un préplasma, sur lequel s'ajoute la divergence du faisceau (Debayle et al., 2010). De plus, la température électronique, reportée par la simulation, est de 1 MeV (cf. **Figure 29**), ce qui est en accord avec la loi de Beg (Beg, 1997). De ce fait, il est très probable que ce soit des électrons accélérés à de très forts angles par la force pondéromotrice, qui reviennent rapidement au centre de la cible après la recirculation transverse.

Il est important de noter qu'il est également possible que ce soit des électrons piégés par fort champ quasi-électrostatique et magnétique de l'interface plasma-vide en face avant et donc accélérés parallèlement à la surface de la cible. Dans un article de J.Psikal et al. (Psikal et al., 2010) des simulations sont détaillées à ce sujet et montrent qu'un piégeage des électrons est possible dans notre cas, même s'il est peu efficace à 45° d'incidence laser. Les simulations montrent que les électrons accélérés par ce mécanisme sont bien plus énergétiques que ceux accélérés par la force pondéromotrice. Ils pourraient donc également correspondre à ceux que l'on observe revenir à des temps très courts au centre de la cible.

5.2. Description de la dynamique des électrons à l'intérieur de la cible.

Différentes remarques peuvent être faites sur les analyses de ce chapitre afin de mieux comprendre le comportement des électrons à l'intérieur d'une cible solide.

Tout d'abord comme on le voit dans les expériences, le mécanisme de confinement n'est que progressif. En regardant les simulations, on comprend bien que cela ne peut que l'être, car tous les électrons n'ont pas la même vitesse transverse et donc pas le même temps de recirculation. Ceci est bien évidemment lié à leur énergie, mais surtout à leur angle de propagation dans la cible. Si l'on regarde l'espace des phases de la **Figure 30** ($t = 0,5\tau_L$) on constate en effet que les électrons sont accélérés selon un axe principal de 45° sur lequel se superpose une divergence du faisceau d'électrons.

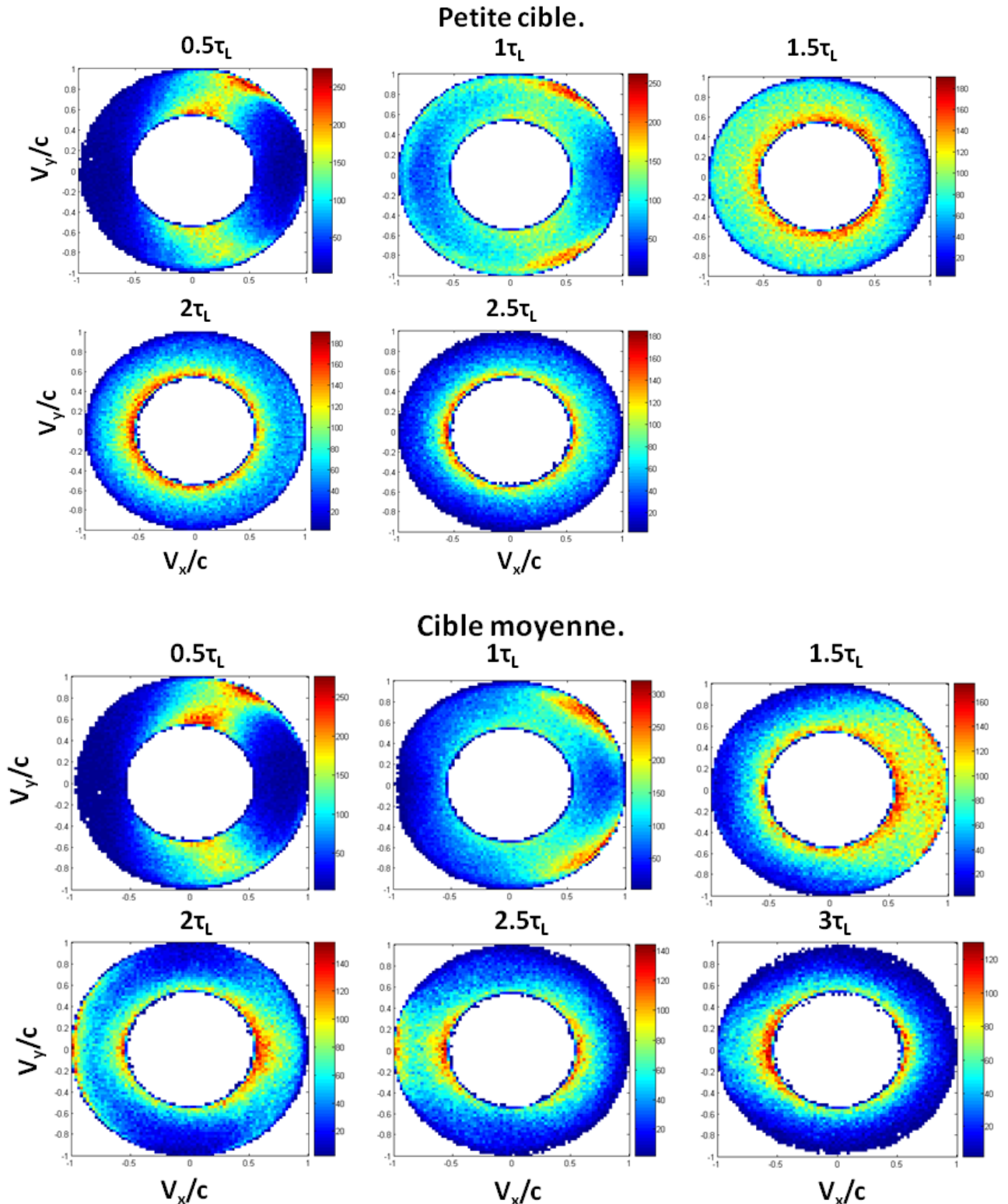


Figure 30 : Simulation de l'espace des phases des électrons chauds ($E > 100$ keV) dans l'ensemble de la cible, pour différents temps et pour les deux types de cibles. L'axe x est le long de la surface de la cible alors que l'axe y est perpendiculaire.

On a également pu voir (cf. **Figure 29**) qu'une partie des électrons étaient accélérés à des angles proches de parallèle à la cible, ce qui est le signe soit de la forte divergence des électrons accélérés (*Adam et al., 2006*) soit du piégeage électromagnétique en face avant (*Psikal et al., 2010*) comme cela a été discuté précédemment.

Au regard de l'espace des phases de la **Figure 30** on peut également noter que dans le cas d'une cible de dimension moyenne, la composante selon V_x et donc transverse n'est pas modifiée jusqu'à environ $1,5\tau_L$. Dans ce cas $\tau_t/\tau_L = 3,4$ et les électrons n'ont pas encore eu le temps d'atteindre le bord de la cible. On voit donc clairement plusieurs choses sur cet espace des phases. Tout d'abord, un électron qui n'a pas rencontré de bord, ne verra quasiment pas sa composante perpendiculaire à ce bord, se modifier (*Mora and Grismayer, 2009*). Ceci est valable bien évidemment dans le cas d'un transport dans la cible relativement court, c.à.d. où le pouvoir d'arrêt n'influence que très peu l'énergie de l'électron. En effet, on voit bien que dans le cas de la composante transverse (V_x), où la recirculation se fait en un temps plus de 10 fois plus grand, le temps de refroidissement n'est que quelques fois supérieur à celui qui s'opère dans le sens de l'épaisseur de cible (V_y). Dans ce cas les électrons perdent principalement leur énergie transverse par le biais des collisions dans la cible (*Rohrlich and Carlson, 1954*).

Au regard de la **Figure 30** on peut voir que les électrons perdent leur caractère directionnel, selon l'axe d'incidence du laser, en un temps τ_L soit après une distance de propagation de $0,3 \mu\text{m} \cdot \text{fs}^{-1} * 80 \text{ fs} = 24 \mu\text{m}$. Ceci correspond à environ $24\cos(45)/(1,2+2) \sim 7$ rebonds sur les faces de la cible, en considérant que les électrons sont injectés dans la cible de $1,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec un angle de 45° et qu'ils voyagent à la vitesse de la lumière. Ceci considère également que les électrons ne se réfléchissent pas au niveau des faces, mais après une longueur de Debye d'environ $1 \mu\text{m}$. Ils font donc un nombre important de réflexions avant d'être amortis et de perdre leur axe de propagation privilégiée qui leur a été donné par le laser au moment de leur accélération.

Ces simulations confirment que le transport des électrons au travers d'une cible mince peut être approximé par un transport balistique comme décrit dans le chapitre théorique. La **Figure 30** montre également que les réflexions au niveau de l'interface, dans la gaine d'électrons, peuvent être considérées comme spéculaires car le caractère directionnel de la propagation n'est perdu qu'après un certain nombre de réflexions. De plus, cet espace des phases met en évidence que la majeure partie de l'énergie perdue par les électrons se fait au niveau de l'interface, au moment des réflexions, dans le cas où le trajet dans la cible est faible ($\leq 50 \mu\text{m}$).

6. Conclusion.

Les différentes expériences menées ont clairement mis en évidence une augmentation de l'efficacité des mécanismes d'accélération des protons lorsque des cibles de dimensions transverses réduites étaient utilisées. Cette amélioration n'est cependant possible uniquement si le contraste laser est suffisant de manière à limiter la formation d'un préplasma. En effet, si celui-ci est trop important et se développe trop tôt avant l'arrivée de l'impulsion principale, il a le temps de couler de manière hydrodynamique vers la face arrière et crée ainsi un préplasma sur cette face qui limite l'établissement des champs accélérateur.

Réduire la dimension de la cible induit ainsi un confinement géométriquement des électrons dans la zone d'accélération des protons. Ce confinement géométrique conduit tout d'abord à modifier la forme de la gaine accélératrice et donc la courbure des champs d'accélération. La divergence du faisceau accéléré est de cette manière réduite pour les protons de plus basse énergie. Le confinement impose de plus aux électrons chauds d'être réinjectés dans la gaine accélératrice pour contribuer une nouvelle fois à l'accélération au lieu d'être perdus dans le volume de la cible. Ce retour des électrons chauds permet ainsi d'augmenter le champ accélérateur de la gaine électrostatique en augmentant à la fois le nombre d'électrons dans la zone d'accélération, mais aussi la température électronique moyenne. Nous avons ainsi mis en évidence que cela augmente significativement l'énergie des protons mais, également le taux de conversion de l'énergie laser vers les protons.

L'efficacité du confinement dépend quant à lui du temps de transit transverse des électrons par rapport au temps d'accélération des protons. En effet, pour jouer un rôle significatif, il est nécessaire que les électrons aient le temps de revenir au centre de la cible avant la fin des mécanismes d'accélération. Alors que le temps d'accélération des protons est relié à la durée d'impulsion (*Fuchs et al., 2006a*), le temps de recirculation dépend de la vitesse transverse des électrons ainsi que de la dimension transverse de la cible. La vitesse transverse dépendant bien évidemment du mécanisme d'accélération et de l'angle d'incidence laser comme cela a été rappelé dans le premier chapitre. Même si l'on a pu voir que certains électrons recirculent plus vite que d'autres à cause des multiples vitesses transverses, liés aux différents angles d'injection, seul les électrons ayant une forte composante longitudinale nous intéressent. En effet, c'est cette composante qui permet aux électrons de s'écarter des faces de la cible et d'établir des champs accélérateurs.

En plus de ces résultats montrant clairement la recirculation transverse des électrons, les simulations nous permettent de retrouver le caractère balistique des électrons dans la cible, ainsi que le comportement spéculaire des électrons au niveau des interfaces.

Dans un cadre plus général, le confinement géométrique de la cible permet un chauffage plus uniforme de la cible ce qui est intéressant pour des expériences de type chauffage isochorique (*Nakatsutsumi, 2008*).

Chapitre III: Focalisation extrême et influence de la dimension de la tache focale sur l'accélération des protons.

Au regard des tendances observées par différents groupes de recherche dans le monde entier, il est clair que l'énergie maximum atteinte par les faisceaux de protons dépend fortement de l'intensité laser (*Fuchs et al., 2006a*). L'amélioration continue des performances des installations permet de repousser sans cesse les régimes d'intensités accessibles et donc l'énergie des faisceaux de protons. Peu de doute existe quant à la possibilité d'atteindre un jour des énergies comparables à celle des accélérateurs conventionnels (200 MeV pour la proton thérapie), mais leur compétitivité en terme de coût est quant à elle bien moins certaine.

La course aux hautes intensités, permettant d'avancer sur cette voie, s'oriente principalement de deux manières différentes : la première de ces approches consiste à augmenter l'énergie des impulsions laser, mais ceci se fait au prix d'importantes installations, induisant des coûts conséquents. La seconde de ces approches vise quant à elle à réduire fortement la durée d'impulsion. Cependant, cette méthode reste encore limitée par les technologies laser qui ne permettent pas de délivrer beaucoup d'énergie à cause de la taille restreinte des cristaux d'amplification manufacturables aujourd'hui. De plus, même si les lasers évoluent rapidement, on verra dans le prochain chapitre que cette approche encore peu étudiée expérimentalement ne semble pas aussi prometteuse qu'espérée.

L'intensité laser restant tout de même un paramètre crucial, nous avons ainsi exploré une nouvelle approche qui consiste à réduire fortement les dimensions de la tache focale, à énergie laser constante, à l'aide d'optiques de focalisation extrême.

1. Dispositif.

L'intensité lumineuse sur cible se définit par le ratio entre d'une part, l'énergie de l'impulsion laser multipliée par la longueur d'onde et d'autre part, la durée d'impulsion multipliée par la surface de la tache focale ($W \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$). L'énergie, la longueur d'onde et la durée d'impulsion étant des paramètres intrinsèques au laser, nous avons cherché ici à réduire fortement la dimension de la tache focale en travaillant sur l'optique de focalisation. En insérant un ellipsoïde en verre, fonctionnant comme un miroir plasma, entre la parabole et la zone d'interaction laser cible, nous avons montré que l'on peut refocaliser plus fortement le laser. De cette manière, il a été possible de passer d'une focalisation $f/2,7$, d'une parabole classique, à $f/0,4$ tout en augmentant le contraste de l'impulsion laser.

1.1. Contexte.

Tous les résultats obtenus, soit expérimentalement, soit avec des simulations, montrent unanimement que l'énergie maximum des protons augmente lorsque l'intensité laser augmente (*Fuchs et al., 2006a*). L'intensité laser, mesurée en $W \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$, peut donc être modifiée en jouant sur 4 paramètres. Même si l'intensité dépend de la longueur d'onde laser à la puissance 2, il n'en reste pas moins que ce paramètre est très rarement exploité du fait qu'il est peu modulable. En effet, la longueur d'onde dépend directement de la technologie laser employée et plus précisément des caractéristiques du milieu amplificateur. Or, peu de matériaux ont les propriétés optiques nécessaires pour pouvoir être utilisés comme milieu amplificateur. À noter que des expériences sont réalisées avec des lasers CO_2 à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, mais les intensités accessibles restent faibles et de l'ordre de $1 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (*Haberberger et al.*). La durée d'impulsion dépend également de la technologie employée et du milieu amplificateur, tout en étant bien plus modulable. Néanmoins, les technologies permettant de réduire significativement la durée d'impulsion (milieu amplificateur Ti:saphir) ne permettent pas, à l'heure actuelle, d'obtenir des énergies laser importantes, à cause de la difficulté à fabriquer des cristaux de grandes dimensions. Les technologies de type Nd:glass (durée d'impulsion $> 200 \text{ fs}$) utilisent quant à elles des milieux amplificateurs pouvant être de grande dimension et permettant d'accroître l'amplification. En effet, pour augmenter l'énergie laser il est nécessaire d'augmenter le nombre d'étages d'amplification, mais également la dimension du faisceau afin de limiter la fluence sur les optiques de la chaîne laser et rester en deçà du seuil de dommage. Pour ces raisons, l'augmentation de l'intensité laser passe inévitablement par des installations plus imposantes et ayant un coût bien plus élevé.

En résumé, tous les paramètres précédents sont entièrement dépendants de l'installation laser et ne peuvent donc, en tant qu'expérimentateur, être modulés à notre guise. Des paramètres permettant l'augmentation de l'intensité laser, il n'en reste qu'un qui, lui, est quasiment indépendant de la chaîne laser et peut donc être plus facilement amélioré par les expérimentateurs. En effet, la dimension de la tache focale dépend en grande partie de l'optique de focalisation et peut être ajustée directement dans la chambre d'expérience.

1.2. Pouvoir de focalisation.

La dimension de la tache focale d'un faisceau parfait et focalisé par une optique stigmatique est limitée par la limite de diffraction. Dans le cas idéal d'un faisceau collimaté, présentant une répartition spatiale en énergie uniforme et un front de phase plat, on est limité par les dimensions de la tache d'Airy (*Born and Wolf, 1980*) qui est donné par, dans le cas de l'approximation paraxiale :

$$D_0 = 1,22 * \frac{\lambda}{d} * f$$

Dans l'expression ci-dessus, d correspond à l'ouverture du faisceau (diamètre) et f la distance focale de la parabole. D_0 correspond au premier zéro de la fonction de Bessel et approximativement à la largeur à mi-hauteur du lobe central de la tâche d'Airy. Différentes techniques optiques permettent de s'approcher de cette limite. Tout d'abord, l'utilisation d'une optique adaptative, telle qu'un miroir déformable permet de lisser le front de phase du faisceau collimaté, en ajustant localement le trajet des rayons lumineux. Afin de contrôler la répartition spatiale de l'énergie dans le faisceau, les milieux amplificateurs sont quant à eux pompés le plus uniformément possible. De plus, ces faisceaux laser sont généralement focalisés par des optiques stigmatiques telles que des paraboles hors axes, afin de s'affranchir des aberrations géométriques. De cette manière, il est généralement possible de s'approcher de la dimension théorique de la largeur à mi-hauteur (FWHM) idéale et d'obtenir une tache focale valant 2 à 3 fois la tache d'Airy.

Dans la plupart des expériences d'interaction laser matière, on se limite à des paraboles $f/3$ ou $f/4$, avec $f/\#$ qui définit le pouvoir de focalisation ($f/\# = d$). Cette limitation est liée, d'une part à la complexité de fabrication d'optique de plus petit $\#$, et de bonne qualité et d'autre part par les risques d'endommagement rapide de ces optiques causés par leur proximité de la zone d'interaction. De plus, la diminution de $\#$ complique fortement le montage expérimental ainsi que l'alignement de l'optique, ce qui ne permet donc pas forcément d'obtenir une tache focale plus petite.

1.3. Description de l'optique de refocalisation et technique d'alignement.

Malgré ces difficultés, une optique de très courte focale a été développée et testée au cours d'une campagne d'expérience menée au LULI, afin d'explorer la possibilité d'augmenter l'intensité laser en réduisant significativement la dimension de la tache focale. L'idée développée à l'Université d'Osaka par le groupe de R. Kodama, M. Nakatsutsumi et al., à partir de 2006, consiste à utiliser un morceau d'ellipsoïde de révolution en verre, comportant donc 2 foyers. La géométrie de l'ellipsoïde s'exprime suivant $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$, où $a=3,5$ mm, $b=2,012$ mm et sont respectivement les axes majeur et mineur de l'ellipse. Ceci équivaut ainsi à une excentricité de $\varepsilon=0,818$. Comme montré sur la **Figure 31**, le faisceau laser est injecté avec un angle de 13° par rapport à l'axe majeur de l'optique de focalisation.

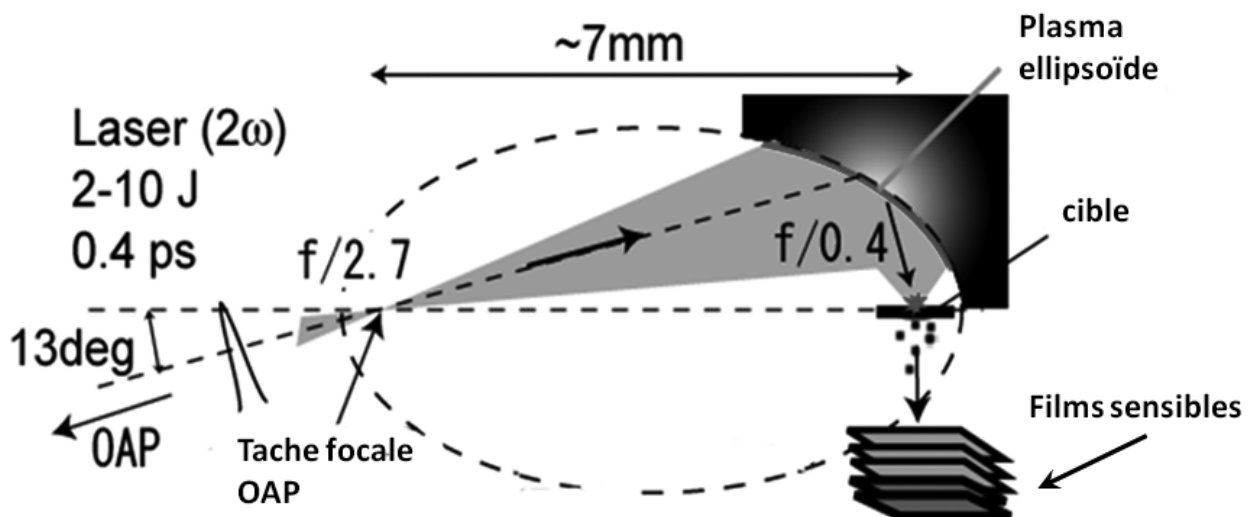


Figure 31 : Schéma de principe de l'optique utilisée pour la focalisation extrême du faisceau laser du 100 TW du LULI au cours des expériences de novembre 2008.

Cette optique en verre (K-PBK40) d'environ 1 cm^3 est utilisée au dessus du seuil d'ionisation et fonctionne comme un miroir plasma (*Doumy et al., 2004*). L'optique étant à usage unique, elle peut être positionnée très proche de la zone d'interaction laser-plasma sans craindre de

l'endommager avec les débris de la cible. Dans la pratique le faisceau laser est focalisé au premier foyer de l'ellipse. L'impulsion laser est ensuite réfléchiée par le plasma créé par l'ASE ou le front de montée de l'impulsion (*Doumy et al., 2004*), à la surface de l'ellipsoïde, pour ensuite être refocalisée plus fortement au niveau du second foyer (cf. **Figure 31**).

Le grossissement de l'optique peut simplement être exprimé par ρ'/ρ , où ρ correspond à la distance entre le premier point focal (ici, le point focal de la parabole) et le point de croisement entre l'axe principal d'incidence du laser et la surface de l'optique. ρ' correspond quant à lui à la distance entre ce point de croisement et le second foyer de l'ellipsoïde (nouveau point de focalisation laser). Le grossissement géométrique de la tache focale s'exprime alors par $\rho'/\rho = [(1+\varepsilon^2) - 2\varepsilon\cos\theta] / (1-\varepsilon^2) = 0,24$ (*Stavroutidis and Ames, 1992*) ce qui revient au rapport entre l'angle de collection ($\theta=20,8^\circ$) et l'angle d'ouverture de sortie (103°) du laser.

La géométrie de l'optique rend cette dernière stigmatique ce qui signifie que tous les rayons passant par le premier foyer de l'ellipse convergeront au second foyer. De plus, le design de cette optique permet de s'affranchir des problèmes d'axe d'entrée du laser sur celle-ci, ce qui simplifie fortement l'alignement. En effet, l'alignement ne dépend pas de l'angle d'incidence du laser sur celle-ci, contrairement à une parabole, où cet angle est très critique pour l'alignement. Pour le positionnement, il est donc uniquement nécessaire de veiller à ce que la tache focale de la parabole coïncide parfaitement avec le premier foyer de l'ellipsoïde et que tous les rayons lumineux soient bien réfléchis par la surface de l'optique.

Fonctionnant comme un miroir plasma, il est nécessaire d'utiliser l'optique avec la bonne fluence (J.cm^{-2}) et donc d'effectuer une calibration avant chaque utilisation sur une installation laser. Cette utilisation qui implique, malheureusement, un usage unique du miroir plasma elliptique augmente de ce fait le temps entre deux tirs successifs. Même si le prix unitaire est aujourd'hui important, la géométrie compacte de l'optique limite grandement le coût dans le cas d'une fabrication en série.

Dans la suite de ce chapitre, l'acronyme EPM, pour Elliptical Plasma Mirror sera utilisé par souci de simplicité et afin d'alléger le texte. Nous utiliserons également PM pour désigner un miroir plasma plan.

2. Caractérisation de la tache focale.

Au cours de nos expériences, nous avons pu mettre en évidence la possibilité de réduire la tache focale standard de $4,4 \mu\text{m}$ (FWHM), obtenue avec la parabole $f/2,7$ du 100 TW ($f=300 \text{ mm}$ et $d=105 \text{ mm}$), à $0,9 \mu\text{m}$ (FWHM) lorsque l'EPM était inséré. Ceci permet une diminution de la surface de focalisation d'un facteur quasiment 25 et une augmentation de l'intensité d'un facteur 8,4 malgré l'énergie perdue sur le miroir plasma. La référence de la tache focale a tout d'abord été prise à bas flux laser juste après la parabole puis à haut flux avec un miroir plasma plan à l'aide d'une simple lentille d'imagerie. La mesure avec l'EPM a, quant à elle, été effectuée grâce à un objectif de microscope de forte ouverture, à bas flux afin de ne pas l'endommager.

2.1. Conditions laser.

En novembre 2008 deux semaines d'expériences ont été menées avec le laser 100 TW du LULI à l'École Polytechnique, concernant la caractérisation et l'utilisation pour l'accélération de protons, de miroirs plasmas elliptiques.

Pour ces expériences la durée d'impulsion (τ_L) mesurée était de 400 fs. L'énergie maximale disponible avant compression était de 30 J pour une longueur d'onde centrée sur 1057 nm et une bande spectrale d'environ 16 nm. Avant chaque tir laser, une correction du front d'onde était faite à l'aide d'un miroir déformable. Les autres paramètres laser seront détaillés plus spécifiquement par la suite.

Au cours de cette expérience, le faisceau laser a été doublé en fréquence de manière à augmenter significativement le contraste de l'impulsion. Ceci est en effet important au vu du contraste intrinsèque du laser (1ω) qui n'est pas suffisant pour éviter le développement d'un plasma sur la face d'interaction, avant l'arrivée de l'impulsion principale. Or, l'utilisation de l'EPM, fonctionnant comme un miroir plasma, permet d'augmenter le contraste de l'impulsion et éviterait le développement de ce préplasma. Il modifierait en conséquence les mécanismes d'interaction et d'absorption lors de l'irradiation de la cible par l'impulsion refocalisée, ce qui rendrait la comparaison impossible entre un tir direct et un tir avec EMP. De plus, cela permet d'éviter le déclenchement prématuré de l'EPM qui pourrait fortement perturber la focalisation de l'impulsion.

Un cristal non linéaire de KDP (type II) de 2 mm d'épaisseur a été utilisé pour la conversion de fréquence. Il avait un taux de conversion de 67 % et permettait donc d'obtenir environ 10 J d'énergie après compression à $\lambda=528$ nm. En utilisant une mesure du contraste à 1ω , faite à l'aide d'un auto corrélateur 3ω en mars 2006 (*Antici, 2007*), il est possible d'estimer le contraste laser obtenu au cours de l'expérience après le doublage en fréquence, en sachant que le taux de conversion dépend de l'intensité à la puissance 2 (cf. **Chapitre I**). On estime de cette manière que le contraste est de l'ordre de 10^{14} à 2ω , jusqu'à quelques picosecondes avant l'arrivée de l'impulsion principale. Le ω résiduel était quant à lui filtré par 2 miroirs à 2ω ainsi que par la parabole, qui réfléchissait chacun environ 1% de ω . On obtient de cette manière une atténuation de l'intensité de la longueur d'onde résiduelle de 6 ordres de grandeur (10^{-6}). Dans ces conditions, il est donc raisonnable de considérer que le contraste laser est suffisant pour permettre aux mécanismes d'interaction en face avant d'être comparables, que l'on tir sur cible directement ou à travers l'EMP.

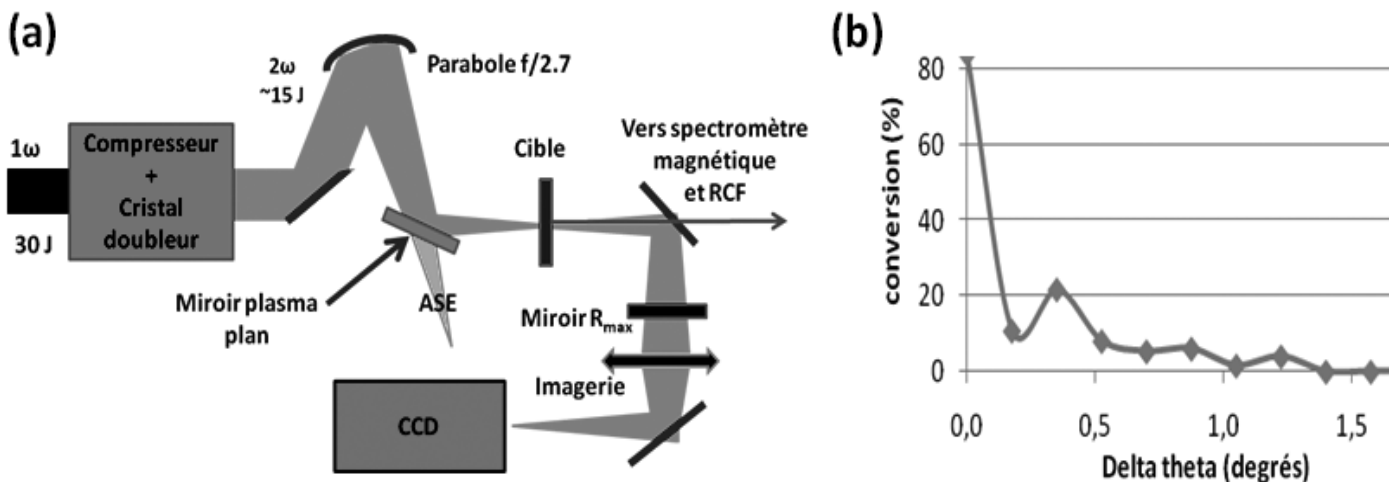


Figure 32 : a) Schéma de l'expérience comprenant le compresseur dans lequel le cristal doubleur était placé ainsi que le système d'imagerie utilisé dans le cas du PM. b) Taux de conversion d'un cristal de KDP pour un angle θ différent de la normale ($\theta=0$) calculé avec le code Miro.

On peut noter que les mesures du champ proche du laser montraient une légère divergence ($0,35^\circ$ d'ouverture totale) du faisceau laser. Ceci peut expliquer le taux de conversion de 67 % obtenu expérimentalement au lieu de 84 % calculé théoriquement avec le code Miro (*Donnat, 2000*) à partir du profil temporel mesuré à 1ω . Même si cet angle reste suffisamment faible ($0,175^\circ$ d'écart maximum sur les réseaux) pour ne pas détériorer la recompression de l'impulsion dans le compresseur (*Fiorini et al., 1994*), il peut cependant dégrader le doublage. En considérant que l'angle de divergence des rayons lumineux décrit une Gaussienne de largeur à mi-hauteur de $0,35^\circ$ on peut calculer (*Donnat, 2000*) que l'efficacité de conversion diminue à 71 %, ce qui se rapproche clairement de notre valeur expérimentale (cf. **Figure 32.b**).

Dans les conditions de notre expérience, avec une impulsion laser de longueur d'onde centrale de $\lambda=528$ nm et focalisée par la parabole f/2,7 on obtient ainsi une limite de diffraction de

1,75 μm FWHM. Ceci est bien entendu, plus petit que ce qui est généralement obtenu expérimentalement à cause des aberrations résiduelles du faisceau.

2.2. Optimisation du miroir plasma plan.

La première partie des expériences consistait à optimiser l'énergie laser sur le miroir plasma (Doumy et al., 2004) afin de l'employer dans les meilleures conditions possible (cf. **Figure 33**). En effet, l'utilisation d'un tel dispositif n'est pas triviale dans le sens où c'est le faisceau laser lui-même qui va permettre à la lame de verre, traitée anti reflet ou non, d'être réfléchissante. Afin de simplifier grandement la calibration de l'EPM nous avons utilisé un miroir plasma plan qui nécessite peu d'ajustement. Nous avons ainsi fixé la distance entre le miroir plasma et le point de focalisation de manière à ce que l'extension transverse, et donc la fluence ($\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$) du faisceau laser sur le PM, soit la même que celle sur l'EPM. Cette extension dépend en effet du design initial c.à.d. de la distance entre le premier foyer et la surface de l'EPM. Pour se faire, le PM a ainsi été placé à environ 7,2 mm du point de focalisation laser (cf. **Figure 32.a**). La façon la plus simple expérimentalement de modifier ensuite la fluence sur le PM a été de conserver le montage expérimental inchangé, et de modifier uniquement l'énergie laser à l'aide de densités optiques placées sur le trajet du faisceau avant la recompression de l'impulsion.

Rappelons que le déclenchement du miroir plasma se fait par l'ionisation de la surface de celui-ci à mesure que l'intensité laser croît. En effet, lorsque l'intensité dépasse le seuil d'ionisation ($10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$) un plasma se crée sur la face avant du PM par des mécanismes tels que l'absorption multiphotonique. Lorsque ce plasma atteint une densité supérieure à la densité critique (n_c), la réflectivité augmente brutalement ce qui permet à l'impulsion principale d'être réfléchi (cf. **Chapitre I**). Il est donc important de veiller à ce que le miroir plasma ne se déclenche pas trop tôt afin que le front plasma réfléchissant, en expansion dans le vide, n'ait pas le temps de se déformer avant l'arrivée de l'impulsion principale. De plus, il est nécessaire que celui-ci se déclenche suffisamment tôt de manière à ce que le coefficient de réflexion soit le plus grand possible, ce qui impose un compromis entre les deux effets. Bien évidemment, cette optimisation est propre à chaque installation laser et dépend non seulement des caractéristiques durée d'impulsion et énergie laser, mais également du contraste initial de l'impulsion.

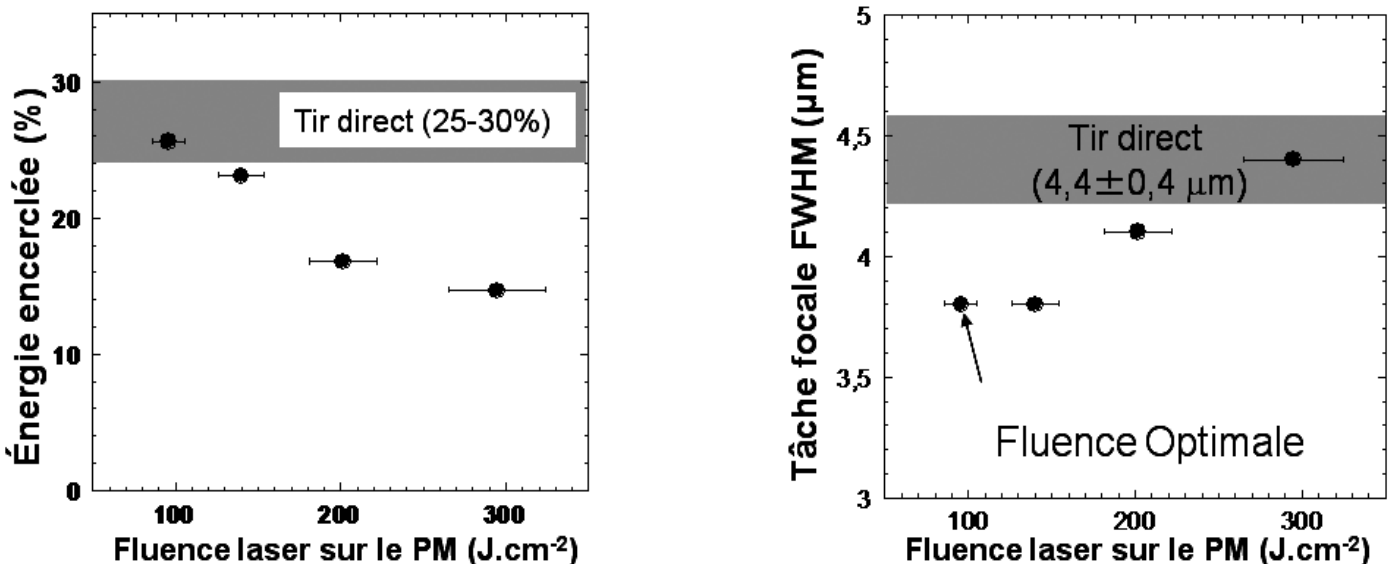


Figure 33 : Caractéristiques de la tache focale mesurée après le PM, avec différentes fluences laser. Pour l'ensemble des fluences, le taux de réflectivité du miroir plasma est d'environ 30%.

Si l'on regarde la **Figure 33** on peut voir que la fluence optimale a été obtenue pour une valeur d'environ $90 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$, soit une énergie laser d'environ 3,5 J sur le miroir plasma. Cependant, pour cet optimum, le coefficient de réflexion est relativement bas ($30 \pm 10 \%$), ce que nous

n'avons pas été en mesure d'expliquer. En comparant ces résultats avec ceux de la référence (*Antici, 2007*), obtenus sur la même installation, on voit que la fluence optimale est proche de nos valeurs (60 J.cm^{-2}), mais présente un coefficient de réflexion bien plus élevé (60 %).

2.3. Mesure de la tache focale à bas flux sans EPM et à haut flux avec PM.

La tache focale a tout d'abord été mesurée à bas flux laser, juste après la parabole, au cours de l'alignement de celle-ci afin d'obtenir une référence pour comparaison. Pendant la calibration du PM, à haut flux laser, nous avons également mesuré la dimension de la tache focale, permettant d'observer l'influence du PM sur celle-ci.

2.3.1. Mesure de la tache focale après la parabole : mesure à bas flux.

Une lentille de 2 pouces de diamètre et de 15 cm de distance focale imageait la tache focale sur une caméra CCD ANDOR 16 bits, avec un grossissement d'environ $\times 30$ (cf. **Figure 32.a**). Après correction du front de phase avec un miroir déformable et alignement de la parabole de focalisation, nous avons mesuré une tache focale de largeur à mi-hauteur (FWHM) valant $4,4 \pm 0,4 \mu\text{m}$. Celle-ci comprenait environ $29 \pm 3 \%$ de l'énergie laser. Les incertitudes proviennent des différentes acquisitions et mesures faites de la tache focale après l'optimisation. Ces valeurs sont obtenues à l'aide d'une routine Matlab permettant d'analyser les images de la tache. Cette routine moyenne, de manière azimutale, l'intensité laser en fonction du rayon à partir du centre de la tache, qui est généralement le maximum d'intensité. À partir de cette moyenne azimutale, une intégration 2D est faite de manière à calculer l'énergie encerclée en fonction du rayon.

2.3.2. Mesure de la tache focale avec le PM : haut flux.

Afin de ne pas endommager les optiques d'imagerie, un miroir haute réflectivité à 2ω (99,5 %) et de qualité optique, a été placé en transmission sur la ligne d'imagerie et permettait de réduire significativement l'intensité laser. Après chaque tir laser, nous nous sommes cependant aperçus que le traitement du miroir s'endommageait à cause de l'importante fluence laser sur celui-ci. Nous avons donc dû le changer après chacune des mesures, de manière à conserver une imagerie de bonne qualité.

Le profil radial de la tache focale ainsi que l'énergie encerclée dans le FWHM sont représentés dans la **Figure 34** lorsque le PM était utilisé. Ce profil a été obtenu après acquisition d'une image à haut flux laser puis traité comme précédemment. Suivant les différentes acquisitions, les mesures de ce profil fluctuaient de plus ou moins 10 % et l'image reportée dans la **Figure 34** correspond à la plus petite tache focale obtenue. La tache focale ainsi mesurée est de $3,9 \pm 0,3 \mu\text{m}$ (FWHM) et comprend $24 \pm 3 \%$ de l'énergie laser lorsque que le PM était utilisé.

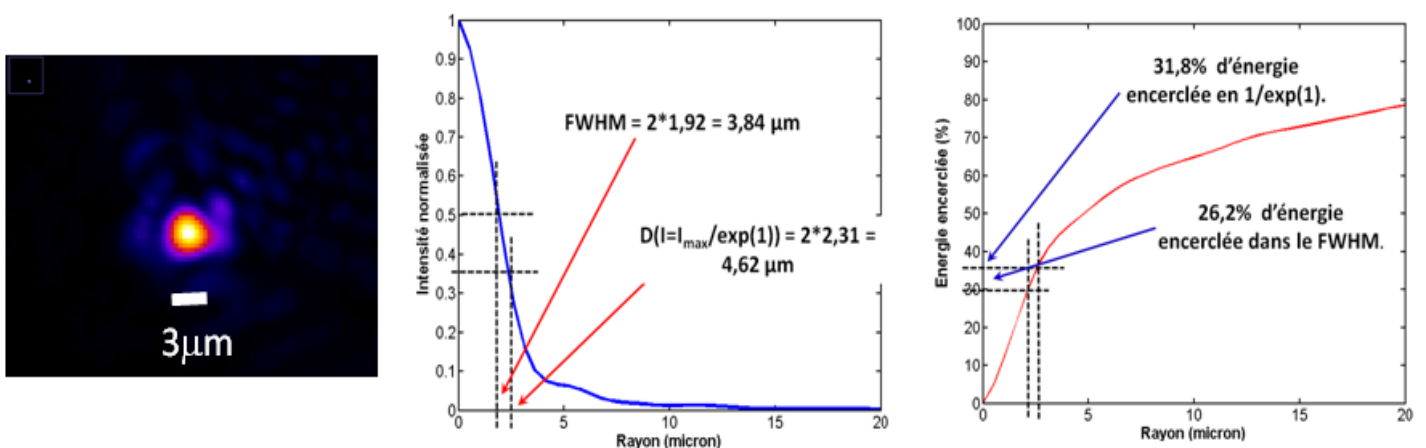


Figure 34 : Tache focale mesurée et obtenue avec une parabole $f/2,7$ et le faisceau 100 TW du LULI dans le cas où le miroir plasma plan était utilisé.

2.3.3. Commentaires et comparaison.

La mesure de ces taches focales montre qu'il est très difficile de s'approcher de la limite de diffraction ($1,75 \mu\text{m}$ FWHM) pour des raisons soit d'alignement soit de qualité de faisceau laser (front de phase ou répartition d'énergie dans le champ proche). Ceci justifie d'autant plus le fait que l'emploi d'une parabole de plus courte focale n'est pas nécessairement intéressant dans le sens où il est d'autant plus difficile de l'aligner. À noter que l'ouverture du système d'imagerie est légèrement inférieure (10 %) à celle de la parabole, ce qui limite sa résolution, mais ceci ne permet pas d'expliquer l'écart observé qui est supérieur à un facteur 2.

Il est également intéressant de faire remarquer que l'utilisation d'un miroir plasma plan réduit la dimension de la tache focale (cf. **Figure 36**). On peut expliquer ceci par le fait que le miroir plasma est proche de la zone de focalisation du laser, ce qui implique que l'intensité laser varie, spatialement, très fortement dans la zone du faisceau. On a donc une intensité moindre sur la périphérie de la tache, induisant un déclenchement plus tardif du miroir plasma. La tache focale est ainsi filtrée spatialement en fonction de l'intensité, ce qui aura tendance à réduire les dimensions de celle-ci. Cette description est uniquement valable dans le sens où ce filtrage a lieu proche du champ lointain du faisceau et donc parce que l'on filtre directement dans la tache focale quasiment formée.

2.4. Mesure de la tache focale à basse énergie avec l'EPM et comparaison.

Afin de mesurer les faibles dimensions de la tache focale obtenue avec l'EPM, il a été nécessaire de monter un système d'imagerie d'une résolution bien plus importante que précédemment. Nous avons utilisé un objectif de microscope d'un grossissement $\times 40$ avec une ouverture $f/0,66$ permettant une résolution proche de $0,35 \mu\text{m}$ à 528 nm . Cet objectif était placé à environ 13 mm après le second foyer et projetait l'image de la tache focale à l'infini. L'image était ensuite collectée par une lentille de 40 cm de distance focale et était imagée sur la caméra ANDOR, utilisée précédemment. L'objectif de microscope était monté sur un moteur piézoélectrique permettant une résolution inférieure au micron selon l'axe de focalisation. Cette précision est effectivement nécessaire à cause de la forte ouverture de l'EPM, induisant une très courte longueur de Rayleigh ($\sim \mu\text{m}$). Ne pouvant pas réduire l'énergie laser entre l'EPM et l'objectif de microscope, les mesures n'ont bien évidemment pas été effectuées à haut flux pour ne pas endommager le système d'imagerie. Ainsi, l'énergie laser était limitée à quelques microjoules.

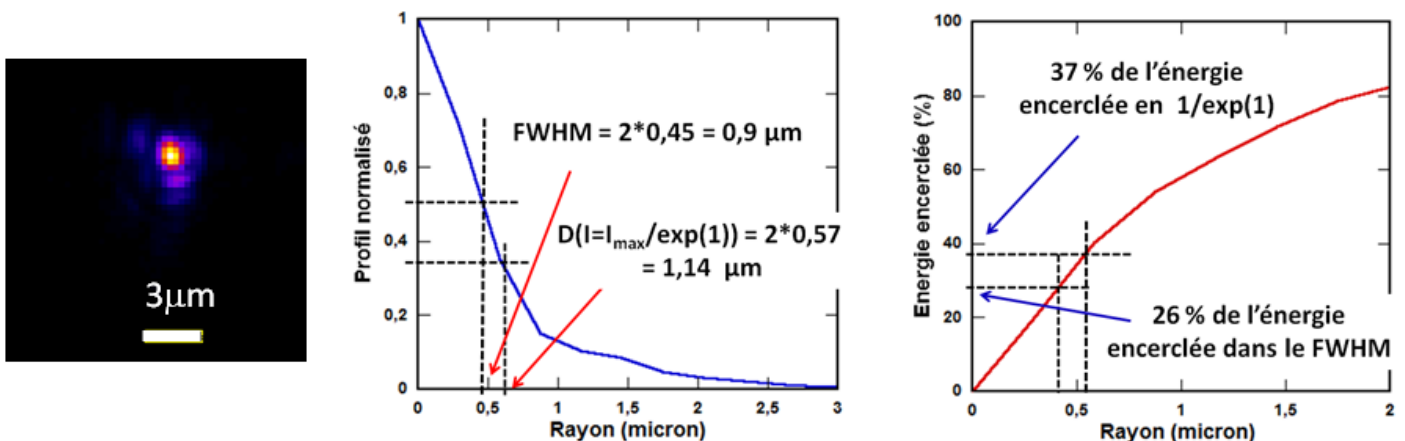


Figure 35 : Tache focale mesurée et obtenue avec la parabole $f/2,7$ du faisceau 100TW du LULI en insérant l'EPM dans le trajet du faisceau à bas flux.

