

Faisceau de protons générés par l'interaction d'un laser ultra court avec une cible solide.

Alain Guemnie-Tafo

▶ **To cite this version:**

Alain Guemnie-Tafo. Faisceau de protons générés par l'interaction d'un laser ultra court avec une cible solide.. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT : . pastel-00003039

HAL Id: pastel-00003039
https://pastel.hal.science/pastel-00003039

Submitted on 23 Jul 2010

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 présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique des plasmas

par

Alain GUEMNIE TAFO

FAISCEAUX DE PROTONS GÉNÉRÉS PAR L'INTERACTION D'UN LASER ULTRA COURT AVEC UNE CIBLE SOLIDE.

soutenue publiquement le 11 Juillet 2007 devant le Jury composé de :

Mr. Victor MALKA	Directeur de Thèse
Mr. Laurent SCHWARTZ	Co-Directeur de Thèse
Mr. Vladimir TIKHONCHUK	Rapporteur
Mr. Philippe MARTIN	Rapporteur
Mr. Patrick AUDEBERT	Président

RESUME

L'accélération de protons par laser a connu une expansion exponentielle ces dernières années principalement grâce à une amélioration des lasers de puissance associée à une diminution de la taille et du coût de telles installations. Les applications envisagées de ces faisceaux sont nombreuses, tant dans le domaine médical (proton thérapie, création d'isotopes pour la TEP...) que dans le domaine énergétique (fusion inertielle, allumeur rapide...). L'interaction entre un faisceau laser intense et une cible solide permet de générer différents types de rayonnement ionisant, notamment des électrons, ions, neutrons, rayons X et protons. L'intérêt de ma thèse est de caractériser les faisceaux de protons produits par laser (divergence, energie, spectre, stabilité...) en fonction des différents paramètres laser, afin d'optimiser la conversion de l'énergie laser en protons énergétiques, pour, à plus long terme, une utilisation éventuelle de ce faisceau lors de traitements en proton thérapie. Ceci nous a amené, dans un premier temps, à développer des diagnostics adaptés pour une détection en temps réel du faisceau de protons puis, dans un deuxième temps, à ouvrir une discussion sur les paramètres laser d'intérêt intervenant dans la génération du faisceau de protons. L'énergie maximale des protons atteinte avec des impulsions courtes est de 10 MeV (LOA), en utilisant des impulsions plus longues (et plus d'énergie laser), le record est de 58 MeV (LNL). Ces résultats sont prometteurs et encourageants pour l'avenir, mais encore bien loin de la gamme 70 - 200 MeV nécessaire pour des traitements en proton thérapie.

ABSTRACT

Laser induced proton generation knew an exponential development these last few years, mainly du to powerfull laser improvments associated to a clear decrease of dimension and cost of such facilities. Applications of such proton beam take place in different topics, either in medical purposes (protontherapy, isotope generation for PET...) than civilian topics (inertiel fusion, fast ignitor...). Interaction of a 10^{19} W/cm^2 short pulse laser beam with a solid target permit to accelerate or generate different kind of particles, such as electrons, protons, ions or x rays. The main interest of my thesis is to characterize proton beam generated by the laser (in term of divergence, spectrum, energy, reproducibility,...) with regards to laser parameters, in order to optimize the laser energy

conversion into energetic protons, for, in longer term purpose, an eventually use in protontherapy cancer treatments. This topics drove us, as a first step, to develop diagnostic well adapted to real time proton detection. Moreover, as a second step, to open a discussion on laser parameters of interest involved in proton beam generation. Maximum energy reached with short pulse interaction is up to 10 MeV (LOA), using longer pulses (and more laser energy), record is up to 58 MeV (LNL). These results are very promising for future, but still far from the range 70 - 200 MeV needed for protontherapy cancer treatment purposes.

Table des matières

1 L'INTERACTION LASER PLASMA **17**

1.1 LASER . . . 18

1.1.1 La technologie laser . . . 18

1.1.2 Paramètres laser . . . 24

1.2 Interaction laser - matière . . . 26

1.2.1 Qu'est ce qu'un plasma ? . . . 26

1.2.2 Création du plasma . . . 28

1.2.3 Mécanismes de chauffage . . . 30

1.2.4 Mécanismes d'accélération de protons . . . 34

1.3 Application des faisceaux de protons . . . 42

1.3.1 Tomographie par émission de positron . . . 42

1.3.2 Fusion par confinement inertiel, FCI . . . 42

1.3.3 Radiographie . . . 47

2 MÉTHODES EXPÉRIMENTALES **49**

2.1 Paramétrisation Laser . . . 50

2.1.1 Laser "salle jaune" . . . 50

2.1.2 Diagnostics laser . . . 53

2.1.3 Amélioration du contraste laser . . . 58

2.2 Détection des faisceaux de protons . . . 64

2.2.1 Détection nucléaire . . . 64

2.2.2 Films radiochromics . . . 70

2.2.3 Scintillateurs . . . 72

2.2.4 Galette micro canaux (MCP) et Parabole Thomson . . . 76

2.2.5 Autres détecteurs temps réel . . . 82

2.3 Positionnement de la cible . . . 87

2.3.1 Détection rayonnement X . . . 92

2.3.2 Récapitulatif des différents systèmes de détection utilisés 94

3 SIMULATIONS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 97

3.1 Travaux précédents 99
3.1.1 Détermination des mécanismes accélérateurs 101
3.1.2 Influence des paramètres laser 101
3.1.3 Influence des paramètres de la cible 102
3.1.4 Applications pour la proton-thérapie 104
3.2 Simulations PIC 106
3.3 Caractérisation du faisceau de protons 107
3.3.1 Présentation du montage expérimental 107
3.3.2 Résultats expérimentaux 110
3.3.3 Discussion des modèles théoriques 132

4 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 141

4.1 Conclusions et Perspectives 142
4.1.1 Conclusions 142
4.1.2 Perspectives 144

A Calibration des scintillateurs 147

A.1 Set up expérimental 148
A.2 Résultats expérimentaux 150

B Caractérisation du préplasma 153

B.1 Set up expérimental 154
B.2 Résultats et comparaison aux simulations 155

Remerciements

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont soutenu tout au long de cette grande aventure, particulièrement ma famille, Céline, mes parents, Naïma, Majda et Noam, pour qui ca n'a pas été facile tous les jours de supporter un thésard. Mais aussi et surtout le directeur du LOA, laboratoire où j'ai effectué ma thèse, Mr Mourou et ces prédécesseurs Mme Hulin et Mr Balcou pour m'avoir accepté au sein du LOA et m'avoir permis de réaliser ma thèse dans un très bon environnement. J'ai bénéficié au cours de ma thèse des meilleures conditions tant au niveau technique qu'au niveau de la qualité de ses chercheurs et je les en remercie.