Le profil spatial et l'énergie encerclée de la tache focale, ainsi obtenus, sont montrés dans la **Figure 35** et ont été obtenus de la même manière qu'avec le PM, en moyennant le profil spatial de l'intensité laser en fonction du rayon par rapport au centre de la tache. En utilisant l'EMP, nous avons ainsi obtenu une tache focale de $0,9 \pm 0,1 \mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur (FWHM) et qui

comprend 26 ± 3 % de l'énergie laser. Cette dimension de la tache focale ne peut pas être comparée avec la formule utilisée plus haut, car cette formule n'est valable que dans l'approximation paraxiale c.à.d. pour de petits angles, ce qui n'est plus le cas avec l'EPM. La formule conduirait à une valeur de la tache d'Airy de $0,21 \mu\text{m}$, or on se rend bien compte que l'on ne peut pas focaliser le laser en dessous de la longueur d'onde (*Born and Wolf, 1980*). La **Figure 36** résume les résultats obtenus, soit à haut flux dans le cas d'un tir avec le PM, soit à bas flux dans le cas d'un tir direct (sans miroir plasma) et avec l'EPM.

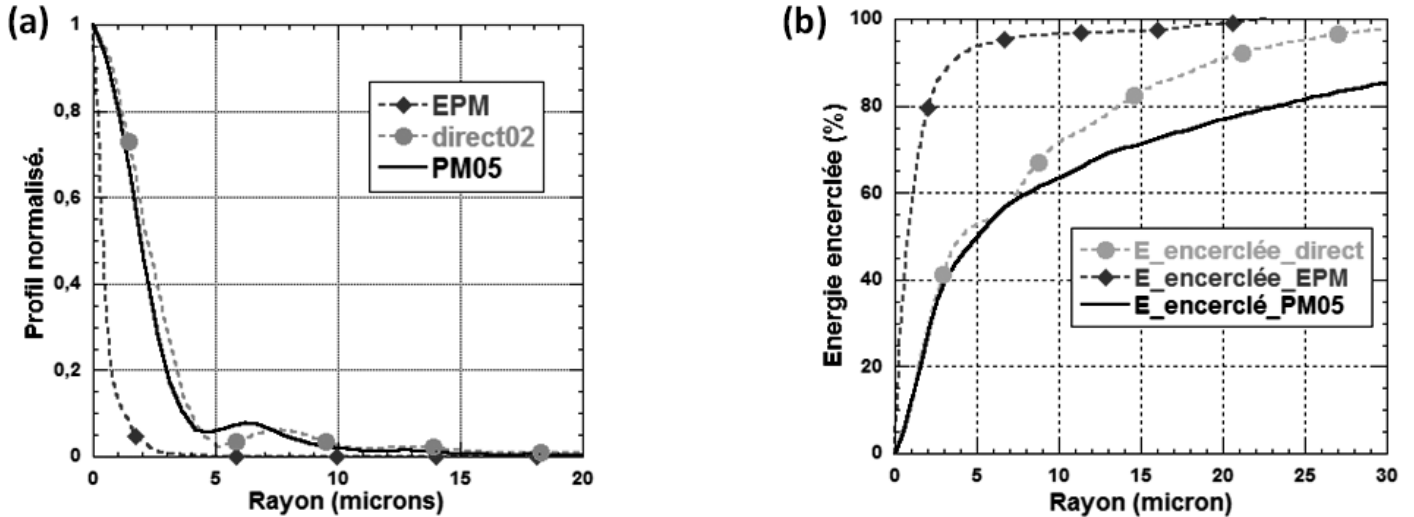


Figure 36 : Profil (a) et énergie encerclée (b) des taches focales obtenues dans le cas de l'EPM (bas flux), du MP (haut flux) et sans miroir plasma (tir direct : haut flux).

L'utilisation de l'EPM permet ainsi de réduire la dimension de la tache focale d'un facteur $4,4/0,9 \approx 4,8$ soit de diminuer la surface de focalisation d'environ 24. Cependant, seuls 30 % de l'énergie laser est réfléchi sur l'EPM. En considérant également la réduction de l'énergie encerclée lorsque l'on utilise l'EPM, on obtient ainsi un facteur d'environ 8,4 pour l'augmentation de l'intensité laser sur cible. Il est clair qu'une telle augmentation de l'intensité laser par des approches classiques (augmentation de l'énergie laser ou diminution de la durée d'impulsion) demanderait un développement significatif et coûteux de l'installation laser. On a de cette manière une approche relativement simple permettant une augmentation importante de l'intensité.

3. Utilisation de l'EPM pour l'accélération de protons.

Afin de tester si l'intensité laser est bien augmentée à haut flux après l'EPM, nous avons placé des cibles solides au niveau du second foyer de celui-ci de manière à mesurer si l'accélération des protons est effectivement améliorée comme on pourrait s'y attendre. Ces expériences ont en effet montré une augmentation de l'énergie atteinte par les faisceaux protons, prouvant de ce fait que l'efficacité de focalisation de l'EPM est bien maintenue à haut flux.

3.1. Conditions de l'expérience.

Au cours des expériences sur cibles solides, le laser était focalisé au meilleur point focal sur une feuille d'or ou d'aluminium en incidence normale et donc en polarisation S. À noter que cette polarisation S est liée au fait que le cristal doubleur de type II, utilisé, faisait tourner la polarisation de l'impulsion incidente de 90° . Afin de faciliter le montage expérimental, nous avons travaillé dans le plan d'incidence du laser. De ce fait, ceci ne permettait pas d'exploiter la polarisation P, qui aurait permis une meilleure efficacité d'accélération des faisceaux de protons grâce au meilleur couplage du laser avec la cible à haut contraste (*Ceccotti et al., 2007*). Les tirs sur cibles ont été effectués avec une intensité maximum de $4,5 \cdot 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ dans le cas d'un

tir direct, de $1,35 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ dans le cas d'un tir avec MP et de $4,1 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ en utilisant l'EPM.

3.1.1. Diagnostics utilisés.

Un spectromètre magnétique utilisant un écran photo-simulé (Image Plate) (Tanaka et al., 2005) était placé sur l'axe perpendiculaire à la cible, à 700 mm du centre chambre. Il permettait d'observer le spectre de protons sur un faible angle solide, et ce, jusqu'à 30 MeV. Un empilement de RCF percé d'un trou, pour laisser l'axe central libre, était également positionné sur le même axe à une distance d'environ 25 mm. Il permettait quant à lui de mesurer la distribution spatiale résolue en énergie du faisceau de protons. Le diagnostic HISAC a également été utilisé afin d'obtenir une image 2D de l'émission thermique de la face arrière et ceci résolue en temps.

3.1.2. Alignement des cibles.

Tout comme l'alignement de l'objectif de microscope, le positionnement de la cible nécessitait un moteur piézoélectrique afin d'obtenir une précision inférieure au micron sur l'axe de focalisation du laser. L'ouverture de l'ellipsoïde ($f/0,4$) et la longueur d'onde laser ($\lambda=528 \text{ nm}$) impose une longueur de Rayleigh de :

$$Z_R = \pi \lambda * \left(1.22 * \frac{f}{d}\right)^2 \approx 400 \text{ nm}$$

De ce fait, la dimension de la tache focale ne varie, pour ainsi dire, pas sur une distance théorique de $2 * Z_R = 800 \text{ nm}$. Cependant, comme nous avons pu le voir, la tache focale n'est pas limitée par la limite de diffraction, ce qui augmente cette distance. Expérimentalement nous avons plutôt pu constater que la longueur de Rayleigh était de l'ordre de quelques microns. Afin de positionner la cible au point de meilleure focalisation laser, la face arrière de la cible était imagée par l'objectif de microscope et positionnée de façon à obtenir l'image la plus nette possible. Après avoir fait la mise au point, l'épaisseur de cible était ensuite compensée pour que la face avant se retrouve bien à la position du meilleur point focal.

Le temps moyen d'alignement dans la chambre, comprenant celui de l'EPM, était de l'ordre de 30 minutes et permettait ainsi une bonne fréquence de tir. Les résultats obtenus étaient généralement consistants ce qui prouve la bonne reproductibilité de la méthode d'alignement et l'efficacité de ce dispositif.

3.1.3. Balayage en épaisseur de cible.

Les premiers tirs laser ont été effectués sans miroir plasma en faisant uniquement varier l'épaisseur de cible, d'aluminium ou d'or, de $5 \mu\text{m}$ jusqu'à 100 nm afin de trouver l'optimum et travailler dans les meilleures conditions possible. Contrairement à nos attentes, au regard du contraste laser estimé, l'énergie maximum des protons diminuait lorsque l'épaisseur de cible devenait inférieure à $2 \mu\text{m}$ (cf. **Figure 37**). Comme on peut le voir sur cette figure c'est le point de passage de l'or à l'aluminium qui correspond à l'optimum. Cependant, il n'y a absolument aucune raison de penser que cette tendance soit liée à la nature de la cible. En effet, ces deux matériaux sont de bons conducteurs et toutes les expériences effectuées avec ces métaux n'ont jamais révélé de tels résultats. De plus, ces données ne sont pas cohérentes avec celles ayant pu être obtenues à haut contraste sur la même installation laser (*Antici, 2007*). Un tel comportement laisse supposer que le contraste de l'impulsion doublée en fréquence n'était pas aussi bon qu'espéré même si avec un contraste de l'ordre de 10^7 à 1ω on s'attend à obtenir à 2ω un contraste supérieur à 10^{12} , valeur de (*Antici, 2007*), comme calculé au début du chapitre.

La possibilité d'un éventuel pré-pulse pourrait être envisagée, mais dans ce cas l'optimum devrait être obtenu à une épaisseur plus petite que $2 \mu\text{m}$ au vu de l'échelle de temps de ces

préimpulsions (\sim ns). En effet, l'accélération en face arrière est généralement perturbée par l'arrivée sur cette face d'une onde de choc, créée par un prépulse (Roth *et al.*, 2002), qui se propage à la vitesse acoustique du milieu (environ $5,2 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$ pour l'aluminium). Il est également peu probable d'attribuer ce comportement au ω résiduel au regard l'importance du filtrage.

La grande différence entre l'expérience de la référence (Antici, 2007) et la nôtre correspond à la manière dont le haut contraste est obtenu. Dans notre cas, l'impulsion est simplement doublée en fréquence, ce qui permet d'accroître le contraste grâce à l'efficacité de doublage qui est proportionnelle au carré de l'intensité. Dans les expériences de la référence (Antici, 2007) un double miroir plasma est utilisé et permet d'augmenter le contraste d'un facteur supérieur $(10^2)^2$. Ce gain de contraste est obtenu, dans ce cas, sur le profil temporel jusqu'au moment où le miroir plasma se déclenche. Ceci permet donc de couper directement dans le pied de l'impulsion. De ce fait, dans le cas du double miroir plasma le front de montée de l'impulsion principale est bien plus raide que dans le cas d'un doublage en fréquence.

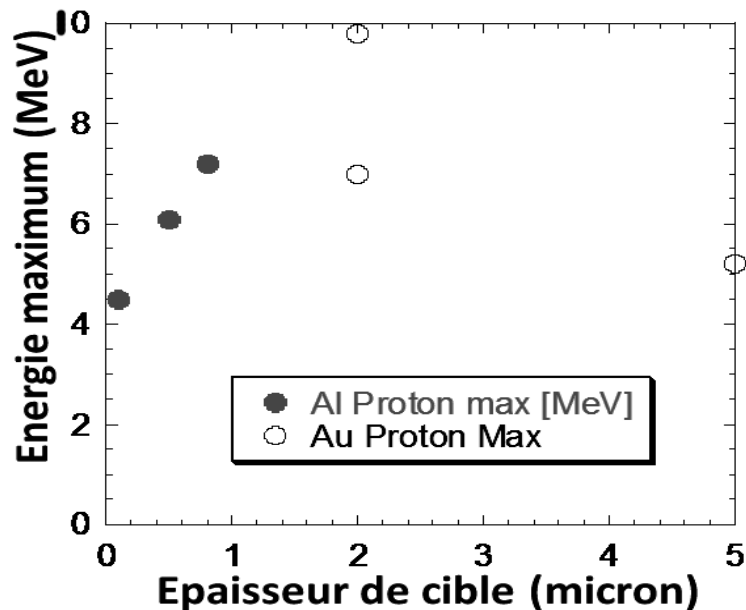


Figure 37 : Variation de l'énergie maximale des protons accélérés à partir de feuilles minces d'aluminium ou d'or lorsque le faisceau laser était focalisé directement sur la cible.

Même s'il est difficile d'en trouver la cause exacte il semblerait que cette différence de front de montée de l'impulsion soit la plus probable des explications pour comprendre l'observation de l'optimum d'accélération des protons à $2 \mu\text{m}$. Ce raisonnement implique que la face avant de la cible est perturbée avant l'arrivée de l'impulsion principale dans le cas d'un tir direct. Le gain de contraste avec l'EPM modifie donc l'état du préplasma présent sur la face avant de la cible avant l'arrivée de l'impulsion. Cependant, au regard de la faible épaisseur optimale de la cible il est raisonnable d'admettre que le développement du plasma en face avant n'est pas conséquent avant l'arrivée de l'impulsion laser. De ce fait, les mécanismes d'absorption ne sont pas profondément modifiés entre les deux cas de l'étude, ce qui les rend comparables.

3.2. Analyse des tirs sur cible.

À partir du signal de protons recueilli sur les empilements de RCF (HD et MD) nous avons pu remonter par déconvolution (Antici, 2007) au spectre total de protons accélérés pour chacun des tirs laser. Les spectres obtenus avec le spectromètre magnétique n'ont servi quant à eux qu'à vérifier l'énergie de coupure des protons, à cause de l'information partielle qu'ils fournissent. La mesure de l'énergie laser sur cible se faisait, après calibration, en relevant l'énergie d'une fuite d'un miroir placé avant l'entrée du compresseur. Une efficacité de recompression et de transport de 60 % a été considérée puis une efficacité de doublage de 67 % a été mesurée à l'aide d'un

calorimètre. Dans le cas d'une utilisation d'un miroir plasma plan ou EPM un coefficient de réflexion de 30 % a été mesuré.

Si l'on trace de cette manière l'énergie maximum atteinte par le faisceau de protons en fonction de l'énergie laser après la parabole (cf. **Figure 38.a**) on peut se rendre compte de l'efficacité de l'utilisation de l'EPM. L'énergie laser ici reportée ne tient pas compte du coefficient de réflexion du miroir plasma. En effet, l'objectif est ici de reporter l'amélioration apportée au faisceau de protons, lorsque l'on utilise l'EPM sur une installation laser donnée.

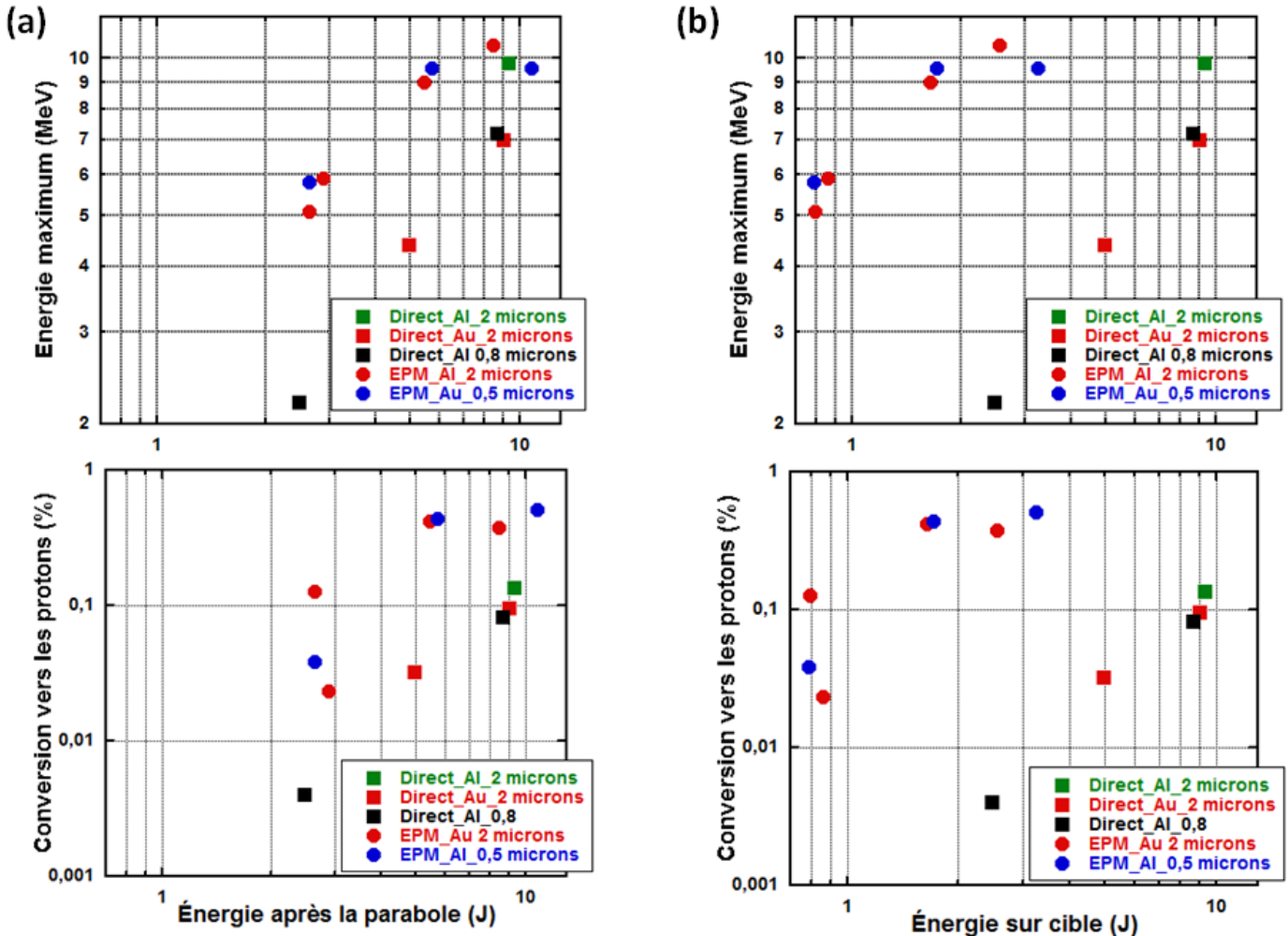


Figure 38 : (a) Évolution de l'énergie maximale atteinte par le faisceau de protons et coefficient de conversion de l'énergie laser vers le faisceau de protons d'une énergie supérieur à 1,5 MeV dans le cas d'un tir direct ou avec l'EMP en fonction de l'énergie laser après la parabole f/2,7. (b) Même chose mais en fonction de l'énergie laser sur cible.

On voit ainsi qu'à basse énergie laser le faisceau de protons est presque 3 fois plus énergétique dans le cas où l'EPM était utilisé. Cependant, cet écart tend à s'annuler à mesure que l'énergie laser augmente. Si l'on revient aux résultats obtenus au cours de la calibration du PM on peut aisément comprendre ce comportement en se rappelant que la fluence optimale était de 90 J/cm² soit 3,5 J sur le miroir plasma. Ceci signifie qu'au-delà de cette valeur, l'EPM n'est plus utilisé de manière optimum et, par conséquent, la tache focale est très certainement détériorée au-delà de cette valeur. De ce fait, il est clair que pour des énergies laser supérieures à 3,5 J, l'énergie de coupure du faisceau de protons observé n'est pas représentative de la tendance que l'on devrait obtenir. La **Figure 38** met clairement en évidence un effet de saturation qui est lié à la dégradation de la réflectivité du miroir plasma et qui nuit à la focalisation, en déformant le front de phase.

Tel que tracé sur la **Figure 38.a**, les données ne rendent compte que du gain apporté pour une installation laser donnée. Si maintenant on s'intéresse au gain réel d'énergie de protons pour une énergie laser sur cible donnée, on imagine bien que l'impact est encore plus important, vu que

l'EPM ne réfléchit seulement que 30 % de l'énergie laser. On voit de cette façon qu'il faut presque 6 fois moins d'énergie sur cible avec l'EPM pour obtenir la même énergie de coupure du faisceau de protons. Afin de bien se rendre compte de cette différence, la **Figure 38.b** reprend les valeurs de l'énergie de coupure et de conversion de l'énergie laser, en protons d'une énergie supérieure à 1,5 MeV, mais en considérant cette fois-ci l'énergie sur cible. On voit ainsi que l'efficacité croît à mesure que l'intensité laser augmente, mais aussi que l'utilisation de l'EPM permet d'augmenter le coefficient de conversion. Ces données ont été obtenues en intégrant le spectre de protons, mesuré avec les RCF, de 1,5 MeV jusqu'à l'énergie de coupure. Il est donc bien évident qu'en faisant ce calcul on obtient une efficacité qui augmente avec l'intensité, car le spectre de protons se décale vers les hautes énergies. Cependant en comparant le coefficient de conversion pour l'EPM et pour un tir direct, lorsque l'énergie de coupure des protons est identique, on voit clairement la meilleure efficacité d'accélération des protons lorsque l'EPM est utilisé.

4. Influence de la dimension de la tache focale sur la dynamique des électrons contribuant à l'accélération des protons.

L'analyse des résultats de cette expérience ainsi que d'autres données extraites de la référence (Mancic, 2010), montre très clairement que l'énergie maximum des protons ne dépend pas que de l'intensité ou de la durée d'impulsion, mais aussi fortement de l'énergie laser. En effet, pour une intensité donnée, on s'aperçoit que l'énergie maximale des protons est dégradée d'un facteur presque 3 lorsque l'EMP est utilisé c.à.d. lorsque la dimension de la tache focale et donc l'énergie laser est réduite. Les résultats suivants montrent également que la divergence des électrons accélérés dépend de l'intensité laser et augmente avec celle-ci. Aux vues de nos données expérimentales il n'est cependant pas évident d'attribuer clairement une influence de la dimension de la tache focale sur la divergence des électrons accélérés par le laser même si celle-ci diminue lorsque la tache focale est très petite.

4.1. Paramètres influençant l'accélération des protons.

4.1.1. Importance de l'énergie laser.

Afin de comprendre comment la dynamique des électrons accélérés est modifiée lorsque l'on réduit les dimensions de la tache focale, nous allons tout d'abord nous intéresser à l'évolution de l'énergie maximale atteinte par les protons.

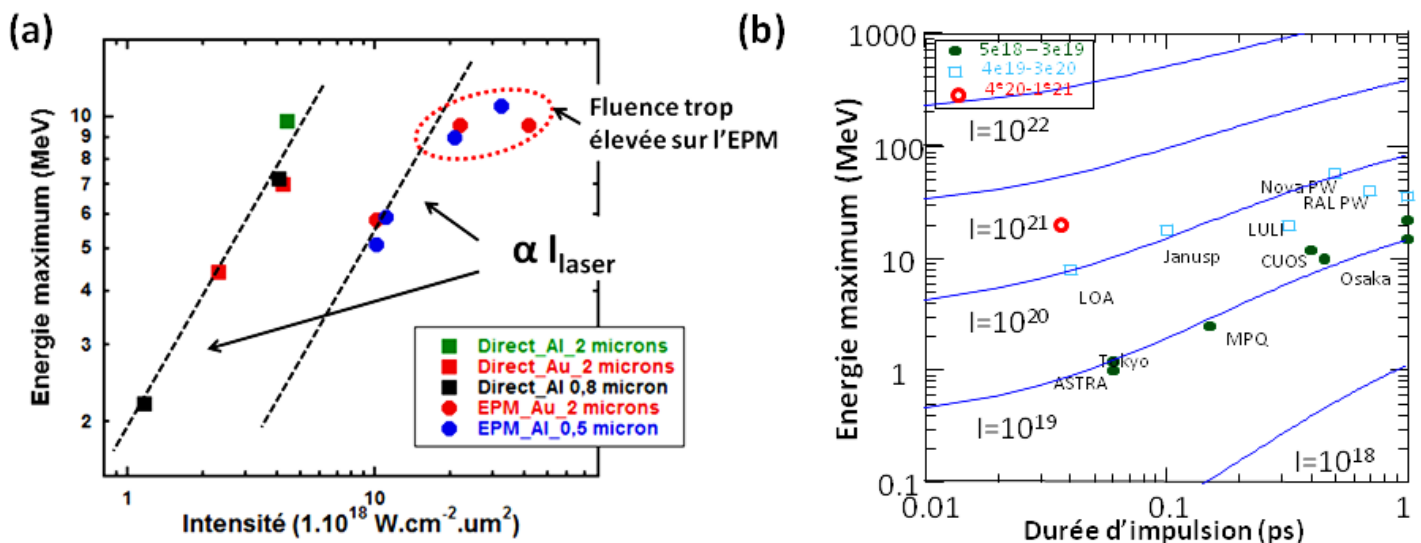


Figure 39 : Évolution de l'énergie maximale atteinte par les protons en fonction de l'intensité ($\text{W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$) dans le cas de tirs directs ainsi qu'avec l'EPM (a). Évolution de l'énergie maximale atteinte par les protons en fonction de la durée d'impulsion extraite de la référence (Fuchs et al., 2006a) (b).

D'après la **Figure 39**, où est reportée l'énergie maximale des protons en fonctions de l'intensité sur cible, nous pouvons voir que l'énergie de coupure évolue proportionnellement à l'intensité laser dans le cas où le faisceau était focalisé directement sur la cible par la parabole. Ceci est effectivement en accord avec les tendances observées à basse intensité et reportées dans la référence (*Fuchs et al., 2006a*) même si les énergies atteintes dans notre expérience sont un peu supérieures.

Cependant, cette loi de proportionnalité n'est pas suivie lorsque l'EPM était utilisé pour refocaliser l'impulsion. Comme nous l'avons déjà dit plus haut, la fluence optimale sur l'EPM se situe aux alentours de 90 J.cm^{-2} . Au-delà de $3,5 \text{ J}$ sur l'EPM, il n'est donc plus utilisé dans des conditions optimales, ce qui pour conséquence de détériorer la focalisation. De ce fait, l'intensité réelle obtenue sur cible ne correspond très certainement pas à celle estimée et reportée dans la **Figure 39** lorsque $I > 1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$. Il est important de noter cependant qu'à plus haute intensité ($> 1.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$) l'énergie de coupure du faisceau de protons dépend généralement de la racine carrée de l'intensité (*Fuchs et al., 2006a*).

Un autre point mérite également d'être commenté et concerne le prolongement de cette tendance, décrite par les tirs directs, jusqu'aux intensités atteintes avec l'EPM. On voit ainsi clairement que les données de l'EPM ne sont pas dans le prolongement des données des tirs directs, mais suivent un décrochement vers le bas. Si l'on considère que les données de l'EPM suivent également une loi proportionnelle à I , on en déduit que la même énergie de coupure des faisceaux de protons est atteinte avec l'EPM pour une intensité 3,5 fois plus importante qu'en focalisant directement le laser. Ceci montre clairement que l'intensité laser n'est pas le seul paramètre important pour les lois d'échelle.

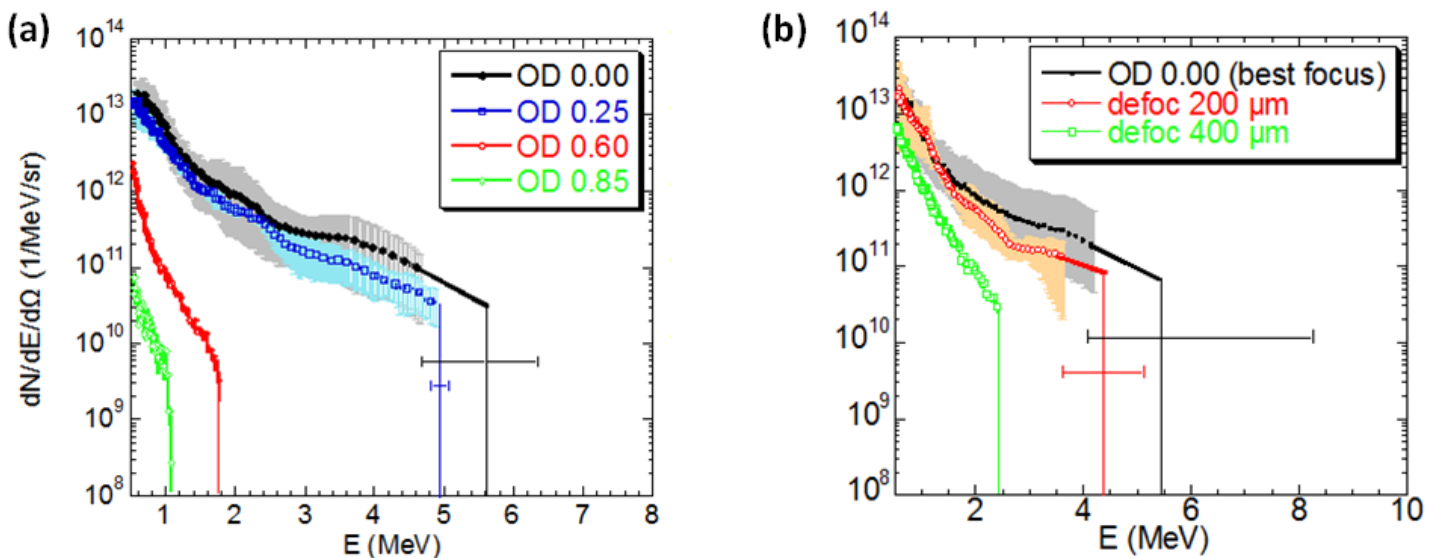


Figure 40 : Évolution du spectre de protons obtenu à 1ω sur le 100 TW avec une cible de $4,1 \mu\text{m}$ de Mylar/Al pour différentes énergies laser (a) et pour différentes défocalisation en gardant l'énergie laser constante (b) (*Mancic, 2010*).

Afin de bien mettre en évidence ce comportement, nous pouvons citer des résultats obtenus au cours de la thèse d'Ana Mancic (*Mancic, 2010*). En effet, au cours d'une autre campagne d'expérience différents spectres de protons ont été mesurés en faisant varier soit l'énergie laser à l'aide de densité optique soit la dimension de la tache focale en défocalisant le laser. L'intensité laser ainsi obtenue, pour les différentes conditions expérimentales, est reportée dans le **Tableau 1**. Les spectres mesurés avec un spectromètre magnétique ont été obtenus à partir de cibles de $4,1 \mu\text{m}$ de Mylar recouvertes de 20 nm d'aluminium.

Dans cette expérience le laser 100 TW du LULI était focalisé sur la face avant de la cible, du côté de l'aluminium en polarisation P. L'observation des spectres mesurés (cf. **Figure 40**) montre clairement l'importance de l'énergie laser sur cible et confirme les résultats obtenus pendant la campagne d'expérience sur l'EPM. En effet, on voit tout particulièrement que dans le cas où le

laser est délocalisé de 400 μm , l'énergie de coupure ainsi que le nombre de protons accéléré par stéradian sont bien plus importants qu'avec une OD 0,85 alors que l'intensité laser est elle, plus de 10 fois inférieures.

PHA defoc (μm)	Tache focale FWHM (μm)	I (W/cm^2)	OD	I (W/cm^2)
0	6	5.10^{19}	0.00	5.10^{19}
200	30	2.10^{18}	0.60	1.10^{19}
400	60	5.10^{17}	0.85	7.10^{18}

Tableau 1 : Intensité laser en fonction de la défocalisation ou de la densité optique pour les spectres de la Figure 40 extraits de la référence (Mancic, 2010).

4.1.2. Paramètres influençant le champ accélérateur.

Afin de mieux comprendre ce comportement, il est important maintenant de s'intéresser à la population d'électrons ainsi accélérés dans les différents cas évoqués.

Au regard du modèle de P.Mora (Mora, 2003), on voit que l'énergie maximale du faisceau de protons (E_{max}) dépend effectivement de l'intensité laser au travers de la température électronique (T_{hot}) pouvant être décrite par la loi de Beg (Beg, 1997). Cette énergie maximale dépend également du temps d'accélération (t_{acc}), qui peut être estimé par un multiple de la durée d'impulsion (Fuchs et al., 2006a). On voit que E_{max} est aussi reliée à la densité électronique au travers de la fréquence plasma ionique (ω_{pi}) et dépend donc de l'énergie laser sur cible, comme nous l'avons dit plus haut.

$$E_{\text{max}} = 2T_{\text{hot}} [\ln(t_p + (t_p^2 + 1)^{1/2})]^2 \quad (1)$$

On a ci-dessus $t_p = \omega_{\text{pi}} t_{\text{acc}} / (2\exp(1))^{1/2}$. Dans la Figure 39.b, extraite de la référence (Fuchs et al., 2006a), on peut clairement voir qu'à intensité constante l'énergie de coupure des protons dépend, comme on s'y attend, de la durée d'impulsion. En effet, en augmentant la durée d'impulsion à énergie laser constante on augmente à la fois le nombre d'électrons accélérés (E_{laser} augmente) et le temps d'accélération. Dans le cas de notre expérience et de celle d'Ana Mancic la durée d'impulsion étant maintenue constante, le temps d'accélération peut être, dans un premier temps, considéré comme identique dans chacun des cas étudiés. De ce fait, au regard du modèle de P.Mora, seule la densité électronique en face arrière peut être la cause du décrochement observé entre les cas avec et sans EMP dans la Figure 39.a, car la température électronique ne dépend, ici, que de l'intensité laser.

En effet, on comprend bien qu'en réduisant l'énergie laser, on réduit le nombre d'électrons accélérés et en conséquence la densité électronique en face arrière, ce qui conduit à réduire l'amplitude des champs accélérateurs. Il est clair que le nombre d'électrons chauds est effectivement lié à l'énergie laser, car l'énergie absorbée revient dans un premier temps aux électrons qui sont accélérés. Même si l'absorption laser (η) dépend de l'intensité (Lefebvre and Bonnaud, 1997) elle ne peut pas dépendre directement de l'énergie laser. De plus, ces électrons accélérés ont généralement une population que l'on peut décrire par une superposition de maxwelliennes de différentes températures. Cependant, il est tout à faire raisonnable d'approximer la population d'électrons avec une seule température (T_{hot}) comme cela a pu être vu expérimentalement (Antici, 2007). De ce fait, on considérera par la suite que le nombre d'électrons accéléré (N_{hot}) dépend directement de la température électronique au travers de la relation $\eta E = N_{\text{hot}} * T_{\text{hot}}$ avec η le coefficient d'absorption du laser vers les électrons et E l'énergie laser incidente.

4.2. Population d'électrons accélérés : mise en évidence d'une modification de la dynamique des électrons.

4.2.1. Données sur la défocalisation du faisceau (Mancic, 2010).

En utilisant l'équation 1 et une température électronique déduite de la loi de Beg (Beg, 1997), qui dépend de l'intensité, il est possible d'estimer l'évolution de l'énergie de coupure des protons. Il est bien clair que le modèle de P.Mora est un modèle 1D et qui plus est, est isotherme. Cependant, comme nous l'avons dit dans le premier chapitre, il donne une très bonne approximation des mécanismes d'autant qu'en ajustant le temps d'accélération (t_{acc}) on se rapproche bien de la réalité des expériences (Fuchs et al., 2006a).

Même si cette hypothèse est abusive, il sera dans un premier temps considéré que seule la température électronique varie lorsque l'on modifie les paramètres d'interaction de manière à bien mettre en évidence l'importance des autres paramètres tels que la densité électronique. Les données ainsi utilisées sont celles de/ la Figure 40, extraites de (Mancic, 2010), et les résultats obtenus avec cette analyse sont répertoriés dans le Tableau 2.

	Intensité ($W.cm^{-2}.\mu m^2$)	T_{hot} (KeV)	Temps d'accélération normalisé (t_p)	E_{max} théorique (MeV)	E_{max} réel (MeV)
OD 0	5.10^{19}	821	3,05	5,5	5,5
OD 0,60	1.10^{19}	480	3,05	3,2	1,8
OD 0,80	7.10^{18}	426	3,05	2,84	1,1
défoc 0	5.10^{19}	821	3,05	5,5	5,5
défoc 200 μm	2.10^{18}	281	3,05	1,87	4,2
défoc 400 μm	5.10^{17}	177	3,05	1,18	2,25

Tableau 2 : Énergies de coupure des protons observées expérimentalement et comparées aux valeurs théoriques en supposant que seule la température des électrons est modifiée en fonction de l'intensité (Beg, 1997), dans les différents cas.

Les données de ce tableau montrent clairement une tendance opposée concernant l'évolution de l'énergie obtenue expérimentalement et par l'estimation théorique, entre le cas d'une réduction de l'énergie laser ou d'une défocalisation. En effet, lorsque l'on réduit l'énergie laser, les valeurs expérimentales de l'énergie de coupure du faisceau de protons diminuent plus rapidement que les valeurs théoriques, si l'on considère que le temps d'accélération normalisé est constant. Au regard du modèle de P.Mora ceci suggère que t_p décroît avec l'énergie laser et donc que t_{acc} et/ou n_{e0} diminuent lorsque l'énergie et l'intensité laser sont réduites. Dans ce cas et d'après le raisonnement établi plus haut, il est assez direct d'attribuer cette décroissance plus rapide à la diminution de n_{e0} du fait de la diminution de l'énergie laser. À contrario, lorsque le faisceau laser est défocalisé, l'énergie de coupure, observée expérimentalement, décroît moins rapidement, que celle estimée avec le modèle théorique. Ceci suggère donc cette fois-ci qu'en défocalisant le laser le temps d'accélération normalisé (t_p) augmente malgré la réduction de l'intensité et la valeur constante de l'énergie laser.

4.2.2. Données de l'expérience EPM.

Si l'on s'intéresse maintenant aux données obtenues au cours des expériences réalisées avec l'EPM il est possible de remonter aux paramètres de la gaine électronique permettant l'accélération des protons. L'ajustement, avec l'équation du modèle de P.Mora ($DN/DE=f(E)$, Équation 2), du spectre de protons mesuré avec les RCF, permet ainsi d'estimer la température moyenne et le nombre d'électrons ayant contribué à les accélérer. On constate ainsi, dans un premier temps, que la température des électrons augmente effectivement bien avec l'intensité laser (cf. Figure 41), que ce soit avec ou sans EPM.

Il est important de faire remarquer que les températures électroniques calculées de cette manière sont inférieures d'un facteur proche de 3 à celles qu'estimerait le modèle de Beg (*Beg, 1997*) dans le cas d'un faisceau laser à 2ω . Ceci s'explique par le fait que la température ici mesurée est une température moyenne vue par les protons sur leur temps d'accélération. Or au cours de ce temps, soit $1,3\tau_L = 520$ fs (estimé sur le 100 TW (*Fuchs et al., 2006a*)), les électrons ont le temps de se refroidir, soit par collisions soit en transférant leur énergie aux ions accélérés. Cette température moyenne s'éloigne de la température initiale des électrons accélérés et décrite par la loi de Beg. À noter également que cette méthode d'ajustement ne fonctionne pas bien lorsque peu de points définissent le spectre de proton. Dans le cas où l'énergie laser était trop basse, seuls deux RCF étaient marqués, ce qui facilite bien évidemment l'ajustement, mais les données généralement obtenues s'écartent des tendances.

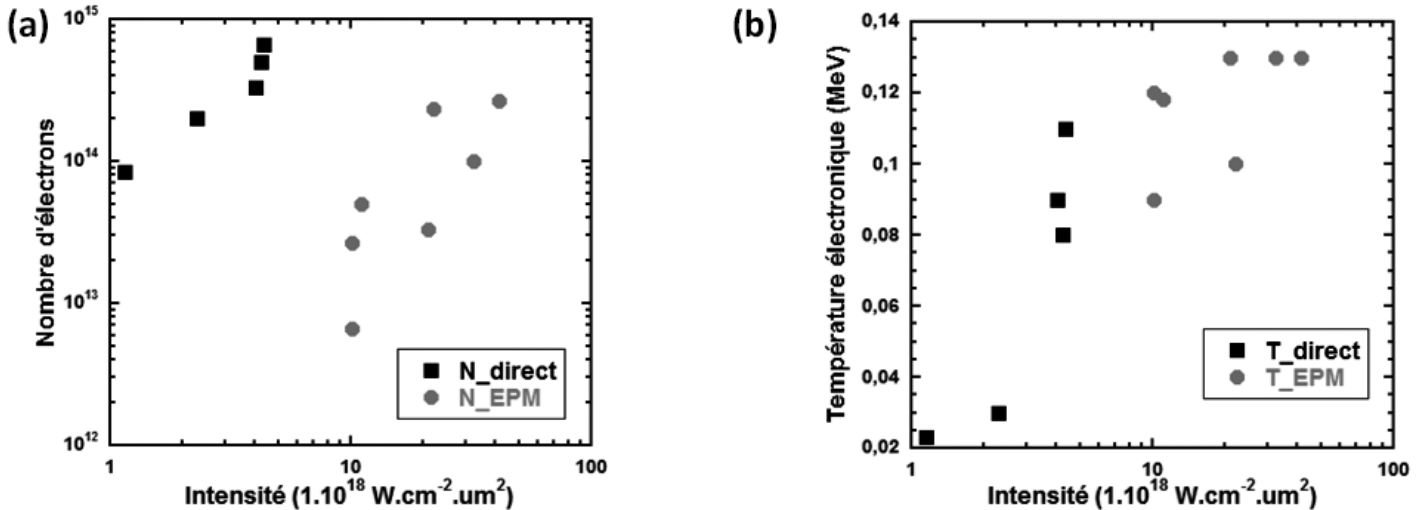


Figure 41 : Évolution du nombre (a) ainsi que de la température (b) des électrons ayant contribué à l'accélération des protons. Les données sont obtenues en ajustant l'équation $DN/DE=f(E)$ du modèle de Mora sur les spectres obtenus avec les RCF.

L'information la plus importante apportée par ces ajustements, dans le cas de cette étude, correspond certainement au nombre total d'électrons ayant contribué à l'accélération. Les données montrent que plus l'énergie laser incidente est importante, plus la quantité d'électrons ayant participé à l'accélération des protons est importante. Ceci est bien évidemment compréhensible si l'on revient au raisonnement ci-dessus montrant la dépendance du nombre d'électrons accélérés en fonction de l'énergie laser.

Si maintenant on utilise la loi simple explicitée ci-dessus, $\eta E = N_{\text{hot}} \cdot T_{\text{hot}}$, il est possible d'estimer l'énergie contenue dans les électrons ayant contribué à l'accélération des protons. De cette manière, on peut calculer qu'environ 12,3 J d'énergie d'électrons ($N_{\text{hot}}=7 \cdot 10^{14}$ et $T_{\text{hot}}=0,11$ MeV) a permis l'accélération des protons dans le cas où le faisceau laser était focalisé directement sur la cible avec une intensité de $I=6,5 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$. Maintenant, lorsque l'EPM permettait de refocaliser le laser, on obtient environ 6 J ($N_{\text{hot}}=2,9 \cdot 10^{14}$ et $T_{\text{hot}}=0,13$ MeV) pour une intensité de $I=5,4 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$. Il est tout d'abord important de faire remarquer que les valeurs d'énergies calculées et contenues dans les faisceaux d'électrons, paraissent aberrantes du fait qu'elles soient supérieures à l'énergie laser incidence. Cependant, ceci ne l'est pas tant, car le modèle utilisé (*Fuchs et al., 2006a*) ne tient pas compte de la recirculation et donc des multiples contributions d'un électron. Le N_{hot} ainsi calculé contient en fait un facteur lié à la recirculation qu'il est difficile d'estimer, et que nous ne prendrons pas en compte, car il ne remet pas en cause la validité du raisonnement qui va suivre.

En faisant ces petits calculs, on peut voir qu'uniquement un facteur 2 sépare l'énergie électronique ayant contribué à l'accélération avec et sans EPM alors que l'énergie laser est de 3 fois inférieures lorsque l'EPM était utilisé. Il semblerait donc que d'une certaine manière, l'accélération des protons soit plus efficace lorsque l'EPM est utilisé, ce que l'on voit

effectivement sur la **Figure 38.b** où l'efficacité de conversion de l'énergie laser vers les protons est reportée.

On voit donc que dans ce cas et dans le cas des expériences d'Ana Mancic que le nombre ou la densité d'électrons contribuant à l'accélération des protons varie suivant la dimension de la tache focale alors que l'énergie laser est identique.

➤ **Remarque :**

À noter que les résultats obtenus de l'ajustement des spectres de protons de l'expérience d'Ana Mancic (cf. **Figure 40**), mesuré à l'aide d'un spectromètre magnétique, n'ont pas été montrés, car ils ne présentent que peu d'intérêt dans cette analyse, et ce, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, ces spectres sont fortement soumis à l'imprécision de l'alignement de la cible et plus particulièrement du tilt de celle-ci, à cause du faible angle solide que le spectromètre observe. On observe ainsi une certaine fluctuation des valeurs obtenues bien que les spectres semblent à vue d'œil suivre une progression régulière.

De plus, comme cela a été observé dans la référence (Green, 2010), la dimension de la tache focale joue sur la dimension de la zone d'émission des protons et donc sur le nombre de protons émis. Cette dépendance n'est valide que dans le cas où la tache focale présente une dimension de l'ordre de la dimension de la gaine électronique c.à.d. de l'ordre de plusieurs dizaines de microns. Dans le cadre des expériences d'Ana Mancic on s'attend donc à un tel comportement ce qui fausse bien évidemment les comparaisons. On observait d'ailleurs un N_{hot} plus important lorsque le faisceau laser était défocalisé de 400 μm , par rapport à la meilleure focalisation. Ce qui confirme l'observation reportée dans la référence (Green, 2010).

4.2.3. Analyse du coefficient d'absorption laser.

D'après les résultats expérimentaux des références (Chen et al., 2009) & (Nilson et al., 2008) l'absorption laser ne varie pas en fonction de l'intensité dans la gamme de notre expérience. Même si les simulations de la référence (Lefebvre and Bonnaud, 1997) montrent une légère augmentation de l'absorption avec l'intensité, celle-ci n'est que peu significative dans notre cas présent. De plus, ces simulations (Lefebvre and Bonnaud, 1997) montrent aussi une dégradation de l'absorption laser lorsque le préplasma présent en face avant est réduit. L'utilisation de l'EPM permettant d'augmenter le contraste laser, on imagine bien que celui-ci aurait plutôt tendance à réduire l'absorption laser malgré le haut contraste initial estimé et permis par le doublage en fréquence du faisceau. De ce fait, il est raisonnable de considérer que l'absorption laser ne varie pas dans notre gamme d'étude et plus particulièrement qu'une augmentation de l'absorption laser avec l'EPM ne peut pas être considérée pour expliquer les résultats obtenus. De plus, si l'on revient à la **Figure 38** et au coefficient de conversion de l'énergie laser vers les protons, on voit également que cette augmentation d'efficacité ne peut pas être liée à l'augmentation de l'absorption laser. En effet, cela nécessiterait une augmentation de l'absorption d'un facteur 4 entre le tir avec l'EPM à $I=5,4 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$ et le tir direct à $I=6,5 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$.

Ces deux séries de résultats montrent donc que soit le temps d'accélération normalisé (données sur la défocalisation) et donc la densité électronique et/ou le temps d'accélération augmentent, soit le nombre d'électrons ayant contribué à l'accélération augmente (donnés EPM). Or comme nous venons de le dire, ce comportement ne peut pas être expliqué par une augmentation de l'absorption du laser. Ces résultats suggèrent ainsi que la dynamique des électrons est modifiée en fonction de la dimension de la tache focale et donc également de l'intensité.

4.3. Étude de la dynamique des électrons accélérés.