Ces trois années de thèse (presque quatre en fait !) m'ont apporté énormément de choses tant sur le plan personnel que sur le plan professionel. Elles m'ont permis de focaliser mon énergie sur un but précis, être patient, faire confiance, être pragmatique et persévérer quand on y croît. Les années passées au LOA sous la direction de Victor ont été très instructives. Victor a su éveiller ma curiosité scientifique mais surtout il m'a permis de prendre confiance en moi et en mes choix. C'est une personne entière, rigoureuse et dotée de grandes qualités humaines qui a su allier convivialité et sérieux au sein de son groupe. Il a su être un guide pour moi et toujours se rendre disponible, notamment dans les moments les plus difficiles et toujours avec le même sérieux et la même rigueur. C'est une personne animée d'une passion communicative pour la recherche et en particulier pour la compréhension de la physique. Jérôme a été un moteur pour moi, il a su avoir ce regard scientifique exeptionnel et déceler, très justement, les points positifs et négatifs de mon travail avec un pragmatisme impressionant et je le remercie de m'avoir accorder un grande partie de son temps.

La société VARIAN MEDICAL SYSTEM, en la personne de Marcel Marc, a été très intéressée par le sujet de cette thèse et s'est impliquée dans la compréhension du sujet et de la physique. Mr Marc m'a permis de prendre du recul sur mon travail et m'a donné une vision plus globale de l'utilité de mon travail.

Laurent Schwartz qui m'a permis de découvrir le monde hospitalier et les problématiques qui vont avec. Il a su pointer les intérêts de mon sujet de thèse pour le domaine médical et a su lui donner une dimension plus appliquée.

Les membre du jury, Patrick Audebert, avec qui j'ai partagé des nuits d'expériences et qui a toujours été disponible pour répondre à mes questions et me proposer des solutions, Philippe Martin par son enthousiasme et son dynamisme et Vladimir Tikonchuk pour ses précieux conseils théoriques.

Cette expérience a commencée à la fin de l'été 2003, Sven Fritzler finissait sa thèse sur la génération de particules par laser et le groupe de Victor Malka portait sur deux thématiques, l'accélération de protons et l'accélération d'électrons. La partie électrons était composée de Jérome Faure, brillant chercheur qui venait d'obtenir son poste permanent au coté de Victor, Yannick Glinnec qui commençait lui aussi sa thèse, Mauro Manclossi qui était en milieu de thèse, Joao Santos qui effectuait un Post doctorat et Philippe Chaudet un volontaire de Haut niveau. Le groupe était très jeune, il a donc été très facile et rapide de s'y intégrer. Plus tard, après le départ de Joao Santos, Friederike Ewald nous a rejoint pour effectuer un Post doctorat sur l'accélération de protons, une aide précieuse de part sa sympathie, sa disponibilité et son esprit critique. Je la remercie tout particulièrement de son aide et de ses conseils avisés. Est venu ensuite Alessandro Flacco et Hélise Stabile, thésard et post doc respectivement, sur la thématique protons avec qui nous avons eu des discussions très fructueuses.

Je tiens à remercier tout particulièrement Régis Ferrand qui a pris le temps de répondre à mes questions et m'a montré une vision de la profession de physicien médical que je n'imaginais pas. Il a suscité en moi une vocation et m'a donné les moyens de l'atteindre.

Les collaborations que j'ai effectuées ont été très enrichissantes d'un point de vue humain et scientifique, elles m'ont permis de découvrir d'autres méthodes de travail, d'autres thématiques de recherche et d'autres visions de la physique en générale. Je tiens donc à remercier :

1. Le groupe de recherche du CELIA, à Bordeaux constitué de Gérard Malka, Mathieu Gerbaux et Marie Madeleine Aléonard.
2. Le groupe de recherche du CEA Eric Lefebvre, Rachel Nuter et Laurent Gremillet. Un grand merci a Erik qui a toujours pris le temps de me conseiller et de m'apporter un support théorique solide.
3. Le groupe de physique nucléaire du CEA Vincent Meiot et Pascal Morel.
4. le groupe de recherche des Cluster avec Pascal Monot, Philippe Martin et Sandrine Dobosc.
5. le LULI avec Patrick Audebert, Jean Paul Geindre, Julien Fuchs et Eric Brambrink.
6. Le groupe Allemand du DKFZ, Hanitra Szymanowski et Thomas Fuchs.
7. Patrick Mora pour ses explications limpides de ses méthodes de détente de plasma.

Toutes ces personnes ont contribué à mon ouverture scientifique et je les en remercie.

Les laseristes sans qui aucunes expériences ne seraient possibles et qui subissent une pression énorme de la part des expérimentateurs : Fred Burgy, Amar Tafzi, Brigitte Mer-

cier, Gilles Cheriaux. Un merci particulier pour Jean philippe Rousseau (alias jay P) qui m'a apporté son aide à des moments difficiles, a été présent jusqu'à tard le soir pour m'aider dans mes alignements et qui a été présent pour répondre à tous mes questionnements sur le laser.

Le secrétariat du LOA, Sandrine Bosquet, Cathy Sarrazin, Patricia Toulier, et tout particulièrement Octavie Naudet et Dolorès Bougeault, qui ont su m'apporter leurs aides non seulement pour des problèmes administratifs mais aussi personnels.

Le personnel du LOA en général, qui m'a permis d'avancer et qui m'a apporté une aide précieuse, je pense notamment à Lichar, Gillou, D2, Titay, Miki, Guitou, Jay-P, Fred, Amar, JéJé, gilles, Moana et tout particulièrement Fat qui a été là dans les moments difficiles.

Enfin, un grand merci à Noam qui a su juste par sa présence dissiper mes inquiétudes, mes anxiétés, me redonner du courage et de l'énergie. C'est à lui que je dédie cette thèse.

à Noam,

Introduction

Contexte

L'interaction d'un laser avec une cible solide permet la génération de rayonnement et de particules aux propriétés intéressantes et nouvelles. L'utilisation d'une accélération laser - plasma permet de diminuer la distance d'accélération et donc de rendre plus compact les accélérateurs du futur. Elle permet de plus de produire des faisceaux de particules ayant des propriétés originales qui pourraient ouvrir la porte à de nombreuses applications.

Les développements successifs des lasers de puissance ont permis de tirer partie des caractéristiques premières du laser que sont sa cohérence, son monochromatisme, son caractère impulsionnel et sa très bonne focalisation. En d'autre terme, il permet de concentrer de l'énergie dans des dimensions très petites, limitées par l'optique. Il est ainsi possible d'atteindre des intensités sur cible de quelques 10^{20} W/cm^2. Une telle intensité sur une cible solide crée un plasma, état de la matière partiellement ou complètement ionisé. Dans ces conditions, les champs électriques ne sont plus limités par le seuil de claquage électrique dans les matériaux puisque le plasma est un état déjà "claqué". Il devient donc possible d'atteindre des champs électriques de quelques TV/m, soit 4 ordres de grandeur supérieurs à ceux produits dans les accélérateurs conventionnels (limités à quelques 100 MV/m à cause dudit seuil de claquage). Les dimensions de la portion accélératrice sont alors de quelques centaines de micromètres. Ces lasers brefs et intense ont permis d'ouvrir des nouveaux champs de recherche, telles que la création d'un laser X-UV, la génération d'harmoniques d'ordres élevés, ou encore la génération de sources de particules.

L'accélération de particules par laser permet de générer des faisceaux d'électrons, d'ions, de neutrons ou de rayons X. L'intérêt de l'accélération de protons par laser a commencé avec les expériences de Snavely, Snavely et al. [2000] qui a montré la possibilité d'accélérer des protons jusqu'à 58 MeV avec un laser de puissance. Il a de plus montré que cette génération était le fruit de mécanismes complexes qui mettent en jeux le chauffage de la cible, le transport électronique et le transfert énergétique électrons - protons.

Bien que les applications de ces faisceaux de protons soient nombreuses, leur intérêt pour la proton thérapie reste un enjeu majeur. La proton thérapie est une méthode de traitement du cancer qui utilise les propriétés ballistiques du faisceau de proton (pic de Bragg, faible pénombre latérale) pour une destruction mieux ciblée de la tumeur, par

rapport aux techniques de traitement conventionnels (rayon X ou faisceau d'électrons de basse énergie). Les résultats prometteurs de cette technique sont à mettre en regard du coût actuel de ces installations. En effet, une installation complète de protonthérapie coûte près de 100 millions d'euros (accélérateur, bâtiment et répartiteur de faisceau) dont un tiers du prix est prise par la radioprotection. L'avènement d'une technique alternative de génération d'un faisceau de protons par laser aurait donc un double intérêt, elle permettrait une diminution des coûts liés à la radioprotection puisque toute la partie amont de l'interaction est une source lumineuse et une distribution du faisceau de protons par un déplacement du faisceau laser avant l'interaction, évitant l'utilisation d'aimants (inclue dans les bras isocentriques permettant la rotation du faisceau de proton autour du patient). Ces avantages indégnables, ont permis de convaincre des industriels, ainsi ma thèse est financée par VARIAN MEDICAL SYSTEM, le leader mondial dans la production d'appareils de traitement en radiothérapie.

Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour but d'obtenir une meilleure compréhension du rôle des paramètres laser d'intérêt pour l'accélération de protons, lors de l'interaction d'un laser ultra court avec une cible solide.

Plan de la thèse

La première partie de cette thèse est dédiée à une introduction des grandeurs d'intérêt dans le cadre de l'accélération de protons. Une description du laser et les développements qui ont conduit à en faire un grand instrument capable d'atteindre une puissance de plusieurs PetaWatt et une explication des différents mécanismes de chauffage de la cible et des mécanismes accélérateurs.

La deuxième partie met l'accent sur les méthodes expérimentales utilisées dans le cadre de mes expériences sur cible solide menées au LOA. Ces méthodes ont, pour la plupart, été développées au cours des expériences de génération de protons. Ainsi, j'ai développé une technique de positionnement de la cible dans la longueur de Rayleigh, qui est de quelques dizaines de microns pour les focales courtes que nous utilisons. J'ai de plus travaillé sur la détection qui reste un élément important pour augmenter la cadence des tirs et la spécificité de détection.

La dernière partie de ma thèse détaille les résultats expérimentaux que j'ai obtenu sur la génération de protons par laser. J'ai regardé l'influence des paramètres laser (énergie,

durée d'impulsion, contraste et intensité) sur l'énergie maximale des protons accélérés. Cela a permis de montrer l'importance du contraste, qui influence les caractéristiques des faces avant et arrière de la cible et, par conséquent, l'accélération de protons, mais aussi l'importance de la durée d'impulsion. En effet, j'ai montré que les laser ultra courts sont bien adaptés pour l'accélération de protons et permettent d'obtenir une accélération efficace. J'ai enfin détaillé les modèles analytiques d'expansion du plasma et mené une étude plus approfondie sur les paramètres d'entrée permettant une meilleure compréhension des résultats expérimentaux obtenus.

Chapitre 1

L'INTERACTION LASER PLASMA

Le début des années 80 a vu naître le premier faisceau de particules généré par laser, [Ebrahim et al. 1980], [Joshi et al. 1979], grâce à l'utilisation d'un laser à CO_2. La focalisation d'un faisceau laser sur une cible solide permet de chauffer la matière et ainsi d'en ioniser une partie. Les premières expériences d'ionisation de la matière par laser ont eu lieu en 1962, [Brech and Cross 1962], avec l'apparition des premiers lasers [Maiman 1960]. Depuis lors les progrès de la technologie laser et une meilleure compréhension des phénomènes impliqués ont permis de mieux contrôler la génération de ces particules. Dans ce chapitre , nous allons détailler les étapes marquantes dans l'évolution des lasers et définir les grandeurs indispensables pour l'interaction laser matière. Nous allons ensuite décrire les mécanismes qui régissent la création d'un plasma ainsi que ceux conduisant à l'accélération de protons. La fin de ce chapitre sera consacrée aux applications possibles de ces faisceaux de protons générés par laser.

1.1 LASER

Un laser ou Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, est une source cohérente et monochromatique de lumière. L'effet laser repose sur l'interaction d'une onde électromagnétique (photon) avec un milieu matériel (milieu amplificateur) et trouve sa description dans la mécanique quantique. Dans cette partie nous allons voir le fonctionnement d'un laser et les différentes évolutions technologiques qui ont permis son accession au rang de grands instruments au même titre que les accélérateurs de particules. Nous expliciterons ensuite les paramètres laser important dans le cadre de l'interaction laser plasma.

1.1.1 La technologie laser

L'aventure des lasers a commencé au début des années 60 avec l'apparition du premier laser impulsionnel à rubis délivrant une puissance de 1 kW [Maiman 1960]. Dès lors, la technologie n'a cessé d'évoluer, conduisant aux lasers de puissance utilisés couramment dans les laboratoires de recherche.

Le phénomène physique à la base de l'amplification du rayonnement est l'émission stimulée découverte par Einstein en 1917,[Einstein 1917] *figure 1.1.* L'énergie interne d'un atome ou d'une molécule ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs (quantification des niveaux d'énergie, [Bohr 1913]), le passage de l'un à l'autre de ces niveaux nécessitant l'absorption ou l'émission d'énergie. L'absorption d'énergie amène un atome d'un niveau fondamental, E_1, à un niveau excité, E_2, par apport d'énergie. Cet apport d'énergie peut

s'opérer de diverses façons (pompage optique avec un autre laser, lampe flash...) mais doit satisfaire la règle de conservation de l'énergie, soit $E_{abs} = E_2 - E_1$. Inversement lors du processus d'émission, cette énergie sera rendue par émission d'un photon d'énergie $h\nu_0 = E_{abs}$. Einstein a montré qu'en présence d'un photon possédant cette énergie, un atome dans l'état excité se désexcitera vers son état fondamental en émettant un photon identique (même fréquence ν_0, même direction de propagation et même état de polarisation), c'est l'émission stimulée. Réciproquement, un atome dans un état fondamental pourra absorber cette énergie et monter dans le niveau excité E_2, c'est l'absorption. Il devient alors possible d'émettre des photons de manière contrôlée. Les photons sont émis en même temps et dans la même direction, ils sont donc cohérents temporellement et spatialement.