La comparaison directe des données (N_{hot} et T_{hot}) ne peut en fait être faite uniquement si l'on considère que la dimension de la gaine d'électrons (S_{sheath}) est la même dans le cas d'un tir direct

ou avec l'EPM. En effet, le n_{e0} du modèle initial de P.Mora est estimé comme étant $n_{e0} = N_{hot}/(c\tau_L S_{sheath})$ (Fuchs et al., 2006a). De plus, cette comparaison nécessite également d'estimer que le temps d'accélération (τ_{acc}) des protons est le même dans les deux cas, valant $1,3 \tau_L$ dans la formule 1D ci-dessous :

$$\frac{DN}{DE} = n_{e0} c_s t_{acc} / (2ET_{hot})^{1/2} \exp(-(2 E/T_{hot})^{1/2}) \quad (2)$$

Avec $c_s = (Z_i \times T_{hot}/m_i)^{1/2}$ la vitesse acoustique du milieu et E l'énergie des protons considérés. Cependant, ces deux suppositions n'ont pas de raison d'être, car cela signifierait que dans les cas étudiés les électrons sont accélérés et se propagent dans la cible de manière identique. En effet, les dimensions des taches focales et les différentes intensités dans le cas de notre expérience ainsi que celles de la référence (Mancic, 2010) sont telles qu'aucune raison ne laisse penser que la dynamique des électrons soit la même pour chacun des cas présents.

Nous avons noté dans la partie théorique que malgré la complexité des phénomènes d'accélération, il est admis que la divergence des électrons accélérés augmente avec l'intensité laser (Green et al., 2008). De plus, le creusement de cavité et l'augmentation des instabilités en présence de préplasma rendraient la divergence dépendante de la longueur de gradient et augmenteraient à mesure que le préplasma est plus important (Debayle et al., 2010). L'article de J.S Green (Green et al., 2008) fait également référence à une dépendance de la divergence des électrons envers les dimensions de la tache focale. De manière contre-intuitive, il montre par les simulations que la divergence des électrons diminue légèrement lorsque l'on réduit les dimensions de la tache focale. En effet, ceci est contre-intuitif dans le sens où l'on s'attendrait à ce que les effets 2D se fassent d'autant plus sentir sur les électrons accélérés à mesure que l'on réduit les dimensions de la tache focale. Ces résultats n'ont cependant jamais été vérifiés expérimentalement, ni même expliqués.

4.3.1. Diagnostique HISAC.

Au cours de l'expérience réalisée sur l'EPM, le diagnostic HISAC (Nakatsutsumi, 2008) nous a permis d'observer l'émission thermique de la face arrière de la cible. Ce diagnostic 2D permet ainsi de résoudre temporellement la zone de la cible chauffée par les électrons chauds sur une durée de quelques nanosecondes avec une résolution d'environ 30 ps.

En observant ainsi la zone chauffée par les électrons chauds lorsque l'EPM était utilisé et en comparant son évolution temporelle avec les résultats obtenus pour une tache focale de 6 μm , on constate qu'elles sont très similaires (cf. **Figure 42**). Les données utilisées dans le cas d'une tache focale de 6 μm correspondent à des résultats obtenus au cours de l'expérience RMT en février 2009, pour laquelle les conditions laser étaient identiques et où l'intensité laser était très similaire. On observe cependant un léger décalage entre les données mesurées pour ces deux expériences où les intensités étaient de $I=0,86.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$ (Direct A11,6) et de $I=1,27.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$ (EPM 1J on target) pour respectivement, une tache focale de 6 μm et 0,9 μm . Cet écart est tout à fait cohérent avec les simulations (Green et al., 2008) et l'idée d'une augmentation de la divergence des électrons à mesure que l'on augmente l'intensité laser. Cette augmentation de la dimension de la zone de l'émission thermique s'observe également dans le cas du tir à plus haute intensité ($I=5,4.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$, EPM 5J on target), lorsque l'EPM était utilisé.

Ce diagnostic donne ainsi une idée de la dynamique des électrons chauds aux temps longs, dans le sens où ce sont eux qui chauffent la cible par collision et par génération d'un courant de retour. Même si la résolution n'est pas suffisante pour observer l'émission thermique au cours du temps d'accélération, il est raisonnable d'extrapoler la tendance à partir des résultats observés aux temps longs. De cette manière on peut avancer que l'accélération des protons se fait dans une gaine d'électrons qui s'étale d'autant plus rapidement à mesure que l'intensité augmente, du fait de l'augmentation de la divergence des électrons avec celle-ci. L'analyse de ce diagnostic montre également que la zone observée par l'HISAC est plus fortement chauffée lorsque l'on augmente

l'énergie sur cible. Ce qui est bien évidemment en accord avec les résultats établis plus haut concernant l'augmentation du nombre d'électrons chaud à mesure que l'on augmente l'énergie laser.

Les mécanismes de chauffage ainsi que d'accélération des protons sont liés à la dynamique des électrons dans la cible. Afin de les comprendre, il est donc important de tenir compte de la divergence initiale des électrons accélérés, mais aussi de la recirculation de ces derniers. En effet, l'épaisseur de cible étant relativement mince (2 μm dans le cas de notre expérience et 4,1 μm dans (Mancic, 2010)), les électrons accélérés peuvent contribuer plusieurs fois à l'accélération des protons (cf. **Chapitre I**). Ces deux mécanismes jouent donc sur la vitesse de dilution des électrons dans la cible et la façon dont les électrons se répartissent dans celle-ci. Or cette dilution contrôle l'amplitude du champ accélérateur, comme cela a été expliqué dans le premier chapitre.

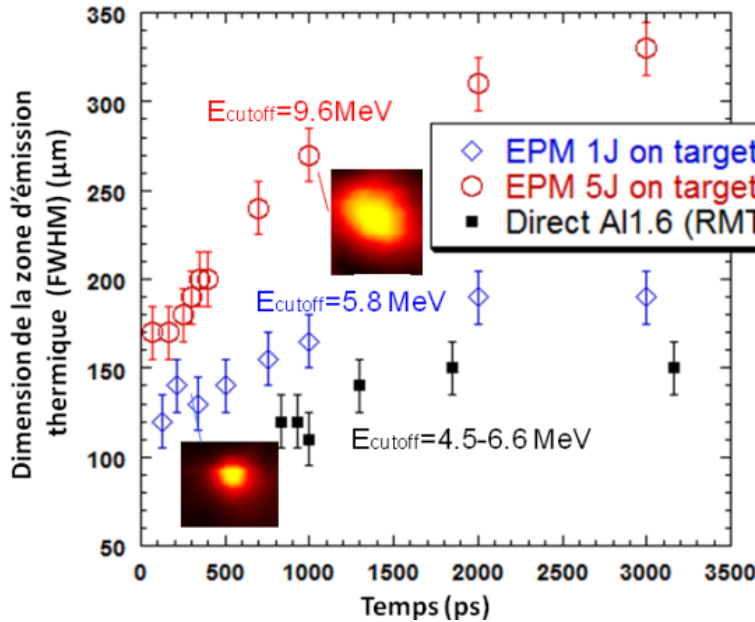


Figure 42 : Évolution de la dimension de l'émission thermique au cours du temps mesurée avec l'HISAC pour différentes énergies sur cible et différentes dimensions de taches focales. Tir direct FWHM=6 μm et EPM, FWHM=0,9 μm .

Dans la suite du raisonnement, pour décrire cette dynamique électronique et comprendre les observations expérimentales, nous allons considérer que les trajectoires des électrons sont balistiques, comme cela a été établi dans la première partie.

4.3.2. Utilisation d'un modèle mathématique.

➤ Description du modèle.

Un petit modèle 3D à symétrie radiale a été programmé sous Matlab afin d'estimer l'influence de la divergence du faisceau d'électrons ainsi que de la taille de la source. Dans ce modèle, les électrons sont injectés balistiquement selon différents angles, dans une cible d'épaisseur finie et sont ensuite détectés au niveau de la face arrière après un temps de recirculation dans celle-ci. La taille de la source 1D des électrons a été définie comme étant 7 fois la dimension de la tache focale considérée afin de tenir compte au mieux de la zone réelle d'émission (Santos et al., 2007). En effet, l'observation de la tache focale (cf. **Figure 36**) montre qu'une part non négligeable de l'énergie est présente loin du centre de la tache et que sur un rayon de 7 fois celui de la tache focale l'intensité laser est supérieure à $I_0 \cdot 10^{-4}$.

Les simulations de la référence (Debayle et al., 2010) nous ont permis de considérer un angle de divergence moyen des électrons qui suit une loi linéaire en fonction de la position d'injection dans cette source. Ainsi, plus les électrons seront injectés loin du centre de la tache focale, plus leur angle d'injection moyen s'éloignera de l'axe d'incidence laser. Cet angle d'injection moyen,

qui dépend de la position de l'électron, permet de cette manière de considérer la divergence induite par la force pondéromotrice et la déformation des gradients de densité liée à l'arrivée de l'impulsion laser sur la cible. Toujours d'après la référence (*Debayle et al., 2010*), nous avons ajouté une divergence aléatoire avec une dispersion donnée, liée cette fois-ci à l'injection aléatoire des électrons induite par l'instabilité de Weibel et qui dépend donc de l'amplitude du préplasma (cf. **Chapitre I**)

Afin de tenir compte du fait qu'en s'éloignant du centre de la tache focale on réduit l'énergie laser par unité de surface et donc la quantité d'électrons injectés, une probabilité d'émission est associée à chacun des électrons dépendamment de sa position d'émission. Une loi d'émission gaussienne a été prise afin de considérer cette dépendance et de suivre le profil de la tache focale.

Dans ce modèle, les électrons sont injectés à la vitesse de la lumière, pendant la durée d'impulsion ($\tau_L=400$ fs) et sont détectés en face arrière sur la durée complète de l'accélération des protons ($\tau_{acc}=1,3$ ps (*Mancic, 2010*)). Le modèle prend en compte la réflexion des électrons après une longueur de Debye et non pas au niveau des faces de la cible. L'évolution temporelle de la gaine d'électrons est obtenue en intégrant les électrons passant par la face arrière, plus une longueur de Debye, sur une durée de 10 fs. Un pas temporel, entre deux calculs, de 0,5 fs a été considéré ce qui conduit à prendre une bande de détection de 160 nm en face arrière, pour ne pas manquer d'électrons. Chacun des calculs a été normalisé de manière à considérer un même nombre d'électrons dans chacune des simulations et pouvoir ainsi comparer les différents résultats. Ceci s'inscrit dans l'idée qu'en ne changeant pas l'énergie laser, on ne modifie par le nombre d'électrons accélérés. Enfin, de manière à tenir compte de la dilution transverse 2D des électrons, le signal détecté est divisé par $2\pi r$, en considérant une symétrie radiale de la dynamique.

➤ Ajustement des paramètres du modèle.

Afin de rendre ce modèle le plus réaliste possible, les différents paramètres du code, angle moyen, dispersion aléatoire de Weibel et largeur du profil de probabilité d'émission, ont été ajustés de manière à s'approcher au plus des mesures expérimentales de la forme de la gaine d'électrons réalisées dans les mêmes conditions d'expérience (*Antici et al., 2008b*).

Même si ce modèle est un peu simpliste et ne correspond pas entièrement à la réalité, il tente toutefois de s'en approcher en donnant notamment une bonne estimation de l'influence de la recirculation sur l'évolution de la gaine accélératrice. Si l'on voulait raffiner le modèle, il serait important de rajouter un poids aux électrons qui dépendrait du temps, de manière à tenir compte de leur perte d'énergie à chacune des réflexions sur les faces de la cible. Afin de s'approcher un peu de ce comportement, le code élimine les électrons faisant plus de 20 rebonds sur les faces de la cible. Cette valeur est en effet raisonnable au regard de l'observation des simulations du chapitre IV ainsi que du temps de transfert de l'énergie électronique vers les protons (*Carrié, 2011*). Pour améliorer encore ce modèle, il serait également intéressant de considérer l'expansion de la cible au cours du temps qui s'opère selon une vitesse caractéristique c_s (cf. premier chapitre).

L'ajustement des paramètres a ainsi conduit à prendre un demi-angle d'injection de 30° pour tenir compte de la divergence liée à la force pondéromotrice et une dispersion de 60° d'angle total, s'ajoutant sur l'angle moyen, pour considérer l'instabilité de Weibel. Ces paramètres sont très proches de ceux rapportés dans les simulations de Debayle et al. (*Debayle et al., 2010*) ce qui confirme la validité de cette approche. Concernant la probabilité d'émission des électrons dans la zone d'injection, une décroissance exponentielle de 1 au centre de la tache focale à 1.10^{-4} au bord de la zone d'émission a été prise.

➤ Quelques résultats :

À l'aide de ce modèle simple, il a été possible d'estimer l'influence de la divergence des électrons, induite par le mécanisme d'accélération, ainsi que l'influence de la dimension de la tache focale sur la gaine accélératrice.

Même si cette tendance est faible, en considérant la dispersion angulaire, liée à l'instabilité Wiebel, constante et égale à 60° , on peut voir sans surprise que la vitesse d'étalement transverse de la gaine électronique croît lorsque l'on augmente l'angle moyen d'injection et donc la divergence du faisceau d'électrons. Également sans surprise, la gaine d'électrons est d'autant plus large lorsque l'on augmente la dimension de la tache focale et donc la zone d'accélération des électrons (cf. **Figure 43**). Les mesures reportées correspondent au nombre d'électrons intégrés sur 10 fs à la fin de l'accélération des protons ($1,3\tau_L=520$ fs), pour une tache focale de $5\ \mu\text{m}$ (FWHM) pour les courbes de la **Figure 43.a** et une divergence de 30° pour la **Figure 43.b**. Ces deux analyses montrent de manière intéressante la forte dépendance de la dilution transverse des électrons en face arrière lorsque l'on augmente la dimension de la tache focale, alors que cette dilution est bien moins dépendante de la divergence induite par le mécanisme d'accélération. On comprend bien ce comportement en se rappelant qu'une probabilité d'émission de l'électron en fonction du rayon a été considérée, or suivant cette position l'angle moyen d'émission n'est pas le même (*Debayle et al., 2010*). De ce fait, peu d'électrons sont réellement injectés selon de très grands angles, ce qui limite l'étalement de la gaine accélératrice. De plus, le fait de supprimer les électrons faisant plus de 20 rebonds limite également l'étalement de la gaine lorsque l'on augmente la divergence. En modifiant la dimension de la tache focale, le comportement est tout autre, car dans ce cas, on modifie directement la position d'émission des électrons ce qui influence directement sur la dimension de la gaine accélératrice.

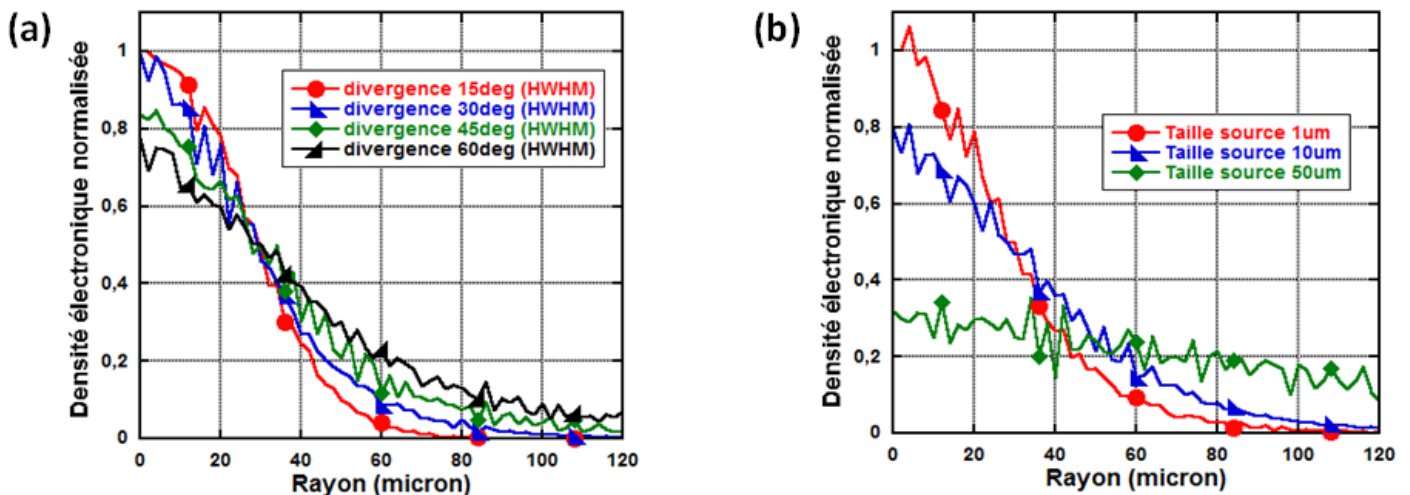


Figure 43 : Simulation de la gaine d'électrons en face arrière d'une cible de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, intégrée sur 10 fs à la fin de l'accélération des protons, en fonction de la divergence initiale des électrons, pour une tache focale de $5\ \mu\text{m}$ (FWHM) (a). Et en fonction de la taille de la tache focale pour une divergence de 30° de demi-angle d'ouverture (b).

Dans la suite de l'analyse, la mesure du nombre d'électrons pouvant contribuer à l'accélération des protons se fait en intégrant le signal électronique en face arrière, sur une dimension radiale de $50\ \mu\text{m}$. Cette dimension correspond en fait à l'ordre de grandeur du rayon de la source de protons observée expérimentalement (*Antici, 2007*), dans le cas d'une tache focale relativement petite par rapport à la dimension de la gaine accélératrice. Il est bien évident que cette intégrale n'a pas vraiment de sens lorsque la dimension de la tache focale est de l'ordre de celle de la gaine électronique, car la dimension de la zone d'émission des protons augmente avec la tache focale. Cependant, cette dimension peut être arbitraire, car le calcul permet uniquement de faire une comparaison qualitative de la densité d'électrons moyenne, au niveau de la zone centrale de la cible, et donc de l'amplitude du champ accélérateur, contrôlant l'accélération des protons. Le modèle pourrait d'ailleurs être raffiné en ne considérant non plus une dimension fixe, mais un seuil de densité électronique qui évoluerait donc en fonction du temps. De plus, au lieu de considérer une densité électronique, on pourrait considérer directement le champ accélérateur, proportionnel à $(n_{\text{hot}} \cdot T_{\text{hot}})^{1/2}$ (*Mora, 2003*), en intégrant l'amortissement de l'énergie des électrons. En effet, c'est

la pression électronique en face arrière qui permet l'accélération des protons, et donc en deçà d'un seuil l'accélération n'est plus efficace.

4.3.3. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle mathématique.

Même si ce modèle est encore simpliste, il permet de donner un début de réponse aux différents résultats qui ont été trouvés expérimentalement. L'état actuel du modèle ne permet pas de donner des résultats quantitatifs quant à l'étude des différents cas qui seront détaillés. Cependant, nous aurons une approche qualitative qui nous permettra de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu.

➤ Cas de la référence (Mancic, 2010).

Nous avons pu voir expérimentalement que la réduction de l'intensité en diminuant l'énergie ou en défocalisant le laser ne conduisait pas à la même évolution du signal de protons (cf. **Figure 40**). La comparaison des résultats avec le modèle de P. Mora montre clairement que deux mécanismes de différentes natures jouent un rôle opposé. En effet, nous avons pu établir que la diminution de l'énergie laser conduit à réduire le nombre d'électrons accélérés, ce qui altère en conséquence le champ accélérateur. Les analyses montrent également qu'il est nécessaire de considérer une modification de la dynamique des électrons lorsque l'on modifie la dimension de la tache focale, et donc l'intensité, de manière à expliquer l'évolution des spectres de protons accélérés.

Comme nous l'avons montré plus haut la divergence des électrons diminue lorsque l'intensité laser est réduite. Cela permet ainsi de limiter l'augmentation de la dilution des électrons en face arrière causée par la défocalisation du laser ce que l'on voit clairement sur le tableau de la **Figure 44.a**. Dans ce tableau, l'intégrale du signal d'électron, mesurée sur le temps d'accélération (520 fs) et sur un rayon de 50 μm , est reportée pour différentes dimensions de tache focale et différentes divergences. Plus particulièrement on voit que pour une tache focale de 30 μm et un angle de divergence de 10° on retrouve une valeur d'intégrale très proche de celle obtenue avec une tache focale de 6 μm et une divergence de 30° . Ces résultats prouvent donc l'efficacité de la réduction de la divergence des électrons sur le maintien de ces derniers dans la zone d'accélération. Ceci conduit à limiter la vitesse de dilution transverse des électrons.

(a)

	Signal intégré
FWHM6_div30	1
FWHM30_div30	0,89
FWHM60_div30	0,67
FWHM30_div10	0,97

(b)

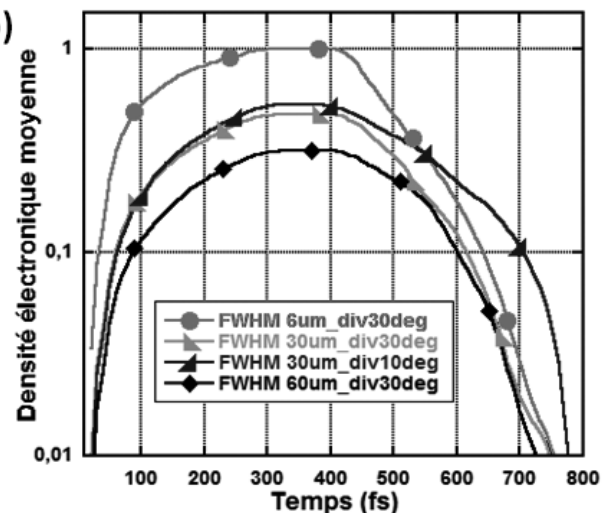


Figure 44 : (a) Tableau regroupant les données du signal intégré sur le temps d'accélération des protons (520 fs) et sur un rayon de 50 μm . (b) Simulation du maximum de signal mesuré en face arrière d'une cible de 2 μm en fonction du temps, pour une tache focale de 6, 30 et 60 μm ainsi que pour une divergence de 10° à 30° (angle de demi-ouverture).

Si l'on s'intéresse maintenant à l'évolution temporelle de la densité électronique moyenne de la gaine accélératrice (cf **Figure 44.b**), on peut voir que sa décroissance, après la fin de

l'impulsion laser, est d'autant plus rapide que la divergence est grande. Cela se comprend relativement bien, car, comme on vient de la dire, en augmentant la divergence des électrons on augmente leur vitesse de dilution transverse. De ce fait, si l'on considère à juste titre (*Grismayer and Mora, 2006*) que c'est la pression électronique qui autorise l'accélération des protons, on voit que le seuil minimum permettant celle-ci sera atteint plus rapidement lorsque la divergence est importante. De ce fait, il est tout à fait raisonnable de considérer que le temps d'accélération est plus important lorsque l'on réduit la divergence des électrons.

De cette manière, en réduisant l'intensité laser on réduit la divergence des électrons, ce qui conduit à limiter la vitesse de dilution transverse des électrons. On augmente de cette manière le recouvrement des électrons en face arrière ainsi que le temps d'accélération. Cependant, lorsque l'on diminue l'énergie laser on diminue le nombre d'électrons accélérés et donc directement la densité électronique en face arrière. Ceci conduit à altérer fortement l'accélération des protons, comme cela a pu être vu expérimentalement (cf. **Figure 40**) malgré la diminution de la divergence des électrons.

➤ Cas de l'EPM.

Les résultats obtenus au cours de l'expérience avec l'EPM nous ont permis de montrer que l'énergie contenue dans les électrons ayant contribué à l'accélération, divisée par l'énergie laser incidente, était plus importante lorsque l'EPM était utilisé. De plus, le taux de conversion de l'énergie laser vers les protons est plus important avec l'EPM (cf. **Figure 38**). Ces résultats suggèrent ainsi que chaque électron contribue plus à l'accélération des protons lorsque l'EPM était utilisé, en comparaison des tirs où le laser était directement focalisé par la parabole, sur la cible. La recirculation des électrons est donc, dans ce cas plus efficace, et permet un meilleur transfert de l'énergie laser vers les protons. Au regard de la **Figure 43.b**, on peut comprendre ce comportement, car celle-ci montre qu'en diminuant la dimension de la tache focale, on réduit la dimension transverse de la gaine accélératrice ce qui conduit nécessairement à réduire la dilution des électrons. On augmente de ce fait la densité électronique au centre de la cible grâce à des considérations purement géométriques. De plus, les électrons mettront en moyenne plus de temps à s'écarter de la gaine accélératrice du fait de leur accélération très proche du centre de celle-ci. De cette manière, ils peuvent contribuer plus longtemps à l'accélération des protons, ce qui augmente l'efficacité de conversion de l'énergie laser vers le faisceau d'ions.

Cependant, lorsque l'EPM était utilisé l'intensité laser était presque un ordre de grandeur au dessus de celle obtenue lors de la focalisation directe du faisceau laser par la parabole. On s'attend donc dans ce cas à une augmentation de la divergence des électrons qui aurait pour effet de réduire l'importance des mécanismes décrits ci-dessus qui conduisent à augmenter le taux de conversion. Nous avons effectivement pu voir qu'une importante augmentation de la divergence est nécessaire pour balancer les effets de la réduction de la dimension de la tache focale. Cependant, l'importante différence du coefficient de conversion de l'énergie laser entre un tir direct et avec l'EPM (cf. **Figure 38**), suggère qu'un autre mécanisme permettant d'augmenter l'efficacité se met en place. D'après le papier de J.S.Green (*Green et al., 2008*) la divergence des électrons diminue lorsque la dimension de la tache focale devient très petite, ce qui pourrait en effet expliquer les résultats observés. Des simulations PIC 2D collisionnelles sont en cours pour expliquer en partie ces résultats. Ceux-ci montrent en effet une légère diminution de la divergence des électrons accélérés par le laser, dans le cas d'une tache focale de très petites dimensions. Ces simulations effectuées par Y. Sentoku à l'aide du code PILCS (*Sentoku and Kemp, 2008*) mettent en avant un confinement magnétique radial des électrons accélérés, plus important lorsque la dimension de la tache focale (et donc de la source d'électrons) est très petite. En effet, l'écrantage du champ magnétique radial, par le courant de retour est d'autant plus difficile que la dimension du faisceau d'électrons chauds est faible (*Gremillet, 2001*).

5. Conclusion.

Au cours de cette expérience, nous avons montré qu'il était possible d'augmenter l'intensité laser en réduisant fortement les dimensions de la tache focale. En utilisant une optique à fort pouvoir de focalisation ($f/0,4$) nous avons pu accroître l'intensité laser du laser 100 TW du LULI d'un facteur 8,2 malgré les pertes d'énergie sur l'optique qui fonctionne comme un miroir plasma. Nous avons également prouvé son efficacité pour l'accélération de protons en montrant que l'on pouvait atteindre la même énergie de coupure d'environ 10 MeV avec seulement 2,5 J d'énergie laser sur cible en comparaison de 9 J pour un tir direct. L'optique n'est cependant pas des plus faciles à utiliser, car elle est à usage unique et nécessite une précision d'alignement très minutieuse.

L'analyse des résultats obtenus sur l'accélération des protons au cours de cette expérience a clairement montré la très grande dépendance de l'énergie laser vis-à-vis des mécanismes d'accélération. Ces résultats sont de plus largement confirmés par l'analyse de données extraites de (*Roth et al., 2002*), concernant la comparaison des spectres de protons obtenus en faisant varier soit l'énergie soit la défocalisation du faisceau laser. Ces deux expériences rappellent que la quantité d'électrons accélérés dépend de l'énergie laser ($\eta E = N_{\text{hot}} * T_{\text{hot}}$) et donc qu'en réduisant celle-ci, on réduit la densité électronique en face arrière, conduisant, d'après le modèle de P.Mora, à réduire l'énergie maximale des protons. Expérimentalement ceci se traduit par la nécessité d'augmenter l'intensité laser d'un facteur presque 3,5 pour atteindre la même énergie de protons avec l'EPM ($f/0,4$), en comparaison d'une focalisation directe avec la parabole ($f/2,7$).

En s'intéressant de près aux mécanismes d'accélération, nous avons également pu établir que la divergence des électrons est modifiée lorsque l'on varie l'intensité laser. Plus particulièrement celle-ci diminue avec l'intensité comme cela a été envisagé d'après des simulations (*Green et al., 2008*). Le développement et l'utilisation d'un petit programme Matlab permettant de simuler la propagation balistique des électrons dans une cible permettent de montrer l'importance de la divergence des électrons et confirment les tendances expérimentales. Celui-ci nous a également permis de montrer que de simples considérations géométriques permettent d'accroître la densité et l'efficacité de l'accélération des protons lorsque l'on réduit la dimension de la tache focale. En effet, en accélérant les électrons très localement, leur recouvrement en face arrière est plus important.

L'augmentation de l'intensité ainsi que l'effet minime exposé ci-dessus, dans le cas de l'utilisation de l'EPM laisse cependant penser que la divergence des électrons est réduite lorsque la tache focale est aussi petite, ce qui avait été suggéré par J. S. Green (*Green et al., 2008*). Des simulations préliminaires laissent en effet penser que la faible dimension du faisceau d'électrons chauds favorise le maintien d'un champ magnétique de confinement qui tend à réduire la divergence des électrons chauds accélérés.

Chapitre IV: **Utilisation d'impulsions femtoseconde pour l'accélération de protons.**

Malgré l'évolution rapide des lasers intenses, la compétitivité de l'accélération de protons par laser est en grande partie limitée par ces technologies. Les différentes expériences et les simulations montrent clairement que l'augmentation de l'intensité laser conduit à accroître l'énergie des faisceaux de protons accélérés au cours de l'interaction laser-matière (*Fuchs et al., 2006a*). Une des approches couramment utilisées consiste à augmenter l'énergie des impulsions en augmentant l'amplification laser, cependant elle se fait à des coûts de plus en plus importants.

Une seconde approche est explorée ici et consiste à réduire fortement la durée de l'impulsion laser afin d'accéder à de fortes intensités tout en ayant peu d'énergie laser. Ces technologies (Ti : saphir) ont de nombreux avantages tels qu'un coût modéré des installations, des taux de répétition élevés ($> \text{Hz}$) et généralement un contraste important permis par des techniques de nettoyage ($> 10^8$). Cette technologie n'a cependant que très récemment permis d'atteindre de fortes intensités de l'ordre de 10^{20} - 10^{21} W.cm^{-2} et très peu d'études expérimentales dans ces régimes d'interaction existent à ce jour.

Cette approche soulève cependant de nombreuses questions concernant d'une part l'importance du paramètre énergie laser pour l'accélération de protons et d'autre part l'influence de la durée d'impulsion. En effet, nous avons pu voir dans le **Chapitre III** que l'énergie laser contrôlait en partie l'accélération des protons, en jouant sur la quantité d'électrons accélérés et donc sur l'amplitude du champ accélérateur. De plus, il a été établi (*Fuchs et al., 2006a*) que la durée du champ accélérateur dépendait fortement de la durée d'impulsion. On essaiera donc dans ce chapitre de mettre en lumière l'efficacité de ces régimes d'interaction femtoseconde, et de voir s'il existe une durée d'impulsion optimale pour l'accélération des faisceaux de protons.

1. Simulation 1D .

Afin d'explorer l'efficacité des régimes d'accélération utilisant de très courtes durées d'impulsions, des simulations 1,5 D avec le code EUTERPE (Bonnaud and Reisse, 1986) ont d'abord été effectuées. Bien que ce code ne tienne pas compte des effets 2D, pour la propagation des particules, et que les valeurs d'énergie de proton calculées avec celui-ci soient peu réalistes, il permet tout de même une bonne approche du problème.

L'analyse des résultats obtenus, en faisant varier les différentes conditions d'interaction, montre comme attendu (Fuchs et al., 2006a) & (Lefebvre and Bonnaud, 1997), que l'énergie de coupure des faisceaux de protons augmente avec l'intensité laser et la longueur de gradient du préplasma en face avant de la cible. Les simulations révèlent également que cette énergie maximum augmente à mesure que la durée d'impulsion est allongée, lorsque l'on conserve l'énergie laser constante, ce qui est en accord avec les simulations 2D (Carrié, 2011).

1.1. Description du code.

Le code EUTERPE est un code relativiste non collisionnel et particulaire permettant de simuler l'interaction entre un laser en incidence oblique et une cible de densité donnée. La cible est irradiée en incidence 45° avec une impulsion de profil temporel de type sinus carré et une longueur d'onde considérée de 800 nm. Les particules, soumises aux champs électromagnétiques (E_x , E_y , B_z), sont décrites par l'espace des phases tridimensionnel x , p_x , p_y . Le champ laser, qui se propage de gauche à droite dans la boîte de simulation, est toujours polarisé linéairement et en incidence oblique sur le plasma. La simulation a été effectuée en considérant un plasma neutre d'électrons à $150 n_c$ et de protons ayant chacun une température initiale de 0,6 KeV. Chaque simulation était arrêtée après 500 fs avant que le front ionique atteigne le bord de la boîte de calcul, d'une dimension de 51 μm . Les électrons atteignant les bords de la boîte sont absorbés puis réémis avec leur distribution initiale de température de manière à conserver la charge électronique.

1.2. Analyse des sorties du code.

Afin d'analyser les sorties du code de simulation (densité électronique et champs), une interface Labview a été développée au LULI par Jean-Paul Geindre. Les simulations 1D présentent un avantage en ce qui concerne l'affichage des sorties, car elles permettent, en représentation 2D, de visualiser à la fois l'axe spatial et temporel.

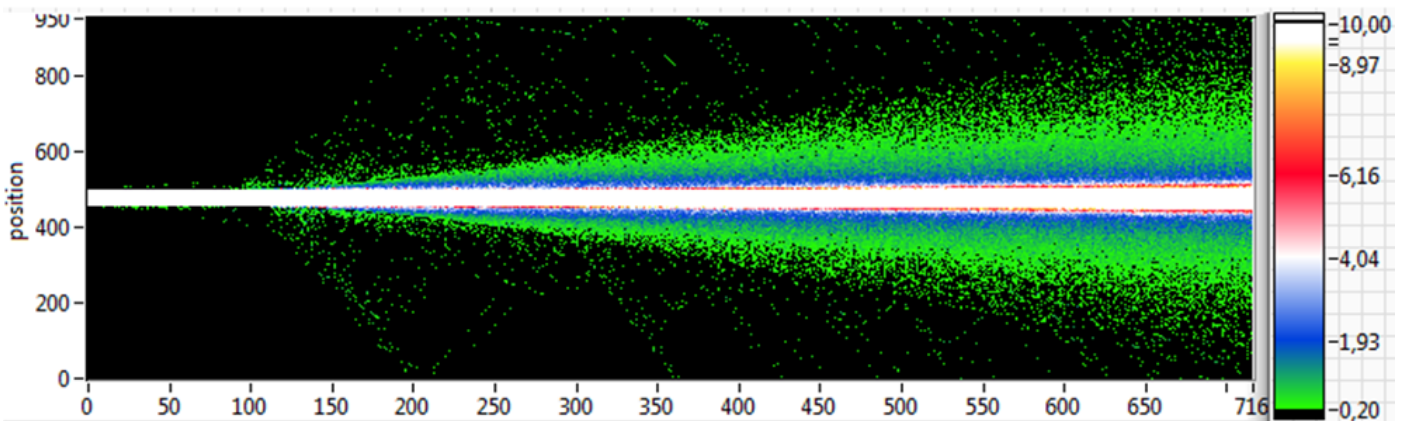


Figure 45 : Densité électronique spatiale (axe vertical) et temporelle (axe horizontal), pour une cible de 2 μm , une impulsion de 25 fs et une intensité de $5 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$, calculée avec le code EUTERPE. Les axes ne sont pas calibrés et correspondent à l'indice des pas pour $dt=0,7 \text{ fs}$ et $dx=51 \text{ nm}$.

Sur la Figure 45 on peut voir l'évolution de la densité électronique en fonction de la position et du temps. Sur cette figure les axes ne sont pas calibrés et les valeurs correspondent aux numéros

des lignes et des colonnes du fichier de sortie du code, dépendamment du pas d'échantillonnage. Le laser atteint la cible pour une valeur de pas égale à environ 100 soit $100 \times 0,7 = 70$ fs. On voit clairement sur cette figure que la majeure partie des électrons sont effectivement piégés (Myatt *et al.*, 2007) par le champ électrostatique de la cible et ne peuvent pas s'échapper de celle-ci. Certains s'en écartent cependant et viennent toucher les bords de la boîte de simulation, où ils sont absorbés et réémis avec leur température initiale (0,6 KeV).

En faisant un filtrage temporel, il est possible de remonter à l'amplitude du champ électrique quasi statique s'établissant dans la simulation (cf. **Figure 46**). De cette manière, on remarque la présence d'un fort champ sur les faces de la cible à partir du moment où le faisceau laser atteint celle-ci. Comme cela a déjà été montré (Mora, 2003), on voit clairement que l'amplitude de ce champ quasi statique est maximale au niveau du front plasma en expansion. On voit également que ce champ, présent au niveau du front ionique, suit des oscillations quasi périodiques qui sont déphasées de π entre la face avant et la face arrière, avec un amortissement au cours du temps. Ces oscillations sont une signature claire de la recirculation des électrons (Mackinnon *et al.*, 2002) entre les faces de la cible, qui permet d'augmenter l'amplitude du champ quasi statique à l'origine de l'accélération des protons. On voit ainsi que les électrons accélérés pendant un très bref instant ne permettent plus d'établir un champ accélérateur important après environ 2×6 réflexions sur les faces de la cible. Cependant, les électrons atteignent très rapidement le bord de la boîte de simulation, ce qui induit un refroidissement prématuré de ces derniers à cause des conditions aux limites. On a de cette manière un refroidissement plus rapide des électrons chauds dans la simulation que ce qui pourrait être observé si les dimensions de celle-ci étaient plus importantes. De ce fait, on peut estimer que les électrons chauds perdent leur énergie après un nombre de recirculations supérieur à 12 dans le cas de nos simulations non collisionnelles. Ce qui signifie qu'ils perdent en moyenne, moins de 20 % de leur énergie à chacune des réflexions sur les faces de la cible. D'après ce que nous avons pu établir dans le premier chapitre, dans le cas réel avec des collisions, les électrons perdent principalement leur énergie au cours de ces réflexions, lorsque la cible est suffisamment mince. De ce fait, il est raisonnable d'avancer qu'expérimentalement les électrons perdent la majeure partie de leur énergie après plus d'une douzaine de réflexions sur les faces d'une cible mince.

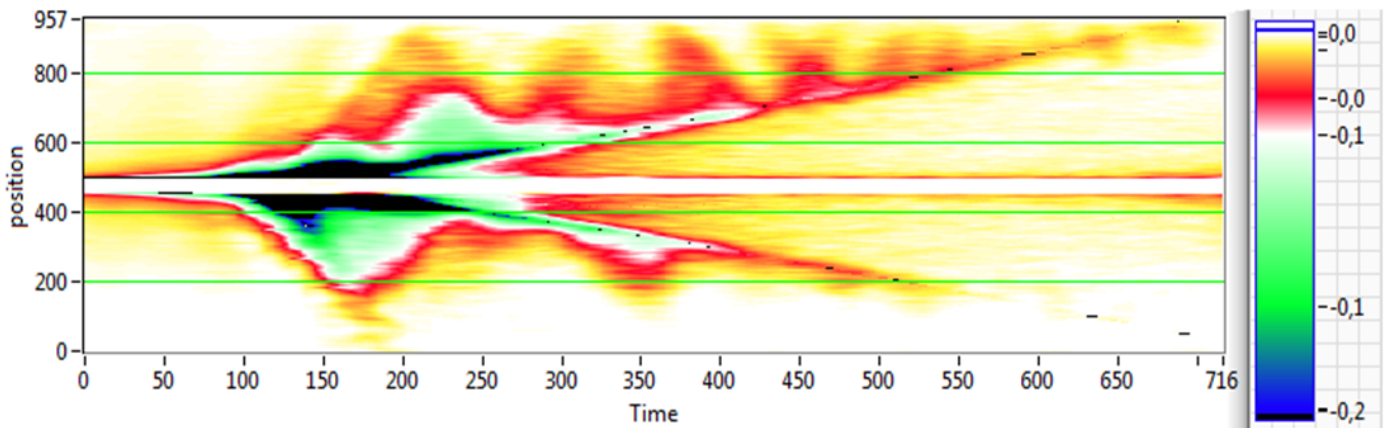


Figure 46 : Évolution du champ électrique statique en fonction du temps et de l'espace pour une cible de $2 \mu\text{m}$, une impulsion de 25 fs et une intensité de $5.10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ calculée avec le code EUTERPE. Les axes ne sont pas calibrés et correspondent à l'indice des pas pour $dt=0,7$ fs et $dx=51$ nm.

1.3. Paramètres influençant l'accélération des protons.

L'ensemble des paramètres des simulations suivantes sera pris de manière à s'approcher au plus des conditions d'interaction du laser 200 TW de l'INRS (Canada). Sauf indication, les simulations qui suivent ont été faites dans le cas d'une cible de $2 \mu\text{m}$ avec une densité de $150 n_c$ et un gradient raide sur les deux faces. La cible est irradiée par une impulsion laser de 25 fs et une intensité de $5.10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. Afin de déduire un comportement vis-à-vis d'une grandeur

physique donnée, un seul paramètre à la fois a été changé dans chacune des comparaisons suivantes.

Les courbes tracées ci-dessous ont été obtenues en extrayant la vitesse d'expansion du front ionique pour en déduire l'énergie des protons. Même si dans la plupart des cas étudiés cette énergie n'a pas atteint de seuil de saturation, l'évolution temporelle de celle-ci est suffisante pour en déduire une tendance sur l'énergie maximale des protons. En effet, l'accélération de ces derniers est plus forte au début puis progresse de manière asymptotique jusqu'à une énergie maximale. Pour chacune des figures tracées, on verra que l'énergie des protons chute très rapidement après un certain temps (entre 300 et 400 fs), ce qui n'est bien évidemment pas réaliste. Ce comportement est uniquement lié au fait que pour des temps trop longs, les électrons et les protons atteignent le bord de la boîte de simulation. Nous ne tiendrons donc pas compte de cette partie des courbes.

Afin de se limiter aux résultats les plus pertinents, seule l'évolution de l'énergie du front ionique en face arrière sera analysée ci-dessous, tout en sachant que les tendances en face avant sont très similaires.

1.3.1. Influence de l'intensité et de l'épaisseur de cible.

Sans pouvoir donner d'information quantitative, à cause de l'aspect peu réaliste du modèle 1D, on observe, comme attendu (Fuchs et al., 2006a), une augmentation de l'énergie des protons à mesure que l'on augmente l'intensité laser (cf. **Figure 47.a**). En augmentant celle-ci, l'énergie des protons augmente plus rapidement au début de l'accélération et dure plus longtemps. Ceci est lié au fait que la température ainsi que le nombre d'électrons sont plus importants lorsque l'on augmente l'intensité laser, car en gardant la durée d'impulsion constante l'énergie augmente.

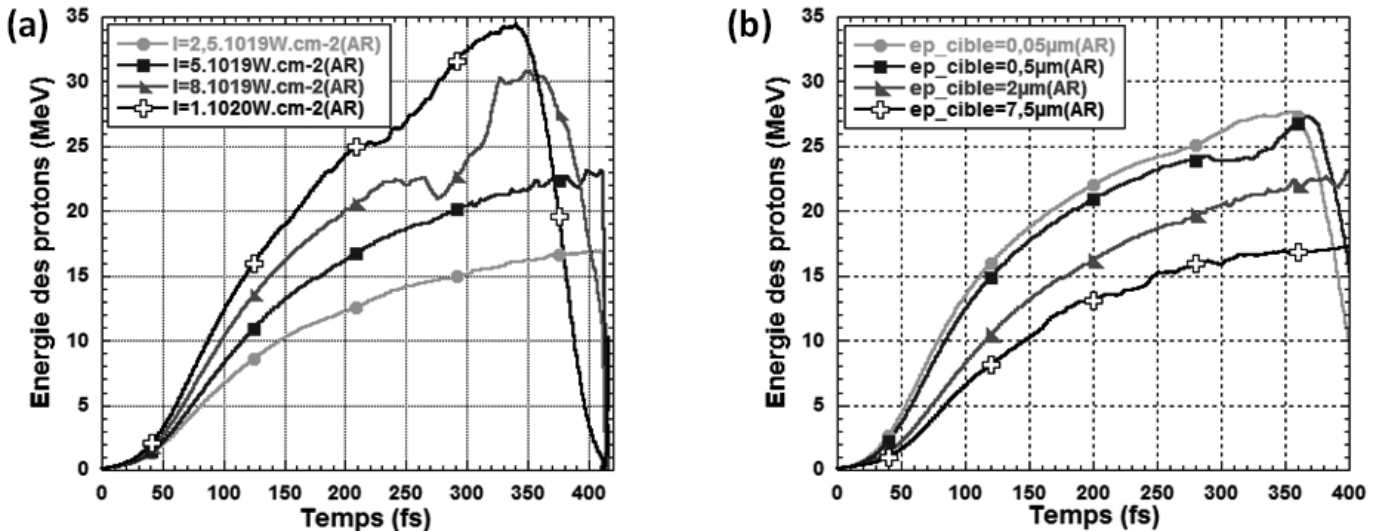


Figure 47 : Évolution de l'énergie des protons en fonction de l'intensité laser sur une cible de 2 μm (a) et en fonction de l'épaisseur de cible (b) pour une intensité de 5.10^{19} W. μm².cm⁻². La durée d'impulsion est de 25 fs. Cette énergie est déduite de la vitesse d'expansion du front ionique.

Si l'on fait varier l'épaisseur de cible (cf. **Figure 47.b**), on observe clairement les effets de la recirculation (Mackinnon et al., 2002) et une augmentation de l'énergie des protons à mesure que l'on réduit l'épaisseur de celle-ci. Ainsi, lorsque la cible devient plus épaisse, la dilution longitudinale des électrons augmente, ce qui réduit la densité électronique et de ce fait le champ électrostatique en face arrière. On voit également que cette tendance est asymptotique, car peu de différence existe entre les cibles de 0,5 μm et 0,05 μm. En effet, la longueur du plasma présent sur les faces de la cible devient dominante à mesure que l'on réduit l'épaisseur de cible. Or les électrons se réfléchissent après une longueur de Debye (~μm) et non pas au niveau des faces de la cible. Pour des cibles très minces, la dilution des électrons se fait donc principalement dans la

gaine électronique qui s'étend dans le vide. À noter que pour des épaisseurs de cible très petite (quelques nanomètres) on peut avoir une absorption en volume qui peut conduire à une amélioration significative de l'accélération (*Fuchs et al., 2006b*).

1.3.2. Influence du préplasma.

Les résultats exposés ci-dessus ont été obtenus en considérant une cible à bord raide, c.à.d. dont la densité passe de 0 à la densité solide au niveau de la face de celle-ci. Cette vision n'est pas réaliste à cause du contraste fini des impulsions laser, c'est pourquoi un préplasma est généralement considéré sur la face avant de manière à décrire l'évolution de la densité aux abords de la cible. Nous avons pris ici un préplasma de densité linéairement croissante de zéro jusqu'à $150n_c$ sur une distance caractéristique. Il est clair que ceci ne reflète que peu la réalité, car l'expansion hydrodynamique du plasma chaud induit une décroissance exponentielle de la densité du plasma en fonction de la distance à la cible comme cela peut être calculé numériquement (*Colombier et al., 2005*). Cependant, malgré cette approximation, il est tout à fait possible de se rendre compte des effets d'un préplasma et de retrouver les tendances observées avec d'autres simulations (*Lefebvre and Bonnaud, 1997*) & (*Roth et al., 2002*). Dans le cas précis d'un préplasma en face avant, l'accélération à partir de cette face sera également analysée, car elle présente un comportement intéressant.