Un autre processus conduisant à la génération de photons est l'émission spontanée ou fluorescence. Ce processus permet d'amorcer le processus d'émission stimulée en produisant les premiers photons à "cloner". L'émission spontanée provient de la désexcitation naturelle du niveau E_2 vers le niveau E_1, le niveau excité étant un niveau instable pour l'atome. Le rayonnement produit est isotrope, et va conduire à un dépeuplement du niveau excité, il est donc considéré comme une perte pour le système. Les temps caractéristiques de cette désexcitation sont longs devant ceux de l'émission stimulée, le rayonnement produit est donc incohérent temporellement et spatialement. La génération d'un faisceau laser sera donc le résultat de la création et de l'amplification de photons émis de manière stimulée ou spontanée.

Comme nous l'avons vu, la génération de photons nécessite un nombre initial d'atomes dans l'état excité E_2. Ce peuplement se fait au détriment des atomes du niveau E_1. Ce processus est appellé inversion de population. La multiplication du nombre de photons s'opère en plaçant le milieu amplificateur dans une cavité optique (ou résonateur optique), permettant aux photons d'effectuer des aller-retours dans le milieu amplificateur et d'être ainsi multipliés à chaque passage. Une cavité est composée d'un miroir totalement réfléchissant et d'un miroir partiellement réfléchissant, de rayon de courbure respectif R_1 et R_2, séparés d'une distance L. Il éxiste plusieurs type de cavité, Fabry-Perot (deux miroirs plans), confocale (deux miroirs sphériques), hémisphérique (un miroir plan et un sphérique) ou concentrique. Une cavité optique est dite stable lorsque sa géométrie permet au rayonnement de se propager sans pouvoir s'en échapper, le faisceau restant à proximité de l'axe de la cavité. Dans le cas de faisceaux gaussiens (profil spatial), la cavité confocale symétrique permet d'obtenir une plus grande stabilité du fait de l'adaptation rigoureuse des surfaces d'onde sur les miroirs. La résolution des équations de propagation d'une onde dans le résonateur permet de faire apparaître des modes transverses tels que

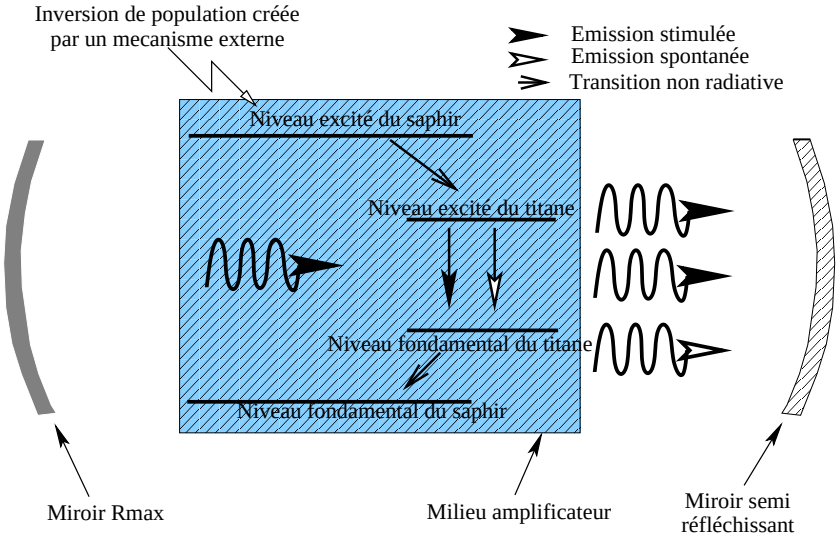


Fig. 1.1 : Production et amplification du rayonnement dans une cavité laser. Le photon incident va créer un deuxième photon identique par émission stimulée. Certains photons émis par émission spontanée vont avoir les mêmes propriétés spatiales que les photons émis par émission stimulée et donc être amplifiés. L'inversion de population est faite par un pompage entre le niveau fondamental et le niveau excité de l'atome de saphir.

leur propagation sur un aller-retour dans la cavité aboutit à une augmentation de l'amplitude du champ électrique, sans changement de la surface d'onde. Ces modes sont les modes gaussiens TEM_{mn}. Les modes vont interférer de manière constructive à chaque aller-retour dans la cavité, l'intensité transmise (sortant de la cavité) présentera donc une modulation en fréquence. Ces fréquences sont appellées fréquences propres de la cavité et sont associées aux paramètres L, R_1 et R_2, telles que la fréquence d'ordre p pour le mode TEM_{mn} s'écrit :

$$\nu_{mn,p} = \frac{c}{2L}\left[p + (n+m+1)\frac{\arccos(\sqrt{g_1 g_2})}{\pi}\right] \tag{1.1}$$

où $g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$.

Application numérique : *pour une cavité confocale symétrique de 1 m, on aura un peigne de fréquences propres espacées de 150 MHz pour le mode* TEM_{00}.

L'efficacité d'une cavité est fonction des pertes de rayonnement qui s'opèrent à chaque passage. Elles peuvent être de différentes natures, pertes par diffusion ou transmission sur les miroirs, pertes par absorption dans les milieux amplificateur ou pertes par dif-

fraction (fraction d'énergie perdue à cause des dimensions finies des miroirs de la cavité) par exemple. On définit alors le facteur de qualité d'une cavité comme $Q = \frac{4\pi\nu L}{cT}$ où T est le facteur de transmission du miroir partiellement réfléchissant de réflectivité R de la cavité ($T = 1 - R$).

Le fonctionnement décrit jusqu'à présent est un mode de fonctionnement dit relaxé, c'est-à-dire que l'effet laser s'opère à mesure que la population du niveau E_2 procède à des oscillations autour d'une population seuil (peuplement du niveau excité pour lequel le gain du laser est égal aux pertes dans la cavité). De tels lasers sont limités par le temps de récupération du système, i.e. le temps nécessaire pour obtenir l'inversion de population. Les impulsions obtenues sont longues (quelques μs) et d'une puissance limitée (quelques kW). Une façon de palier à cette limitation temporelle est de faire fonctionner le laser en mode déclenché, [Crowell 1965]. Cela consiste en une variation des pertes de la cavité grâce à l'utilisation d'un modulateur de perte. Dans un premier temps, les pertes sont maintenues dans un niveau élevé, la population seuil est donc plus importante que celle obtenue lors d'un fonctionnement en mode relaxé. Puis les pertes sont soudainement diminuées, toute l'énergie accumulée pendant le temps de pompage est alors libérée en une impulsion lumineuse très brève (de l'ordre de quelques dizaines de ns) et très intense (quelques centaines de MW). La modulation des pertes peut être obtenue de diverse manières, l'utilisation d'un absorbant saturable, la mise en place dans la cavité d'une cellule Pockels ou d'un élément acousto-optique.

L'apparition des lasers à modes bloqués a permis de diminuer encore la durée d'impulsion, passant ainsi à une durée de quelques femtosecondes avec une puissance de quelques GW. Le blocage de mode, ou blocage de phase, permet de mettre en phase les modes longitudinaux de la cavité. Ainsi, il leur est possible d'interférer ensemble de manière constructive. Considérons une modulation d'amplitude de la lumière dans la cavité à une fréquence f d'un mode à une fréquence ν_0. Le résultat d'une telle combinaison générera des bandes latérales à une fréquence $\nu_0 - f$ et $\nu_0 + f$. En choisissant la fréquence de modulation telle que $f = \frac{c}{2L}$, ces bandes latérales se trouveront à deux fréquences propres ν_1 et ν_{-1} de la cavité où se trouvent d'autres modes. Le mode central et les modes adjacents seront donc en phase. De manière pratique, on distingue deux types de blocage de mode, le blocage passif (absorbant saturable, lentille Kerr) et le blocage actif (modulateur accousto optique ou électro-optique).

L'avènement de la technologie CPA (Chirped Pulse Amplification), [Strickland and Mou-

rou 1985], ou amplification à dérive de fréquence, au début des années 80 a permis de donner un nouvel essor aux lasers de puissance. Les progrès qu'a connu cette technologie avec l'apparition des lasers à blocage de mode a rendu possible la génération de faisceaux de plusieurs GW sur des temps de quelques fs. Cependant le passage de tels faisceaux dans les cristaux amplificateurs provoque des effets non linéaires qui limitent l'amplification. Dans le milieu amplificateur on définit l'intégrale B comme étant la valeur du décalage en phase du front d'onde du faisceau :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_0 n_0} \int_0^l n_2 I_0(z) dz \tag{1.2}$$

avec n_0 et n_2, respectivement les indices linéaires et non linéaires de réfraction du milieu et l la longueur du milieu amplificateur.
Les matériaux et l'intensité laser dans les milieux amplificateurs sont choisis afin de rester au-dessous d'une valeur critique de l'intégrale B ($B_{crit} \approx 2$), sans quoi on observe des distorsions de phase dans le faisceau.
L'amplification à dérive de fréquence, ou CPA, consiste en un élargissement temporel de l'impulsion laser avant son amplification, permettant ainsi de diminuer l'intensité sur le cristal et rester sous le seuil de dommage des matériaux.

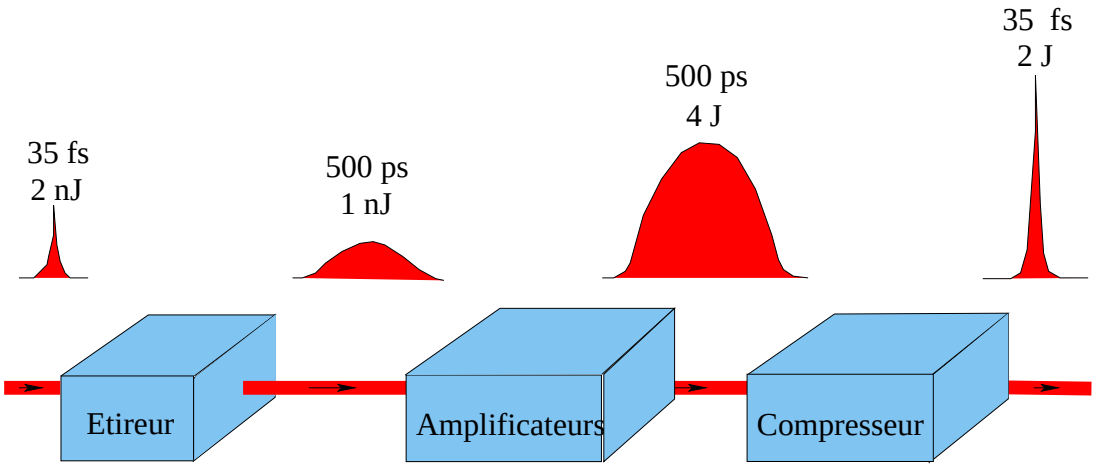


Fig. 1.2 : Principe du CPA. L'impulsion laser est étirée à l'aide d'un étireur, puis envoyée dans les différents étages d'amplification. En bout de chaîne laser, l'impulsion est recomprimée pour lui rendre sa durée initiale. L'efficacité de l'étireur et du compresseur est faible de l'ordre de 50 % occasionnant des pertes d'énergie dans la chaîne.

L'impulsion laser est étirée temporellement pour atteindre quelques centaines de pi-

cosecondes, elle est ensuite amplifiée puis finalement comprimée pour lui rendre sa durée initiale, *figure 1.2*. L'étirement et la compression des impulsions s'opèrent grâce à un étireur et un compresseur couplés (réseaux plans parallèles dans le cas de triplet de öffner). Le compresseur ou l'étireur introduisent une dispersion négative ou positive, respectivement, permettant une séparation temporelle des longueurs d'ondes composant l'impulsion.

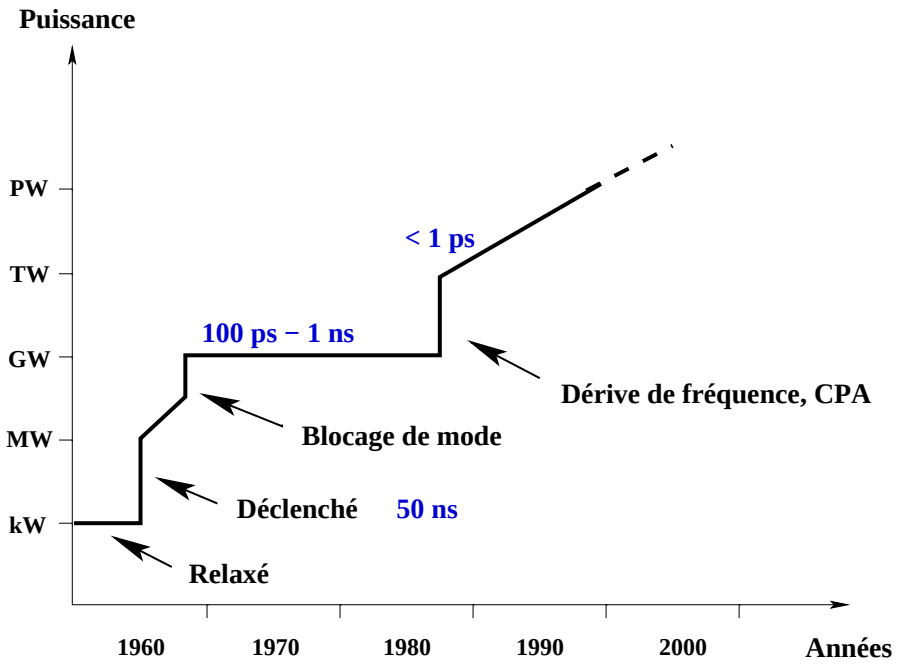


Fig. 1.3 : Evolution des lasers de puissance. Les technologies successives de déclenche, blocage de mode et dérive de fréquence ont permis à la fois d'augmenter l'énergie des lasers, mais aussi de réduire considérablement la durée de l'impulsion laser.