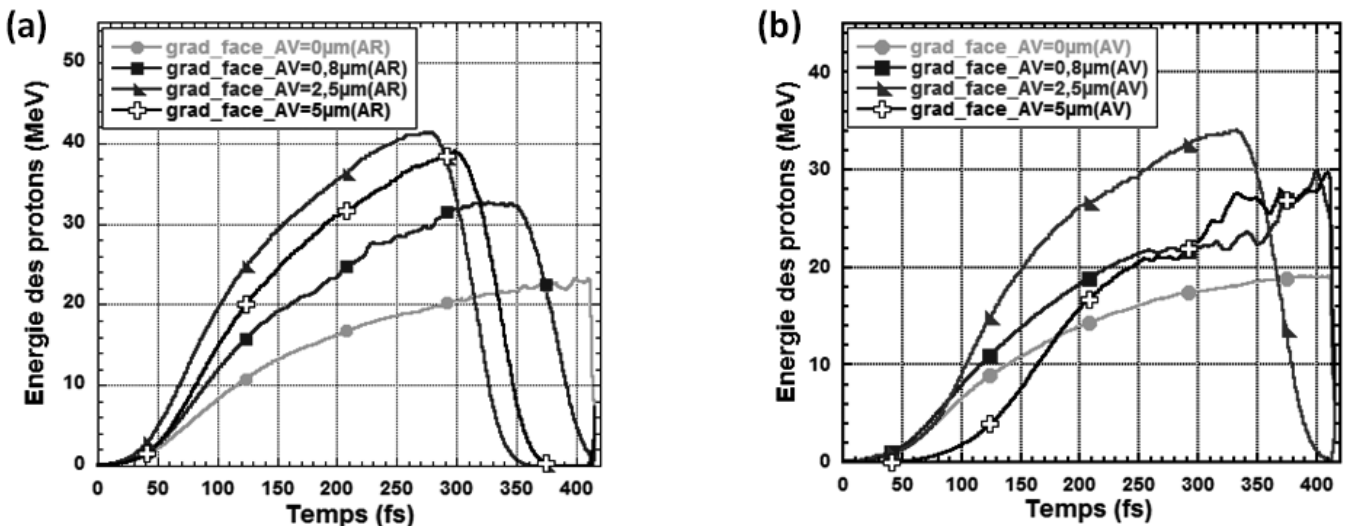


Figure 48 : Évolution de l'énergie des protons en face arrière (a) et en face avant (b) en fonction de la longueur de préplasma (évolution linéaire entre le zéro et le maximum) en face avant, pour une cible de $2\ \mu\text{m}$ et une intensité de $I = 5.10^{19}\ \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. La durée d'impulsion est de 25 fs. Cette énergie est déduite de la vitesse d'expansion du front ionique.

Au regard de la **Figure 48.a**, on peut voir que l'efficacité d'accélération des protons augmente à la fois sur la face avant et sur la face arrière lorsque l'on augmente la longueur de préplasma, sur la face avant de la cible. Ce comportement s'explique facilement par l'augmentation de l'absorption laser avec la longueur de préplasma (*Lefebvre and Bonnaud, 1997*). On voit cependant que cette amélioration de l'efficacité d'accélération des protons a une limite lorsque la longueur caractéristique est trop importante. En effet, une augmentation de la longueur de préplasma revient à augmenter l'épaisseur de cible, conduisant, à partir d'un certain moment, à dégrader l'accélération comme on a pu le voir sur la **Figure 47.b**.

On voit également que l'accélération des protons à partir de la face avant (cf. **Figure 48.b**) ne suit pas complètement le comportement de ceux accélérés en face arrière (cf. **Figure 48.a**). D'après ce que nous avons pu voir dans le premier chapitre, la présence d'un préplasma sur la face d'accélération réduit l'amplitude du champ accélérateur à mesure que la longueur de gradient du plasma augmente (*Roth et al., 2002*). On comprend bien dans ce cas qu'en rajoutant un plasma sur la face avant on perturbe l'accélération à partir de cette face tout comme cela est observé sur

l'accélération en face arrière (**Figure 49.a**). Ce comportement est très important, car il cause généralement une forte dégradation des mécanismes d'accélération en face avant et donc une disymétrisation de l'accélération entre les faces si le contraste laser n'est pas suffisant. En effet, la présence du laser sur cette face génère généralement un long préplasma lorsque le niveau d'intensité du piédestal de l'impulsion n'est pas suffisamment bas.

Il est très intéressant de noter que l'ajout d'un faible préplasma, en face avant, influence plus facilement l'absorption laser que l'établissement du champ accélérateur sur cette face.

1.3.3. Influence de la durée d'impulsion.

Dans ce paragraphe nous avons fait varier la durée d'impulsion tout en conservant l'énergie laser constante, ce qui impose de modifier l'intensité laser. Cette dernière analyse, qui constitue la plus importante pour l'étude des régimes femtoseconde, montre que l'énergie des protons augmente lorsque l'on allonge la durée d'impulsion, et ce, malgré le fait que l'on réduise de cette manière l'intensité laser (cf. **Figure 49**). En regardant le profil des courbes, on peut voir que l'accélération des protons débute légèrement plus tôt et est plus forte dans ses débuts, lorsque la durée d'impulsion est courte. Ceci est d'une part lié au fait que l'intensité et donc la température des électrons (T_{hot}) sont plus importantes. D'autre part, l'énergie laser est déposée brièvement et permet d'accélérer les électrons sur un temps très court réduisant en conséquence la dilution temporelle de ces derniers. La densité électronique est de ce fait augmentée ainsi que le champ accélérateur initial qui est proportionnel à $(n_{\text{hot}} * T_{\text{hot}})^{1/2}$ (Mora, 2003). On voit également dans ce cas que l'accélération atteint un seuil de saturation plus rapidement en comparaison d'une impulsion longue, ce qui est en accord avec l'idée que le temps d'accélération est proportionnel à la durée d'impulsion (Fuchs et al., 2006a). On a donc une durée d'accélération des protons plus grande dans le cas d'une impulsion longue ce qui conduit à une énergie plus importante bien que l'accélération soit moins forte. De plus, plus l'impulsion est longue plus le pic d'intensité arrive dans un plasma étendu (Carrié, 2011) à cause de sa détente dans le vide, liée au chauffage par le début de l'impulsion laser. Ceci conduit à augmenter l'absorption laser et donc l'efficacité d'accélération des protons (Lefebvre and Bonnaud, 1997).

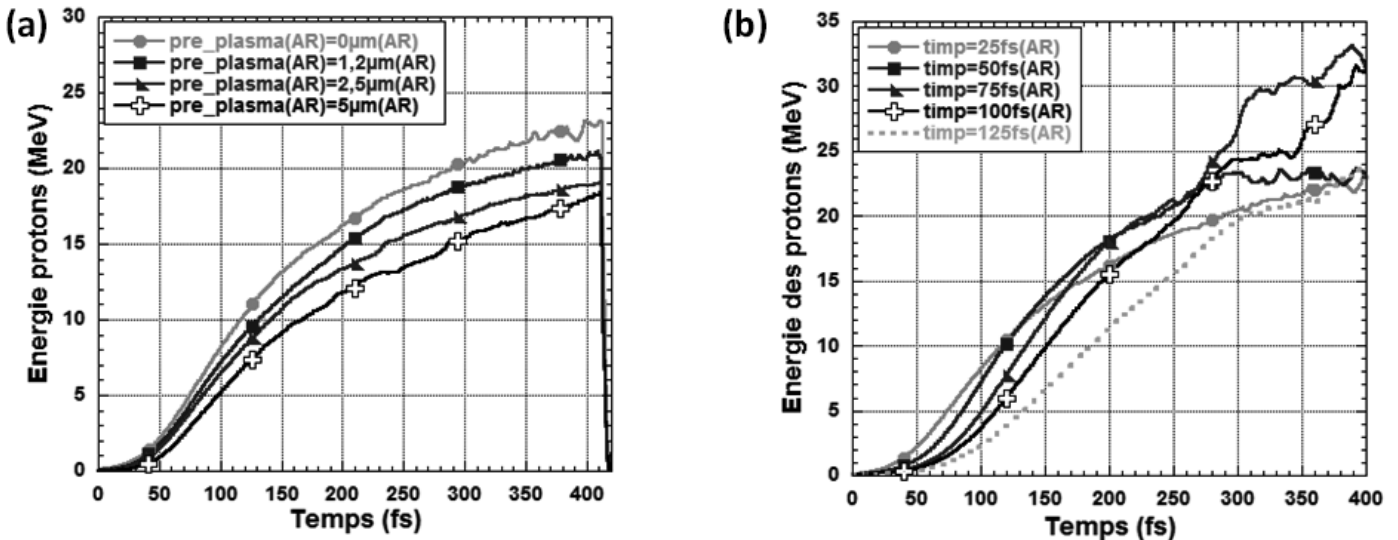


Figure 49 : (a) Évolution de l'énergie des protons en face arrière en fonction de la longueur de préplasma (évolution linéaire entre le zéro et le maximum) en face arrière, pour une cible de 2 μm, une intensité de $I = 5.10^{19}$ W. μm².cm⁻² et une durée d'impulsion de 25 fs. (b) Évolution de l'énergie des protons en fonction de la durée d'impulsion, pour une énergie laser constante, pour une cible de 2 μm, une intensité de 5.10^{19} W. μm².cm⁻² et une durée d'impulsion de 25 fs. Cette énergie est déduite de la vitesse d'expansion du front ionique.

Ce comportement a tout de même une limite, car on voit qu'aux environ de 75 fs et donc une intensité laser de $1,66.10^{19}$ W.μm².cm⁻² on atteint un optimum. En effet, lorsque l'on augmente

trop la durée d'impulsion les effets de la diminution de l'intensité laser, et donc de T_{hot} , doivent commencer à trop se faire ressentir sur l'accélération des protons.

En faisant varier la durée d'impulsion, on a une compétition entre l'intensité laser, qui contrôle la température électronique, la durée d'accélération et le coefficient d'absorption laser qui augmente avec, d'une part le préplasma en face avant et d'autre part l'intensité. C'est donc cette compétition qui permet de définir le régime optimal d'accélération des protons qui, comme cela a été montré (*Carrié, 2011*), ne semble pas se situer vers 25 fs, mais plutôt au alentour de 100 fs.

2. Optimisation de l'installation du 200 TW et premiers résultats.

Afin d'étudier en détail ces régimes d'interaction, des expériences utilisant de très courtes durées d'impulsions (jusqu'à 25 fs), ont été effectués sur l'installation 200 TW de l'INRS-EMT au Canada (*Fourmaux et al., 2008*). Les premiers résultats obtenus sur d'accélération de protons ont rapidement montré les défis techniques auxquels ce type d'installation est soumis. Nous avons tout d'abord pu constater des difficultés à focaliser correctement le faisceau laser et montré la nécessité d'implanter un miroir déformable pour résoudre ce problème. De plus, nous avons clairement pu voir l'importance du contraste laser pour l'accélération des faisceaux de protons, paramètre qui semble d'autant plus critique lorsque l'on réduit fortement la durée d'impulsion. En effet, l'énergie maximum des protons mesurés sur l'installation 200 TW est longtemps restée inférieure à celle mesurée sur des installations similaires, mais de moindres puissances. Seule une amélioration significative du contraste laser, permis grâce à l'optimisation de l'installation et l'emploi d'un miroir plasma, a ainsi permis d'approcher des résultats attendus (*Fuchs et al., 2006a*).

2.1. Premiers résultats.

Le laser 200 TW (25 fs, 5 J à 800 nm), fabriqué par Amplitude Technologie, a été délivré en début d'année 2006. Après un long travail d'alignement de la chaîne laser et la mise en place des expériences, les premières observations du faisceau laser en centre chambre et des premiers faisceaux de protons ont été faites au cours du printemps 2007.

2.1.1. Mesure de la tache focale.

Malgré un minutieux alignement de la parabole de focalisation ($f/3$), celle-ci ne nous permettait pas d'approcher la limite de diffraction et des caractéristiques théoriques de la tache d'Airy ($3 \mu\text{m}$ (*Born and Wolf, 1980*)). En effet, la dimension de la tache focale mesurée était de l'ordre de $7,5 \mu\text{m}$ FWHM et présentait surtout une fraction importante de l'énergie laser en dehors de la tache, c.à.d. plus de 80 % alors que généralement la valeur expérimentale s'approche de 70%. Après avoir vérifié la qualité de l'alignement et de la parabole, nous avons constaté que ces derniers n'étaient pas à mettre en cause, contrairement à la qualité du faisceau laser délivré.

Dans un cas comme celui-ci, les difficultés de focalisation sont généralement liées, soit à la mauvaise répartition de l'énergie laser dans le faisceau soit au front de phase du faisceau qui n'est pas plat (*Born and Wolf, 1980*). L'observation de la répartition en énergie et l'ajustement du pompage optique permettent ainsi d'obtenir un faisceau relativement homogène et tout à fait raisonnable. C'est pourquoi il a été décidé d'incérer un miroir déformable (*Druon et al., 1998*) juste avant la recompression de l'impulsion, de manière à corriger les défauts sur le front de phase. Celui-ci a été opérationnel à partir de l'été 2008 (*Fourmaux et al., 2008*) et permettait d'obtenir une tache focale de l'ordre de $5,6 \pm 0,4 \mu\text{m}$ FWHM comprenant ~ 30 % de l'énergie laser, mais il n'a été disponible pour les expériences qu'à partir de l'été 2009.

2.1.2. Mesure des signaux de protons accélérés au cours de l'interaction.

Les problèmes de focalisation laser, ainsi que la faible énergie délivrée en centre chambre au début de la mise en service du laser (moins de 700 mJ), ne nous permettaient d'atteindre qu'une intensité pic ($I\lambda^2$) de l'ordre de $9.10^{18} \text{ W}\cdot\mu\text{m}^2\cdot\text{cm}^{-2}$. De manière assez inattendue, la focalisation de l'impulsion laser sur les différentes cibles utilisées ne conduisait pas à atteindre une énergie de coupure, des faisceaux de protons accélérés, supérieure à 2 MeV. Ces résultats étaient effectivement très surprenants au vu de ceux reportés (*Yogo et al., 2008*) (*Lindau et al., 2005*) et obtenus avec des installations similaires ($\geq 3 \text{ MeV}$).

Nous avons ainsi fait varier différents paramètres, tels que la nature de la cible ou l'épaisseur sans pour autant voir une quelconque différence. Afin de nous assurer de l'alignement, nous avons également fait varier la position focale de la cible. Cette analyse nous a permis de constater que l'énergie de coupure des faisceaux de protons suivait une tendance particulière, en « bosses de chameau ». En effet, nous avons observé 2 maximums d'énergie, symétriques (cf. **Figure 50**) de part et d'autre de la position d'alignement, défini comme la position de meilleure focalisation laser et appelé le TCC (Target Chamber Center). Dans cette figure, la mesure de l'énergie des ions carbone a également été faite grâce à une mesure de temps de vol permettant de remonter à la vitesse des protons (*Matsukado et al., 2010*), en discriminant le signal de celui des protons, suffisamment séparé temporellement pour être mesuré.

La défocalisation du laser ne montrait bien évidemment qu'une seule position optimale et, comme cela a été vu dans le **Chapitre III** (*Mancic, 2010*) et sera vu dans celui-ci (cf. **Figure 51.b**), l'énergie maximale des protons diminue lorsque l'on défocalise le laser. Ces résultats obtenus avec un bon contraste montrent que cette double bosse ne pouvait pas être attribuée à un effet particulier des mécanismes d'accélération des faisceaux de protons. Cependant, lorsque l'on modifie la position de la cible sur cet axe, on modifie la dimension de la tache focale et donc l'intensité laser sur la cible, que ce soit en terme d'intensité pic ainsi qu'en terme d'intensité parasite précédant l'impulsion (préimpulsion et ASE). Sachant que l'accélération des faisceaux de protons est fortement liée au niveau d'intensité de ce signal parasite (*Kaluza et al., 2004*) nous avons rapidement pointé du doigt un problème de contraste laser. En effet, comme cela a été décrit dans le premier chapitre, l'intensité précédant l'impulsion peut perturber l'accélération en créant un préplasma sur les faces d'accélération.

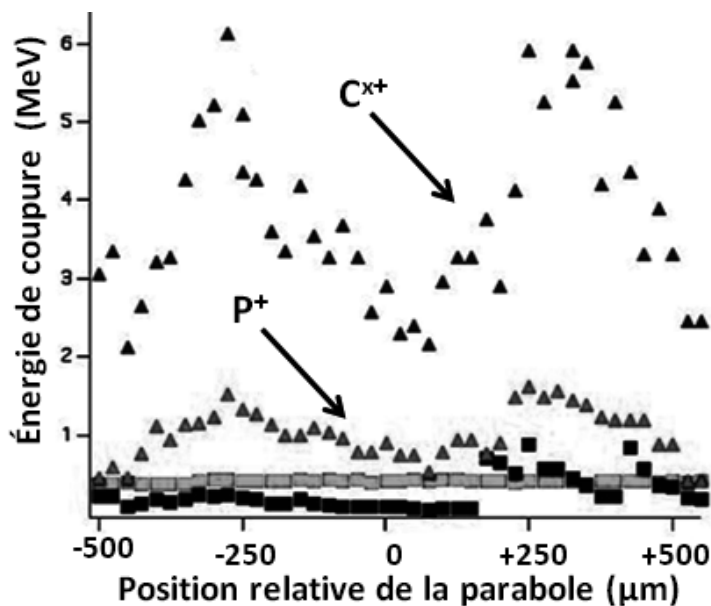


Figure 50 : Énergie de coupure du faisceau de protons et d'ions carbone accélérés à partir de la face arrière d'une cible de CH de $6 \mu\text{m}$ et mesurés avec le diagnostic Tof, pour différentes positions de focalisation de la parabole. Les carrés correspondent au signal de 2 PMT placés en face avant de la cible.

Il a clairement été mis en évidence par Pirozhkov et al. (Pirozhkov et al., 2009) qu'un problème de contraste sur ces installations conduit à ce type de profil en « bosses de chameau ». Ils montrent ainsi qu'en réduisant le l'intensité laser, ils réussissent à supprimer cette double bosse et obtiennent une énergie optimale au point de meilleure focalisation laser. En effet, en réduisant l'intensité de l'impulsion on réduit par la même occasion le niveau d'intensité du piédestal, ce qui permet de l'abaisser au-dessous du seuil de dommage de la cible et conduit à obtenir une accélération efficace.

2.2. Contrôle du contraste et optimisation.

Après avoir identifié ce problème de contraste, nous avons cherché à l'optimiser. La mesure du contraste laser étant toujours assez délicate et longue à effectuer par des techniques optiques directes (autocorrélateur), nous avons considéré que l'efficacité d'accélération des protons était le principal diagnostic.

2.2.1. Optimisation laser.

La mesure du contraste picoseconde, jusqu'à quelques centaines de picosecondes avant l'arrivée de l'impulsion principale, se fait généralement à l'aide d'un autocorrélateur 3ω . La **Figure 51.a** courbe rouge, représentant le contraste obtenu au début du fonctionnement de l'installation, montre que celui-ci est de l'ordre de 10^{-9} jusqu'à environ 70 ps avant l'arrivée de l'impulsion principale. Une intensité pic de 9.10^{18} W.cm⁻² et un tel contraste signifie que le niveau d'intensité précédent l'impulsion est inférieur au seuil d'ionisation de la cible ($\sim 1.10^{11}$ W.cm⁻²), ce qui empêche la perturbation de la face avant de la cible.

Cependant, la lumière parasite ne se limite pas à quelques centaines de picoseconde et au niveau d'ASE du laser. L'émission spontanée des cristaux d'amplification (ASE) s'étale ainsi sur quelques nanosecondes, dépendamment du temps d'ouverture des obturateurs rapides (cellules de Pockels). Sur cet ASE, dont le niveau d'intensité décroît à mesure que l'on s'éloigne de l'impulsion principale, se superpose des préimpulsions venant de la cavité régénérative ou de réflexions parasites dans les amplificateurs multipassages. Ces préimpulsions, qui peuvent arriver plusieurs dizaines de nanosecondes avant l'impulsion principale, ne sont en effet pas complètement bloquées par les obturateurs à cause du taux d'extinction fini des polariseurs, constituant ces derniers.

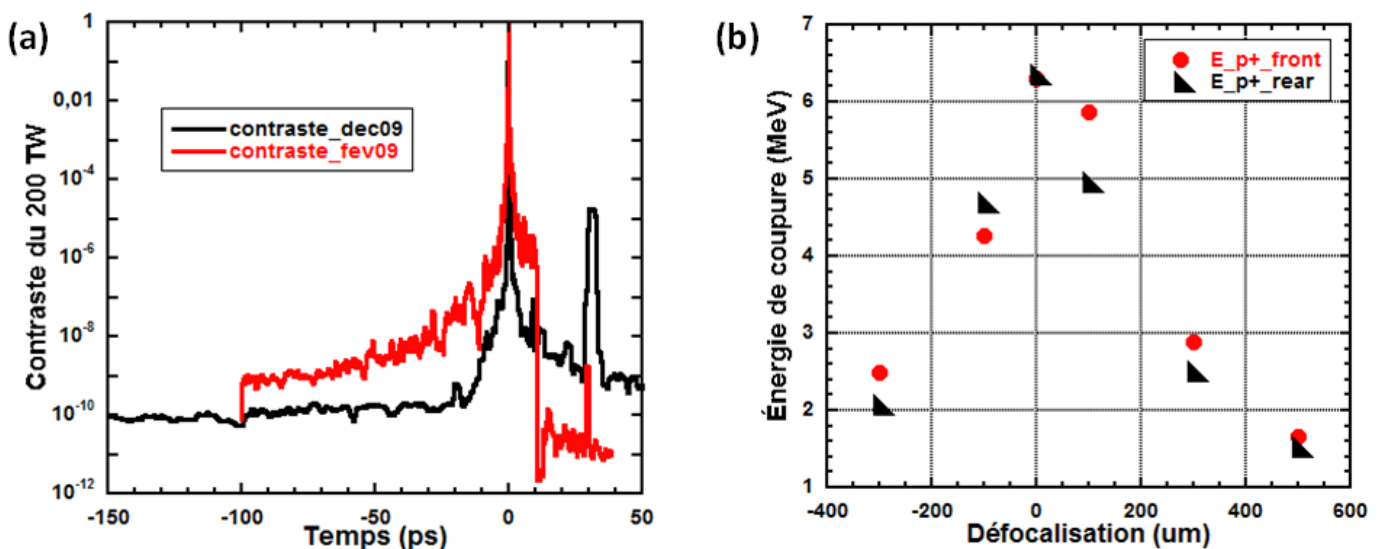


Figure 51 : Comparaison du contraste picoseconde mesuré avant et après le réaligement de l'étireur, à l'aide d'un autocorrélateur 3ω (a) et évolution de l'énergie de coupure des faisceaux de protons accélérés à partir d'une cible de 120 nm d'aluminium et une impulsion de 30 fs en fonction de la défocalisation du laser (b). Ces résultats ont été obtenus après le réaligement de l'étireur et avec un miroir plasma.

Pour observer le niveau des préimpulsions arrivant sur ces échelles de temps nanoseconde, un système de diode rapide et de filtres calibrés a été mis en place. De plus, nous avons étendu la dynamique du SEQUOIA (autocorrélateur 3ω) à l'aide d'une ligne à délai supplémentaire, de manière à observer le contraste sur toute sa dynamique. Ce dernier nous a ainsi permis de mesurer le contraste avec une résolution de l'ordre de la picoseconde (*Fourmaux et al., soumis*) jusqu'à 4 ns avant l'arrivée de l'impulsion principale. De cette manière, nous avons pu constater que plusieurs préimpulsions précédaient effectivement, jusqu'à plusieurs dizaines de nanosecondes, l'impulsion principale et avaient un niveau d'intensité supérieur au seuil de dommage de la cible.

Un gros travail d'alignement et d'optimisation des synchronisations des lasers de pompes et des déclenches des cellules de Pockels a ainsi permis de réduire significativement ces préimpulsions et le niveau d'ASE. Un absorbant saturable a également été positionné après la cavité régénérative. Cependant, malgré tous ces efforts, l'énergie des faisceaux de protons restait toujours au-dessous des valeurs prédites et reportées par d'autres installations. De plus, bien que l'énergie des protons ait été un peu améliorée, en grande partie par l'augmentation de l'énergie laser, l'évolution du signal de protons en fonction de la défocalisation présentait toujours une tendance étrange, avec un long plateau où l'énergie de coupure variait peu.

2.2.2. Mise en place d'un miroir plasma.

Suite à ces résultats, nous avons décidé d'utiliser un miroir plasma (Doumy et al., 2004) afin d'augmenter significativement le contraste de l'impulsion laser et ainsi vérifier que celui-ci était effectivement bien la cause de la faible énergie des protons mesurée.

➤ Amélioration de l'efficacité d'accélération.

Les premiers résultats obtenus avec le miroir plasma ont immédiatement montré une amélioration importante de l'efficacité d'accélération des protons en face arrière des cibles utilisées. La focalisation du laser sur une cible mince permettait désormais d'accélérer des protons jusqu'à une énergie de 5,8 MeV, pour une intensité laser d'environ $7,2 \cdot 10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ (540 mJ sur cible). L'optimisation de l'amplification nous a permis d'atteindre cette intensité bien qu'environ 50 % de l'énergie laser soit perdu sur le miroir plasma. Le miroir déformable n'était pas encore fonctionnel.

Malgré ces meilleurs résultats, un point restait toujours étrange et concernait la tendance observée à la défocalisation. En effet, même si la tendance en bosse de chameau avait disparu il n'en reste pas moins que l'énergie maximale des protons ne diminuait pas aussi rapidement qu'attendu lorsque l'on défocalisait le laser sur la cible. Aucune explication claire sur cette tendance n'a encore été trouvée, mais comme il le sera rappelé plus loin, nous avons réussi à la supprimer lorsque le contraste picoseconde a été amélioré au niveau du laser lui-même.

➤ Calibration du miroir plasma.

La calibration du miroir plasma présentée ici correspond à la calibration faite à l'été 2010 au plus proche des résultats expérimentaux qui seront présentés par la suite. Elle correspond également au moment où le contraste intrinsèque du laser était le meilleur et lorsque le miroir déformable fonctionnait. Il faut néanmoins noter que l'ensemble des calibrations faites pour le miroir plasma présentait environ la même fluence optimale et le même coefficient de réflexion.

L'observation de la tache focale après le miroir plasma montre que la modification de la fluence sur celui-ci ne modifie que très peu la qualité de focalisation du faisceau laser (cf. **Figure 52.a**), même lorsque celle-ci est très importante (jusqu'à $330 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$). De plus, au-delà de $120 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ le coefficient de réflexion du miroir plasma est maximum et reste environ constant (cf. **Figure 52.b**) avec une valeur de 70 %. Cette fluence correspond donc à la valeur optimale permettant d'éviter la détérioration de la focalisation tout en conservant un coefficient de réflexion maximal (cf. **Chapitre I**).

Bien que l'optimum d'utilisation soit aux alentours de 120 J.cm^{-2} , soit 3,3 mm entre le miroir plasma et la cible, nous avons préféré travailler avec une fluence plus réduite. Ce choix a été fait en grande partie pour des aspects pratiques et de complication du montage expérimental. En effet, travaillant à 45° d'incidence laser sur la cible (cf. **Figure 53**), nous avons reculé un peu le miroir plasma afin d'observer le faisceau de protons accéléré à partir de la face avant. De plus, pour augmenter autant que possible le contraste de l'impulsion laser, il est important que le miroir plasma se déclenche le plus tardivement possible. Nous avons donc préféré réduire l'efficacité de réflexion et obtenir un diagnostic plus complet de l'accélération ainsi que pour optimiser le gain de contraste. Nous avons travaillé avec un miroir plasma placé à 5 mm de la cible soit une fluence de 54 J.cm^{-2} .

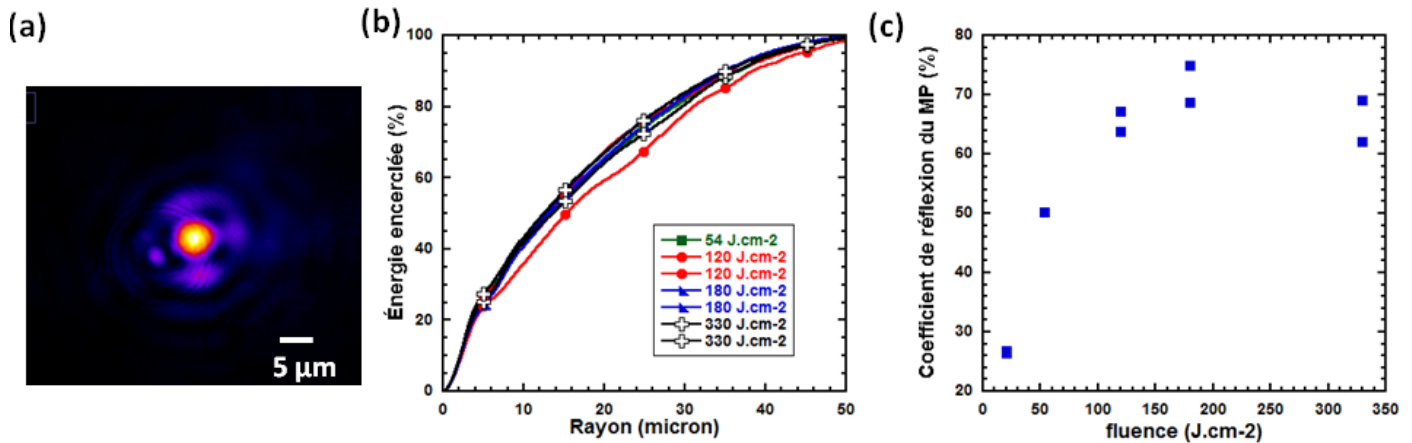


Figure 52 : Calibration du miroir plasma avec (a), le pourcentage d'énergie encerclé en fonction du rayon par rapport au centre de la tache focale et (b) coefficient de réflexion du miroir plasma.

➤ Remarque sur le contraste.

Depuis la première utilisation du miroir plasma, beaucoup de travail a été effectué sur le laser pour augmenter l'énergie laser délivrée et améliorer le contraste, notamment grâce à un réalignement complet de l'étireur. Ce réalignement a ainsi permis une amélioration significative du contraste picoseconde comme le montre la courbe noire de la **Figure 51.a**. L'apport majeur de ce réalignement constitue la réduction du temps de montée de l'impulsion qui permet de maintenir un bas niveau d'intensité laser parasite au plus près de l'impulsion principale. Depuis ce réalignement, nous avons ainsi pu observer les tendances attendues lorsque le laser est défocalisé sur la cible (cf. **Figure 51.b**), c.à.d. un optimum clair en position de focalisation. Ceci montre que l'amélioration du contraste picoseconde a conduit à supprimer cette tendance, mais il reste difficile de comprendre ce comportement, d'autant qu'il est compliqué de vérifier si seul le contraste picoseconde est à mettre en cause. Quoi qu'il en soit, l'efficacité d'accélération des protons a encore été améliorée, ce qui prouve encore une fois, la très grande importance du contraste laser dans les mécanismes d'accélération. Celui-ci semble d'autant plus important pour une durée d'impulsion ultracourte.

3. Analyse de l'interaction.

L'ensemble des résultats présentés ici a été obtenu au cours de l'été 2010 avec les meilleures conditions laser accessibles depuis la mise en service de l'installation. Ces expériences ont été faites en conservant le miroir plasma malgré l'amélioration du contraste intrinsèque du laser, suite au réalignement de l'étireur.

En faisant varier les différents paramètres de l'expérience, nous avons pu mesurer des protons d'une énergie maximum de 11,1 MeV, accélérés à partir de la face avant d'une cible de 30 nm de SiN et avec une durée d'impulsion de 30 fs, permettant une intensité pic de $I=6,4.10^{19}$

$W \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. De plus, même si cela est peu net, nous avons pu constater qu'une durée d'impulsion de 30 fs est optimale pour accélérer des faisceaux de protons à partir de la face arrière d'une cible de 120 nm d'aluminium (40 SiN + 80 Al). Les résultats montrent cependant que cet optimum se situe plutôt aux alentours de 100 fs en ce qui concerne l'accélération des protons à partir de la face avant de la cible.

Nous désignerons ici par, accélération en face avant, l'accélération TNSA des protons à partir de cette face dans le sens opposé au laser (BWD), soit l'accélération symétrique à celle généralement étudiée en face arrière.

3.1. Description de l'expérience.

3.1.1. Contrôle des qualités laser

Comme nous avons pu le voir, les conditions laser et principalement le contraste nécessitaient d'être en permanence contrôlés afin de se placer dans les meilleures conditions possibles. À cette fin, différents diagnostics ont été positionnés de manière permanente sur l'installation pour permettre une optimisation du laser avant chaque journée d'expérience.

➤ **Contraste laser.**

Un système constitué de deux photodiodes rapides et de densités optiques permet de mesurer la différence d'énergie entre le pic principal et la préimpulsion ayant le niveau d'intensité le plus important. Dans notre cas, elle correspond à la dernière préimpulsion venant de l'amplificateur régénératif, car non seulement celle-ci est la plus énergétique, mais elle est la mieux recomprimée. En effet, la dispersion temporelle, induite par la propagation des impulsions dans la chaîne laser, est différente pour chacune d'elle, car leur parcours dans la chaîne laser est différent. Dans le cas des préimpulsions venant de l'amplificateur régénératif, elles sortent plus ou moins tôt de ce dernier et ne traversent donc pas, le cristal d'amplification autant de fois que l'impulsion principale, subissant une dispersion temporelle différente. Or, seule la dispersion de l'impulsion principale est réellement compensée par le cristal acousto-optique (Mazzler). De ce fait, plus on s'éloigne temporellement de l'impulsion principale, moins la compensation est bonne et plus les impulsions (pré ou post) seront allongées.

De cette manière, un contraste entre 10^{-6} et 10^{-7} était généralement mesuré sur l'énergie ce qui conduit à une valeur entre $3 \cdot 10^{-8}$ et $3 \cdot 10^{-9}$ pour l'intensité, en considérant un facteur 30 sur la recompression (valeur mesurée avec un autocorrélateur). En plus de cette mesure du contraste nanoseconde (les préimpulsions), une mesure régulière du contraste picoseconde était effectuée afin de vérifier le niveau du piédestal et du front de montée de l'impulsion.

➤ **Tache focale.**

Pour ces expériences, le miroir déformable, placé dans le compresseur avant la recompression de l'impulsion, a été utilisé pour optimiser la focalisation. L'ajustement n'étant pas rapide, le front de phase n'était pas vérifié et corrigé après chaque tir laser. Cependant, les expériences ont montré que tir à tir celui-ci restait constant, et qu'il suffisait de conserver la même correction au cours d'une journée de tirs, mais également pour la durée complète d'une expérience. La tache focale était mesurée tous les jours à bas flux et à haut flux après le miroir plasma de manière à vérifier la qualité de focalisation ainsi que la position de focalisation de la parabole après le miroir plasma. En effet, la position de focalisation du laser à haut flux était généralement décalée par rapport à la position à bas flux à cause des effets de lentille thermique du laser pouvant courber le front de phase lorsque les cristaux d'amplification sont pompés plus fortement. À cela s'ajoute un probable déplacement et une déformation du front plasma réfléchissant du miroir plasma (*Antici, 2007*) pouvant accentuer cet effet. La position de meilleure focalisation était décalée d'environ 200 μm à haut flux. Les mesures à haut flux laser permettaient également de

vérifier grossièrement le contraste. En effet, la présence d'une forte préimpulsion perturberait la surface du miroir plasma avant l'arrivée de l'impulsion principale, ce qui dégraderait clairement la tache focale.

De cette manière, nous avons pu obtenir une tache focale de dimension $5,6 \pm 0,4 \mu\text{m}$ FWHM comprenant $30,7 \pm 3,5 \%$ de l'énergie laser et permettant d'accéder à une intensité maximale de $I=6,4 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$.

3.1.2. Diagnostics utilisés.

Au cours de cette expérience, différents diagnostics ont été utilisés pour caractériser l'interaction laser-plasma. Des faisceaux sondes ont permis de visualiser le plasma en expansion alors que des diagnostics passifs ont permis de mesurer la qualité de l'interaction laser-plasma.

➤ Visualisation du plasma.

Une ligne d'imagerie transverse permettait de visualiser l'expansion du plasma 1 ns après l'arrivée de l'impulsion principale. Afin d'obtenir une image nette, le temps d'acquisition doit être suffisamment court de manière à ce que le plasma n'ait pas le temps de bouger. La vitesse d'expansion du plasma, pour une telle intensité, est de l'ordre de quelques microns par picoseconde (proportionnel à c_s). 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 effectuée. À cette fin, un faisceau sonde de quelques millijoules et recomprimé jusqu'à environ 50 fs permettait d'éclairer brièvement le plasma en expansion. Un filtre interférentiel et des densités optiques neutres éliminaient la lumière parasite. Le faisceau sonde permet, de cette manière de récupérer une image du plasma sur les faces de la cible avec une résolution de $0,88 \mu\text{m} \cdot \text{pxl}^{-1}$, et à un instant donné de son expansion.

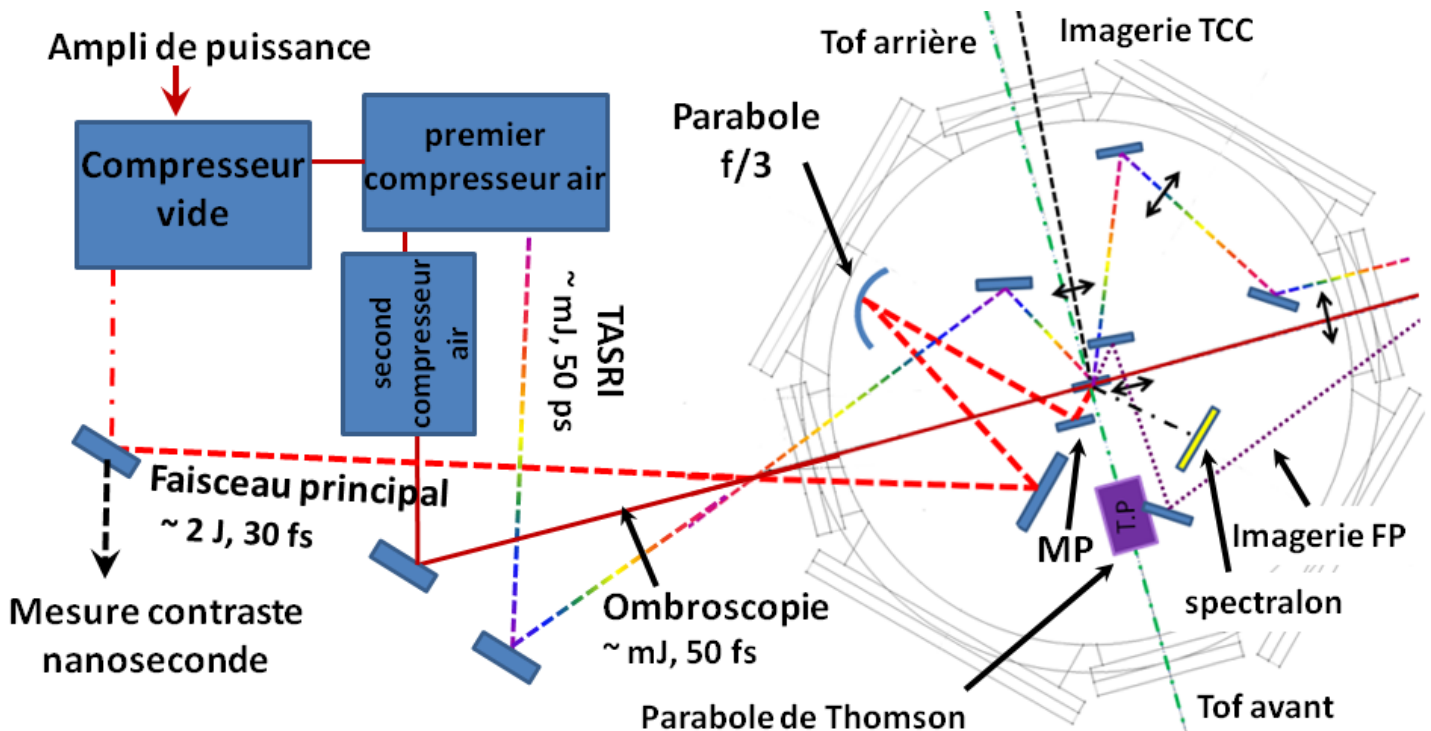


Figure 53 : Schéma général de l'expérience comprenant les différents faisceaux laser avec leurs caractéristiques, la chambre d'expérience et les diagnostics.

Un second faisceau sonde permettait quant à lui de caractériser, avec le diagnostic TASRI (*Antici et al., 2008a*), l'expansion du plasma en face arrière, sur une durée de 40 ps avec une résolution temporelle de quelques picosecondes et une résolution spatiale de $0,28 \mu\text{m} \cdot \text{pxl}^{-1}$. Ce diagnostic fait de l'interférométrie spatiale résolue en temps à l'aide d'un faisceau étiré en

fréquence et réfléchi sur la face arrière de la cible en expansion. Après un traitement mathématique et des simulations, il est possible de remonter aux informations sur la température et la densité des électrons chauds ainsi que la température des électrons froids. Afin d'utiliser ce diagnostic, il est très important que la face arrière de la cible soit polie de manière à ne pas déformer le front de phase de l'impulsion qui se réfléchit sur celle-ci. Or il est très difficile d'obtenir des cibles métalliques de quelques microns d'épaisseur suffisamment polis, nécessaires à nos expériences. C'est pourquoi la majeure partie des résultats obtenus avec ce diagnostic provient de cibles très minces (environ 100 nm) qui sont fabriquées par des techniques de gravure et de dépôt, autorisant de très bonnes qualités de surface. Cependant, nous avons pu constater que la face arrière de ces cibles se dégrade très rapidement après l'arrivée de l'impulsion principale et la résolution temporelle initiale du diagnostic n'était pas suffisante pour suivre cette expansion et remonter aux paramètres voulus. Faute de temps imparti, le diagnostic n'a pas pu être optimisé et les premiers résultats obtenus n'ont pu être que partiellement analysés.

Une ligne d'imagerie du centre chambre, consacré à l'alignement des cibles, a également été utilisée pour visionner l'émission thermique du plasma en expansion. L'imagerie, intégrée sur le temps d'ouverture de la camera (quelques ms) visualise le plasma dans le plan perpendiculaire au plan du faisceau laser (visualisation du dessous) avec une résolution spatiale de $2,2 \mu\text{m.pxl}^{-1}$. Afin de supprimer la diffusion du laser, un filtre coupe-bande (BG 39) a été positionné devant la caméra d'imagerie.

➤ Autres diagnostics.

Afin de diagnostiquer la qualité de l'interaction laser plasma, un écran diffuseur de marque spectralon a été positionné sur l'axe de réflexion spéculaire du laser après la cible, de manière à mesurer le coefficient de réflexion de celle-ci. L'association d'une simple lentille et d'une camera permet d'imager la face du spectralon et, après calibration du niveau de signal sur la caméra, il est possible de remonter à l'énergie laser réfléchi.

La ligne d'imagerie du faisceau principal, utilisable à haut flux, servait quant à elle à mesurer l'énergie laser traversant la cible dans le cas de cibles ultras minces (inférieures à 10 nm). En effet, un signal transmis a pu être mesuré pour seulement des cibles inférieures à 5 nm d'épaisseur.

Les diagnostics de temps de vols (Tof pour « Time Of Flight ») constituent quant à eux les principaux diagnostics de l'expérience et mesurent le signal de protons et d'ions émis en face avant et en face arrière de la cible. Ainsi, en mesurant le retard entre le pic d'électrons, voyageant presque à la vitesse de la lumière pour les plus rapides, et le signal arrivant plus tardivement (protons et ions) il est possible d'en déduire leur énergie maximale. Les signaux de protons et des ions sont généralement suffisamment décalés l'un par rapport à l'autre pour pouvoir les distinguer. En effet, l'inertie des ions, plus lourds que les protons, ne leur permet pas d'être accélérés à la même vitesse. De plus, cette plus grande inertie les empêche de suivre le front ionique en expansion où les champs accélérateurs sont maximums (*Borghesi, 2005*), ce qui conduit à limiter leur accélération. Une calibration partielle de ce diagnostic a été effectuée à l'aide d'un spectromètre magnétique et un détecteur de trace (CR39) (*Ishikawa et al., 2008*), mais celle-ci n'a pas encore été étendue à des énergies supérieures à 3 MeV. C'est pourquoi les spectres, ou la quantité de protons ne seront jamais évoqués par la suite.

Des RCF (*Klassen et al., 1997*) ont également été utilisés, mais de manière assez surprenante, les doses déposées dans ces derniers n'étaient pas suffisantes pour être observées. Seule une accumulation sur plusieurs tirs permettait de marquer les RCF et de mesurer les signaux de protons. À cause de cet inconvénient, ce diagnostic n'a pas été utilisé de manière routinière. Ce problème est pour le moins assez surprenant lorsque l'on sait que ce diagnostic a permis de mesurer les signaux de protons accélérés sur des installations du même type que celle de l'INRS mais avec des intensités plus faibles (*Ceccotti et al., 2007*). Malheureusement, aucune explication ni même de piste n'a été trouvée pour comprendre ce problème de dose.

➤ Cibles et alignement.

Au début des expériences, les cibles utilisées se présentaient sous la forme d'une bande que l'on déroulait au fur et à mesure, de manière à tirer parti du haut taux de répétition du laser (10 Hz). Bien évidemment, la fréquence des tirs n'était pas limitée par celle du laser, mais par le temps que prenaient l'observation et l'enregistrement des données, soit environ 5 min après chaque tir. Cependant, nous nous sommes aperçus que le support de bande ne permettait pas la multiplication des diagnostics à cause de son encombrement. De plus, cette configuration ne donnait pas un alignement très précis de la cible en centre chambre. Même si la stabilité était relativement bonne avec les cibles en plastique, le déroulement des bandes ne permettait pas une bonne répétitivité du positionnement des cibles métalliques. De plus, des cibles trop minces ne pouvaient pas être utilisées de cette manière, au risque de déchirer la bande à chaque déroulement. De ce fait, nous avons changé de configuration pour adopter une solution qui permettait non seulement de résoudre ces différents problèmes évoqués, mais également de conserver une fréquence de tir raisonnable (toutes les 10 ou 15 minutes). Une roue, sur laquelle sont fixés des cibles de quelques millimètres carrés au bout d'un fil micrométrique ($\sim 20 \mu\text{m}$) et des platines de translation permettaient de positionner les cibles en centre chambre à l'aide de deux lignes d'imageries. Les cibles étaient tout d'abord pré alignées à l'extérieur de la chambre d'expérience, de manière à orienter l'axe perpendiculaire aux faces des cibles selon l'axe des diagnostics de temps de vol. Avant chaque tir, le positionnement et l'orientation des faces des cibles étaient vérifiés à l'aide des lignes d'imagerie. Si nécessaire, un tilt vertical et horizontal de la roue donnait la possibilité d'affiner l'angle des cibles. Chacune des roues pouvait ainsi contenir une vingtaine de cibles ce qui nous évitait d'ouvrir la chambre d'expérience trop fréquemment.