La puissance laser s'est vue multipliée par un facteur 100 - 1000 depuis l'apparition des premiers lasers CPA, *figure 1.3*. Cependant l'utilisation des lasers de puissance dans le cadre d'une interaction laser matière nécessite de prendre en considération le rayonnement émis par fluorescence. L'émission spontanée, décrite plus haut, génère un rayonnement dont une partie sera émise suivant l'axe de la cavité. Cette partie sera donc amplifiée lors de son passage dans les différents étages d'amplification. Cela donne lieu à l'ASE (Amplified Spontaneous Emission), [Bagnoud and Salin 1999]. Ce rayonnement possède une amplitude plus faible que celle de l'impulsion principale parce qu'elle ne peut être comprimée (l'ASE n'est pas chirpée comme l'impulsion principale), néanmoins non négligeable lorsque l'on focalise un laser de puissance sur une cible solide, *figure 1.4*.

Diverses techniques, que nous expliciterons dans le chapitre 2, permettent de s'affranchir des effets de cette contribution au rayonnement.

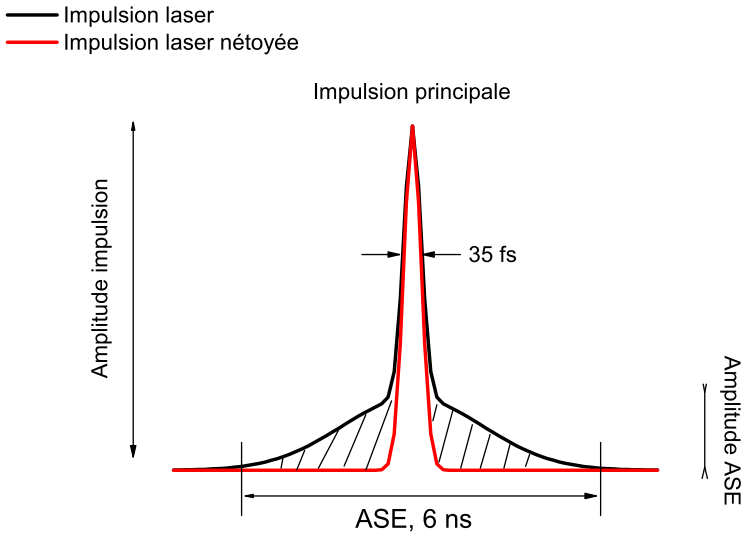


Fig. 1.4 : Impulsion laser après compression. En utilisant une technologie pour réduire l'ASE, on peut, idéalement, isoler la seule impulsion principale.

1.1.2 Paramètres laser

Les lasers à dérive de fréquence que nous avons décrits dans la section 1.1.1 peuvent être assimilés à des faisceaux gaussiens. Ils sont définis par leur durée d'impulsion à mi-hauteur τ_0, leur énergie E_L et leur longueur d'onde λ_0. Le champ laser peut ainsi être écrit sous la forme :

$$\mathbf{E}(r,z,t) = \frac{E_0}{2} f(r,z) e^{-ik_0 z} g(t) e^{i\omega_0 t} \mathbf{u_x} + c.c. \tag{1.3}$$

Le spectre en fréquence des lasers CPA est bien souvent gaussien. L'impulsion laser est de plus limitée par sa transformée de Fourier, sa forme temporelle est donc elle aussi gaussienne :

$$g(t) = \exp\left[-2\ln 2(\frac{t}{\tau_0})^2\right] \tag{1.4}$$

La partie spatiale du champ électrique de tels lasers est une solution de l'équation d'onde paraxiale dans le vide :

$$\nabla_{\perp}^2 E(r,z) - 2ik_0 \frac{\partial E(r,z)}{\partial z} = 0 \tag{1.5}$$

On peut donc écrire f(r,z) sous la forme d'une onde gaussienne :

$$f(r,z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)} - ik_0 \frac{r^2}{2R(z)}\right] e^{i\phi(z)} \tag{1.6}$$

où $w(z)$ est le rayon du faisceau à 1/e en amplitude du champ électrique et R(z) le rayon de courbure du front d'onde. La propagation du laser suivant l'axe z induit une évolution de w(z) et de R(z) tel que :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \tag{1.7}$$

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \tag{1.8}$$

où w_0 est le rayon du faisceau en 1/e en amplitude du champ électrique dans le plan focal $z = 0$. La longueur de Rayleigh z_R est la longueur pour laquelle l'intensité laser reste importante comparée à I_0. Lorsque l'impulsion laser s'est propagée d'une longueur de Rayleigh, l'intensité laser est divisée par un facteur 2. La longueur de Rayleigh est définie par :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} \tag{1.9}$$

Application numérique :*Pour les paramètres expérimentaux utilisés au cours des expériences menées au LOA, soit un waist de 3 μm et une longueur d'onde de 820 nm, on obtient un z_R de 34 μm.*

L'intensité laser au point de focalisation pour un faisceau gaussien s'écrit :

$$I(r,t) = I_0 \exp\left[-2\frac{r^2}{w_0^2}\right] \exp\left[-4\ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2}\right] \tag{1.10}$$

L'intensité maximale I_0 est définie par :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \tag{1.11}$$

où P est la puissance laser, $P = 2\sqrt{\ln 2/\pi} E_L/\tau_0 \approx E_L/\tau_0$, exprimée en Watt (W), l'éner-

gie laser étant exprimée en Joule (J).

Application numérique : *En utilisant les paramètres du laser "salle jaune" du LOA, soit une durée d'impulsion de 35 fs, un diamètre de tache focale de 6 μm et une énergie dans la tâche focale de 700 mJ, on atteint une intensité sur cible de* $1.4\times10^{20}\ W/cm^2$.

1.2 Interaction laser - matière

L'interaction d'un faisceau laser avec une cible solide permet la création d'un plasma par transfert d'énergie laser à la cible. Les plasmas générés par laser ont fait l'objet de nombreuses études permettant de mieux comprendre les mécanismes mis en jeux. Dans cette partie nous allons décrire les différents modèles conduisant à la création de ce plasma et regarder les mécanismes expérimentalement démontrés conduisant à l'accélération des protons. Nous expliciterons finalement, les applications possibles pour de tels faisceaux de protons.

1.2.1 Qu'est ce qu'un plasma ?

Un plasma est un état de la matière entre l'état gazeux et l'état solide. Il est obtenu lorsqu'une partie ou la totalité de la matière qui le compose est ionisée c'est-à-dire que les atomes composant le milieu ont perdu des électrons. Du fait de sa composition, un plasma a une tendance naturelle à se recombiner, il est donc difficile de le confiner. Dans le cadre de l'accélération de particules, l'intérêt majeur d'un tel état est qu'il est capable de supporter des champs électriques plus importants que ceux supportés par les accélérateurs conventionnels (100 MV/m pour des accélérateurs classiques et 1 TV/m pour les accélérateurs plasmas) grâce à la suppression du seuil de claquage électrique dans le milieu.

L'interaction entre un champ électromagnétique et la matière est régie par les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \nabla \times B = \mu_0 j + \frac{1}{c^2}\frac{\partial E}{\partial t} \\ \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla . B = 0 \\ \nabla . E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{cases} \tag{1.12}$$

E est le champ electrique de l'onde, B le champ magnétique, j la densité volumique de courant créée par les particules en mouvement dans l'onde, et ρ la densité de charge du

plasma. μ_0, ϵ_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité du vide. Les ions étant plus lourds que les électrons, leur déplacement est plus lent, on peut donc faire l'approximation que seuls les électrons contribuent au courant. Ainsi $j = -n_e e v_e$, où n_e est la densité électronique du plasma, v_e la vitesse des électrons et $-e$ la charge. L'équation du mouvement électronique est donné par la relation $m\frac{dV_e}{dt} = F_{elec} + F_{Lorentz}$. En prenant comme hypothèse que les électrons ont un mouvement non relativiste dans l'onde, négligeant ainsi la force magnétique devant la force électrique :

$$m_e \frac{dV_e}{dt} = -eE \tag{1.13}$$

En s'appuyant sur les équations de Maxwell, on obtient l'équation de propagation de l'onde suivante :

$$\Delta E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial^2 t} = \frac{\mu_0 n_e e^2}{m_e} E \tag{1.14}$$

Le champ de l'onde laser s'exprime sous la forme d'une onde électromagnétique telle que $E = E_0 \exp(ik_0 z - \omega_0 t)$, avec k_0 et ω_0 le vecteur d'onde et la pulsation laser. On peut alors exprimer la relation de dispersion de l'onde laser en fonction des paramètres laser :

$$k_0 c^2 = \omega_0^2 - \omega_p^2 \tag{1.15}$$

on en déduit donc la fréquence plasma :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \tag{1.16}$$

$$\approx 5.64 \times 10^4 \sqrt{n_e} \tag{1.17}$$

Le laser ne pourra alors se propager que lorsque ω_0 sera supérieur à ω_p. Dans le cas contraire, le vecteur d'onde sera un imaginaire pur, l'onde transmise sera alors une onde évanescente. On définit la densité critique du plasma comme la densité limite pour laquelle l'onde laser peut encore se propager dans le plasma :

$$n_c = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{e^2}\frac{4\pi^2 c^2}{\lambda_0^2}} \tag{1.18}$$

$$n_c(cm^{-3}) \approx \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_0^2(\mu m)} \tag{1.19}$$

En présence d'un champ intense, la densité critique du plasma doit être corrigée par le facteur relativiste, tel que $n_c \rightarrow \frac{n_c}{\gamma}$.

Dans le cas d'une interaction avec une cible solide, les densités électroniques mises en jeu sont très élevées (de l'ordre de 300 n_c). Nous sommes donc toujours dans une condition d'évanescence de l'onde. On définit alors la longueur de peau, distance au cours de laquelle l'amplitude de l'onde laser est diminuée d'un facteur $\frac{1}{e}$:

$$L_p = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega_0^2}} \tag{1.20}$$

Application numérique : *Prenons le cas d'un solide avec une densité électronique de* 10^{22} *électrons/*cm^3*. On obtient donc une fréquence plasma* $\omega_p \approx 5.64 \times 10^{16}$ s^{-1}*, correspondant à une période plasma de 1.1 fs. En considérant un laser Ti :Sa à 820 nm, la pulsation laser est de* 2.35×10^{15} s^{-1} *ce qui induit une longueur de peau associée à une telle densité électronique de* $L_p \approx 60$ *nm.*

Pour définir l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ laser, on définit le potentiel vecteur normalisé. Ce paramètre est relié à l'intensité I_0 du laser par la relation :

$$a_0 = \left[\frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda^2 I_0\right]^{\frac{1}{2}} \tag{1.21}$$

ce qui donne en unités pratiques :

$$a_0 \approx 0.85 \lambda[\mu m](I_{18})^{\frac{1}{2}}[W/cm^2] \tag{1.22}$$

Application numérique :*Pour les paramètres laser du LOA, soit une longueur d'onde de 820 nm, et une intensité sur cible de* 1.4×10^{20} W/cm^2*, on obtient un* $a_0 = 8.24$

1.2.2 Création du plasma

Le plasma se créé lorsque l'intensité du laser est supérieure au seuil de claquage du matériau. L'ionisation du matériau peut intervenir par trois processus différents, l'ionisation multiphotonique, l'ionisation par suppression de barrière et l'ionisation par effet tunnel. Pour définir le mode d'ionisation subi par le matériaux, on définit le paramètre de Keldysh, [Keldysh 1965], par la relation :

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{\phi_i}{2\phi_p}} \tag{1.23}$$

avec ϕ_i le potentiel d'ionisation et ϕ_p le potentiel pondéromoteur.

L'ionisation multiphotonique, $\gamma_K > 1$

Le régime d'ionisation multiphotonique est caractérisé par l'absorption de plusieurs photons par un atome, lui permettant d'atteindre un niveau excité. Dans ce cas, l'atome passe par des niveaux d'énergies intermédiaires virtuels (ou interdit par les lois de sélection des niveaux) en absorbant des photons. A l'issue de ces absorptions, l'atome va atteindre son premier niveau excité autorisé, et libérer un électron. Ce régime survient quand le potentiel pondéromoteur est faible par rapport au potentiel d'ionisation, donc pour une intensité relativement faible ce qui est généralement le cas pour des impulsions longues.

Ionisation par effet tunnel, $\gamma_K < 1$

Le régime d'ionisation par effet tunnel intervient lorsque le potentiel d'ionisation est plus faible que le potentiel pondéromoteur. L'ionisation devrait donc ne pas être possible, mais la mécanique quantique prévoit une probabilité non nulle que la particule franchisse la barrière de potentiel et passe dans un état ionisé.

Ionisation par supression de barrière, $\gamma_K << 1$

Le régime d'ionisation par suppression de barrière permet de supprimer le potentiel coulombien vu par la particule. L'intensité laser nécessaire pour un tel processus d'ionisation peut être calculée :

$$I_{SBI} = 4 \times 10^9 \frac{\phi_i^4(eV)}{Z^2} \tag{1.24}$$

avec Z l'état de ionisation de l'atome ionisé (1 pour Al^+, 2 pour Al^{2+}, etc...).

Application numérique : *Pour une cible d'aluminium, le potentiel d'ionisation est de 5.98 eV. Pour s'ioniser en* Al^+*, il faut donc une intensité laser* $I_{SBI_{Al}} = 5.2 \times 10^{12}$ W/cm^2.

1.2.3 Mécanismes de chauffage

Les mécanismes de chauffage correspondent à une absorption de l'énergie laser par les électrons de la cible. L'énergie apportée à cette population électronique va conduire à un chauffage volumique de la cible, induisant une ionisation de cette dernière, suivie d'une détente du plasma ainsi généré.