3.2. Influence de l'énergie laser sur l'accélération des protons.

En faisant varier l'énergie laser sur cible, nous avons pu constater que l'énergie maximum des protons accélérés en face avant et en face arrière est très proche et évolue proportionnellement à l'énergie laser (cf. **Figure 54.a**). Les résultats mesurés au cours de cette expérience montrent un très bon accord avec les valeurs obtenues avec des lasers ayant une durée d'impulsion similaire à la nôtre (cf. **Figure 54.b**). Si on reporte les résultats expérimentaux d'installations utilisant la même technologie laser que celle de l'INRS (en Allemagne à Dresde (*Zeil, 2010*) et à Düsseldorf (*Willi, 2009*)), on s'aperçoit que ces résultats s'éloignent un peu de nos valeurs et des tendances estimées. Bien que le laser de Dresde ait permis d'obtenir 17 MeV, cette énergie a été obtenue avec une intensité laser bien plus grande que la nôtre. Pour ce dernier résultat, l'intensité laser considérée est de l'ordre de $6.10^{20} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$, cependant elle semble largement surestimée par leur estimation de l'énergie encerclée dans la tache focale (80 %). C'est pourquoi dans la **Figure 54.b** les valeurs d'intensités reportées ne correspondent pas à celle donnée dans (*Zeil, 2010*). En effet, nous avons préféré considérer ici une valeur plus réaliste de 30 % de l'énergie encerclée dans le FWHM de la tache focale. Les résultats reportés dans les références (*Zeil, 2010*) et (*Willi, 2009*) ont été obtenus sans utiliser de miroir plasma, ce qui signifie que les conditions d'interactions diffèrent des nôtres et expliquent probablement l'écart avec nos tendances.

En utilisant un ajustement linéaire, nous avons pu, dans la suite des résultats présentés, corriger chacune des valeurs d'énergie de coupure des faisceaux de protons mesurée afin de tenir compte des fluctuations d'énergie laser. Nous avons fait cette correction de manière identique pour les valeurs en face avant et en face arrière, ce qui est raisonnable au vu de la **Figure 54.a**. Cependant, nous avons également considéré que cette correction est applicable quelque soit la valeur de la durée d'impulsion. En effet, au regard de la **Figure 54.b** on peut considérer que cet ajustement est strictement valable pour des durées d'impulsions inférieures à 150 fs. Cependant, en regardant cette même figure, la tendance est un peu différente pour des durées d'impulsions supérieures à 150 fs. Plus particulièrement, l'énergie maximale des faisceaux de protons augmente moins rapidement avec l'intensité lorsque l'impulsion est longue. Cependant, de façon assez

générale, l'ajustement des valeurs ne conduit pas à modifier les résultats de plus de 15 %. Ceci signifie que l'erreur commise par l'ajustement des données, pour des durées d'impulsions supérieures à 150 fs, conduit à une faible surestimation des valeurs que l'on négligera donc par la suite.

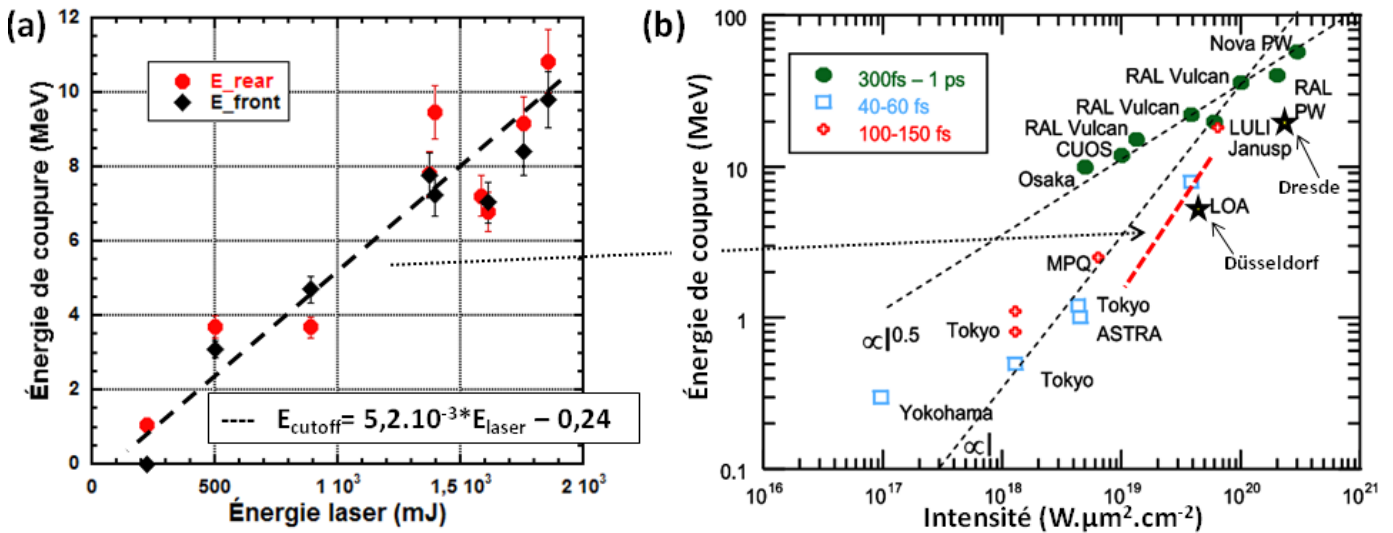


Figure 54 : Évolution de l'énergie de coupure en fonction de l'énergie laser sur cible (a) pour des faisceaux de protons accélérés à partir d'une cible de 120 nm d'aluminium avec le 200 TW pour une impulsion de 30 fs. Vue générale des résultats obtenus sur les différentes installations du monde et comparaison avec nos résultats en pointillé rouge (b).

Nous avons ainsi ajusté l'ensemble des valeurs d'énergie des protons pour une valeur d'énergie laser correspondant soit à 1,8 J soit à 1,6 J sur cible, suivant l'énergie moyenne délivrée pendant la série de tir. Ces différentes énergies permettent de limiter la correction appliquée pour tenir compte des fluctuations d'énergie laser tir à tir.

3.3. Influence de l'épaisseur de cible.

Nous avons ici cherché à observer l'évolution de l'énergie maximale des protons accélérés en fonction de l'épaisseur de cible pour deux durées d'impulsions, de manière à voir l'influence de cette dernière sur les mécanismes d'accélération. Au cours de cette analyse, l'énergie laser était de l'ordre de 1,6 J sur cible, ce qui permettait d'obtenir un éclairement d'environ $5,7 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. Les données de cette série sont donc ajustées pour une énergie laser de 1,6 J. Sur les deux prochaines figures, deux types de données sont représentées. De 90 à 1 μm des feuilles d'aluminium ont été utilisées alors que pour des épaisseurs allant de 1 μm à 15 nm les cibles ont été obtenues par dépôt d'aluminium sur des membranes gravées dans du silicium. Les cibles ne sont composées que de SiN pour des membranes de 15 et 30 nm.

3.3.1. Énergie de coupure des faisceaux de protons.

Comme attendu (*Kaluza et al., 2004*), on peut tout d'abord constater une diminution de l'énergie de coupure des faisceaux de protons à mesure que l'on augmente l'épaisseur des cibles et ce, peu importe la durée d'impulsion ou la face regardée (cf. **Figure 55**). Ces données montrent également des valeurs d'énergie un peu plus importantes dans le cas des protons accélérés en face avant. Cependant, il est assez difficile d'extraire plus d'informations de ces tendances, car les données varient beaucoup tir à tir, malgré l'ajustement permettant de tenir compte des fluctuations d'énergie laser.

En comparant nos résultats avec ceux obtenus avec le laser de Saclay en France (*Ceccotti et al., 2007*), on constate que malgré une intensité bien inférieure ($3,2 \cdot 10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ avec 65 fs et 350 mJ en centre chambre) les résultats sont très similaires lorsque l'épaisseur des cibles est

supérieure à 10 μm . Cependant, en deçà de 10 μm l'énergie de coupure que l'on obtient devient plus importante, ce qui signifie que dans notre cas l'énergie de coupure évolue plus rapidement à la hausse lorsque l'épaisseur de cible est réduite. Le très haut contraste, accessible dans leur cas par l'utilisation d'un double miroir plasma, permet également d'obtenir une très forte similitude entre les faisceaux accélérés sur les deux faces, lorsque l'épaisseur de cible est suffisamment faible.

Même si leurs tendances sont similaires aux nôtres, en ce qui concerne la face arrière, celles de la face avant sont moins comparables. Tel qu'observé dans la référence (*Ceccotti et al., 2007*), l'énergie maximale des protons accélérés en face avant devrait diminuer jusqu'à un certain point puis rester constante malgré l'augmentation de l'épaisseur de cible. En effet, la recirculation des électrons permise lorsque la cible est suffisamment mince, augmente l'énergie des protons (*Mackinnon et al., 2002*) mais ne joue plus aucun rôle pour une cible trop épaisse. On voit ainsi que pour une durée d'impulsion de 65 fs, la recirculation n'influence plus l'énergie de coupure lorsque l'épaisseur de cible est supérieure à 10 μm (*Ceccotti et al., 2007*), alors que pour une durée d'impulsion de 100 fs cette épaisseur limite se situe plutôt aux alentours de 15 μm (*Mackinnon et al., 2002*). Ces valeurs sont en effet différentes, car la durée d'accélération est proportionnelle à la durée d'impulsion (*Fuchs et al., 2006a*) et la recirculation ne peut jouer un rôle uniquement que si elle se fait sur des temps inférieurs à cette durée d'accélération (cf. **Chapitre I**).

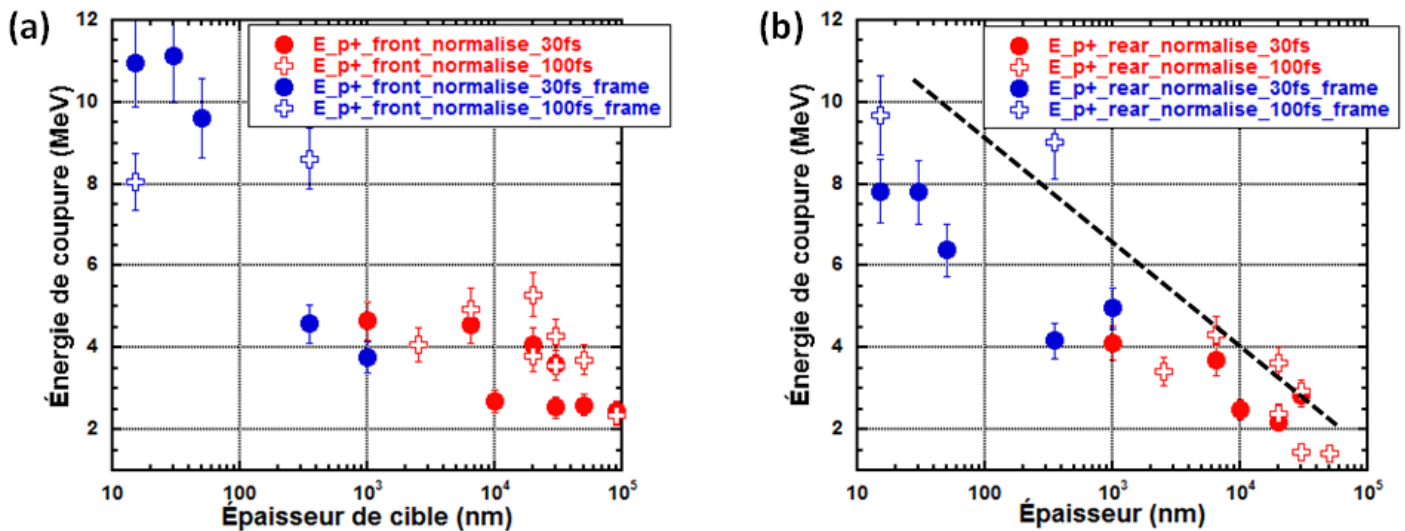


Figure 55 : Évolution de l'énergie de coupure en face avant (a) et en face arrière (b) en fonction de l'épaisseur d'une cible d'aluminium, pour des faisceaux de protons accélérés par une impulsion de 30 fs et 100 fs. L'énergie de coupure reportée a été ajustée à $E_{\text{laser}}=1,6$ J, pour tenir compte des fluctuations d'énergie laser. Le trait en pointillé représente la tendance moyenne observée en face avant.

On s'attendrait donc à obtenir ce plateau pour une cible d'environ 5 μm d'épaisseur, ce qui signifie que celui observé entre 1 et 20 μm ne correspond pas à celui recherché, d'autant qu'au-delà de 20 μm l'énergie de coupure des faisceaux diminue à nouveau. Comme on l'a déjà fait remarquer plus haut, les résultats fluctuent beaucoup tir à tir malgré l'ajustement tenant compte des fluctuations d'énergie laser. De ce fait, ceci pourrait très bien expliquer que l'on ne voit pas clairement cet effet de la recirculation.

3.3.2. Imagerie de la cible.

Si l'on regarde les imageries du plasma créé par l'impulsion laser on voit effectivement que l'on tend vers une symétrie entre la face avant et la face arrière lorsque l'on réduit l'épaisseur de cible (cf. **Figure 56**). On peut clairement voir sur l'imagerie transverse qu'à mesure que l'on réduit l'épaisseur de cible on augmente la dimension du plasma en face arrière de la cible alors qu'il est relativement constant en face avant. Ainsi, d'après l'imagerie transverse, la symétrie est atteinte pour une cible inférieure ou égale à 2,5 μm d'épaisseur.

L'observation de l'émission thermique (de 320 nm à 650 nm : bande spectrale du BG39) de la cible montre également que le plasma en face arrière est d'autant plus développé et chaud à mesure que la cible s'amincit, mais il ne semble pas atteindre de symétrie. On voit également sur ce diagnostic que le signal en face avant de la cible tend à diminuer à mesure que l'on réduit l'épaisseur de celle-ci. Ce comportement pourrait s'expliquer par le fait que le plasma est d'autant plus chaud lorsque l'on réduit l'épaisseur de cible, car un volume moins important est chauffé par le laser et les électrons chauds. De ce fait, il est fort probable que l'émission thermique du plasma au début de son expansion, sorte du domaine de sensibilité de la caméra et du filtre (entre 400 nm 650 nm) lorsque sa température est trop élevée. Par la suite, quand le plasma se refroidit et est suffisamment froid pour émettre dans la zone de sensibilité de la caméra, il devient trop dilué pour pouvoir être détectable. L'explication de ce comportement est d'autant plus plausible sachant que la vitesse d'expansion du plasma augmente avec la température. Si l'observation est bien réelle, tout ceci pourrait expliquer le fait que pour une cible de 1 μm d'épaisseur, on ne voit quasiment plus d'émission thermique.

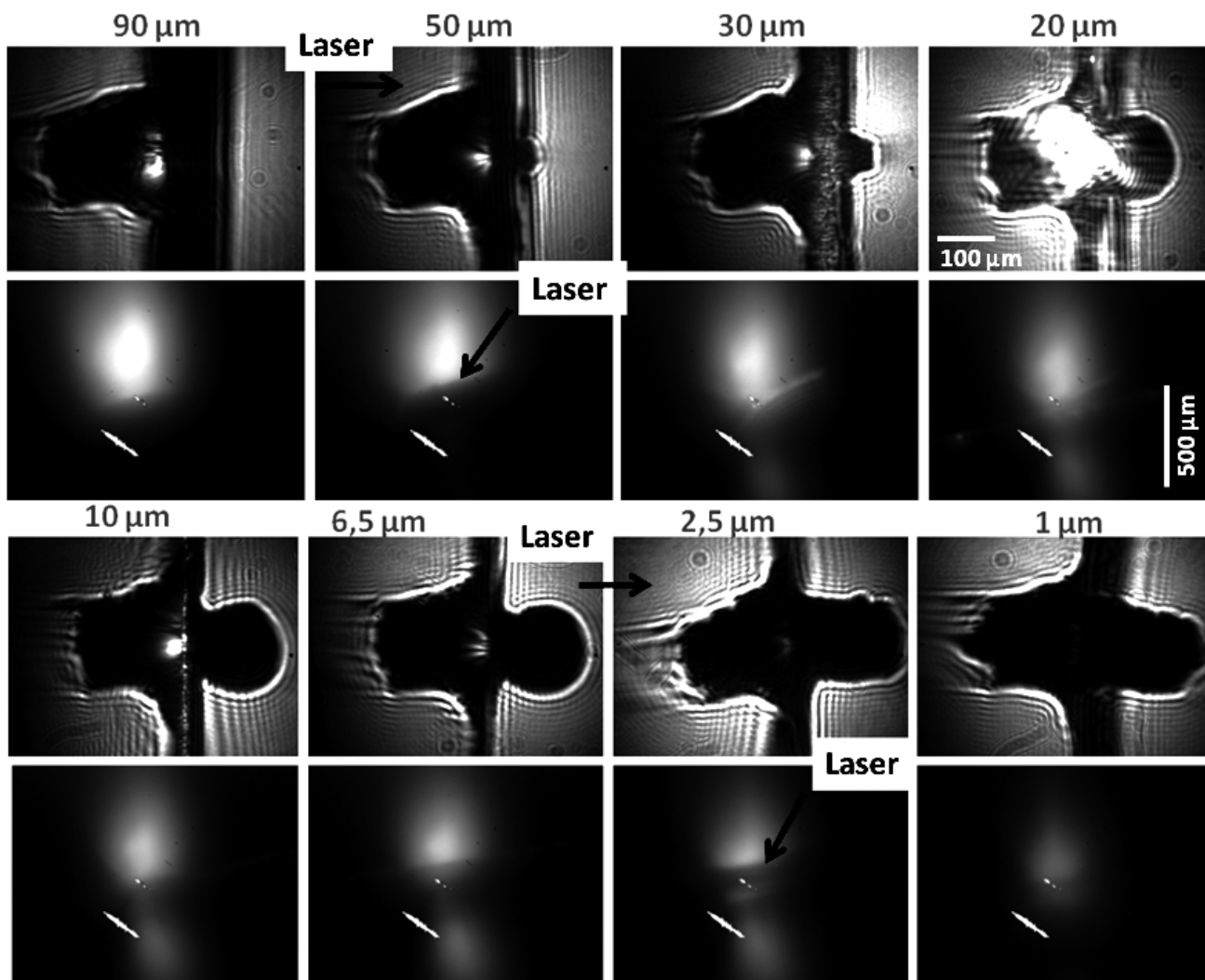


Figure 56 : Imagerie transverse prise 1 ns après irradiation d'une cible allant de 90 à 1 μm par une impulsion de 100 fs et 1,6 J ($I=5,7 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$). Et imagerie de l'émission thermique du plasma, intégrée en temps, dans le plan perpendiculaire à la propagation laser. Le trait oblique blanc correspond à des pixels brûlés.

Il est intéressant de faire remarquer la manière dont ce plasma s'étend sur les faces de la cible (cf. **Figure 56**, imagerie transverse). En effet, cette expansion ne se fait pas de manière isotrope, ce qui se caractériserait par un plasma hémisphérique sur les faces de la cible, mais elle se fait plutôt de manière directionnelle et selon la perpendiculaire aux faces de celle-ci. Un article de S.Kar et al. (*Kar et al., 2008b*) met en avant cette observation au niveau de la face arrière et

l'explique par l'accélération d'une partie de la cible induite par la pression de radiation ou l'accélération par choc (cf. **Chapitre I**). Il montre également que la formation d'un jet, tel que ceux observés dans nos expériences, se produit à partir d'une épaisseur maximale de la cible, dépendamment de la durée d'impulsion. Cependant, ce modèle n'est pas valable dans notre cas, car au vu de notre durée d'impulsion l'épaisseur maximale qui permettrait l'observation de ce jet serait bien en deçà de 20 μm . De plus, cette structure de jet est observée sur les deux faces de la cible même si elle n'est pas toujours symétrique, ce qui réfute complètement cette explication.

Par contre, cette observation est tout à fait en accord avec les schémas d'accélération TNSA (Wilks et al., 2001) qui indiquent que l'accélération des ions se fait selon l'axe perpendiculaire aux faces de la cible avec un faible angle de divergence, lié à la courbure de la gaine accélératrice (Brambrink and Roth, 2006). Même si l'imagerie transverse correspond à un temps de plus de 4 ordres de grandeur après la fin du temps d'accélération et ne correspond donc pas à une image pendant l'accélération, elles sont tout de même représentatives. En effet, l'impulsion donnée aux ions et donc au plasma aux temps courts se conserve sur les temps longs. De plus, le plasma étant globalement neutre il n'est pas soumis à l'explosion colombienne. Si l'on regarde la vitesse d'expansion du jet ($0,1 \mu\text{m}\cdot\text{ps}^{-1}$), on voit clairement que celle-ci ne correspond pas à l'énergie des protons (quelques MeV) mesurée et donc que le jet observé ne correspond pas aux protons énergétiques accélérés. Cependant en calculant la vitesse acoustique ionique de la population froide, $c_s=0,03 \mu\text{m}\cdot\text{ps}^{-1}$ (pour $T_c=100 \text{ eV}$) on voit que cette expansion correspond à celle du cœur de la cible chauffé.

Une autre chose est tout de même à faire remarquer et correspond à l'allure du plasma en face arrière pour une cible de 20 μm à 6,5 μm . Cette forme particulière laisse penser à la présence d'un fort champ magnétique qui tend à comprimer localement le plasma en face arrière. Effectivement, cette forme de bulle lisse, et plus resserrée près de la cible ne peut pas être expliquée par une simple dynamique d'expansion sans champ. De plus, il est difficile d'imaginer une configuration de champs électrique, sans champ magnétique, permettant d'obtenir cette forme sachant que l'origine des champs électriques en face arrière provient des électrons accélérés en face avant (Mora, 2003). Par contre, il est tout à fait envisageable de considérer qu'un champ magnétique toroïdal, dans le plan de la cible en face arrière, comprime localement le plasma et conduise à cette forme. Ce champ magnétique peut être généré par le fort courant d'électrons, accélérés par le laser en face avant, qui débouche en face arrière (Bulanov et al., 2010). Il a d'ailleurs été montré (Borghesi et al., 1998) qu'un tel champ magnétique en face arrière pouvait perdurer sur des temps longs, et contribuer à pincer la plume plasma en expansion dans le vide.

3.3.3. Comparaison entre les deux durées d'impulsions.

L'observation du plasma, une nanoseconde après l'arrivée de l'impulsion principale (imagerie transverse) ou intégrée sur le temps (émission thermique), ne montre pas de différence notable entre une impulsion de 30 ou 100 fs. C'est pourquoi la **Figure 56** ne résume que les observations faites pour une durée d'impulsion de 100 fs. De plus, il est difficile de tirer une conclusion des comparaisons des énergies de coupures pour les deux différentes durées d'impulsions à cause des fluctuations observées. Cependant, il est clair que malgré une réduction de l'intensité laser d'un facteur supérieur à 3, l'augmentation de la durée d'impulsion ne réduit pas l'énergie de coupure des protons accélérés. Il semblerait même que celle-ci soit légèrement supérieure pour 100 fs, ce qui montre clairement que l'intensité laser et l'énergie ne sont pas les seuls paramètres importants dans l'accélération des protons.

3.4. Influence de la durée d'impulsion.

Dans cette partie nous avons cherché à étudier l'évolution de l'énergie maximale atteinte par les faisceaux de protons en fonction de la durée d'impulsion en gardant, dans un premier temps, l'énergie laser constante. Nous avons ensuite conservé l'intensité constante et égale à $3,9 \cdot 10^{18} \text{ W}\cdot\mu\text{m}^2\cdot\text{cm}^{-2}$ en modifiant à la fois l'énergie laser et la durée d'impulsion jusqu'à 500 fs.

Une partie des raisonnements établis ci-dessous reposent sur le fait que le contraste laser est très important ce qui évite la formation d'un préplasma sur la face d'interaction, avant l'arrivée de l'impulsion laser.

3.4.1. Résultats expérimentaux.

Au cours de cette analyse l'énergie laser était de l'ordre de 1,8 J sur cible ce qui permettait d'obtenir un éclairement maximal d'environ $6,4 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. Les données expérimentales de cette série sont donc ajustées pour une énergie laser de 1,8 J. En reportant l'énergie maximale atteinte par les faisceaux de protons accélérés pour différentes durées d'impulsions, nous avons constaté (cf. **Figure 57**) que suivant la face observée l'évolution de l'énergie de coupure n'est pas la même. En effet, même si les fluctuations sont importantes, la tendance générale, sur la face arrière, est à la diminution de l'énergie de coupure des faisceaux de protons à mesure que l'on augmente la durée de l'impulsion. Cependant, dans le cas de l'accélération en face avant, les résultats montrent que la durée d'impulsion minimale n'est pas la plus favorable et qu'un optimum se situe à environ 100 fs. Ce comportement obtenu sur la face arrière de cibles très minces a également été reporté par A. Flacco et al. (*Flacco et al., 2010*), où la compétition de plusieurs mécanismes est mise en évidence.

D'une part, l'absorption laser augmente à mesure que la durée d'impulsion s'allonge, tout comme cela a pu être observé dans notre expérience malgré un comportement légèrement différent dans notre cas (cf. **Figure 58.a**) sur lequel nous reviendrons plus loin. L'augmentation de l'absorption avec la durée d'impulsion s'explique par le fait que l'arrivée de l'impulsion laser ionise la face avant de la cible et permet le développement d'un plasma sur cette face. L'expansion de ce plasma, pendant la durée d'impulsion, a lieu malgré la présence du laser qui maintient une pression radiative et qui limite la vitesse d'expansion de celui-ci. De ce fait, plus la durée d'impulsion est longue, plus la longueur de préplasma (l_g) est importante lorsque le pic d'intensité arrive sur la cible. Ceci favorise l'absorption laser (*Lefebvre and Bonnaud, 1997*) et augmente en conséquence le nombre d'électrons chauds. De plus, l'absence ou l'insuffisance de préplasma qui dégrade le couplage de l'onde laser avec la cible, pour de très courtes durées d'impulsions, conduit à réduire la température des électrons chauds (T_{hot}) que l'on pourrait espérer obtenir au vu de l'intensité. Les simulations montrent (*Carrié, 2011*) même que la température obtenue avec une durée d'impulsion de 30 fs peut être inférieure à celle obtenue avec une impulsion de 150 fs si aucun préplasma n'est présent.

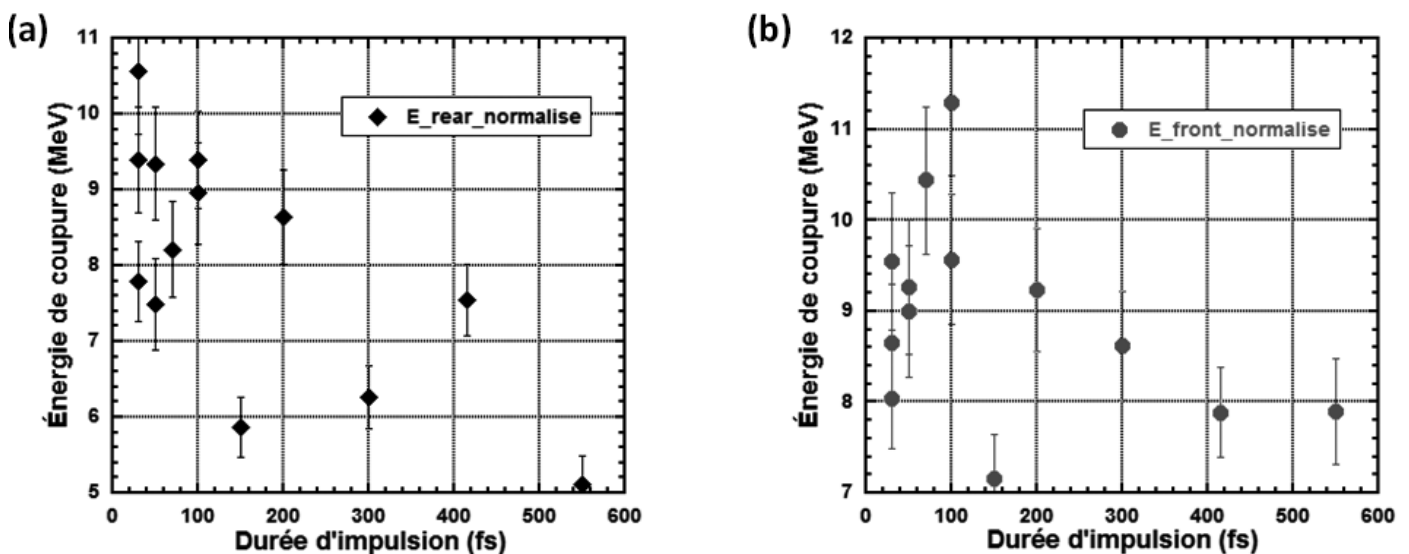


Figure 57 : Évolution de l'énergie de coupure en face arrière (a) et en face avant (b) en fonction de la durée d'impulsion, à énergie laser constante, pour des faisceaux de protons accélérés à partir d'une cible d'aluminium de 120 nm. L'énergie de coupure reportée a été ajustée à $E_{\text{laser}}=1,8 \text{ J}$, pour tenir compte des fluctuations d'énergie laser.

D'autre part, la référence (Flacco et al., 2010) met en évidence l'importance de la durée d'impulsion sur la longueur du plasma en face arrière au moment de l'arrivée du pic d'intensité et donc sur la qualité d'accélération des protons. Pour une longue durée d'impulsion, le plasma en face arrière a le temps de se détendre avant l'arrivée du pic d'intensité, grâce à l'énergie laser déposée le précédant. De ce fait, plus la durée d'impulsion est longue, plus les électrons déboucheront en face arrière dans un plasma dilué, réduisant en conséquence le champ accélérateur (Roth et al., 2002). En effet, ces champs sont proportionnels à $(n_{\text{hot}} * T_{\text{hot}})^{1/2}$ lorsque la longueur de plasma (l_g) en face arrière n'est pas trop importante et à $\lambda_{d0}/l_g * (n_{\text{hot}} * T_{\text{hot}})^{1/2}$ dans le cas où l_g est supérieur, ou de l'ordre de la longueur de Debye (λ_{d0}) (Grismayer and Mora, 2006). La compétition entre les mécanismes évoqués, l'absorption et l'établissement des champs, ainsi que l'intensité laser et donc T_{hot} , conduit ainsi à définir une durée d'impulsion optimale où le champ électrostatique en face arrière est maximum.

Lorsque la cible est mince, le recouvrement des électrons, lié à la recirculation (Mackinnon et al., 2002), permet d'augmenter de manière importante la densité électronique sur les faces de la cible en comparaison d'une cible épaisse. La longueur de Debye en est donc fortement réduite, ce qui rend en conséquence la longueur de plasma en face arrière (l_g) très rapidement supérieur à λ_{d0} . Dans le cas d'une cible mince, comme dans notre expérience (120 nm), on a une accélération optimale en face arrière pour la plus courte durée d'impulsion comme observé dans la référence (Flacco et al., 2010). À contrario, pour une cible de quelques microns d'épaisseur, l'optimum est décalé vers les durées d'impulsions plus longues.

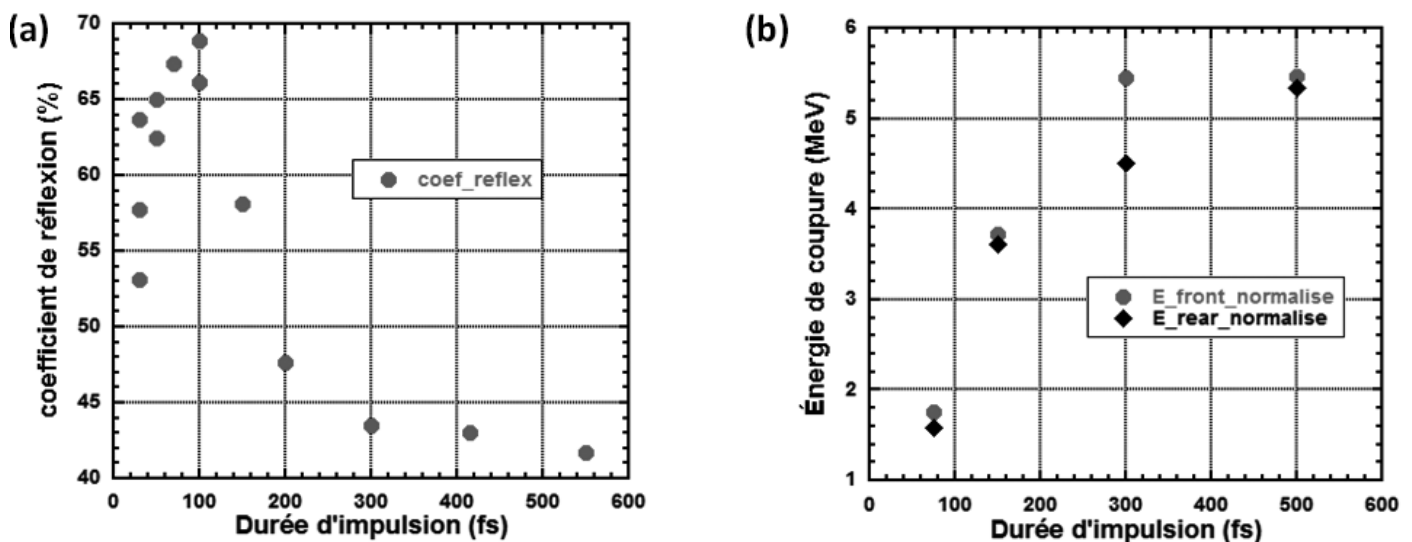


Figure 58 : Évolution du coefficient de réflexion d'une cible d'aluminium de 120 nm irradiée pour une impulsion de $\sim 1,8$ J en fonction de la durée d'impulsion (a). L'énergie de coupure reportée a été ajustée à $E_{\text{laser}} = 1,8$ J, pour tenir compte des fluctuations d'énergie laser. Évolution de l'énergie de coupure en fonction de la durée d'impulsion pour une intensité laser constante de $3,9 \cdot 10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ (b).

Les simulations reportées dans les références (Carrié, 2011) & (Flacco et al., 2010), ne montrent que l'influence de la durée d'impulsion sur l'accélération des protons en face arrière de la cible, mais au regard de nos résultats, le comportement est différent entre les deux faces. En effet, sur la face avant le maximum d'énergie ne correspond plus à la durée d'impulsion la plus courte, mais à une durée d'environ 100 fs. Si l'on regarde toujours la référence (Carrié, 2011) ainsi que les simulations 1D décrites plus haut (Figure 48 & Figure 49), on peut voir que l'absorption en face avant est plus sensible au gradient plasma (l_g) que ne l'est l'accélération des protons. En d'autres termes, l'absorption peut augmenter significativement grâce au développement d'un plasma en face avant, sans pour autant dégrader l'accélération sur cette même face. Or, la présence du laser sur la face avant maintient une pression radiative sur le plasma tout au long de la durée d'impulsion, ce qui limite son expansion sur cette face. De ce fait, en comparaison de la face arrière, le plasma se détendra moins vite sur les temps courts, ce qui permet de retarder le moment

où l'accélération est dégradée. On a donc une augmentation de l'absorption et de la température électronique avec la durée d'impulsion, mais le ralentissement de l'expansion du plasma en face avant permet d'obtenir un optimum décalé vers les impulsions plus longues, en comparaison de l'accélération en face arrière.

En regardant maintenant l'évolution de l'énergie de coupure des faisceaux accélérés en face avant et en face arrière, pour une intensité constante (cf. **Figure 58.b**), on peut voir que l'augmentation de la durée d'impulsion et donc aussi de l'énergie laser permet d'augmenter l'énergie des protons ; rappelons que l'énergie des protons augmente aussi en fonction de l'énergie laser (cf. **Figure 54.a**). Cependant, on peut voir que cette tendance tend vers une asymptote tout comme cela a été montré dans la référence (*Fuchs et al., 2006a*).

3.4.2. Commentaires sur le coefficient de réflexion du laser sur la cible.

En mesurant l'énergie laser réfléchi par la cible, à l'aide du diffuseur (spectralon), nous avons pu voir que celle-ci augmente tout d'abord avant de diminuer ensuite, lorsque l'on augmente la durée d'impulsion. Cette double tendance laisse penser à une transition de régime d'absorption d'autant que la modification de la longueur de plasma avec la durée d'impulsion autorise une telle transition. En effet, le très haut contraste laser permet à l'effet Brunel (*Brunel, 1985*) d'être dominant pour de courtes durées d'impulsion alors que le développement d'un plasma en face avant permet à l'absorption résonnante et à la force pondéromotrice de dominer pour des impulsions plus longues (*Lefebvre and Bonnaud, 1997*). Si l'on regarde la référence (*Nuter et al., 2008*), qui regroupe des résultats numériques, on constate qu'une telle dépendance vis-à-vis de la longueur de préplasma a été observée. Cette référence montre que l'absorption laser diminue dans un premier temps, puis augmente lorsque la longueur de préplasma en face avant croît. Cependant, aucune explication claire n'y est donnée.

La référence (*Mishra et al., 2009*) montre quant à elle la possibilité d'une transition de régime d'absorption lorsque l'on augmente la durée d'éclairement pour une intensité suffisamment importante. Cette transition n'est pas de la nature évoquée ci-dessus (brunel/pondéromoteur), mais elle est liée à un raidissement pondéromoteur. En effet, lorsque l'éclairement est suffisamment long et intense, il modifie la forme du plasma en face avant, ce qui conduit à changer les mécanismes d'absorption. Il est donc probable qu'en augmentant la durée d'impulsion on permette un tel raidissement qui conduirait à réduire légèrement l'absorption (cf. **Figure 58.a**) et améliorerait l'efficacité d'établissement du champ accélérateur. Ces deux contributions pourraient ainsi conduire à l'augmentation de l'énergie maximale des protons accélérés à partir de la face avant lorsque l'on allonge la durée d'impulsion jusqu'à 100 fs (cf. **Figure 57.b**).

Si l'on regarde maintenant la référence (*Carrié, 2011*) on voit que celle-ci ne permet pas de mettre en évidence un tel comportement et montre plutôt une augmentation continue de l'absorption laser à mesure que l'on augmente la durée d'impulsion. Cependant, cette référence fait état de résultats numériques obtenus pour une intensité plus faible que la nôtre ce qui ne permet probablement pas d'obtenir de raidissement pondéromoteur et expliquerait ce désaccord.

L'explication de la tendance observée dans la **Figure 58.a** et l'apparente contradiction avec la **Figure 57.b** ne réside peut-être pas dans le taux de conversion de l'énergie laser vers les électrons. En effet, à très haut contraste, une partie significative de l'énergie laser peut être convertie en harmoniques (*Thaury et al., 2007*), qui ne seraient pas observés par le diagnostic mesurant la réflectivité. La faible réflectivité mesurée pour de courtes durées d'impulsions ne correspondrait donc pas à une forte conversion en électrons chauds, mais à une forte conversion de fréquence.

La mauvaise connaissance du préplasma en face avant de la cible, au cours de notre expérience, ne permet pas de déterminer précisément les mécanismes conduisant à nos observations. Des simulations sont ainsi en cours afin d'expliquer les comportements reportés vis-à-vis du coefficient d'absorption et de l'énergie maximale atteinte par les protons en fonction de la durée d'impulsion.

3.4.3. Comparaison des résultats avec le modèle de P.Mora.

Si l'on s'intéresse de près aux mécanismes d'accélération, on peut voir que l'énergie de coupure des faisceaux de protons dépend à la fois de l'intensité laser, de l'énergie et du temps d'accélération. En effet, au regard de la loi de P.Mora (*Mora, 2003*) l'énergie de coupure s'écrit de la manière suivante :

$$E_{\max} = 2T_{\text{hot}} [\ln(t_p + (t_p^2 + 1)^{1/2})]^2 \text{ avec } t_p = \omega_{\text{pi}} t_{\text{acc}} / (2\exp 1)^{1/2}$$

On voit donc que le temps d'accélération normalisé (t_p) dépend du temps d'accélération (t_{acc}) et de la fréquence plasma ionique (ω_{pi}), donc de la densité électronique à la racine carrée. D'après la loi de Beg (*Beg, 1997*), la température électronique (T_{hot}) évolue en fonction de l'intensité laser à la puissance 1/3. Cependant, comme on a pu le préciser plus haut, lorsque l'impulsion laser est très courte la température électronique est réduite. On considérera donc, dans le raisonnement qui suit, que la température électronique rejoint la loi de Beg pour une durée d'impulsion supérieure à 75 fs mais est constante pour une durée inférieure. On considère ici que la température suit la tendance des simulations de la référence (*Carrié, 2011*) dans le cas où un léger préplasma est ajouté en face avant. En effet, même si le contraste nanoseconde dans notre expérience est très important, le front de montée de l'impulsion est tout à fait en mesure de créer un préplasma d'une centaine de nanomètres de longueur caractéristique. Une valeur de 0,7 MeV a ainsi été considérée pour une impulsion de 30 fs. Il est assez difficile d'estimer expérimentalement le taux de conversion de l'énergie laser en électrons chauds, car il n'est pas directement relié au coefficient de réflexion du laser sur la cible. De plus, il varie en fonction de l'intensité laser (*Yu et al., 1999*) et de la durée d'impulsion (cf. **Figure 58**). On considérera donc par la suite que le taux de génération des électrons chauds suit la tendance observée dans les simulations de la référence (*Carrié, 2011*) et augmente avec la durée d'impulsion. Ainsi, l'absorption augmente assez rapidement entre 30 fs et 150 fs puis augmente plus doucement avec la durée d'impulsion lorsque celle-ci est supérieure à 150 fs. Cependant, afin de se rapprocher des valeurs expérimentales on considérera que le taux d'absorption du laser vers les électrons chauds (η) varie de 20 % à 30 fs jusqu'à 55 % à 550 fs au lieu de 70 %.

➤ **Évolution théorique de l'énergie de coupure des protons en considérant que le temps d'accélération des protons est proportionnel à la durée d'impulsion.**

Si l'on considère une énergie maximale des protons de 9,5 MeV lorsque la durée d'impulsion est de 30 fs, soit pour $I_{\text{laser}} = 6,4 \cdot 10^{20} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$, et une température électronique de 0,7 MeV on obtient $t_p = 6,8$. En considérant, dans un premier temps que le temps d'accélération est proportionnel à la durée d'impulsion (*Fuchs et al., 2006a*) et que la densité électronique est également dépendante de ce paramètre, on obtient le **Tableau 3** (colonnes sans *). On a ici considéré que la densité électronique était non seulement liée à l'absorption, mais également au fait que les électrons sont accélérés sur un temps plus ou moins long, ce qui les dilue dans le temps selon l'expression $n_{e0} = N_e / (c\tau_{\text{laser}} S_{\text{sheath}})$ (*Fuchs et al., 2006a*) où $N_e = \eta \cdot E_{\text{laser}} / T_{\text{hot}}$. On considère également ici que la dimension de la gaine d'électrons en face arrière (S_{sheath}) est identique pour chacune des valeurs de durée d'impulsion et donc que la dilution transverse c.à.d. la divergence des électrons est identique.

En augmentant la durée d'impulsion, on réduit nettement la densité électronique du fait de l'allongement du temps sur lequel les électrons sont accélérés ($n_{e0} = N_e / (c\tau_{\text{laser}} S_{\text{sheath}})$) et ce, bien que l'absorption augmente. Cependant, cette diminution de la densité est plus que compensée par l'augmentation de la durée d'accélération (t_{acc}), dans le cas où elle est proportionnelle à la durée d'impulsion (*Fuchs et al., 2006a*). En considérant de cette manière $t_{\text{acc}} \propto t_L$, on s'aperçoit que les valeurs d'énergie de coupure des faisceaux de protons sont très largement surestimées par rapport aux valeurs expérimentales, en face arrière, qui décroissent rapidement lorsque l'on augmente la durée d'impulsion.

Deux sources d'erreurs principales peuvent être à l'origine de cette mauvaise estimation de l'énergie obtenue expérimentalement, avec le modèle isotherme et 1D de P.Mora. La première provient de l'estimation de la densité électronique qui ne tient pas compte de la recirculation des électrons et de leur dilution transverse; la recirculation. La première tend à augmenter la densité électronique en face arrière alors que la seconde tend à la réduire. Au vu de l'épaisseur de cible, la recirculation joue un rôle très important ce qui implique que le **Tableau 3** sous-estime la densité électronique. Ce que confirme la référence (*Carrié, 2011*), montrant une augmentation de la densité électronique en face arrière à mesure que l'on allonge l'impulsion. Le second paramètre pouvant être mal estimé dans ce modèle consiste au temps d'accélération ajusté au modèle isotherme, permettant de tenir compte de l'aspect adiabatique des mécanismes d'accélération.

Durée impulsion (fs)	Intensité (10^{19} W.cm $^{-2}$)	T _{hot} (MeV)	absorption	ne (normalisé à 30 fs)	T _p	T _p *	E _{max}	E _{max} *
30,00	10,00	0,70	0,20	1,00	6,80	6,80	9,50	9,50
50,00	6,00	0,70	0,24	0,72	9,62	6,66	12,26	9,42
75,00	4,00	0,70	0,28	0,56	12,72	6,85	14,68	9,63
100,00	3,30	0,65	0,33	0,53	16,55	7,64	15,93	9,69
150,00	2,00	0,55	0,44	0,56	25,44	9,79	16,99	9,75
200,00	1,50	0,50	0,49	0,51	32,52	11,26	17,43	9,71
300,00	1,00	0,45	0,52	0,40	43,25	13,31	17,90	9,70
400,00	0,70	0,40	0,54	0,35	53,97	15,57	17,53	9,46
550,00	0,50	0,35	0,55	0,30	68,28	18,62	16,92	9,16

Tableau 3 : Tableau regroupant les valeurs de température électronique et de densité électronique (normalisé à 30 fs). Le temps d'accélération normalisé (t_p) a été déduit de ces valeurs à partir de la valeur de référence à 30 fs. Les données t_p^* et E_{max}^* correspondent à des valeurs obtenues en considérant $t_{acc}=(t_p+100)$ au lieu d'avoir t_{acc} proportionnel à la durée d'impulsion laser (t_l).

➤ Estimation de la durée réelle d'accélération.

Si l'on regarde la dynamique des électrons, on peut aisément concevoir que le rapport entre le temps d'accélération et la durée d'impulsion diminue lorsque la durée d'impulsion augmente, ce que montre la référence (*Carrié, 2011*). En effet, la pression électrostatique, créée par l'injection de nouveaux électrons chauds et la recirculation de ces derniers, permet cette accélération (cf. **Chapitre I**). Bien évidemment, l'injection de nouveaux électrons chauds s'arrête lorsque l'éclairement s'arrête, mais pas la recirculation. Celle-ci est efficace, tant que les électrons ont encore suffisamment d'énergie pour établir un champ accélérateur et tant que la densité électronique est suffisante. Cela dépend donc de la vitesse avec laquelle ils perdent leur énergie ainsi que de leur taux de dilution qui est liée à leur divergence et la vitesse d'expansion longitudinale. Tout comme cela a été envisagé dans la référence (*Fuchs et al., 2007*), il est ainsi possible de considérer que le temps d'accélération (t_{acc}) s'écrit comme la somme de la durée d'impulsion (t_{laser}) et d'un temps (t_{min}) permettant de prendre en compte le temps de transfert de l'énergie des électrons vers les ions. Il dépend de l'intensité laser (I) et de l'épaisseur de cible (L) au travers de la vitesse d'expansion du front ionique, de la dilution transverse et longitudinale ainsi que de la température des électrons chauds. On se rend bien compte qu'en augmentant l'épaisseur de cible, l'intensité ou la vitesse de dilution transverse on tend à réduire ce temps (t_{min}) et on peut écrire le temps d'accélération sous la forme:

$$t_{acc} = t_{laser} + t_{min}(I,L)$$

Cette formule varie quelque peu avec celle de la référence (Fuchs et al., 2007) où un coefficient (α) permet de tenir compte uniquement de l'intensité laser, $t_{acc} = \alpha (t_{laser} + t_{min})$. Cette référence définit ainsi $t_{min} = 60$ fs. Si maintenant on regarde la référence (Carrié, 2011) on peut estimer que le temps de transfert de l'énergie des électrons vers les protons est de l'ordre de 100 fs pour l'épaisseur de cible considérée dans notre expérience. Dans le cas d'une cible très mince, c'est la perte d'énergie des électrons au cours des fréquentes réflexions qui conduit à réduire la

durée du champ accélérateur. En effet, lorsque le parcours des électrons dans la cible est faible et donc que celle-ci est fine, les électrons perdent la majeure partie de leur énergie cinétique au cours des réflexions sur les faces de celle-ci (*Mora and Grismayer, 2009*). Cependant, dans le cas d'une cible plus épaisse, le facteur limitant le temps d'accélération sera la dilution transverse et longitudinale des électrons. Si l'on regarde la valeur $t_{acc}=1,3*t_{laser}$ estimée dans la référence (*Fuchs et al., 2006a*), pour une épaisseur de cible supérieure à 20 μm , on voit que celle-ci est du même ordre de grandeur, car $t_{acc}=1,3*320=416$ fs. Ceci signifie que le temps où la recirculation est efficace vaut également environ 100 fs. Il est donc raisonnable de considérer que le temps de transfert (t_{min}) de l'énergie des électrons vers les ions et de l'ordre de 100 fs.

En adoptant cette approche et en considérant $t_{min}=100$ fs, on voit ainsi (cf. **Tableau 3**) que l'on arrive à se rapprocher des valeurs expérimentales obtenues tout en restant quelque peu éloigné, notamment pour les longues durées d'impulsion. La vision des mécanismes d'accélération reportée dans le **Tableau 3** est encore un peu simpliste, mais donne malgré tout une bonne estimation de la réalité notamment en considérant que le temps d'accélération s'écrit $t_{acc}=(t_{laser}+t_{min})$. Afin de se rapprocher encore des résultats expérimentaux, il faudrait pouvoir estimer plus précisément la densité électronique et donc considérer la recirculation et la dilution 3D des électrons. En effet, outre la dilution transverse, en augmentant le temps d'accélération, on augmente aussi la dilution longitudinale à cause de l'expansion du plasma précédent l'arrivée du pic d'intensité principale. Cette expansion conduit aussi à accroître la longueur de plasma sur la face d'accélération (l_g) et constitue très certainement la plus grande contribution, en réduisant le champ accélérateur, comme on peut le voir dans la référence (*Carrié, 2011*). Malheureusement, le modèle de P. Mora ne peut pas intégrer directement cette dépendance.

4. Conclusion.

L'ensemble des expériences mené sur l'installation laser du 200 TW de l'INRS-EMT nous a permis de constater les difficultés technologiques (focalisation, stabilité, contraste) auxquelles est soumis ce type de laser. Nous avons ainsi pu voir à quel point les mécanismes d'accélération des faisceaux de protons sont sensibles au contraste laser lorsque des impulsions ultra-courtes sont utilisées pour l'accélération.

Les expériences nous ont permis de montrer que des faisceaux énergétiques étaient à la fois accélérés à partir de la face avant et de la face arrière d'une cible irradiée par une impulsion courte à haut contraste, et ce, de manière relativement symétrique. Nous avons observé que la compétition entre l'absorption laser, la détente de la cible, l'épaisseur et la température électronique conduit à obtenir un optimum d'énergie pour l'impulsion la plus courte dans le cas des protons accélérés à partir de la face arrière. Cependant, cet optimum est décalé à 100 fs dans le cas de l'accélération des protons à partir de la face avant. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le laser, présent sur la face avant de la cible, réduit la vitesse d'expansion du plasma sur cette face grâce à la pression radiative. Ceci conduit ainsi à conserver plus longtemps une faible longueur de plasma (l_g), permettant un maintien efficace du champ accélérateur sur une durée plus longue en comparaison de la face arrière. Il est donc très clair que l'impulsion la plus courte et donc l'intensité la plus importante ne donne pas forcément lieu aux faisceaux de protons les plus énergétiques. Nous avons également pu voir qu'en considérant non pas une durée d'accélération (t_{acc}) proportionnelle à la durée d'impulsion, mais valant $t_{acc} = t_{laser} + t_{min}(I,L)$, il est possible d'obtenir une meilleure approximation de l'énergie des protons avec le modèle de P.Mora.

Chapitre V: Recouvrement de faisceaux d'électrons : influence sur le transport des électrons et sur l'accélération des protons.

La multiplication des impulsions laser afin d'accroître l'intensité sur cible peut s'avérer être une approche intéressante dans la mesure où elle permet de contourner les problèmes qu'imposerait l'augmentation de l'énergie d'un faisceau laser unique. En effet, la duplication d'un système est intéressante financièrement au vu des coûts non linéaires avec l'énergie laser d'une installation. Évidemment, cette étude concerne également et directement le développement du schéma de fusion par confinement inertiel. Dans l'étude de ce concept, les installations devront fonctionner avec plusieurs faisceaux laser afin de générer les électrons et les ions nécessaires à créer l'ignition. Or jusqu'à aujourd'hui, la plupart des études théoriques et expérimentales menées sur le sujet ont été faites en utilisant un seul faisceau laser.

Superposer plusieurs impulsions en face avant d'une cible ne se résume pas à un problème de superposition linéaire. En effet, l'utilisation de plusieurs impulsions laser peut significativement changer la génération des électrons rapides et leur transport dans la matière. De plus, la superposition des électrons rapides, accélérés par chacune des impulsions et débouchant en face arrière, modifie la géométrie de la gaine accélératrice et change la dynamique d'accélération ionique. Ce sera donc plus particulièrement sur ces points que sera articulé ce chapitre afin d'explorer le potentiel d'une telle configuration laser pour l'accélération des ions. Le schéma particulier de l'expérience permettra également d'amener des éléments de réponse à la compréhension de la dynamique d'accélération des ions sur des points tels que le temps d'accélération. On verra également quelle est l'influence, à la fois, de la dynamique des électrons dans la cible, et de leur répartition dans la gaine électronique sur la typologie du faisceau d'ions accélérés.

Ces thèmes ont ainsi été abordés au cours d'une expérience menée sur le laser VULCAN du RAL en Angleterre. Nous allons tout d'abord en présenter les résultats obtenus avant de discuter les points soulevés plus haut.

1. Description de l'expérience.

1.1. Conditions laser.

Ces expériences ont été effectuées sur le laser VULCAN Target Area West (TAW), de l'installation du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) en Angleterre. Cette installation fournit jusqu'à 2 faisceaux laser indépendants à haute énergie avec un taux de répétition de 1 tir toutes les 30 min. La bande spectrale des impulsions est de 2 nm de largeur et est centrée à 1053,5 nm. Après étirement et amplification, le faisceau principal est séparé en deux faisceaux individuels (CPA#7 and CPA#8). Chacune des impulsions est recomprimée séparément jusqu'à 1,2 ps et contient environ 100 J d'énergie. Comme l'illustre la **Figure 59.a**, ces faisceaux sont indépendamment focalisés par deux miroirs paraboliques hors axe f/3, jusqu'à $10 \pm 2 \mu\text{m}$ (FWHM). Les taches focales contiennent environ 40 % de l'énergie laser en 1/e du pic d'intensité laser. L'intensité ainsi obtenue était donc de l'ordre de $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ pour chacun des deux faisceaux.

Le faisceau 7 peut également être séparé spatialement en deux faisceaux indépendants, avant la recompression, pouvant être décalés temporellement l'un par rapport à l'autre à l'aide d'une ligne à retard. Dans cette configuration les deux parties du faisceau 7 sont de même énergie et sont focalisées par la même parabole. Ils sont donc colinéaires.

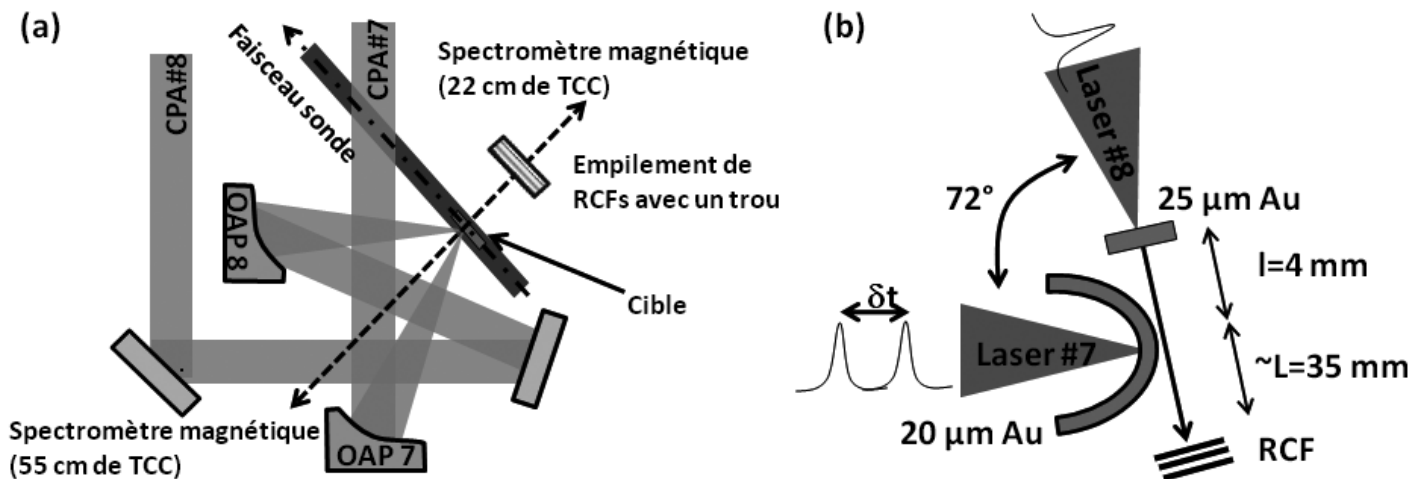


Figure 59 : Schéma général de l'expérience comprenant les deux faisceaux laser et les diagnostics utilisés (a). Le schéma de la configuration lorsque la radiographie par proton était utilisée est représenté en (b).

Nous avons pu ainsi étudier deux configurations différentes au cours de cette expérience : dans la première, illustrée par la **Figure 59.a**, les deux faisceaux laser (7&8) irradiaient la cible avec un angle de 72° l'un par rapport à l'autre. Dans la seconde configuration, illustrée par la **Figure 59.b**, uniquement le faisceau 7, séparé en deux, était focalisé sur la cible. Le faisceau 8 servait, dans cette dernière configuration, à générer un faisceau de protons permettant de faire de la radiographie.

1.2. Diagnostics utilisés.

Afin de résoudre en énergie et en angle le spectre des ions accélérés au cours de l'interaction laser, un empilement de RCF (HD et MD) (*Klassen et al., 1997*) a été positionné sur l'axe normal à la cible à 35 mm de la face arrière. L'empilement de RCF était percé d'un trou afin de laisser l'axe libre. Ainsi, deux spectromètres magnétiques, utilisant un écran photo stimulé (Imaging Plates) (*Tanaka et al., 2005*), ont été utilisés et placés sur l'axe normal à la cible à 22 cm de la face arrière et à 55 cm de la face avant. Ce diagnostic n'a été utilisé que pour conforter les résultats obtenus avec les RCFs.

Afin d'obtenir de plus amples informations sur le faisceau de protons et la gaine d'électrons, des cibles comportant des motifs (*Cowan et al., 2004*) (rainures périodiques) en face arrière ont été utilisées. Les modulations induites par le motif de la cible et leur conservation grâce à la bonne laminarité du faisceau permettent d'observer une modulation dans la dose déposée sur les RCF. De cette manière, on obtient une information sur la source des protons, c.à.d. la taille et le grossissement. On parlera de « cibles structurées » pour parler de ces cibles planes comportant un motif en face arrière.

En plus de ces diagnostics, le profil du plasma en expansion dans le vide a été diagnostiqué en utilisant un faisceau laser sonde. Ce faisceau sonde transverse était prélevé sur un coin, en bas du faisceau carré CPA#7. Il était ensuite doublé en fréquence (527 nm) avant la cible puis filtré à l'aide d'un filtre interférentiel, centré à 2ω , et de filtres passe-bande (BG) juste avant la caméra CCD Andor 16 bits permettant l'imagerie. Le faisceau sonde a également été filtré spatialement à l'aide d'un iris afin d'éliminer la lumière parasite intense provenant de la diffusion du laser principal dans la ligne d'imagerie. Le filtrage spatial était effectué au point focal de la lentille d'imagerie à l'aide d'un simple iris fermé. En effet, la lumière du faisceau sonde à 2ω est collimatée avant la lentille. Elle se focalisait donc à son foyer. Les autres sources de lumière provenant de la cible étaient quant à elles divergentes et ne se focalisaient pas au foyer de la lentille d'imagerie. Ce faisceau sonde était synchronisé de façon à observer la cible 10 ps après l'arrivée de l'impulsion principale.

Nous avons également cherché à mesurer le spectre des électrons chauds avec un empilement d'Imaging Plate et de filtres en aluminium tout comme cela a été fait au cours de l'expérience RMT (cf. **Chapitre II**). Contrairement à l'expérience RMT nous avons, dans la présente, monté ce diagnostic ainsi que celui des RCFs sur une platine de translation afin d'éviter d'ouvrir la chambre d'expérience après chaque tir laser. Le temps de mise sous vide de la chambre d'expérience étant long, ceci nous permettait de réduire le temps entre deux tirs successifs. Cependant, la divergence des électrons accélérés et/ou l'émission de rayonnements étaient telles, que la plupart des signaux mesurés étaient parasités par les tirs précédents et/ou suivants. Ce diagnostic n'a donc pas permis de faire une analyse systématique du spectre électronique. Il a tout de même permis de tirer des informations intéressantes sur l'axe d'accélération des électrons comme nous le verrons plus loin.

Comme l'illustre la **Figure 59.b**, une imagerie des champs de la gaine d'électrons a également pu être faite par radiographie de protons en utilisant le faisceau laser 8 comme source de protons dans le cas où seul le faisceau 7 était utilisé pour l'interaction étudiée. La source de proton était placée à $l=4$ mm de la zone à radiographier. Les RCFs observant le faisceau de protons étaient quant à eux positionnés à $L=35$ mm ce qui permettait un grossissement de $G \sim (l+L)/l \sim 10$. L'empilement de RCF donnant une résolution en énergie des protons conduit à une résolution temporelle. En effet, le temps de parcours entre la source de proton et la zone de radiographie dépend de la vitesse (c.à.d. énergie) de ces derniers. De cette manière, il est possible de faire une radiographie, en 2 dimensions, des champs de la gaine d'électrons avec une résolution temporelle de l'ordre de quelques picosecondes (*Borghesi et al., 2004*).

1.3. Description de l'expérience.

Afin de caractériser l'influence de l'utilisation de 2 faisceaux laser sur l'accélération des protons et sur le transport des électrons, les différentes configurations laser accessibles sur l'installation ont été étudiées : 2 faisceaux colinéaires ou 2 faisceaux à angle et synchronisé ou non dans chacune de ces deux configurations. Les cibles utilisées étaient soit de l'or, de l'aluminium ou du plastique. La plupart des cibles comportaient des motifs en face arrière (rainures périodiques) et leur épaisseur variait de 30 μm à 90 μm pour l'Au, de 15 μm à 150 μm pour l'Al et 20 μm à 180 μm pour le CH.

1.3.1. Configuration d'irradiation de 2 faisceaux avec un fort angle.

Nous avons tout d'abord utilisé les faisceaux CPA#7 et CPA#8 à pleine énergie et focalisés en centre chambre avec un angle de 72° l'un par rapport à l'autre sur la face avant d'une feuille mince. Comme convention, nous avons choisi de considérer le zéro de séparation ($\delta x=0$) lorsque la projection géométrique des faisceaux laser se superposait en face arrière de la cible (**Figure 60**). Cette considération n'est pas arbitraire dans le sens où une fraction significative des électrons est accélérée selon l'axe du laser comme on peut le voir sur la **Figure 66**. En effet, le long préplasma créé par le piédestal de l'impulsion principale permet à la force pondéromotrice d'être dominante (cf. **Chapitre I**) et d'accélérer une partie des électrons selon l'axe laser (*Santala et al., 2000*). De cette façon, la convention $\delta x=0$ correspond au cas où les électrons accélérés selon les axes laser par l'une et l'autre des impulsions se superposent en face arrière. Si l'on considère que ces axes d'injection oblique des électrons se conservent quelques soient les cas explorés, en augmentant la valeur absolue de δx on augmente la séparation des électrons en face arrière. Nous reviendrons sur cette considération plus loin dans le chapitre en utilisant le diagnostic d'IP pour observer l'axe d'accélération des électrons. À noter que les impulsions ont toujours été focalisées sur la face avant de la cible, quelque soit la configuration utilisée.

Dans cette configuration et dans un premier temps, les faisceaux 7&8 ont été utilisés synchronisés entre eux. Leur synchronisation a été faite tout d'abord à l'aide d'une caméra à balayage de fente donnant une résolution de 10 ps. Pour obtenir une synchronisation plus fine, nous avons imagé le centre chambre avec une caméra CCD, puis nous avons modifié progressivement le retard d'une impulsion par rapport à l'autre jusqu'à observer une figure d'interférence. Ces interférences correspondent au moment où les deux impulsions se recouvrent temporellement, autorisant leur interférence. Lorsque les impulsions étaient synchronisées (± 1 ps), nous avons ensuite fait varier le décalage spatial entre les points de focalisation de ces impulsions, en translatant horizontalement le faisceau 8. Les décalages étudiés allaient de $\delta x=-50 \mu\text{m}$ jusqu'à $\delta x=+120 \mu\text{m}$ suivant la convention de la **Figure 60**. Le cas $\delta x= -50 \mu\text{m}$ correspond au cas où les faisceaux lasers étaient superposés en face avant pour une cible de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

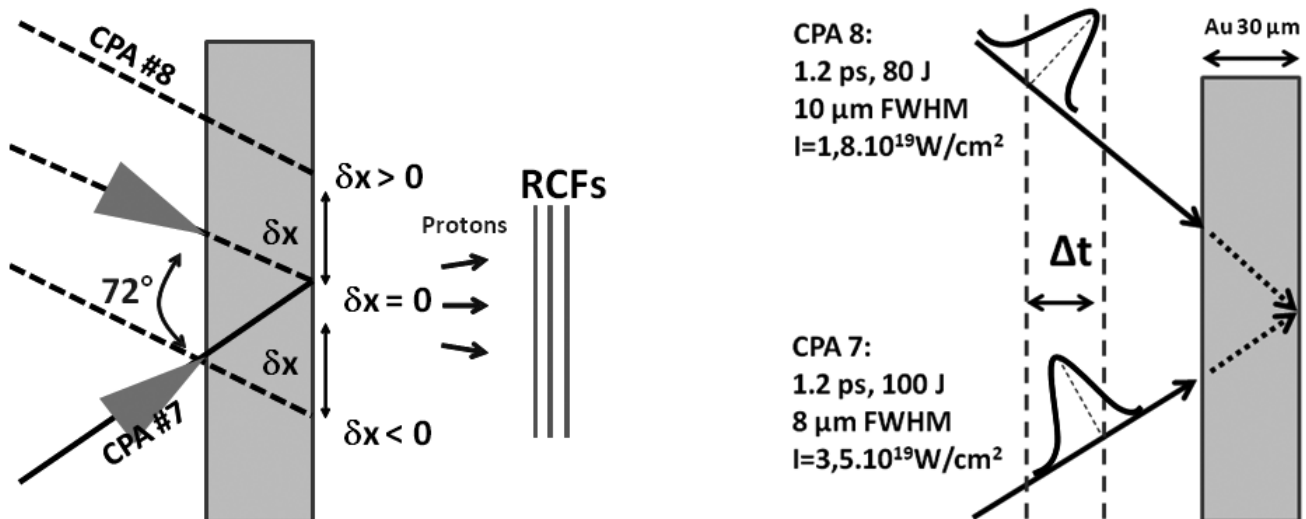


Figure 60 : Schéma de l'expérience montrant les conventions qui ont été prises. $\delta x=0 \mu\text{m}$ correspond à la superposition de la projection des faisceaux laser en face arrière. Δt correspond au décalage temporel entre les deux impulsions laser.

Dans la suite de l'expérience, nous avons fixé $\delta x=0 \mu\text{m}$ et modifié le décalage temporel entre les deux faisceaux en ajoutant du retard sur le faisceau 8. Dans ce cas nous avons fait varier la séparation temporelle de 0 jusqu'à 1 ns.

L'ensemble des résultats qui seront présentés pour chacune des configurations mentionnées a été obtenu en utilisant des cibles d'or de $30 \mu\text{m}$ comportant des motifs en face arrière.

1.3.2. Configuration d'irradiation à 2 faisceaux colinéaires.

Dans cette configuration, le faisceau 7 était séparé spatialement en deux avant la recompression. Le retard (δt) entre les deux bras du faisceau pouvait être ensuite ajusté à l'aide d'une ligne à retard sur l'un des bras du faisceau 7. Ces deux impulsions focalisées par la même parabole au même point focal étaient colinéaires. Pour cette analyse, le faisceau 8 était utilisé pour générer un faisceau de protons permettant une radiographie des champs de la gaine d'électrons (cf. **Figure 59.b**). Afin que le diagnostic fonctionne correctement, les cibles à imager étaient bombées de manière à ce que la gaine d'électrons ne soit pas masquée par les bords de la cible (*Romagnani et al., 2005*). On utilisera la dénomination « cible bombée » pour parler des cibles utilisées pour la radiographie par protons. Les faisceaux de protons accélérés par le faisceau 7 à partir des cibles bombées étaient très largement divergents et ne pouvaient donc pas d'être correctement mesurés par les RCFs. En effet, la forte divergence du faisceau réduisait considérablement la dose déposée par cm^{-2} sur les RCFs. On passait donc rapidement au-dessous du seuil de sensibilité du diagnostic. Les cibles utilisées dans ce cas ne comportaient pas de motifs en face arrière.

2. Résultats obtenus avec un seul faisceau.

L'observation des faisceaux de protons montre que l'accélération est optimale pour une cible épaisse (20-30 μm), indicatif du mauvais contraste de l'impulsion laser. Nous avons clairement pu noter, de par les résultats et les dialogues avec l'équipe laser, que ce contraste s'est amélioré au cours de l'expérience. Comme nous le verrons, l'établissement d'un long préplasma avant l'arrivée de l'impulsion principale et causé par ce faible contraste conduit à accélérer une fraction importante des électrons selon l'axe laser.

Au vu de la fluctuation de l'énergie laser qui allait jusqu'à 25%, nous avons exclu des données les tirs laser qui fluctuaient de plus de 10 % de la moyenne des tirs considérés, et ce, pour l'ensemble des données reportées dans ce chapitre.

2.1. Divergence et taille de source.

À l'aide des cibles structurées, il a été possible de faire une étude systématique de la taille de source des protons pour la majeure partie des tirs laser. Nous avons également déduit de ces données les informations concernant le grossissement de cette source, qui dépend de la divergence du faisceau de protons et donc de la courbure de la gaine d'électrons (*Cowan et al., 2004*).

2.1.1. Influence de l'épaisseur de cible.

En utilisant un programme Matlab pour analyser les RCFs, nous avons pu observer et mesurer les modulations de densités imprimées dans les faisceaux de protons par les modulations de surface de la face arrière de la cible. On pourrait s'attendre à ce que la formation d'un préplasma en face arrière, causé par le faible contraste de l'impulsion, dégrade complètement les modulations de densités, or l'analyse des RCFs ne montre pas une telle perturbation. Cependant que le contraste des franges est plus prononcé pour des épaisseurs de cibles importantes.

En comptant le nombre de modulations spatiales dans la dose déposée sur les RCFs et connaissant le pas du motif des cibles nous avons donc pu remonter (cf. **Figure 61**) à la dimension de la zone d'émission des protons. De cette manière, nous pouvons observer que la dimension de la source de proton augmente avec l'épaisseur de la cible, ce qui est en accord avec le fait que les électrons accélérés par le laser et traversant la cible sont divergents. En effet, les électrons s'étalent d'autant plus en face arrière que l'épaisseur de cible augmente, ce qui élargit la source du faisceau de protons. Au vu des fluctuations des conditions laser, il est difficile de tirer des informations précises de ces données, car l'influence du contraste laser sur la taille de la source de proton est méconnue. Il est cependant probable que l'amélioration du contraste conduise à une diminution de la taille de la source, car cela permet de réduire la divergence du faisceau d'électrons accéléré (*Perez, 2010*).

Cette diminution de la divergence des électrons, causée par l'amélioration du contraste, pourrait expliquer le fait que la taille de la source n'est pas modifiée entre une cible de 60 μm et de 150 μm . En effet, le contraste a été notablement amélioré entre ces deux résultats expérimentaux. On pourrait penser également à une collimation des électrons traversant une cible épaisse, comme observé dans la référence (*Yuan and et al., 2010*), mais cet article montre que celle-ci apparaît après une distance supérieure à 200 μm . De plus, son effet est assez minime et permet uniquement de limiter la divergence et ne collimate pas le faisceau. Il se pourrait également que ce soit une sorte d'effet de saturation lié au fait qu'un champ électrostatique minimum est nécessaire à l'accélération des protons. Ainsi, même si les électrons s'étalent sur une zone plus importante en face arrière d'une cible de 150 μm , l'accélération peut se faire sur une zone similaire à celle d'une cible de 60 μm à cause de la dilution.

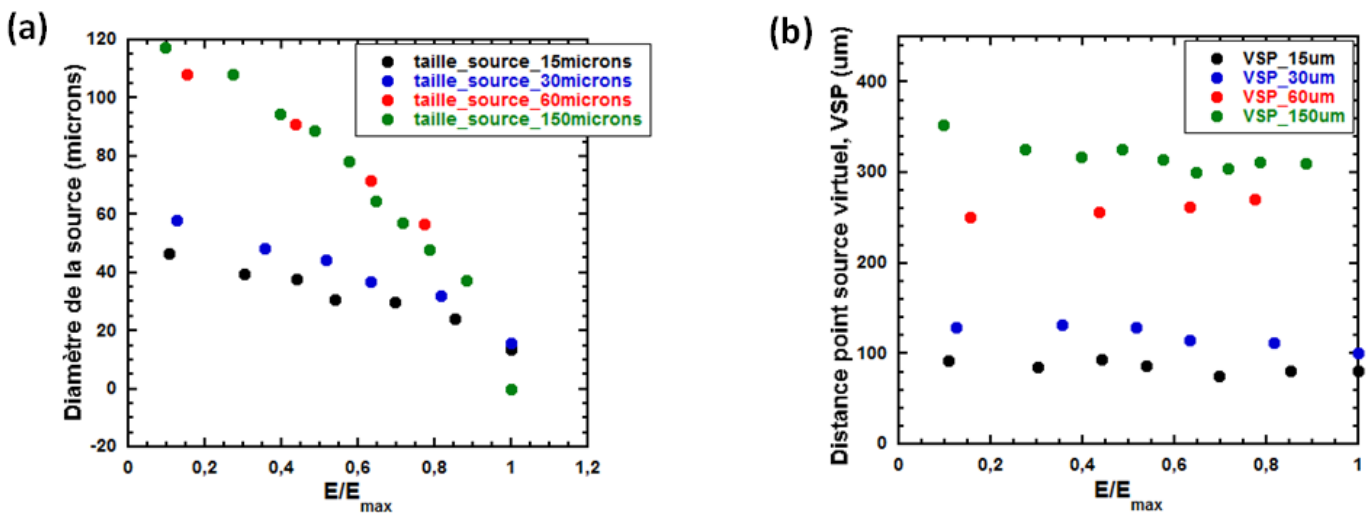


Figure 61 : (a) Évolution de la taille de la source de protons en fonction de l'épaisseur d'une cible d'aluminium et (b) mesure de la distance entre le point virtuel de source (VSP) et la face avant de la cible. Les données ont été mesurées à partir de cibles d'aluminium structurées et du signal de protons mesuré sur les RCFs.

En ce qui concerne la similitude observée sur la zone d'émission des protons dans le cas d'une cible de 15 μm et de 30 μm , cela peut s'expliquer par la recirculation des électrons. Il est clair que pour une cible de 15 μm d'épaisseur la recirculation commence à jouer un rôle important dans l'accélération des protons contrairement à une cible de 30 μm (*Mackinnon et al., 2002*). En effet, la recirculation, qui permet aux électrons de contribuer plusieurs fois à l'accélération, crée un étalement de la gaine accélératrice, car en recirculant ils s'éloignent de plus en plus du centre de la gaine électrostatique.

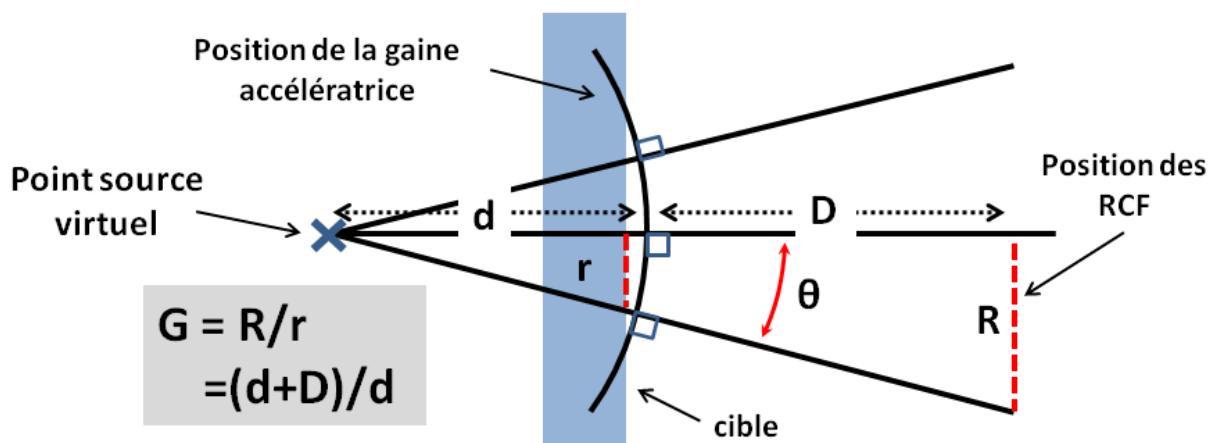


Figure 62 : Représentation schématique de l'accélération des protons s'effectuant selon l'axe normale aux isopotentiels de la gaine électronique accélératrice. La position du point source virtuel des protons, la cible et la position des RCFs sont dessinées. $G=R/r$ correspond au grossissement du motif de la cible, imprimé dans le faisceau de protons, et observé sur les RCFs grâce aux modulations de dose déposée.

En mesurant le grossissement (G) de la source de protons sur les RCFs nous sommes remontés à la courbure de la gaine accélératrice ($1/d$) grâce à une simple projection géométrique des modulations de la cible sur les RCFs (cf. **Figure 62**). En effet, le mécanisme d'accélération et la bonne laminarité du faisceau de protons (*Cowan et al., 2004*) permettent de considérer que ces derniers sont issus d'un point source (VSP pour Virtual Source Point) et se propagent en ligne droite. Si l'on regarde la **Figure 61.b** on peut voir que la position de ce point source s'éloigne de la face avant à mesure que l'épaisseur de cible augmente. Ceci est le signe d'une homogénéisation de la gaine d'électron en face arrière, d'autant plus importante que l'épaisseur de cible est grande.

2.1.2. Influence du matériau utilisé.

Si maintenant on s'intéresse à la nature du matériau et que l'on regarde son influence sur la génération des protons, on peut voir que seule la cible de plastique (CH) se démarque vraiment. En effet, les cibles d'or et d'aluminium semblent générer des faisceaux de protons très similaires, que ce soit en termes d'énergie de coupure (cf. **Figure 64**), de taille de source ou de grossissements (cf. **Figure 61**). Même si l'énergie de coupure des protons accélérés à partir de la cible de CH de $20\ \mu\text{m}$ est très similaire à celles des cibles d'or et d'aluminium, la similitude s'arrête ici. Dans ce cas, on s'aperçoit que la taille de la source de protons est plus importante. De plus, le grossissement et donc la courbure de la gaine accélératrice sont quant à eux moins importants, alors que la cible est plus mince.

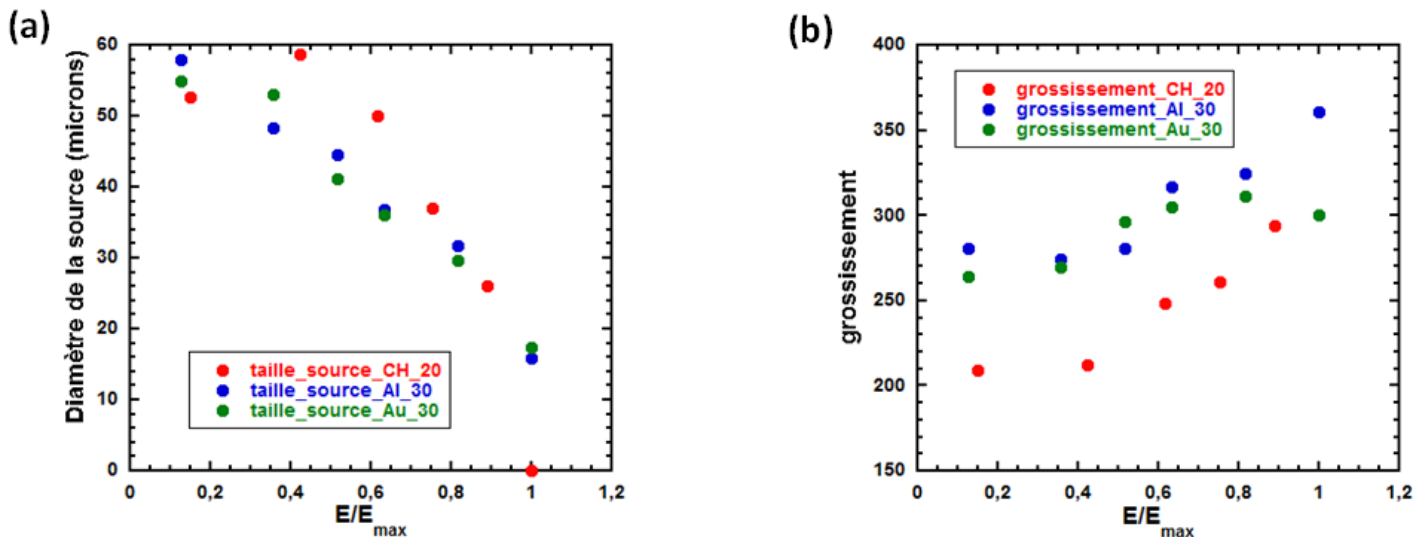


Figure 63 : (a) Évolution de la taille de la source de protons en fonction de la nature de la cible et (b) facteur de grossissement de la source. Les données ont été mesurées à l'aide des cibles structurées et du signal de protons mesuré sur les RCFs pour des cibles de $20\ \mu\text{m}$ pour CH et $30\ \mu\text{m}$ pour Al et Au.

Comme nous avons pu le voir dans la première partie, le transport des électrons à travers une cible conductrice est meilleur en comparaison d'une cible isolante (*Gremillet, 2001*). Ainsi, le faisceau d'électrons accélérés dans une cible de CH a tendance à filamenter et à éclater. Ceci est donc cohérent avec l'idée d'un élargissement plus rapide de la gaine d'électrons en face arrière, qui conduit à réduire la courbure de la gaine accélératrice pour une cible de CH et à augmenter la zone d'émission des protons.

2.2. Énergie des faisceaux de protons en fonction de l'épaisseur de cible.

Plusieurs tirs laser ont été effectués avec uniquement le faisceau 7 ou le faisceau 8, afin de servir de références aux résultats obtenus par la suite. Aucune discrimination sur le faisceau laser utilisé n'a été faite, car les données obtenues soit avec le faisceau 7 ou 8 étaient similaires. Néanmoins, la plus grande partie des résultats présentés ici ont été obtenus avec CPA#7 en raison du plus grand nombre de tirs effectué avec uniquement ce faisceau laser.

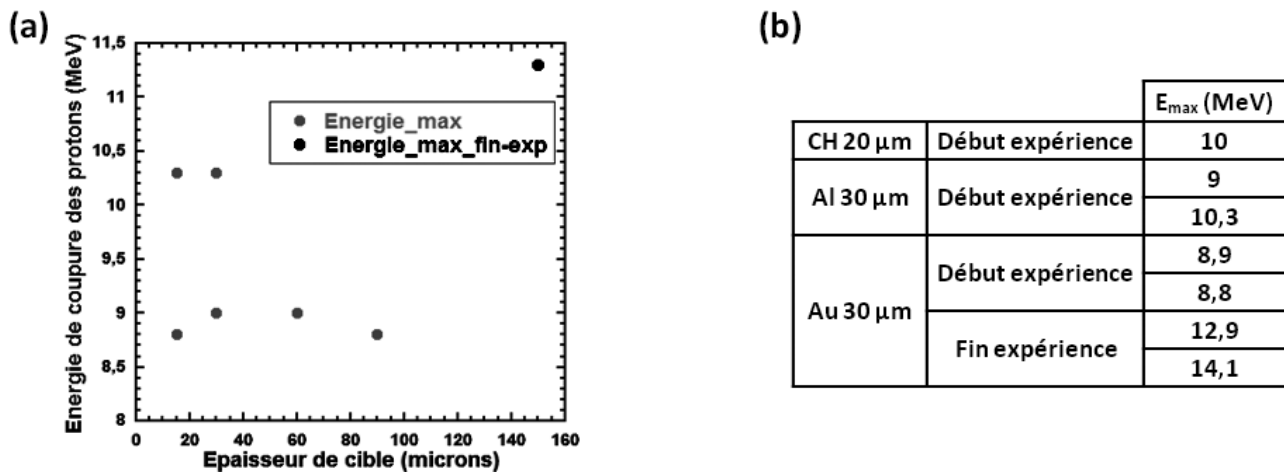


Figure 64 : Évolution de l'énergie maximum atteinte par les protons en fonction (a) de l'épaisseur d'une cible d'aluminium et (b) en fonction de la nature de la cible.

L'énergie maximale atteinte par les protons pour différentes épaisseurs de cibles a été mesurée de manière à diagnostiquer le contraste de l'impulsion laser et afin de se placer dans les meilleures conditions d'expérience possible (cf. **Figure 64**). Bien que nous ayons éliminé de cette figure les tirs laser ayant une fluctuation d'énergie trop importante, nous pouvons observer que l'énergie des protons fluctue beaucoup tir à tir. En croisant les faibles fluctuations d'énergie des tirs considérés aux fluctuations de l'énergie des protons, on peut voir que ces dernières ne sont pas liées entre elles.

À cause de ces fluctuations et du faible nombre de points, il est donc assez difficile de définir une réelle tendance sur les données obtenues. Cependant, on constate que la diminution de l'épaisseur de cible ne conduit pas à augmenter l'énergie maximum des protons accélérés comme l'on pourrait s'y attendre (cf. **Chapitre I**). En effet, la référence (*Fuchs et al., 2006a*) montre que l'on devrait obtenir une diminution de l'énergie des protons d'un facteur quasiment 2 lorsque l'on passe d'une cible de 30 µm et 80 µm d'épaisseur. Ce comportement peut s'expliquer par un contraste laser insuffisant qui, à trop faible épaisseur de cible, dégrade l'accélération des protons. À bas contraste, un préplasma peut être généré en face arrière par un chauffage radiatif ou une onde de choc qui débouche sur cette face (*Roth et al., 2002*) (cf. **Chapitre I**). Or, plus ce préplasma est important plus l'accélération des protons sera dégradée. La présence de ce préplasma réduit donc l'effet qu'a la diminution de l'épaisseur de cible sur l'accélération des protons. Ceci conduit à obtenir une énergie de coupure similaire pour les différentes épaisseurs de cibles utilisées. De plus, il est clair que ce comportement peut être imputé au contraste laser, car en reportant dans la **Figure 64** des tirs laser ayant été effectués en fin d'expérience et à meilleur contraste, ceux-ci s'écartent des données obtenues au début de l'expérience.

Dans ces conditions l'accélération des protons est fortement influencée par les fluctuations du contraste laser. On comprend donc bien que l'énergie de coupure des protons fluctue autant tir à tir, car le contraste laser reste quelque chose de peu stable et peut facilement varier d'un facteur 2 ou 3 entre deux tir successifs. Tir à tir, les fluctuations d'énergie des protons ainsi observées dans cette expérience étaient de l'ordre 10 %.

2.3. Estimation du contraste laser.

À l'aide de simulations hydrodynamiques lagrangiennes 2D avec DUEd (Atzeni et al., 2005) nous avons simulé l'expansion du préplasma en face avant pour différent niveau d'ASE, de manière à retrouver la dimension caractéristique observée sur les images d'ombroscopie (cf. **Figure 65**). Le code DUEd permet de simuler l'expansion hydrodynamique d'un plasma irradié par laser en résolvant les équations fluids et les équations multi-groupe de radiation en considérant les collisions. Les équations d'état sont dérivées des tables SESAME de Los Alamos. Grâce à cette imagerie on peut estimer que la densité du préplasma à $1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ s'étend d'environ 100 µm sur la

face avant, à 10 ps après l'arrivée de l'impulsion principale. Avec les simulations on obtient ainsi qu'un ASE de l'ordre de $4.10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ est nécessaire pour retrouver cette longueur caractéristique d'expansion du préplasma. Ceci en considérant que sa durée est de 0,5 ns comme reportée dans la référence (*Chen et al., 2007*).

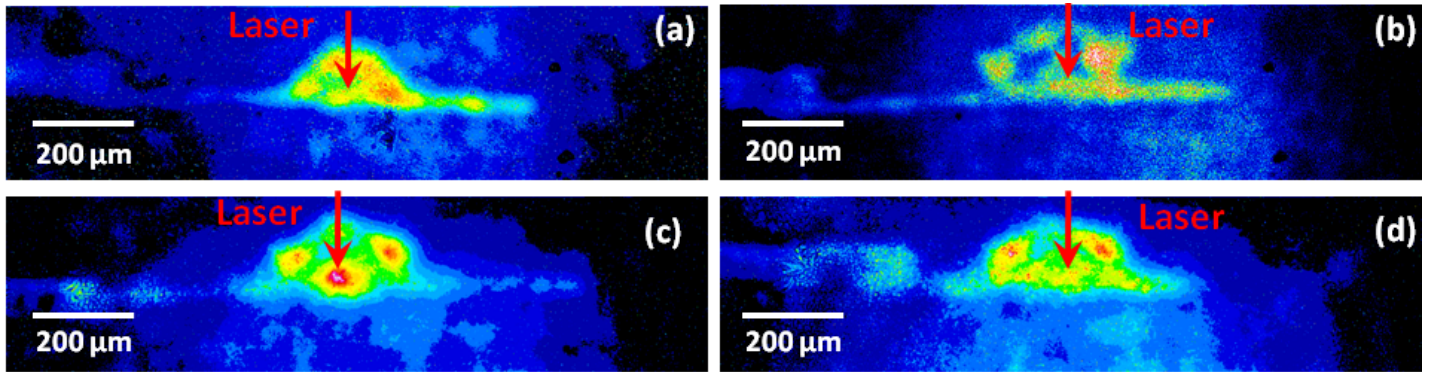


Figure 65 : Images obtenues par ombroscopie pour un tir sur une cible d'or de $30 \mu\text{m}$ avec uniquement le CPA7 (a), faisceaux 7&8 superposés en face avant (b), superposés en face arrière (c) et pour une séparation de $120 \mu\text{m}$ (d).

Cependant, nous avons également pu constater que l'accélération des protons était optimale pour une épaisseur de cible de l'ordre de $20\text{-}30 \mu\text{m}$ ce qui signifie qu'en deçà de cette épaisseur la face arrière de la cible commençait à être trop perturbée avant l'arrivée de l'impulsion principale. Si l'on regarde la possibilité qu'une onde de choc, générée par l'ASE, débouche en face arrière avant l'arrivée de l'impulsion principale, on s'aperçoit qu'une intensité très importante serait nécessaire pour créer une onde suffisamment rapide pour qu'elle traverse la cible en 0,5 ns (cf, **Chapitre I**). De plus, en regardant la transmission du rayonnement X à travers une cible d'or de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur, on s'aperçoit que l'onde de choc est trop faible pour permettre le chauffage de la face arrière de la cible.

Ces résultats montrent donc qu'un ASE aussi raisonnablement intense que possible et d'une durée de l'ordre de 0,5 ns ne permet pas d'expliquer les résultats de l'expérience. Il est donc très probable que ce soit plutôt la présence d'une préimpulsion, quelques nanosecondes avant l'impulsion principale, qui ait été le plus contraignant et dommageable pour ces expériences.

2.4. Axe d'accélération des électrons.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, une partie des électrons est accélérée selon l'axe d'incidence de l'impulsion laser (cf. **Figure 66**), pour le faisceau 7 et le faisceau 8. En effet, en plaçant un empilement d'Imaging Plate et de filtre d'aluminium sur les axes des faisceaux nous avons pu observer un signal important d'électrons.

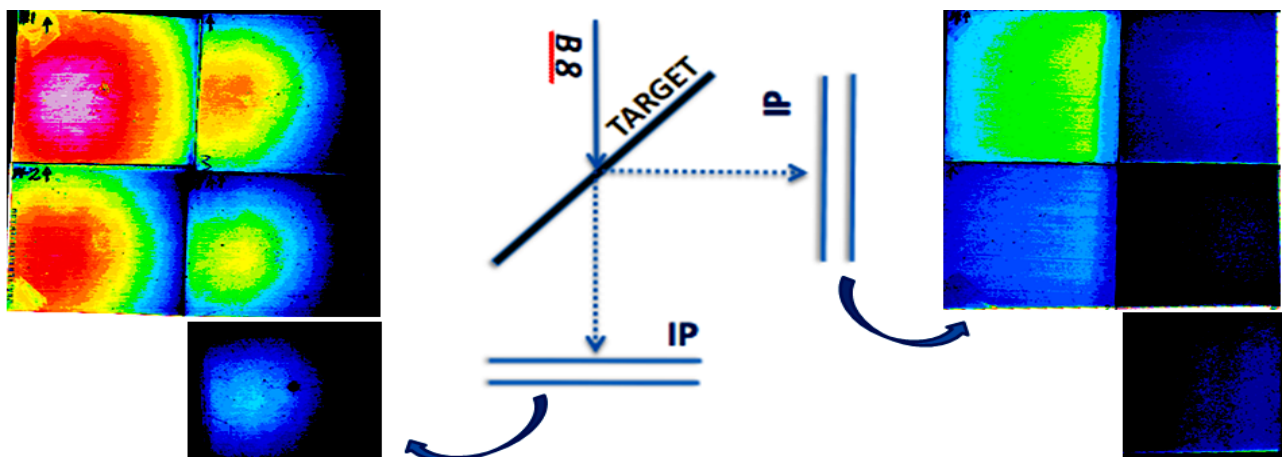


Figure 66 : Diagnostic IP positionné sur les axes laser de manière à observer les électrons accélérés par le laser dans le cas où uniquement le faisceau 8 était utilisé pour irradier la cible.

En positionnant ce même diagnostic sur l'axe normal à la surface de la cible et dans une configuration où un seul faisceau laser était utilisé, nous avons également pu observer des électrons. Malheureusement, nous ne pouvons donner que des informations qualitatives. En effet, la plupart des mesures étaient parasitées par un fort signal, non quantifiable, qui provenait de tirs précédents ou successifs comme nous l'avons mentionné plus haut. Il est donc difficile d'estimer le rapport de signal entre celui mesuré sur les axes laser et sur l'axe normal à la surface de la cible d'autant que ces mesures n'ont jamais été faites simultanément.

Nous avons également utilisé ce diagnostic lorsque les deux impulsions laser étaient focalisées sur la cible. Nous avons ainsi pu constater que, dans chacune des configurations explorées au cours de l'expérience, des électrons étaient accélérés à la fois selon les axes laser et selon la normale à la cible.

3. Influence du recouvrement spatial.

À partir de maintenant, afin de limiter les problèmes liés à l'évolution du contraste laser au cours de l'expérience, l'ensemble des données reportées dans un même graphique a été obtenu sur un maximum de 3 jours consécutifs. Nous avons également pris en compte le jour où nous sommes sûrs que le contraste a été amélioré afin de ne croiser aucune donnée entre avant et après. L'ensemble des résultats qui suivent a été obtenu à partir de cibles d'or de 30 μm (cibles structurées) et de 20 μm (cibles bombées).

Comme cela est clairement observé sur la **Figure 67**, il est possible de distinguer 2 zones pour lesquelles on peut avoir ou non une interaction entre les électrons accélérés par CPA7&CPA8. Dans la **Figure 67.a** la dénomination « first beam » et « second beam » est utilisée pour distinguer les deux faisceaux de protons observés parfois sur les RCFs. On voit de cette manière que, dans le cas où l'interaction est possible, l'énergie de coupure des protons est augmentée en comparaison d'un tir avec un unique faisceau laser. Dans le cas contraire, l'énergie de coupure n'est pas modifiée lorsque l'on focalise les deux impulsions sur la cible. L'évolution de l'énergie de coupure des protons en fonction de la séparation des impulsions laser ne peut pas s'expliquer par une simple superposition laser ou électronique. En effet, il semblerait qu'une modification du transport des électrons dans la cible soit nécessaire.

3.1. Étude du cas où $\delta x > 0$.

Lorsque $\delta x > 0$ aucune interaction entre les faisceaux d'électrons n'est possible, dans la considération où les électrons sont accélérés selon l'axe du laser et selon la normale à la surface de la cible. Les électrons sont bien évidemment émis avec une certaine divergence et une dispersion en angle, ce qui signifie que de manière plus réaliste la limite où les faisceaux d'électrons n'interagissent pas est un peu décalée du zéro.

En regardant les données des tirs lorsque $\delta x \geq 60 \mu\text{m}$, on peut constater que les énergies de coupure des faisceaux accélérés sont très similaires aux tirs de références. De plus, dans le cas $\delta x = 60 \mu\text{m}$, on peut clairement distinguer deux faisceaux de protons similaires et partiellement superposés sur l'empilement de RCFs (cf. **Figure 67.b**). L'observation des modulations de densité sur ces derniers, causées par le motif de la face arrière de la cible, confirme que les deux faisceaux sont bien accélérés à partir de deux sources distinctes. En effet, les modulations trouvées sur chacun des faisceaux ne peuvent pas être superposées. En mesurant la dimension de la source de protons pour un tir de référence (CPA#7 ou CPA#8), on obtient qu'elle mesure environ 35 μm de rayon pour les protons de basse énergie et 20 μm lorsque $E/E_{\text{max}} = 0,5$ (cf. **Figure 63**). De ce fait, on voit clairement qu'il est possible de séparer très rapidement les deux sources de protons lorsque l'on sépare les faisceaux 7&8. Sachant que les protons sont accélérés par les électrons, nous pouvons estimer que les électrons s'étalent, pour la plupart, en face arrière sur une dimension de l'ordre de celle de la source de protons. Certains électrons sont évidemment accélérés à de grands

angles (Adam et al., 2006), mais ils ne contribuent pas à une accélération efficace des protons du fait de la faible densité électronique qu'ils créent en face arrière. Même si ces électrons de forte divergence se superposent et modifient l'accélération des protons de basses énergies ils ne sont pas en mesure de modifier l'énergie de coupure du faisceau de protons.

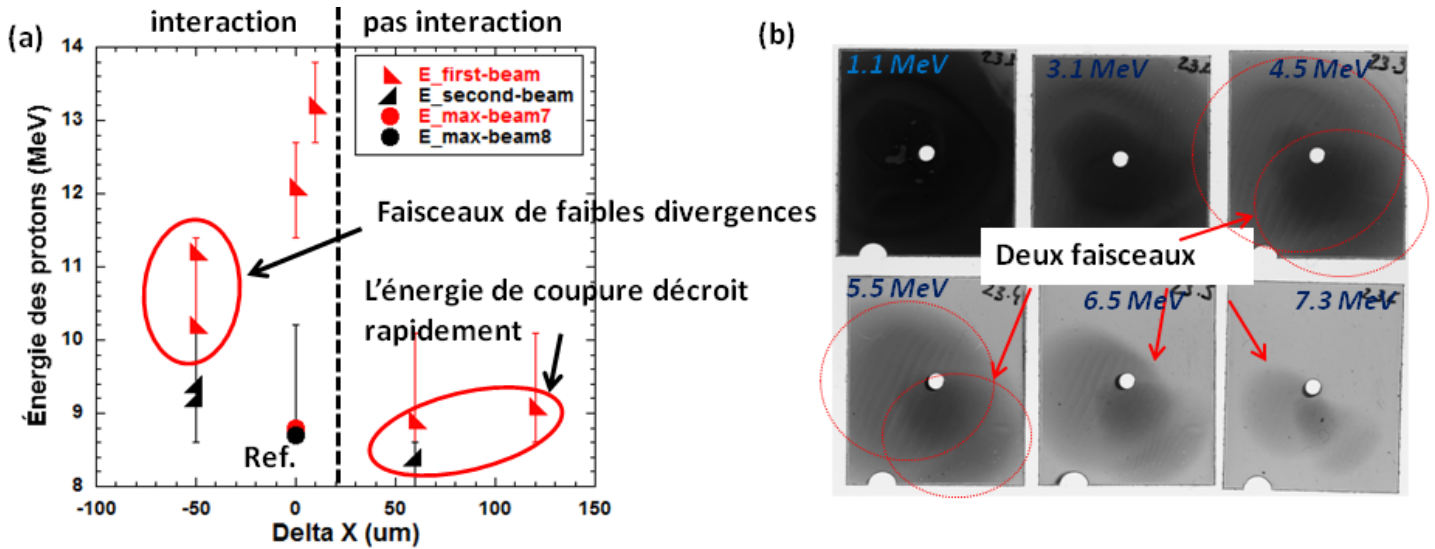


Figure 67 : (a) Énergie de coupure des faisceaux de protons en fonction de la séparation spatiale entre les faisceaux 7&8 ($\delta x=0$ correspond à une superposition en face arrière). Lorsque deux faisceaux de protons distincts étaient observés sur les RCFs les deux énergies sont reportées. (b) Exemple de signal de protons mesuré pour $\delta x=60 \mu\text{m}$.

Toutes ces observations montrent donc clairement qu'à partir de $\delta x = 60 \mu\text{m}$, il n'y a effectivement plus d'interaction entre les électrons accélérés par CPA7&8. Ceci conduit donc à accélérer deux faisceaux de protons indépendants et similaires à celui obtenu avec un seul faisceau laser, ce que l'on observe dans la **Figure 67.b**.

3.2. Étude du cas où $\delta x \leq 0$.

Lorsque l'on se place dans ce cas, l'ensemble des données recueillies montre une augmentation de l'énergie maximum atteinte par les protons. Cependant, cette augmentation de l'énergie ne concerne qu'une fraction du faisceau de protons mesuré sur les films RCFs. Dans cette configuration laser, les électrons accélérés peuvent se superposer soit dans la cible soit au niveau des faces de celles-ci. Il est clair que si l'on diminue δx en deçà de la superposition en face avant ($\delta x < 50 \mu\text{m}$), on retrouve le cas $\delta x > 0$, car les électrons accélérés ne pourront plus se superposer. Le cadre de $\delta x \leq 0$ s'arrête donc à $\delta x \approx -50 \mu\text{m}$ lorsque la cible fait $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur, tel qu'étudié ici. Nous allons maintenant détailler ces observations et distinguer le cas où la superposition laser se fait en face arrière ou en face avant, qui sont les deux cas qui ont été explorés expérimentalement.

3.2.1. Superposition des impulsions en face arrière.

Au cours de cette expérience, le maximum d'énergie des protons a été obtenu avec $\delta x \approx 0 \mu\text{m}$, lorsque la projection des faisceaux laser était superposée en face arrière (cf. **Figure 67.a**). Dans cette configuration, les faisceaux laser étaient séparés de $50 \mu\text{m}$ en face avant ce qui signifie qu'ils ne se superposaient pas sur cette face de la cible. Nous n'avons donc, dans ce cas, aucune augmentation possible de l'intensité laser. Cependant, les électrons accélérés selon l'axe laser peuvent déboucher de manière superposée en face arrière. Cette superposition est responsable d'une modification de la gaine accélératrice qui conduit à modifier le faisceau de protons accéléré.

Afin de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu, nous avons utilisé une approche théorique. En utilisant le modèle de P.Mora (*Mora, 2003*) comme dans les chapitres précédents, qui permet d'approcher l'énergie de coupure des protons, nous avons pu estimer comment celle-ci était modifiée lorsque l'on change la densité électronique :

$$E_{\max} = 2T_{\text{hot}}[\ln(t_p + (t_p^2 + 1)^{1/2})]^2 \quad (3)$$

Dans l'expression précédente $t_p = \omega_{pi} t_{\text{acc}} / (2 \exp[1])^{1/2}$ et correspond au temps d'accélération normalisé. Le temps d'accélération (t_{acc}) a été considéré comme constant dans notre analyse. Avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ il est possible d'estimer la température électronique à $T_h = 550 \text{ KeV}$, d'après la loi empirique de Beg (*Beg, 1997*). En considérant une valeur de référence de $E_{\max} = 8,7 \text{ MeV}$ (faisceau 7 ou 8), nous pouvons calculer $t_p = 8,4$. Si maintenant on considère que la superposition en face arrière des électrons accélérés par CPA7&8 permet de doubler la densité électronique, on obtient que t_p est multiplié par $\sqrt{2}$ car ω_{pi}^2 est proportionnel à la densité électronique (n_{e0}). Ceci conduit en conséquence à augmenter l'énergie de coupure des protons à $E_{\max} = 11,2 \text{ MeV}$. Cette valeur d'énergie est uniquement valable si les électrons accélérés par chaque impulsion arrivent synchronisés en face arrière et se superposent parfaitement.

Cette valeur théorique est en fait assez loin de notre valeur expérimentale de 13 MeV obtenue pour $\delta x = 0 \mu\text{m}$ probablement parce que le modèle de P.Mora est 1D de sorte qu'il a tendance à sous-estimer la dilution transverse des électrons et donc à surestimer l'énergie de coupure. Ceci montre donc que l'on ne peut pas expliquer ces résultats en considérant une simple superposition des électrons en face arrière sans mettre en cause d'autres mécanismes.

➤ **Remarque :**

Il est probable que le temps d'accélération soit plus long dans le cas où les faisceaux 7&8 sont utilisés. En effet, les faisceaux laser peuvent être un peu désynchronisés, ce qui permettrait d'injecter des électrons sur un temps plus long. Mais aussi et surtout, un nombre d'électrons plus important est accéléré dans ce cas, ce qui permet de maintenir le champ accélérateur plus longtemps. Toutefois, nous allons voir que même si cela joue un rôle, il est faible et il est nécessaire de considérer un autre mécanisme afin d'expliquer les résultats obtenus.

3.2.2. Superposition des impulsions en face avant.

Contrairement aux cas précédents, lorsque les faisceaux 7&8 sont correctement synchronisés et se superposent en face avant ($\delta x = -50 \mu\text{m}$), l'intensité laser sur cible peut être modifiée. En regardant la **Figure 67** on peut voir que l'énergie de coupure des faisceaux de protons est augmentée lorsque $\delta x = -50 \mu\text{m}$ en comparaison des valeurs de références (faisceau 7 ou 8). Cependant, cette amélioration est moins importante que celle obtenue lorsque $\delta x = 0 \mu\text{m}$. En utilisant la même approche théorique que précédemment et en considérant cette fois-ci qu'une augmentation de l'intensité est la cause de cette amélioration, on obtient $E_{\max} = 10,75 \text{ MeV}$ (cf. **Équation 1**). Ce résultat considère uniquement une augmentation de l'intensité d'un facteur 2 et donc une augmentation de la température électronique, estimé à $T_h = 680 \text{ KeV}$ (*Beg, 1997*). En effet, si l'on ne considère aucune déviation ni modification de la dynamique d'accélération, les électrons accélérés suivant l'axe laser ne peuvent pas se superposer en face arrière, tout comme cela a été montré pour $\delta x = +60 \mu\text{m}$. On pourrait penser que les électrons accélérés selon l'axe normal à la surface de la cible et pouvant se superposer en face arrière sont responsables de cette amélioration. Si tel est le cas, cela voudrait dire que les électrons accélérés suivant la normale à la cible sont plus nombreux que ceux accélérés suivant l'axe laser. De ce fait, la situation $\delta x \approx 0 \mu\text{m}$ serait d'autant moins compréhensible si l'on considère que la dynamique d'accélération des électrons n'est pas modifiée.

De plus, il est important de rappeler que le contraste laser n'est pas très élevé ce qui implique qu'un très long préplasma est présent sur la face avant (cf. **Figure 65**). Ce plasma limite

d'une part la possibilité que les impulsions interfèrent correctement entre elles et d'autre part il décale la position de la densité critique du plasma. Au vu de l'important préplasma (cf. **Figure 65**), il n'est pas impossible que cette densité critique se situe plusieurs dizaines de microns en avant de la cible. En conséquence, ceci recule le point de réflexion du laser sur la densité critique. Ceci empêche donc toute interaction entre les impulsions et limite la superposition en face arrière, des électrons accélérés selon la normale à la cible.

3.2.3. Comparaison des cas $\delta x = 0$ et $\delta x = -50 \mu\text{m}$.

Nous avons donc pu voir que cette augmentation de l'énergie des protons ne pouvait pas être expliquée par des approches considérant soit une simple superposition des électrons en face arrière ($\delta x = 0 \mu\text{m}$) soit une augmentation de l'intensité laser en face avant ($\delta x = -50 \mu\text{m}$). En regardant la répartition spatiale de la dose déposée par le signal de protons sur les RCFs (cf. **Figure 68.b&c**) on peut voir de fortes similitudes entre les cas $\delta x = -50 \mu\text{m}$ et $\delta x = 0 \mu\text{m}$. Dans ces deux cas, il est possible d'observer sur les RCFs une petite zone, superposée à un signal de fond, très marquée et de taille similaire sur chacune des couches de l'empilement. Il y a donc un faisceau énergétique de faible divergence qui se superpose à un autre faisceau, de plus faible énergie et ayant une divergence normale (similaire au signal de référence). Cette particularité n'a pas été observée lorsque $\delta x > 0 \mu\text{m}$ alors qu'elle était presque toujours claire lorsque $\delta x \leq 0 \mu\text{m}$. Sur la **Figure 67.a** l'énergie des deux faisceaux est reportée lorsque ces derniers étaient facilement dissociables.

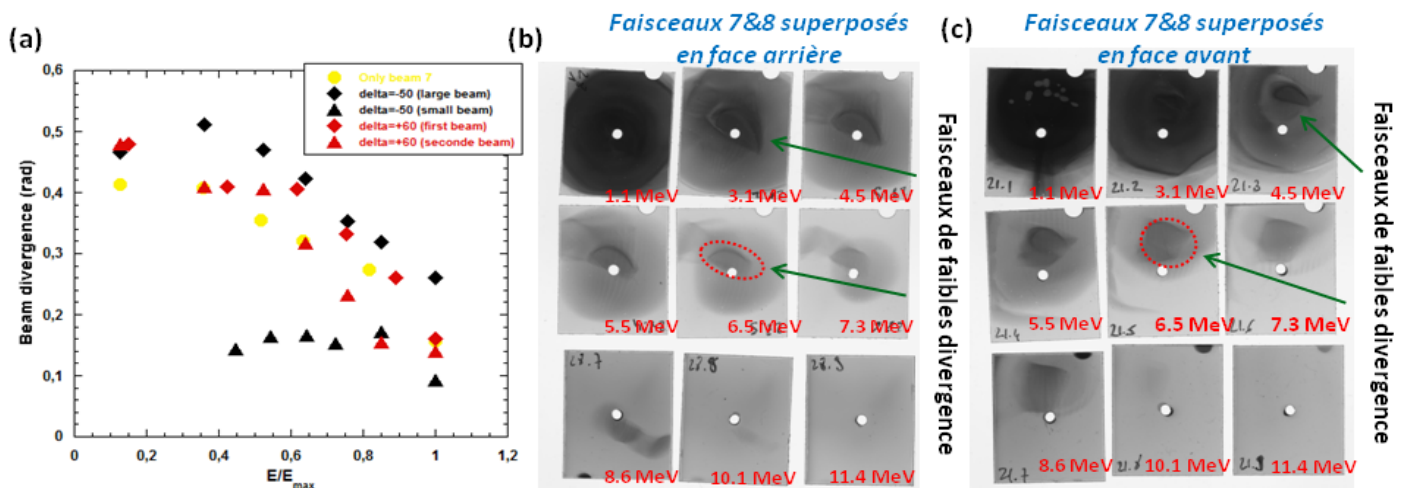


Figure 68 : (a) Divergence du faisceau de protons mesurée avec les RCFs (a) dans le cas où les faisceaux d'électrons peuvent interagir ($\delta = -50 \mu\text{m}$) et lorsqu'ils ne peuvent pas ($\delta = +60 \mu\text{m}$). Signal de protons mesuré avec les RCFs (b) lorsque les faisceaux 7&8 se superposent en face arrière ($\delta x = 0 \mu\text{m}$) et (c) lorsqu'ils se superposent en face avant ($\delta x = -50 \mu\text{m}$).

Cette forte ressemblance entre les cas $\delta x \leq 0 \mu\text{m}$ ($\delta x = -50$ et $\delta x = 0$) semble donc montrer que les mécanismes conduisant à l'accélération et à l'augmentation de l'énergie des protons sont similaires. Afin d'expliquer ces observations expérimentales, il est nécessaire que dans les deux cas, les électrons accélérés par les faisceaux 7 et 8 atteignent la face arrière au même endroit et contribuent à l'accélération des protons dans la même gaine d'électrons. Or, d'après ce que l'on a vu, une fraction importante des électrons sont accélérés suivant l'axe laser et ne peuvent donc pas se superposer en face arrière lorsque $\delta x = -50 \mu\text{m}$. Ceci signifie que soit les électrons sont déviés à l'intérieur de la cible, soit le mécanisme d'accélération est modifié et permet d'accélérer directement les électrons vers une gaine accélératrice commune.

3.3. Explication possible.

Au vu de l'analyse ci-dessus il est plus probable que ce soit une déflexion des électrons dans la cible qui est à l'origine des observations de notre expérience. Une telle déflexion peut se

produire à l'intérieur de la cible. En regardant la précision de synchronisation (~ 1 ps), il est raisonnable de considérer que les deux impulsions laser n'atteignent pas la cible exactement au même moment. Ainsi, la première impulsion accélère une grande partie des électrons, suivant l'axe laser, qui se propagent ensuite dans la cible quelques centaines de femtosecondes avant l'arrivée de l'impulsion suivante. Au passage de ces électrons dans la cible une sorte de canal ionisé avec des champs magnétiques et de forts gradients de résistivité est créé (*Gremillet, 2001*). Lorsque le second faisceau laser atteint la cible, il est possible que les électrons accélérés par cette seconde impulsion ressentent ce canal et soient partiellement piégés par celui-ci. De ce fait, lorsque $\delta x = -50$ μm les électrons accélérés par le second laser, avec un retard de quelques centaines de femtosecondes, pourraient se reconnecter au canal créé par les premiers électrons. Ils pourraient de cette manière se propager à travers la cible dans le canal et déboucher en face arrière dans la gaine d'électrons créée par la première impulsion.

Dans ce mécanisme, les premiers électrons qui débouchent sur la face arrière amorcent l'accélération des protons avec une divergence habituellement observée, qui dépend du profil de la gaine d'électrons (*Brambrink and Roth, 2006*). Un peu plus tard, les électrons piégés dans le canal atteignent la face arrière et continuent d'accélérer les protons à partir du front en expansion. Cette réaccélération peut donc se voir comme celle qui s'établirait sur une cible plus épaisse, mais présentant une face arrière convexe et un préplasma important. En effet, lorsque les seconds électrons atteignent la face arrière de la cible, celle-ci s'est déjà détendue dans le vide. Cependant, ce simple schéma ne permet pas d'expliquer la faible divergence des protons du second faisceau.

Comme nous avons pu le voir dans la **Figure 68**, cette seconde accélération se fait à partir d'une gaine d'électrons bien plus plate en raison de la faible divergence du second faisceau de protons. Afin de permettre l'accélération suivant une faible divergence il est nécessaire que ces seconds électrons débouchent dans une zone peu courbée de la gaine d'électrons. De plus, la divergence de ces derniers, permettant cette seconde accélération, doit nécessairement être plus faible que celle des premiers électrons accélérés pour créer une gaine aplatie. Il n'y a aucune raison d'attribuer cette faible divergence au mécanisme d'accélération permettant de générer ces seconds électrons. Cependant, cette faible divergence est cohérente avec l'idée d'un piégeage de certains électrons dans le canal. En effet, les électrons piégés doivent changer de trajectoire pour suivre celle du canal. De ce fait, ces électrons piégés se retrouvent à suivre tous plus ou moins la même direction pour ensuite aboutir en face arrière dans une zone assez localisée.

Dans chacun des cas $\delta x = 0$ μm et $\delta x = -50$ μm les électrons accélérés contribuent à l'accélération des protons dans une gaine commune ce qui permet d'augmenter la densité électronique en face arrière et, très certainement, également le temps d'accélération. Même si la position de reconnexion des trajectoires des électrons est différente dans ces deux cas il semblerait néanmoins qu'elle existe à cause de la présence de ce faisceau de protons de faible divergence. Dans le cas où $\delta x = 0$ μm on voit que l'augmentation de l'énergie des protons est plus importante que le cas $\delta x = -50$ μm . Or ceci peut simplement s'expliquer par le fait que dans ce cas une reconnexion n'est pas nécessaire pour permettre une superposition des électrons en face arrière. La densité électronique est donc plus importante.

3.4. Résultats des premières simulations.

Afin d'expliquer les résultats expérimentaux, des simulations 2D non collisionnelles avec le code particulière CALDER, qui résout l'ensemble des équations Maxwell-Vlasov et l'équation relativiste du mouvement (*Lefebvre et al., 2003*), ont été effectuées par Laurent Gremillet au CEA. Une cible à $100 n_c$ de 15 μm d'épaisseur et précédée d'un préplasma sur la face avant, simulé avec le code DUED, a été utilisée pour la simulation. Le profil simulé du préplasma présent sur la face avant de la cible a été tronqué à une densité d'environ $0,26 n_c$ de manière à réduire la longueur totale de celui-ci à 20 μm , ce qui permet de limiter le temps de calcul. La cible et le préplasma sont uniquement constitués d'atome d'or et d'électrons. Une fine couche de protons (une maille) a été ajoutée sur la face arrière de la cible. La température initiale des ions est de $0,01$ keV et celle des

électrons est de 0,1 keV. La cible est irradiée en incidence oblique $\pm 36^\circ$ par des impulsions ayant un profil spatial et temporel Gaussien de dimension respective de 8 μm et de 560 fs FWHM. L'intensité maximale pour chacune des impulsions est de $2,2 \cdot 10^{19} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ($a_0=4$). La boîte de simulation avait quant à elle une longueur de maille de dimension $\Delta x=\Delta y=0,08c/\omega_0 \approx 14 \text{ nm}$ et chacune des mailles comprenait 25 particules de chaque espèce (atome d' Au et électrons). Le pas temporel était de $0,05\omega_0 \approx 0,025 \text{ fs}$.

En réalisant ces simulations avec les paramètres énoncés ci-dessus, nous avons obtenu une énergie de coupure des protons de 28 MeV dans le cas où une seule impulsion laser était focalisée sur la face avant de la cible. Lorsque les deux impulsions laser étaient focalisées sur la cible, l'énergie maximale atteinte par le faisceau de protons était de 37 MeV dans le cas d'une superposition en face avant et de 28 MeV pour la superposition en face arrière (cf. **Figure 69**). On voit donc que non seulement l'énergie des faisceaux est très largement surestimée dans chacun des cas, mais aussi que la tendance observée dans nos expériences n'est pas du tout reproduite par les simulations.

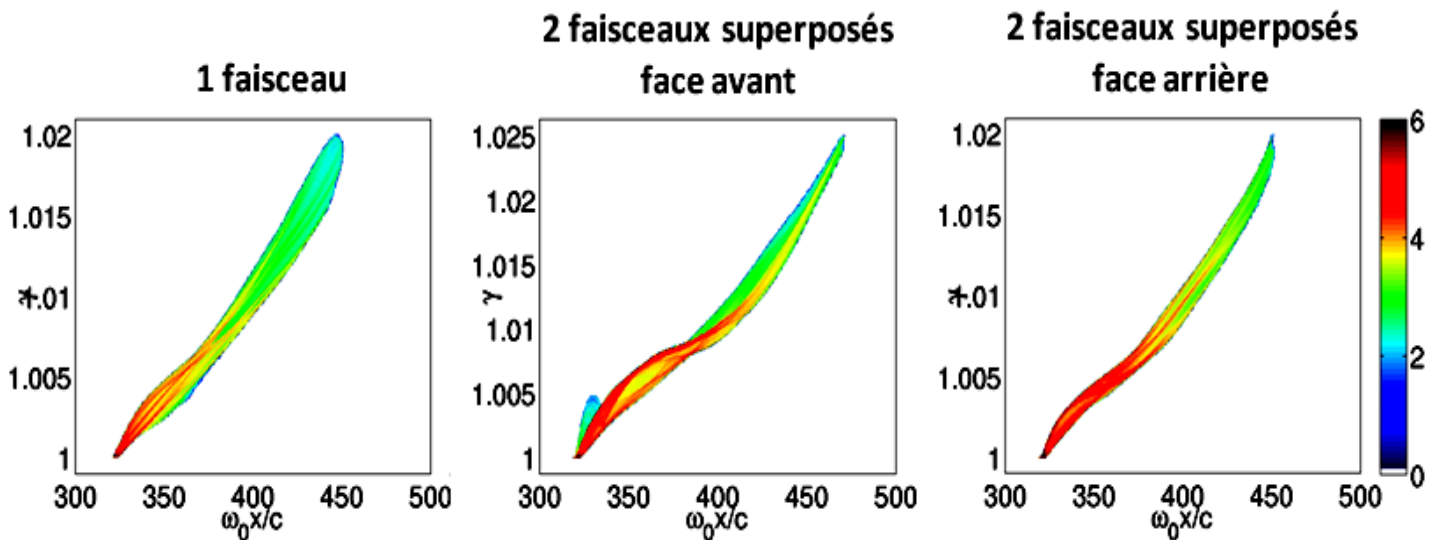


Figure 69 : Espace des phases du facteur relativiste γ des protons pour un pas de temps $\omega_0 t=1700$ et simulé avec le code CALDER pour différentes conditions d'interaction.

La surestimation de l'énergie de coupure vient en partie du caractère 2D de la simulation qui omet donc un axe de dilution des électrons, ce qui conduit à surestimer la densité électronique. De plus, l'épaisseur de cible a été divisée par 2 dans la simulation ce qui amplifie cette surestimation de la densité électronique en face arrière, et donc l'énergie de coupure. Si on s'intéresse à la répartition des électrons chauds ($\geq 100 \text{ keV}$) dans la cible au cours du temps (cf. **Figure 70**), on peut s'apercevoir que les électrons ne sont pas accélérés selon l'axe du laser, mais selon l'axe normal à la face de la cible. Même si l'on ne s'attend pas à voir la totalité des électrons être accélérée selon l'axe laser, on s'attend cependant à ce qu'une fraction importante de ces derniers parte selon cet axe, comme cela a pu être observé au cours des expériences (cf. **Figure 66**). On voit donc de cette manière que la simulation ne reproduit pas en premier lieu le mécanisme d'accélération des électrons, ce qui peut expliquer le désaccord avec les résultats de nos expériences.

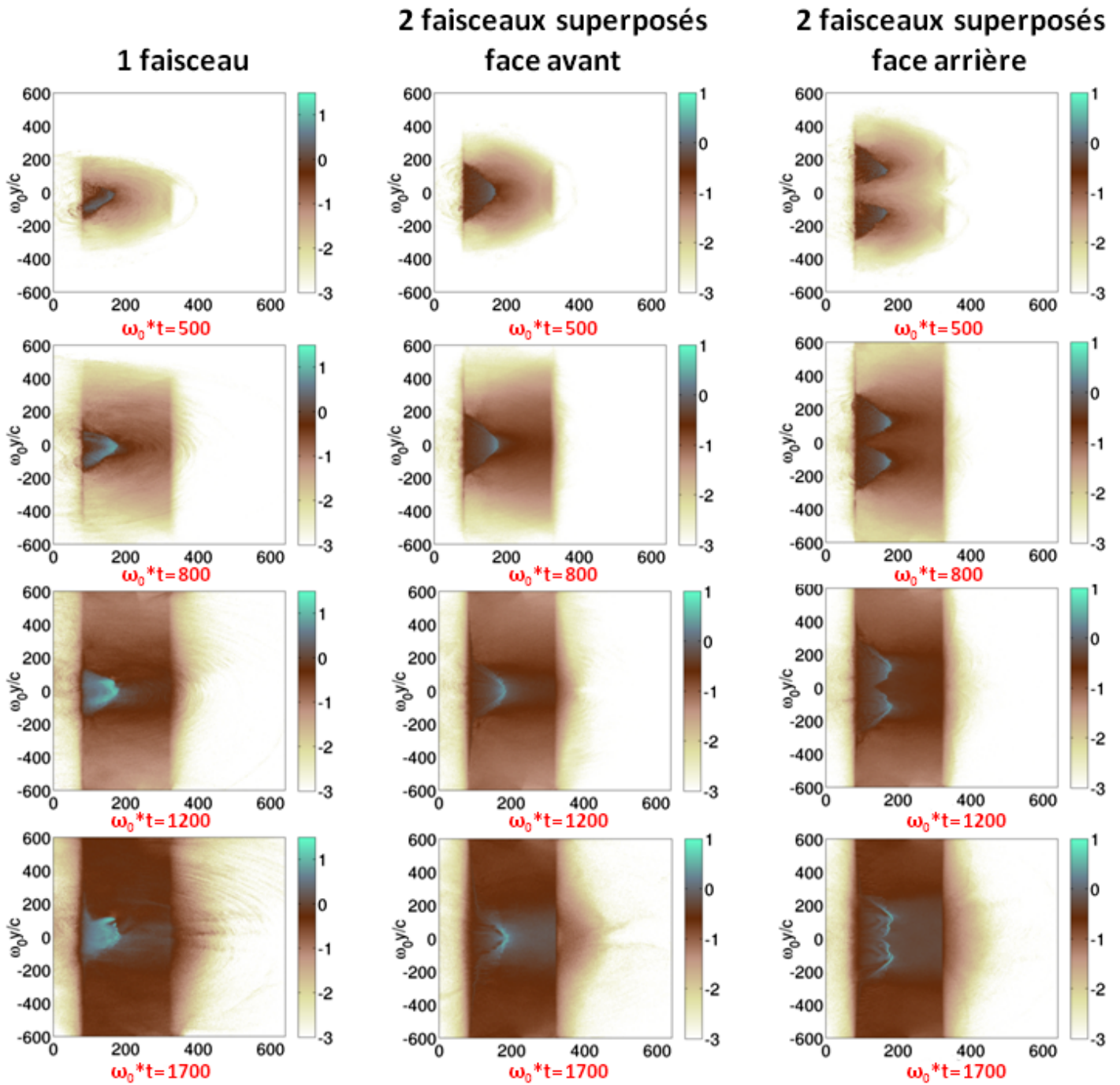


Figure 70 : Simulation avec CALDER de l'évolution de la densité des électrons ayant une énergie supérieure à 100 keV en fonction du temps, dans le cas où un et deux faisceaux laser étaient focalisés sur la face avant de la cible.

Si l'on s'attache aux mécanismes d'accélération des électrons (cf. **Chapitre I**), on s'aperçoit que ceux accélérés selon l'axe du laser proviennent des zones de basse densité plasma. Il est donc fort probable que le fait d'avoir tronqué le profil du préplasma à une densité d'environ $0,26 n_c$ ait conduit à supprimer l'accélération des électrons selon l'axe laser. De nouvelles simulations sont ainsi en cours pour retrouver tout d'abord l'axe d'injection des électrons. Dans ces simulations la longueur de préplasma est étendue jusqu'à $30 \mu\text{m}$ avant la face de la cible et le profil est tronqué à environ $0,05 n_c$. Le profil du préplasma est donc ajusté pour rendre compte au mieux dans les simulations et permettre un temps de calcul raisonnable. Ce profil est tout de même simulé avec le code DUED, mais en ajustant le niveau d'intensité de l'ASE pour obtenir la longueur de préplasma désirée.

4. Influence du décalage temporel entre les impulsions.

Les résultats d'expériences concernant cette partie sont encore en analyse, c'est pourquoi ils ne seront présentés que de manière partielle. Malgré leur analyse incomplète, ces données sont néanmoins présentées du fait des observations intéressantes et des questions qu'elles soulèvent. Parmi ces résultats intéressants, on peut voir que malgré le fait qu'une impulsion soit retardée de 100 ps par rapport à l'autre, l'énergie des protons est améliorée en comparaison du cas où une seule impulsion est utilisée. Nous avons également pu observer une structure ressemblant à un jet ou encore à un choc dans la gaine d'électrons en face arrière lorsque deux impulsions colinéaires sont focalisées sur la cible.

4.1. Faisceaux 7&8 focalisés avec 72° de différence et décalés temporellement.

Nous avons tout d'abord conservé la configuration avec les faisceaux 7&8 focalisés sur la cible avec un angle de 72° entre les incidences laser. Pour cette analyse δx a été fixé à 0, de manière à se placer dans la meilleure configuration obtenue précédemment c.à.d. la plus grande énergie de protons. δt a ensuite été modifié en changeant le retard du faisceau 8 à l'aide d'une ligne à retard.

De façon assez surprenante, nous avons pu observer que l'ajout du faisceau 8 jusqu'à 100 ps après l'arrivée du faisceau 7 permettait de maintenir l'augmentation de l'énergie maximum des protons (cf. **Figure 71.a**). D'après le modèle de P.Mora (*Mora, 2003*) le front ionique avance à la vitesse :

$$v_{\text{front}} \approx 2c_s \ln(t_p + (t_p^2 + 1)^{1/2}) \quad (4)$$

Avec c_s la vitesse acoustique ionique du milieu et t_p le temps d'accélération normalisé. Nous avons calculé plus haut que le temps d'accélération normalisé pouvait être estimé à $t_p=8,4$ dans le cas où un seul faisceau était utilisé. De plus, en utilisant $c_s=(Zk_b T_{\text{hot}}/m_i)^{1/2}$ nous pouvons estimer la vitesse acoustique ionique pour les protons à $c_s=7,2 \mu\text{m.ps}^{-1}$ en prenant la température électronique, $T_{\text{hot}}=550 \text{ keV}$.

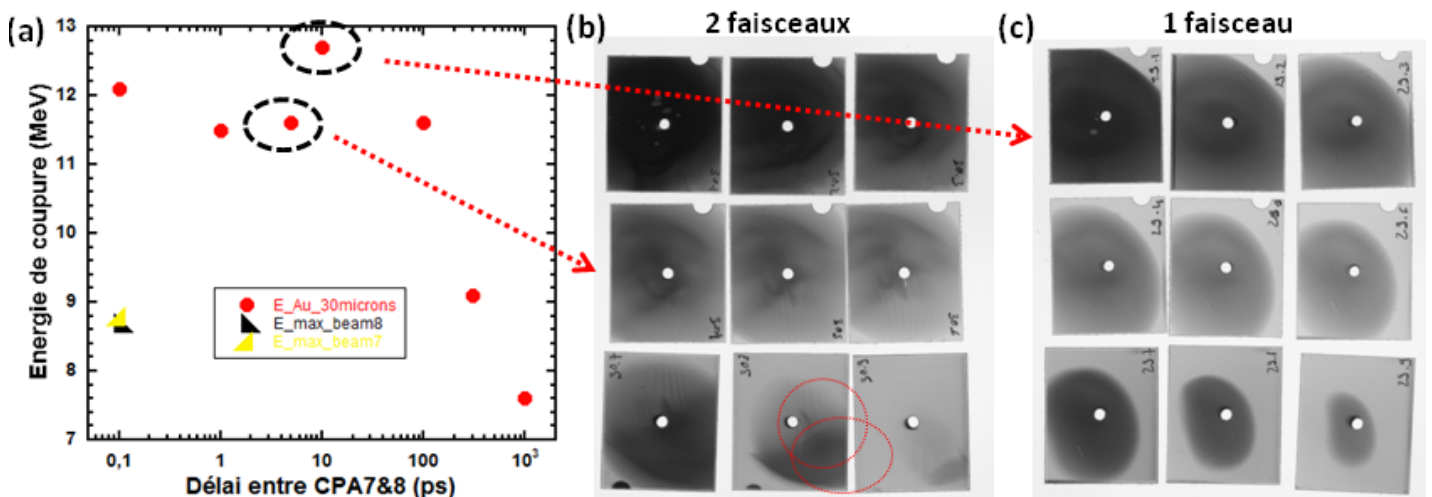


Figure 71 : (a) Évolution de l'énergie maximum atteinte par les protons en fonction du délai entre les faisceaux 7&8. Image du signal de protons mesuré avec les RCFs, pour un délai de 5 ps (b) et 10 ps (a).

De ce fait, lorsque les électrons accélérés par le faisceau 8 débouchent en face arrière, avec un retard de 100 ps, la face arrière s'est détendue de plus de 700 μm de même que la face avant. Au vu de la dilution que subissent ces électrons dans ces conditions, il est difficile de comprendre comment ils peuvent encore contribuer à l'accélération lorsqu'ils sont générés avec un tel retard.

En regardant le profil des faisceaux de protons sur les RCFs, on s'aperçoit que si le retard du faisceau 8 n'est pas trop important on retrouve un profil similaire au double faisceau observé dans le cas $\delta x \leq 0$, étudié ci-dessus (cf. **Figure 71.b**). La différence entre ces deux faisceaux de protons est cependant bien moins flagrante lorsque l'on augmente le retard du faisceau 8. Le faisceau le plus énergétique semble en effet être plus divergent, ce qui pourrait être lié au fait que le canal a le temps de se dissiper, ce qui limite donc le piégeage. À partir d'un retard de 10 ps entre les deux impulsions, on voit que le faisceau de protons retrouve un profil spatial similaire à ce qui est obtenu avec un seul faisceau laser (cf. **Figure 71.c**).

En s'intéressant au diamètre de la source de protons ainsi qu'au grossissement et donc à la courbure de la gaine d'électrons on peut voir une sorte de transition lorsque l'on augmente le retard entre les faisceaux laser (cf. **Figure 72**). En effet, il semblerait que si le retard du faisceau 8 est supérieur à 100 ps on retrouve les propriétés de la gaine accélératrice obtenue avec un faisceau laser unique. Il est intéressant de noter que dans le cas où $\delta t = 100$ ps on observe que le faisceau de protons suit les propriétés de ceux accélérés pour $\delta t > 100$ ps ou $\delta t < 100$ ps suivant la valeur de E/E_{\max} . Ce cas correspond donc à une sorte de transition entre deux mécanismes d'accélération. Les protons de faible énergie sont issus d'une gaine d'électrons présentant les mêmes propriétés que lorsque $\delta t \leq 10$ ps alors que les protons de plus haute énergie ont les propriétés du cas de référence (faisceau 7). Il est surprenant également de constater que le cas $\delta t = 0$ ps est similaire à la fois, au tir effectué pour $\delta t \geq 1$ ns, et au tir de référence c.à.d. lorsqu'un seul faisceau laser est utilisé.

Il y a donc de nombreuses questions qui apparaissent à la vue de ces résultats notamment concernant la modification de la dynamique et le transport des électrons lorsque l'on utilise deux faisceaux laser focalisés spatialement proche l'un de l'autre.

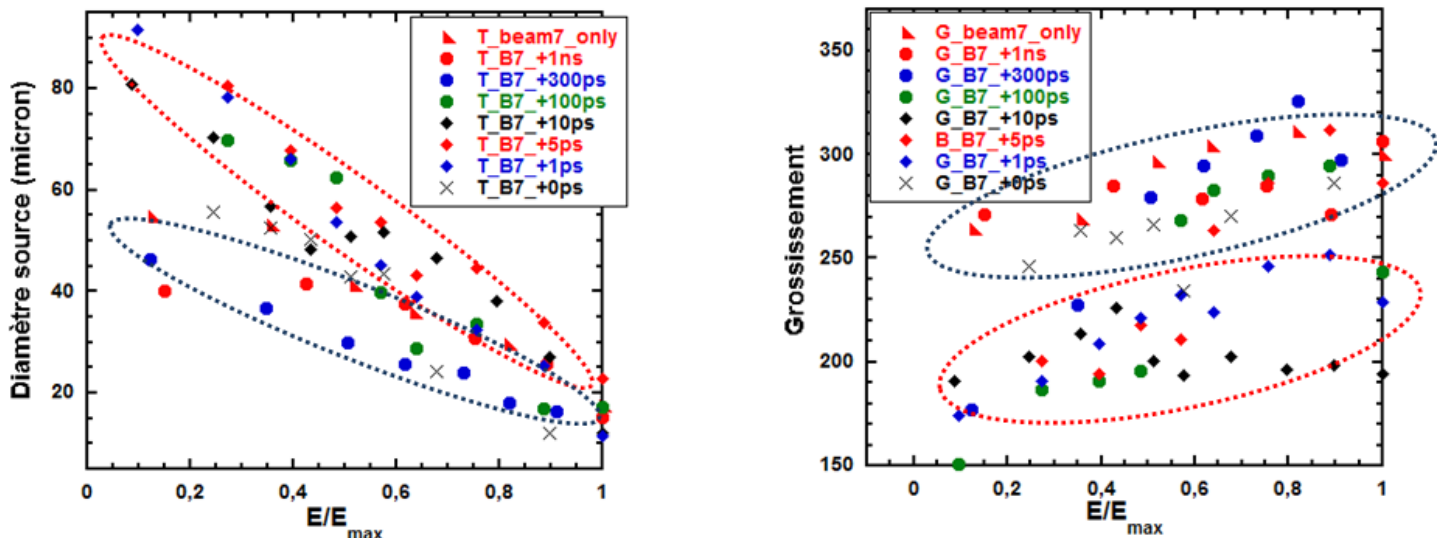


Figure 72 : Évolution du diamètre de la source (gauche) et du grossissement (droite) en fonction du délai entre les faisceaux 7&8. Résultats obtenus avec une cible d'or de $30 \mu\text{m}$.

4.2. Faisceau 7 séparé en deux faisceaux colinéaires.

Dans cette configuration le faisceau 7 était séparé en deux, ce qui permettait d'obtenir deux impulsions indépendantes et colinéaires. Le faisceau 8 était quant à lui utilisé pour générer un faisceau de protons permettant de faire de la radiographie de champ résolue en temps de la gaine accélératrice. L'énergie maximum atteinte par les protons générés par le faisceau 7 n'a pas pu être reportée dans ce cas à cause de la géométrie de la cible. En effet, afin d'imager correctement la gaine accélératrice sans être perturbée par les bords de la cible, celle-ci était courbée. De ce fait, les protons accélérés avaient une forte divergence ce qui réduit fortement la dose reçue par les RCFs et donc leur marquage.

Dans la **Figure 73** sont reportés différents résultats obtenus avec le diagnostic de radiographie par protons. On voit ainsi qu'il permet de faire un film des champs de la gaine accélératrice, et ce, avec une résolution de l'ordre de la picoseconde grâce au large spectre du faisceau de protons accélérés. De cette manière, nous pouvons constater que suivant le retard introduit sur l'un des bras du faisceau 7 on obtient une gaine d'électrons qui ne présente pas les mêmes caractéristiques. On voit par exemple, dans le cas où $\delta t = 3$ ps, une surdensité de protons au centre de la gaine accélératrice (cf. **Figure 74**). Cette surdensité est liée à une zone de champ qui a tendance à faire converger les protons traversant la gaine à cet endroit. L'interprétation de cette observation est encore en discussions, mais cette structure ressemble à un choc. Nous avons pu estimer que la vitesse de propagation de ce champ focalisant était inférieure à $0,2 \mu\text{m}\cdot\text{ps}^{-1}$.

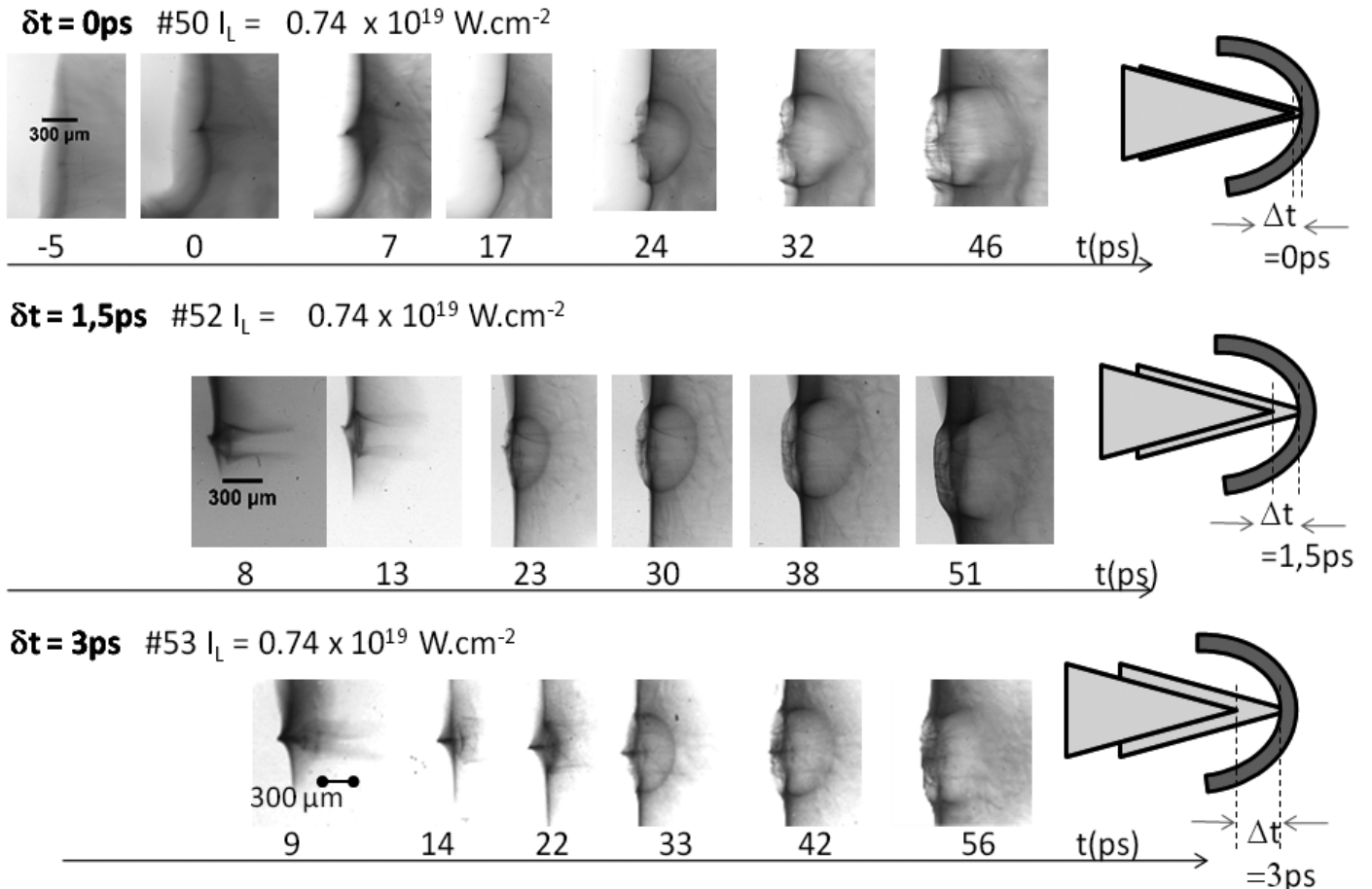


Figure 73 : Exemple d'imagerie des champs de la gaine d'électrons obtenue par proton radiographie pour différente configuration laser de faisceau 7 ($\delta t = 0, 1,5$ et 3 ps). Le faisceau de protons pour la radiographie était généré par le faisceau 8.

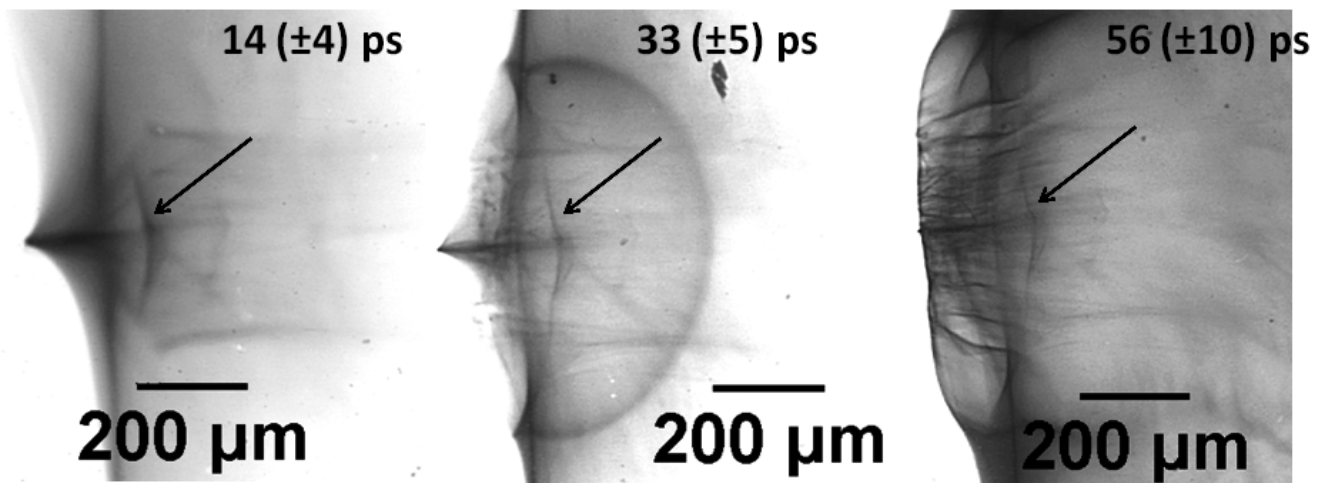


Figure 74 : Imagerie des champs de la gaine d'électrons dans le cas où $\delta t = 3$ ps. Les flèches indiquent une surdensité du signal d'imagerie pouvant être assimilée à un choc.

En observant les RCFs de la radiographie par protons nous avons également pu observer une structure qui ressemble à un jet lorsque $\delta t = 1,5$ ps qui n'était pas observée dans les autres cas (cf. Figure 75).

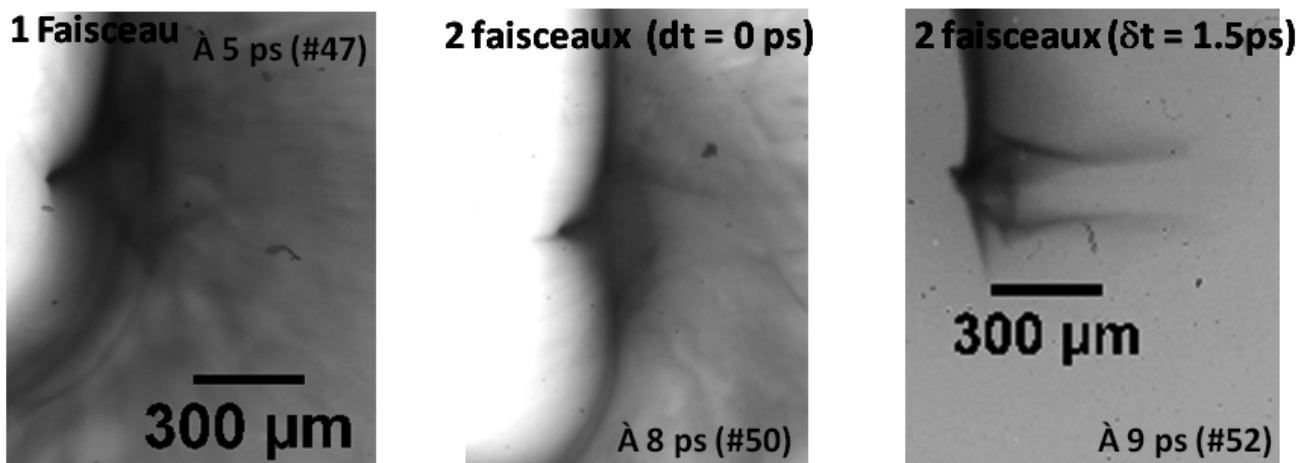


Figure 75 : Imagerie des champs de la gaine d'électrons pour différentes configurations laser mettant en évidence une sorte de structure de jet dans le cas où $\delta t = 1,5$ ps.

5. Conclusion.

Grâce à une analyse systématique de la gaine accélératrice, dimension et courbure, pour des cibles de nature et d'épaisseur différentes nous avons pu voir l'effet de la dilution transverse des électrons. Cette dilution conduit à augmenter la dimension de la zone d'émission des protons, alors que le transport des électrons à l'intérieur de la cible permet une homogénéisation de la répartition des électrons qui réduit la courbure de la gaine accélératrice.

Nous avons également pu voir que l'utilisation de deux faisceaux laser, synchronisés et focalisés sur la face avant d'une cible, peut conduire à améliorer l'accélération des faisceaux de protons. Cependant, une augmentation de l'énergie des protons n'est uniquement observée que lorsque les trajectoires des électrons accélérés par chaque impulsion peuvent s'entrecroiser. Sous cette condition, les électrons semblent en mesure d'interagir ensemble, directement ou indirectement, pour augmenter l'énergie des protons accélérés et modifier la typologie du faisceau. En effet, dans le cas où l'interaction est possible un faisceau énergétique, d'une divergence faible et constante, se superpose à un faisceau comparable à ce que l'on obtient en utilisant une seule impulsion laser.

Des analyses ont mis en évidence qu'une augmentation de l'intensité laser, liée à une superposition en face avant des impulsions, ou une simple superposition des électrons en face arrière ne permettait pas d'expliquer les différents résultats de l'expérience. Il semblerait donc qu'un mécanisme de guidage des électrons puisse se mettre en place dans certaines conditions lorsque 2 impulsions laser sont utilisées. Ce guidage permettrait ainsi d'orienter les électrons vers une gaine accélératrice commune lorsque les trajectoires électroniques s'entrecroisent. Des simulations 2D sont encore en cours pour mettre en évidence le mécanisme à l'origine des observations et afin de valider ou non ce schéma.

Conclusion.

Lorsque les premiers faisceaux de protons énergétiques et collimatés ont été observés en 1998, un large engouement est né pour ses perspectives d'applications. En effet, au cours d'expériences réalisées au LLNL sur le premier laser pétawatt, des faisceaux de protons d'une énergie allant jusqu'à 60 MeV ont pu être observés de manière fortuite (*Key et al., 1998a*). Malgré la recherche intense que mènent les nombreuses équipes scientifiques du monde entier sur cette thématique, cette énergie maximale n'a que très peu évolué ces 10 dernières années et atteint aujourd'hui 67,5 MeV. Les expériences menées depuis les premières observations ont permis de montrer la possibilité de moduler le spectre d'énergie des protons (*Bulanov et al., 2008*) ou de modifier la divergence des faisceaux (*Kar et al., 2008a*), mais elles n'ont encore, malheureusement, pas ouvert de voie vers une augmentation significative de l'énergie des faisceaux accélérés.

Les études concernant l'influence des paramètres d'interaction ont démontré que l'énergie maximale des faisceaux de protons est fortement dépendante de l'intensité laser (*Fuchs et al., 2006a*). En effet, pour des impulsions plus longues que 300 fs, cette énergie dépend de la racine carrée de l'intensité alors que pour des impulsions plus courtes elle dépend linéairement de celle-ci. Ces différentes études rendent bien compte du fait que c'est précisément sur ce point que bute l'avancée de cette technique d'accélération. Même si les technologies laser évoluent rapidement, il est difficile de continuer à faire progresser l'intensité laser sans induire des coûts significativement plus importants. C'est pourquoi il est nécessaire, non pas d'augmenter forcément l'intensité laser, mais d'optimiser l'accélération par des approches subtiles.

Cette dernière décennie a mis en lumière les différents mécanismes conduisant à l'accélération des faisceaux collimatés et a révélé le rôle majeur des électrons dans les mécanismes. En effet, ils sont à l'origine de l'accélération des protons bien plus lourds, qui sont peu mobiles dans le champ laser lorsque celui-ci est inférieur à 1.10^{24} W.cm⁻². Augmenter l'énergie des protons revient donc à augmenter l'amplitude et la durée des champs quasi électrostatiques générés par les électrons chauffés par l'impulsion laser. Ces champs sont à la fois dépendant de la densité (n_h) et de la température (T_h) électronique de la population chaude, mais ils sont également liés à la densité du plasma froid (n_c) dans lequel ils s'établissent (*Grismayer and*

Mora, 2006). Ces champs sont donc d'autant plus importants que T_h et n_h sont grands et que n_c est faible. Dans cette vision des mécanismes et dans le but d'augmenter l'énergie des faisceaux de protons, nous avons étudié dans ce manuscrit différentes approches.

Gardant en tête l'importance de l'intensité laser sur les mécanismes d'accélération, nous avons d'abord exploré plusieurs techniques totalement différentes permettant d'augmenter l'intensité laser à des coûts raisonnables :

- Au cours d'expériences réalisées sur des lasers à impulsions longues (>300 fs) nous avons prouvé la faisabilité d'une refocalisation de l'impulsion grâce à une optique plasma. De cette manière, les expériences ont démontré la possibilité d'augmenter l'intensité laser d'un facteur 3,5, conduisant à une augmentation significative de l'efficacité des mécanismes d'accélération des protons.
- Nous avons exploré les régimes d'accélération femtosecondes en utilisant des impulsions ultracourtes pour accéder à des régimes d'éclairement extrêmes avec peu d'énergie laser. Les nombreuses expériences réalisées sur le 200 TW de l'INRS-EMT n'ont malheureusement pas démontré l'efficacité de ces régimes. Elles n'ont permis d'obtenir qu'une énergie de 11,1 MeV avec une intensité de $I=6,4 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$. L'utilisation d'impulsion femtoseconde pour l'accélération de proton pâtit non seulement du manque d'énergie laser et d'un court temps d'accélération (t_{acc}) mais également d'une faible absorption (*Flacco et al., 2010*).
- Afin de contourner les difficultés qu'imposerait une augmentation significative de l'intensité d'un faisceau laser unique, nous avons étudié l'influence d'une configuration à 2 faisceaux laser pour l'accélération de protons. En effet, la duplication d'un système est intéressante financièrement au vu des coûts non linéaires avec l'énergie d'une installation. Ces expériences réalisées au RAL ont mis en évidence la possibilité d'augmenter l'énergie des protons et de modifier la typologie des faisceaux accélérés. Dans une configuration où les électrons accélérés par l'une et l'autre des impulsions laser ont la possibilité d'interagir, un faisceau énergétique peu divergent se superpose à un signal de protons usuel.

Dans une approche autrement subtile nous avons cherché à augmenter la densité de la gaine électronique de manière à augmenter l'amplitude du champ accélérateur :

- Dans cette optique, des cibles de dimensions transverses réduites ont été utilisées afin de confiner les électrons dans la zone d'accélération. De cette manière, le transport transverse des électrons est bloqué du fait qu'ils ne sont pas, pour la plupart, en mesure de s'échapper de la cible. Après avoir rebondi sur les bords, les électrons sont donc réinjectés vers le centre de la cible pour contribuer une nouvelle fois à l'accélération. Les expériences ont mis en évidence la possibilité de multiplier par plus d'un facteur 2 l'énergie de coupure des faisceaux de protons, entre une cible large et une cible de 50 μm de côté. De plus, l'efficacité de conversion de l'énergie laser vers les protons est multipliée par un facteur 10.

Toutes ces expériences réalisées avec soit des impulsions courtes (~ 30 fs) soit des impulsions longues (>300 fs) ont également permis une meilleure compréhension des mécanismes d'accélération notamment sur le rôle et la dynamique des électrons.

- Les expériences réalisées sur la focalisation extrême d'une impulsion laser et l'analyse de résultats obtenus pour différentes dimensions de tache focale ont montré l'importance de l'énergie laser. En effet, nous avons pu voir que même si l'intensité joue un rôle important, celui de l'énergie de l'impulsion l'est tout autant, voir plus.
- Nous avons pu observer, dans ces mêmes expériences et grâce à des simulations, que la focalisation extrême de l'impulsion laser peut conduire à l'établissement d'un champ

de collimation dans la cible. En effet, l'accélération et l'injection très locale des électrons favorisent la formation d'un champ magnétique qui peut collimater le faisceau d'électrons.

- Toujours au travers de ces expériences nous avons pu montrer la dépendance de la divergence des électrons accélérés avec l'intensité laser. Plus particulièrement nous avons vu que celle-ci diminue lorsque l'intensité diminue également.
- Principalement au travers des expériences et des simulations effectuées sur l'utilisation de cibles réduites, nous pouvons confirmer que le transport des électrons se fait de manière quasi balistique à travers une cible mince. De plus, il est tout à fait raisonnable d'approximer que les réflexions au niveau des interfaces cible/vide se font de manière spéculaire.
- Les expériences et l'analyse réalisées sur l'étude des régimes femtoseconde montrent que l'accélération des protons est une compétition entre l'absorption laser, la détente de la cible, l'épaisseur de celle-ci et la température électronique. L'optimum d'accélération dans ces régimes ultracourt correspond donc au meilleur équilibre entre ces composantes.

Perspectives.

Bien que de nombreuses configurations d'expériences aient déjà été explorées, la progression à la fois des technologies laser et de la compréhension des mécanismes d'accélération permet d'envisager des approches encore inexplorées.

Parmi celles-ci, l'accélération par pression radiative (RPA) semble notamment très prometteuse lorsque l'on regarde ce mécanisme d'un point de vue théorique et au travers des simulations. Cependant, les diverses expériences qui ont pu être faites ces deux dernières années sont décevantes et n'ont pas démontré les efficacités espérées (*Schreiber et al., 2006*). Les expériences analysant ce mécanisme sont très exigeantes d'un point de vue de la qualité de l'impulsion laser, or il est très difficile de réunir toutes les conditions nécessaires. L'accélération par pression radiative reste donc encourageante mais son développement passera, pour beaucoup, par celui des technologies laser.

L'accélération à partir de cibles à peine sous-dense, afin d'augmenter l'efficacité d'absorption et créer une sorte d'accélération par sillage (*Bulanov et al., 2010*), semble également intéressante. Cette technique fera spécialement l'objet d'une prochaine expérience sur l'installation ELFIE du LULI où une impulsion laser permettra de créer un plasma sous critique avant l'arrivée d'une seconde impulsion. Il y a également l'utilisation de cibles à géométrie complexe qui sont envisagées pour optimiser les mécanismes. L'utilisation de cônes surmontés d'un disque de faibles dimensions a notamment permis d'atteindre le record de 67,5 MeV sur l'installation laser TRIDENT à Los Alamos.

Les diverses expériences et l'étude des mécanismes d'accélération réalisées au cours de cette thèse permettent également d'envisager une autre approche novatrice. En effet, afin d'augmenter la conversion laser en électrons chauds et accélérer une population plus chaude, il pourrait être envisagé d'utiliser une « double cible » selon la configuration de la **Figure 76**. Dans cette configuration le laser effectue 2 impacts sur la cible et pourrait permettre d'augmenter la conversion d'énergie laser en électrons chauds. Ceci est particulièrement intéressant pour les impulsions femtoseconde où le taux d'absorption est faible. De plus, les faibles dimensions de la cible permettraient quant à elles de limiter la dilution des électrons dans celle-ci en exploitant la recirculation transverse, comme nous avons pu le voir dans le chapitre II.

Les angles d'incidence sur la cible génèreraient deux populations électroniques ayant une température bien différentes. En effet, l'angle important d'incidence sur la « première cible » permettrait de créer un courant d'électrons de plusieurs fois l'énergie pondéromotrice, selon l'axe parallèle à la surface de la cible (*Psikal et al., 2010*). La focalisation sur la « seconde cible » accélérerait des électrons ayant une température qui suit la loi de Beg. Le mélange de ces deux populations électroniques permettrait ainsi d'accroître l'amplitude du champ accélérateur.

La géométrie de cette cible comporte un grand avantage en comparaison des cibles coniques déjà explorées pour l'accélération. En effet, l'utilisation d'un cône en guise de « première cible » comporte un inconvénient, car les électrons accélérés ont de grandes chances de repartir dans le cône après s'être réfléchis sur la face arrière de la cible. Ces cibles ne peuvent donc pas exploiter la recirculation longitudinale (*Mackinnon et al., 2002*) contrairement aux cibles dessinées dans la **Figure 76**.

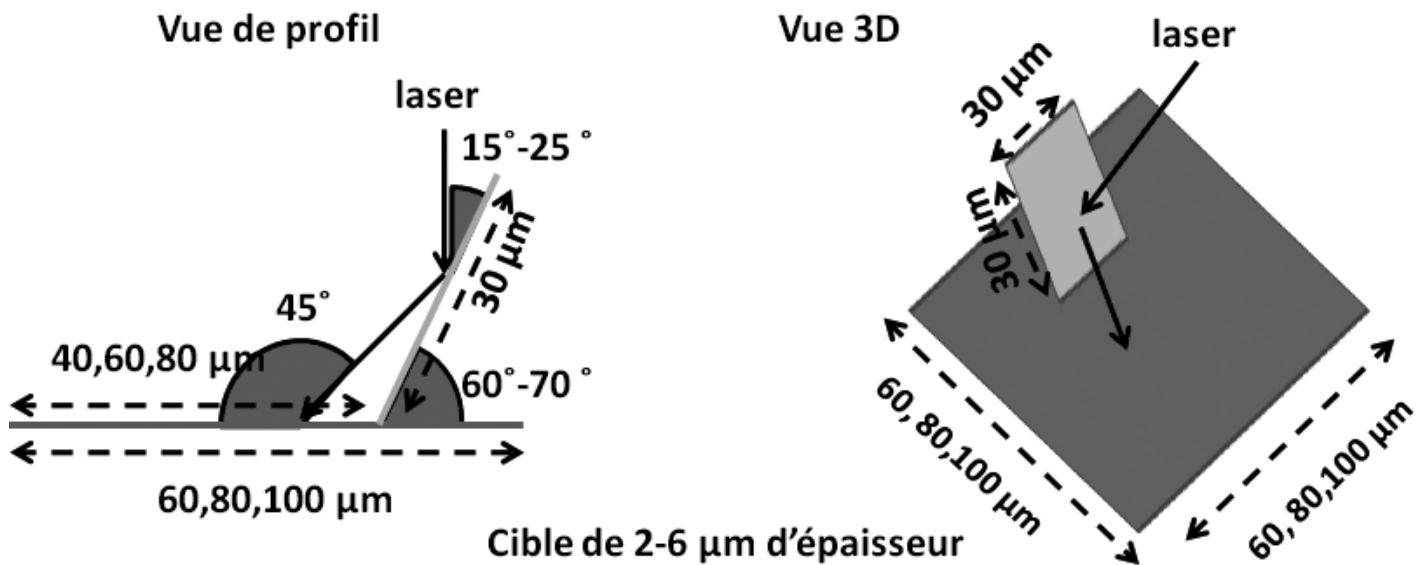


Figure 76 : Schéma d'utilisation d'une cible de géométrie novatrice, en vue de profil et en vue 3D.

L'utilisation de ces cibles permettrait donc d'augmenter le coefficient d'absorption laser en générant deux populations électroniques de températures différentes et permettrait d'exploiter à la fois la recirculation transverse et longitudinale. Ceci pourrait donc conduire à une augmentation de l'énergie de coupure des faisceaux de protons.

Bibliographie :

- Adam, J.C., A. Héron, and G. Laval. 2006. Dispersion and Transport of Energetic Particles due to the Interaction of Intense Laser Pulses with Overdense Plasmas. *Physical Review Letters* 97:205006.
- Agostinelli, S., J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, and e. al. 2003. G4--a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506:250-303.
- Alven, H. 1934. *Physics Review* 55:425.
- Andreev, A., K. Platonov, and S. Kawata. 2009. Ion acceleration by short high intensity laser pulse in small target sets. *Laser and Particle Beams* 27:449-457.
- Antici, P. 2007. Thèse de doctorat, École polytechnique.
- Antici, P., P. Audebert, S. Buffechoux, T. Grismayer, and A. Mancic. en cours. Measurements of hot electrons distributions in intense laser interaction with dense matter *Physics Review Letters*.
- Antici, P., J. Fuchs, T. Grismayer, M. Borghesi, E. Brambrink, and e. al. 2008a. Space- and Time-Resolved Dynamics of Fast Electrons and of the Energy Partition Into Cold Electrons. *Plasma Science, IEEE Transactions on* 36:1821-1824.
- Antici, P., J. Fuchs, M. Borghesi, L. Gremillet, T. Grismayer, and e. al. 2008b. Hot and Cold Electron Dynamics Following High-Intensity Laser Matter Interaction. *Physical Review Letters* 101:105004.
- Atzeni, S., A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, D. Del Sarto, T.V. Liseykina, A. Macchi, and F. Pegoraro. 2005. Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas. *Computer Physics Communications* 169:153-159.
- Beg, F.N. 1997. A study of picosecond laser–solid interactions up to 10^{19} W cm⁻². *Physics of plasmas* 4:447.
- Begay, F., and D. Forslund. 1982. *Physics of Fluids* 25:1675.
- Bonnaud, G., and C. Reisse. 1986. Particle code study of the influence of non-monochromaticity of laser light on stimulated Raman scattering in laser-irradiated plasmas. *Nuclear Fusion* 26:633.
- Borghesi, M. 2005. *Fusion science and technology* 49:APR.
- Borghesi, M., A.J. MacKinnon, A.R. Bell, R. Gaillard, and O. Willi. 1998. Megagauss Magnetic Field Generation and Plasma Jet Formation on Solid Targets Irradiated by an Ultraintense Picosecond Laser Pulse. *Physical Review Letters* 81:112.
- Borghesi, M., A.J. Mackinnon, D.H. Campbell, D.G. Hicks, S. Kar, and e. al. 2004. Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions. *Physical Review Letters* 92:055003.

- Born, M., and E. Wolf. 1980. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon 6th édition.
- Bouquet, S., C. Stéhlé, M. Koenig, J.P. Chièze, and e. al. 2000. Analytical Study and Structure of a Stationary Radiative Shock. *Astrophysical Journal* 125:245.
- Brambrink, E., and M. Roth. 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.
- Brunel, F. 1985. *Physical Review Letters* 59:52.
- Bulanov, S.S., A. Brantov, V.Y. Bychenkov, V. Chvykov, G. Kalinchenko, and e. al. 2008. Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-Coulomb-explosion regime. *Physical Review E* 78:026412.
- Bulanov, S.S., V.Y. Bychenkov, V. Chvykov, G. Kalinchenko, D.W. Litzenberg, and e. al. 2010. Generation of GeV protons from 1 PW laser interaction with near critical density targets. *Physics of plasmas* 17:043105.
- Carrié, M. 2011. Thèse de doctorat, Université Paris XI.
- Ceccotti, T., A. Levy, H. Popescu, P. D'Oliveira, P. Monot, and e. al. 2007. Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses. *Physical Review Letters* 99:185002.
- Chen, C.D., P.K. Patel, D.S. Hey, A.J. Mackinnon, M.H. Key, and e. al. 2009. Bremsstrahlung and K alpha fluorescence measurements for inferring conversion efficiencies into fast ignition relevant hot electrons. *Physics of plasmas* 16:082705-10.
- Chen, H.U.I., and S.C. Wilks. 2005. Evidence of enhanced effective hot electron temperatures in ultraintense laser-solid interactions due to reflexing. *Laser and Particle Beams* 23:411-416.
- Chen, S.N., G. Gregori, P.K. Patel, H.K. Chung, R.G. Evans, and e. al. 2007. Creation of hot dense matter in short-pulse laser-plasma interaction with tamped titanium foils. *Physics of plasmas* 14:102701-6.
- Clark, E.L., K. Krushelnick, J.R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, and e. al. 2000. Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids. *Physical Review Letters* 84:670.
- Colombier, J.P., P. Combis, F. Bonneau, R. Le Harzic, and E. Audouard. 2005. Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation. *Physical Review B* 71:165406.
- Cowan, T.E., J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, and e. al. 2004. Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator. *Physical Review Letters* 92:204801.
- D'Humieres, E., E. Lefebvre, L. Gremillet, and V. Malka. 2005. Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils. *Physics of plasmas* 12:062704-13.
- Debayle, A., J.J. Honrubia, E. d'humière, and V.T. Tikhonchuk. 2010. Divergence of laser-driven relativistic electron beams. *Physical Review E* 82:036405.
- Donnat, P. 2000. MiróV4.0. Manuel de référence, Rapport CEA-R-5921.
- Doumy, G., F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, and 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., M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M.S. Wei, and e. al. 2006. High harmonic generation in the relativistic limit. *Nat Phys* 2:456-459.
- Druon, F., G. Chériaux, J. Faure, J. Nees, M. Nantel, and e. al. 1998. Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors. *Opt. Lett.* 23:1043-1045.
- Eidmann, K., J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, uuml, and S. Iler. 2000. Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E* 62:1202.
- Esirkepov, T., M. Borghesi, S.V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima. 2004. Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime. *Physical Review Letters* 92:175003.

- Fabbro, R., B. Faral, J. Virmont, F. Cottet, J.P. Romain, and e. al. 1985. Experimental Study of ablation pressures and target velocities obtained in 0,26 μm wavelength laser experiments in planar geometry. *Physics of Fluids* 28:3414.
- Fill, E.E. 2005. Ultrashort-pulse laser plasmas: Fraction of hot electrons escaping from the target and electron spectra in planar and spherical geometry. *Physics of plasmas* 12:052704-7.
- Fiorini, C., C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, and A. Migus. 1994. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30:1662 - 1670.
- Flacco, A., F. Sylla, M. Veltcheva, M. Carrié, R. Nuter, and e. al. 2010. Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration. *Physical Review E* 81:036405.
- Forslund, D.W., J.M. Kindel, and K. Lee. 1977. Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity. *Physical Review Letters* 39:284.
- Fourmaux, S., S. Payeur, and S. Buffechoux. soumis. Pedestal cleaning for high laser pulse contrast ratio with a high repetition rate 100 TW class laser system. *Optics Express*
- Fourmaux, S., S. Payeur, A. Alexandrov, C. Serbanescu, F. Martin, and 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.
- Fowler, C.A. 1963. *Journal of Applied Physics* 34.
- Fuchs, J., T.E. Cowan, P. Audebert, H. Ruhl, L. Gremillet, and e. al. 2003. Spatial Uniformity of Laser-Accelerated Ultrahigh-Current MeV Electron Propagation in Metals and Insulators. *Physical Review Letters* 91:255002.
- Fuchs, J., P. Antici, E. d'Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, and e. al. 2006a. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nat Phys* 2:48-54.
- Fuchs, J., P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, and e. al. 2006b. Ion acceleration using high-contrast ultra-intense lasers. *J. Phys. IV France* 133:1151-1153.
- Fuchs, J., Y. Sentoku, E. d'Humieres, T.E. Cowan, J. Cobble, and 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* 14:053105-13.
- Gibbon, P., and E. Förster. 1996. Short-pulse laser - plasma interactions. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 38:769.
- Gitomer, S. 1986. *Physics of Fluids* 29.
- Green, J.S. 2010. Enhanced proton flux in the MeV range by defocused laser irradiation. *New Journal of Physics* 12:085012.
- Green, J.S., V.M. Ovchinnikov, R.G. Evans, K.U. Akli, H. Azechi, and e. al. 2008. Effect of Laser Intensity on Fast-Electron-Beam Divergence in Solid-Density Plasmas. *Physical Review Letters* 100:015003.
- Gremillet, L. 2001. Thèse de doctorat, École polytechnique.
- Grischkowsky, D. 2006. *Journal of the Optical Society of America B* 10.
- Grismayer, T., and P. Mora. 2006. Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum. *Physics of plasmas* 13:032103-7.
- Haberberger, D., S. Tochitsky, and C. Joshi. Fifteen terawatt picosecond CO₂ laser system. *Opt. Express* 18:17865-17875.
- Haines, M.G., M.S. Wei, F.N. Beg, and R.B. Stephens. 2009. Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition. *Physical Review Letters* 102:045008.
- Hegelich, B.M., B.J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, and e. al. 2006. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature* 439:441-444.
- Henig, A., S. Steinke, M. Schnürer, T. Sokollik, R. Hörlein, and e. al. 2009. Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses. *Physical Review Letters* 103:245003.
- Ishikawa, I., A. Kishi, W. Kada, F. Sato, Y. Kato, and T. Iida. 2008. Response of CR-39 track detector to low-energy heavy ion beams. *Radiation Measurements* 43:S79-S81.

- Itatani, J. 1998. Optics Communications 148:70.
- Kaluza, M., J. Schreiber, M.I.K. Santala, G.D. Tsakiris, K. Eidmann, and e. al. 2004. Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments. Physical Review Letters 93:045003.
- Kar, S., K. Markey, P.T. Simpson, C. Bellei, J.S. Green, and e. al. 2008a. Dynamic Control of Laser-Produced Proton Beams. Physical Review Letters 100:105004.
- Kar, S., M. Borghesi, S.V. Bulanov, M.H. Key, T.V. Liseykina, and e. al. 2008b. Plasma Jets Driven by Ultraintense-Laser Interaction with Thin Foils. Physical Review Letters 100:225004.
- Key, M.H., E.M. Campbell, T.E. Cowan, S.P. Hatchett, E.A. Henry, and e. al. 1998a. The Potential of Fast Ignition and Related Experiments with a Petawatt Laser Facility. Journal of Fusion Energy 17:231-236.
- Key, M.H., M.D. Cable, T.E. Cowan, K.G. Estabrook, B.A. Hammel, and e. al. 1998b. Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research. Physics of plasmas 5:1966-1972.
- Klassen, N.V., L. van der Zwan, and J. Cygler. 1997. GafChromic MD-55: Investigated as a precision dosimeter. Medical Physics 24:1924-1934.
- Kruer, W.L. 1985. Physics of Fluids 28:430.
- Krushelnick, K., E.L. Clark, R. Allott, F.N. Beg, C.N. Danson, and e. al. 2000. Ultrahigh-intensity laser-produced plasmas as a compact heavy ion injection source. IEEE Transaction on Plasma Science 28: 1110 - 1155.
- Lefebvre, E., and G. Bonnaud. 1997. Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser–plasma interaction. Physical Review E 55:1011.
- Lefebvre, E., N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, and M.-M. Aléonard. 2003. Electron and photon production from relativistic laser plasma interactions. Nuclear Fusion 43:629.
- Li, Y.T., X.H. Yuan, M.H. Xu, Z.Y. Zheng, Z.M. Sheng, and e. al. 2006. Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses. Physical Review Letters 96:165003.
- Lindau, F., O. Lundh, A. Persson, P. McKenna, K. Osvay, and e. al. 2005. Laser-Accelerated Protons with Energy-Dependent Beam Direction. Physical Review Letters 95:175002.
- Macchi, A., F. Cattani, T.V. Liseykina, and F. Cornolti. 2005. Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas. Physical Review Letters 94:165003.
- MacKinnon, A., and P.K. Patel. 2004. Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic. Review of scientific Instrument 75:3531.
- Mackinnon, A.J., Y. Sentoku, P.K. Patel, D.W. Price, S. Hatchett, and e. al. 2002. Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses. Physical Review Letters 88:215006.
- Mancic, A. 2010. Thèse de doctorat, École polytechnique.
- Mancic, A., J. Fuchs, P. Antici, S.A. Gaillard, and P. Audebert. 2008. Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5--20 MeV) high-energy proton detectors. Review of Scientific Instruments 79:073301-6.
- Matsukado, K., M. Fujimoto, H. Takahashi, Y. Kawada, S. Ohsuka, and S. Aoshima. 2010. A multichannel time-of-flight system for observation of energetic ions of multispecies generated from relativistic laser plasma. Review of Scientific Instruments 81:023304-5.
- Mishra, R., Y. Sentoku, and A.J. Kemp. 2009. Hot electron generation forming a steep interface in superintense laser-matter interaction. Physics of plasmas 16:112704-9.
- Modena, A., Z. Najmudin, A.E. Dangor, C.E. Clayton, K.A. Marsh, and e. al. 1995. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. Nature 377:606-608.
- Molière, G. 1947. Theorie der streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld. Z.Naturforsch A2.
- Mora, P. 2003. Plasma Expansion into a Vacuum. Physical Review Letters 90:185002.
- Mora, P. 2005. Thin-foil expansion into a vacuum. Physical Review E 72:056401.

- Mora, P. 2008. Cours d'introduction aux plasma créées par laser.
- Mora, P., and T. Grismayer. 2009. Rarefaction Acceleration and Kinetic Effects in Thin-Foil Expansion into a Vacuum. *Physical Review Letters* 102:145001.
- Mourou, G.A., T. Tajima, and S.V. Bulanov. 2006. Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics* 78:309.
- Myatt, J., W. Theobald, J.A. Delettrez, C. Stoeckl, M. Storm, and e. al. 2007. High-intensity laser interactions with mass-limited solid targets and implications for fast-ignition experiments on OMEGA EP. *Physics of plasmas* 14:056301-8.
- Nakamura, T., S. Kato, H. Nagatomo, and K. Mima. 2004. Surface-Magnetic-Field and Fast-Electron Current-Layer Formation by Ultraintense Laser Irradiation. *Physical Review Letters* 93:265002.
- Nakamura, T., K. Mima, S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, T. Sokollik, P.V. Nickles, and W. Sandner. 2008. Lateral movement of a laser-accelerated proton source on the target's rear surface. *Physical Review E* 77:036407.
- Nakatsutsumi, M. 2008. Heating of solid target in electron refluxing dominated regime with ultraintense laser. *Journal of Physics: Conference Series* 112:022063.
- Nilson, P.M., W. Theobald, J. Myatt, C. Stoeckl, M. Storm, and e. al. 2008. High-intensity laser-plasma interactions in the refluxing limit. *Physics of plasmas* 15:056308-7.
- Nuter, R., L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, and e. al. 2008. Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction. *Journal of Applied Physics* 104:103307-7.
- Patel, P.K., A.J. Mackinnon, M.H. Key, T.E. Cowan, M.E. Foord, and e. al. 2003. Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam. *Physical Review Letters* 91:125004.
- Perez, F. 2010. Thèse de doctorat, École polytechnique
- Petrov, G.I., O. Albert, J. Etchepare, and S.M. Saitiel. 2001. Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction. *Opt. Lett.* 26:355-357.
- Ping, Y., R. Shepherd, B.F. Lasinski, M. Tabak, H. Chen, and e. al. 2008. Absorption of Short Laser Pulses on Solid Targets in the Ultrarelativistic Regime. *Physical Review Letters* 100:085004.
- Pirozhkov, A.S., I.W. Choi, J.H. Sung, S.K. Lee, T.J. Yu, and e. al. 2009. Diagnostic of laser contrast using target reflectivity. *Applied Physics Letters* 94:241102-3.
- Popescu, H. 2005. Thèse de doctorat, École polytechnique.
- Psikal, J., V.T. Tikhonchuk, J. Limpouch, and O. Klimo. 2010. Lateral hot electron transport and ion acceleration in femtosecond laser pulse interaction with thin foils. *Physics of plasmas* 17:013102.
- Pšikal, J., J. Limpouch, S. Kawata, and A. Andreev. 2006. Pic simulations of femtosecond interactions with mass-limited targets *Czechoslovak Journal of Physics* 56:B515.
- Qiao, B., M. Zepf, M. Borghesi, and M. Geissler. 2009. Stable GeV Ion-Beam Acceleration from Thin Foils by Circularly Polarized Laser Pulses. *Physical Review Letters* 102:145002.
- Rechatin, C., J. Faure, A. Ben-Ismaïl, J. Lim, R. Fitour, and e. al. 2009. Controlling the Phase-Space Volume of Injected Electrons in a Laser-Plasma Accelerator. *Physical Review Letters* 102:164801.
- Rohrlich, F., and B.C. Carlson. 1954. *Physics Review* 93:38.
- Romagnani, L., J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici, P. Audebert, F. Ceccherini, T. Cowan, T. Grismayer, S. Kar, A. Macchi, P. Mora, G. Pretzler, A. Schiavi, T. Toncian, and O. Willi. 2005. Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons. *Physical Review Letters* 95:195001.
- Roth, M., A. Blazevic, M. Geissel, T. Schlegel, T.E. Cowan, and e. al. 2002. Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 5:061301.
- Rousse, A., C. Rischel, and J.-C. Gauthier. 2000. *C.R Acad. Sci. IV* 305.

- Santala, M.I.K., M. Zepf, I. Watts, F.N. Beg, E. Clark, and e. al. 2000. Effect of the Plasma Density Scale Length on the Direction of Fast Electrons in Relativistic Laser-Solid Interactions. *Physical Review Letters* 84:1459.
- Santos, J.J., A. Debayle, P. Nicolai, V. Tikhonchuk, M. Manclossi, and e. al. 2007. Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils. *Physics of plasmas* 14:103107-18.
- Schreiber, J., F. Bell, F. Grüner, U. Schramm, M. Geissler, and e. al. 2006. Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses. *Physical Review Letters* 97:045005.
- Sentoku, Y., and A. Kemp. 2008. *Journal Computer physics* 227:6846.
- Sentoku, Y., T.E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl. 2003. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target. *Physics of plasmas* 10:2009-2015.
- Snively, R.A., M.H. Key, S.P. Hatchett, T.E. Cowan, M. Roth, and e. al. 2000. Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids. *Physical Review Letters* 85:2945.
- Stavroudis, O.N., and A.J. Ames. 1992. Confocal prolate spheroids in an off-axis system. *J. Opt. Soc. Am. A* 9:2083-2088.
- Stephens, R.B., R.A. Snively, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, and e. al. 2004. K_{α} fluorescence measurement of relativistic electron transport in the context of fast ignition. *Physical Review E* 69:066414.
- Tanaka, K.A., T. Yabuuchi, T. Sato, R. Kodama, Y. Kitagawa, and e. al. 2005. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. *Review of Scientific Instruments* 76:013507-5.
- Tarisien, M., C. Plaisir, F. Gobet, F. Hannachi, M.M. Aleonard, and A. Rebi. 2010. NATALIE: A 32 detector integrated acquisition system to characterize laser produced energetic particles with nuclear techniques. *Review of Scientific Instruments* 82:023302-6.
- Thaury, C., F. Quere, J.P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, and e. al. 2007. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nat Phys* 3:424-429.
- Toth, R., S. Fourmaux, T. Ozaki, M. Servol, J.C. Kieffer, and e. al. 2007. Evaluation of ultrafast laser-based hard x-ray sources for phase-contrast imaging. *Physics of plasmas* 14:053506-8.
- Tsakiris, G.D., K. Eidmann, R. Petsch, and R. Sigel. 1981. Experimental Studies of the Bilateral Ion Blowoff from Laser-Irradiated Thin Plastic Foils. *Physical Review Letters* 46:1202.
- Weibel, E.S. 1959. *Physics Review Letters* 2:83.
- Wilks, S.C., W.L. Kruer, M. Tabak, and A.B. Langdon. 1992. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters* 69:1383.
- Wilks, S.C., A.B. Langdon, T.E. Cowan, M. Roth, M. Singh, and e. al. 2001. Energetic proton generation in ultra-intense laser--solid interactions. *Physics of plasmas* 8:542-549.
- Willi, O. 2009. Particle and x-ray generation by irradiation of gaseous and solid targets with a 100 TW laser pulse. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 51:124049.
- Yogo, A., H. Daido, S.V. Bulanov, K. Nemoto, Y. Oishi, and e. al. 2008. Laser ion acceleration via control of the near-critical density target. *Physical Review E* 77:016401.
- Yu, J., Z. Jiang, J.C. Kieffer, and A. Krol. 1999. Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser--target interaction. *Physics of plasmas* 6:1318-1322.
- Yuan, X.H., and et al. 2010. Effect of self-generated magnetic fields on fast-electron beam divergence in solid targets. *New Journal of Physics* 12:063018.
- Zeil, K. 2010. The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration. *New Journal of Physics* 12:045015.
- Zepf, M., E.L. Clark, F.N. Beg, R.J. Clarke, A.E. Dangor, and e. al. 2003. Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets. *Physical Review Letters* 90:064801.

Contributions personnelles :

De toute évidence, ce travail de recherche n'est pas le fruit de mon unique contribution. Je vais donc ici décrire ma contribution personnelle aux résultats présentés dans ce manuscrit.

Tout d'abord, concernant les résultats présentés sur l'étude des régimes d'accélération femtoseconde j'ai contribué très activement à la préparation, à la mise en place et au fonctionnement des expériences. La plus grande partie des résultats obtenus et présentés dans ce manuscrit ont été dépouillés puis mis en forme par mes soins. J'ai obtenu les résultats numériques présentés dans cette partie en faisant tourner le code EUTERPE, fourni par Patrick Audebert, sur des processeurs du LULI. Une aide précieuse m'a été donnée par Jean-Paul Geindre afin d'utiliser son programme d'analyse des sorties du code et pour l'interprétation des résultats.

Concernant les expériences réalisées sur le confinement géométrique des électrons au LULI, j'ai participé activement à la mise en place et au fonctionnement de celles-ci. J'ai analysé une grande partie des résultats obtenus, notamment en développant différents programmes Matlab pour permettre et faciliter le dépouillement des diagnostics RCFs et des données du spectromètre magnétique. Sans initier les simulations effectuées sur ce sujet j'ai contribué aux discussions qui ont permis d'aboutir aux résultats présentés et aux interprétations qui ont notamment fait l'objet d'une publication.

Au sujet des expériences sur la focalisation extrême, la réalisation des expériences et le suivi du dépouillement des résultats ont été fait par un collègue. J'ai cependant activement contribué à la mise en place et au fonctionnement des expériences. J'ai analysé et mis en forme une part importante des données, notamment sur les mesures des spectres de protons. L'interprétation reportée dans le manuscrit est uniquement le fruit de mon travail et des diverses discussions que j'ai pu avoir avec mon groupe de travail.

J'ai également participé activement à la mise en place et au fonctionnement des expériences concernant l'utilisation de deux impulsions laser pour l'accélération d'ions. J'ai contribué au dépouillement des données expérimentales en supervisant le travail effectué par des stagiaires d'été, puis je me suis occupé de la mise en forme des données en apportant quelques interprétations possibles. Je m'occupe actuellement d'apporter un œil d'expérimentateur afin d'avancer dans les simulations effectuées par Laurent Gremillet pour comprendre nos résultats.

Publications :

- **S. Buffechoux**, et al., «Hot electrons transverse refluxing in ultra-intense laser-solid interactions», Phys. Rev. Lett. 105, 015005 (2010).
- M. Nakatsutsumi, A. Kon, **S. Buffechoux** et al., «Fast focusing of short-pulse lasers by innovative plasma optics toward extreme intensity », Optics Letters 35, 2314-2316 (2010).
- Fourmaux, S., S. Payeur, and **S. Buffechoux**. « Pedestal cleaning for high laser pulse contrast ratio with a high repetition rate 100 TW class laser system”. Optics Express 19, Issue 9, pp. 8486-8497 (2011)).
- **S. Buffechoux** et al., «Enhanced laser-driven proton-acceleration from limited mass targets by high temporal contrast ultra-intense lasers», AIP Conference Proceedings, 1228, pp. 279-286 (2009).
- **S. Buffechoux** et al., «Recent Results on Acceleration Mechanisms and Beam Optimization of Laser-Driven Proton Beams», Proceedings of PAC09, Vancouver, BC, Canada (2009).
- Antici, P., P. Audebert, **S. Buffechoux**, T. Grismayer, and A. Mancic, « Measurements of hot electrons distributions in intense laser interaction with dense matter» Physics Review Letters (en cours).
- M. Nakatsutsumi, **S. Buffechoux**, Y. Sentoku et al., «Enhanced proton acceleration by tight focusing of ultra-intense laser», Optics Express (en cours).