Chauffage d'écrantage ou Vacuum Heating

Le chauffage d'écrantage [Brunel 1987] intervient dans le cas de l'interaction d'un laser en polarisation P en incidence oblique avec une cible à bord raide (avec un faible préplasma), *figure 1.5*. Les électrons de l'épaisseur de peau sont accélérés vers le vide par la composante longitudinale E_Z du champ laser pendant sa première demi-période. La densité électronique dans l'épaisseur de peau étant très élevée, les électrons accélérés sont suffisament nombreux pour que le champ électrique de charge d'espace résultant écrante le champ E_Z. Les électrons ainsi accélérés sont alors réinjectés dans la cible et se découplent du laser à chaque période en emportant l'énergie acquise dans l'oscillation longitudinale. En considérant des électrons non relativistes, l'énergie absorbée est alors :

$$A_{vh} = \frac{1.75}{2\pi} \frac{v_Z^3}{v_0^2 c \cos\theta} \tag{1.25}$$

où θ est l'angle d'incidence du laser sur la cible, $v_0 = eE_0/m\omega_0$ et $v_Z = eE_Z/m\omega_0$ la vitesse longitudinale des électrons.

Force Pondéromotrice

On considère un électron oscillant dans un champ laser se propageant le long de l'axe z, de la forme $E = E_0(r)\cos(\omega t)$. L'amplitude du champ laser n'étant pas constante, on peut décrire l'équation du mouvement de l'électron comme suit :

$$m_e \frac{d^2 z}{dt^2} = -eE_0(r)\cos(\omega t) \tag{1.26}$$

En décomposant le mouvement z en une composante z_1 variant rapidement et une autre variant lentement z_0, il est possible de développer l'expression en

$$m_e\left(\frac{d^2 z_0}{dt^2} + \frac{d^2 z_1}{dt^2}\right) = -e\left(E_0 + z_1 \frac{dE_0}{dr}\right)\cos(\omega t) \tag{1.27}$$

En moyennant sur le temps, on obtient alors une expression du mouvement lent tel que :

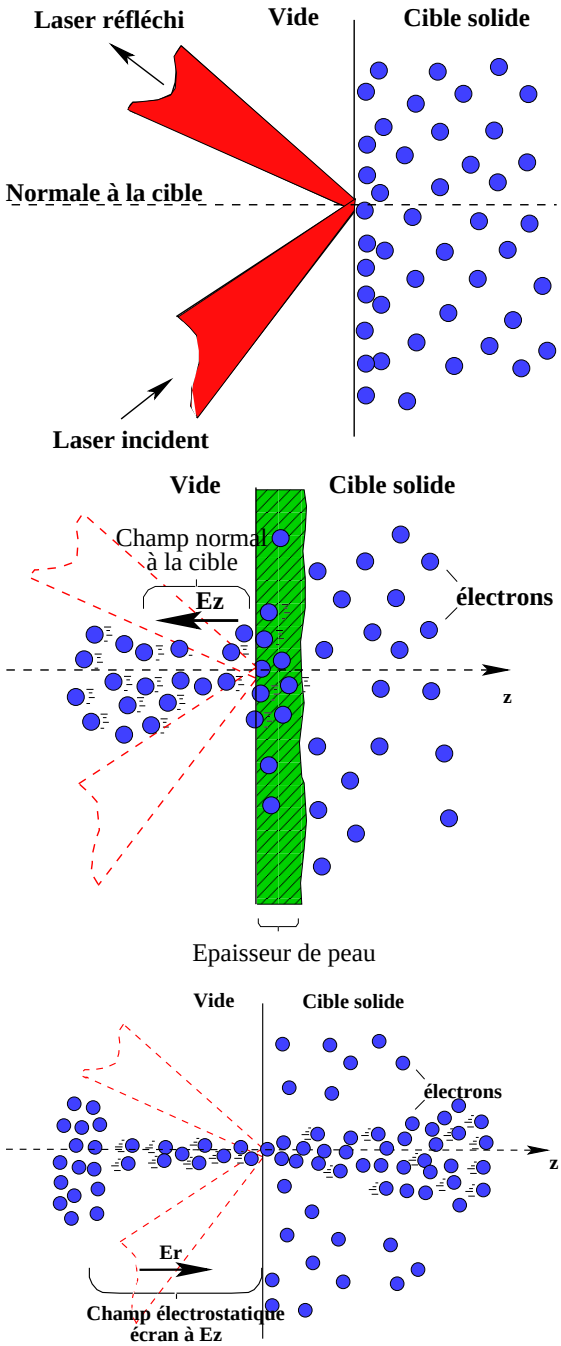


Fig. 1.5 : Principe du chauffage de la cible par vacuum heating. (haut) Une partie du laser incident sur la cible se réfléchie, (centre) Les électrons sont attirés vers le vide par le champ électrique résultant de la sommation des composantes longitudinales incidentes et réfléchies du champ laser, (bas) La densité électronique crée un champ électrostatique qui écrante le champ longitudinal et réinjecte les électrons dans la cible.

$$m_e \frac{d^2 z_0}{dt^2} = -e \frac{dE_0}{dr}|_{x_0} \overline{z_1 \cos(\omega t)} \tag{1.28}$$

En négligeant les termes $\frac{d^2 z_0}{dt^2}$ devant $\frac{d^2 z_1}{dt^2}$ et $z_1 \frac{dE_0}{dr}$ devant E_0, on obtient la solution :

$$z_1 = \frac{eE_0}{m_e \omega_0^2} \cos(\omega t) \tag{1.29}$$

En remplaçant cette solution dans l'équation 1.28, on obtient l'expression de l'accélération subit par la particule :

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = -\frac{e^2 E_0}{2 m_e^2 \omega_0^2} \frac{dE_0}{dr} \tag{1.30}$$

Pour obtenir l'expression de la force pondéromotrice, on remplace la solution de l'accélération de la particule dans l'équation du mouvement, ainsi pour un champ électrique unidimensionnel on a :

$$F_p = -\frac{e^2}{4 m_e \omega_0^2} \nabla(|E_0(r)|^2) \tag{1.31}$$

Les électrons sont poussés par le gradient d'intensité du laser et sont écartés du point focal de l'impulsion laser. Ce mécanisme est schématisé sur la *figure 1.6*.

En considérant une accélération des électrons de la longueur de peau induite par la force pondéromotrice, on en déduit une expression pour la température électronique obtenue par ce mécanisme de chauffage, [Kruer and Estabrook 1985] et [Estabrook and Kruer 1978], [Wilks et al. 1992] Dans le cas de l'interaction d'une impulsion laser avec une intensité sur cible supérieure à 10^{18} W/cm^2, l'énergie des électrons accélérés dans la longueur de peau devient très vite relativiste. La force de Lorentz, proportionnelle à $\overrightarrow{V} \times \overrightarrow{B}$ où $\overrightarrow{V}$ est le vecteur vitesse des électrons et $\overrightarrow{B}$ le champ magnétique de l'onde laser, ne doit alors plus être négligée. La température des électrons dans le potentiel pondéromoteur peut être calculée par l'expression :

$$\begin{aligned} T_{vB} &= m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) \\ T_{vB}(MeV) &\approx 0.511 \left(\sqrt{1 + \frac{I_{18} \lambda_0^2 (\mu m^2)}{1.37}} - 1 \right) \end{aligned} \tag{1.32}$$

avec $I_{18} = \frac{I(W/cm^2)}{10^{18}}$.

La température électronique d'un laser de 1 μm avec une intensité de 10^{19} W/cm^2 est

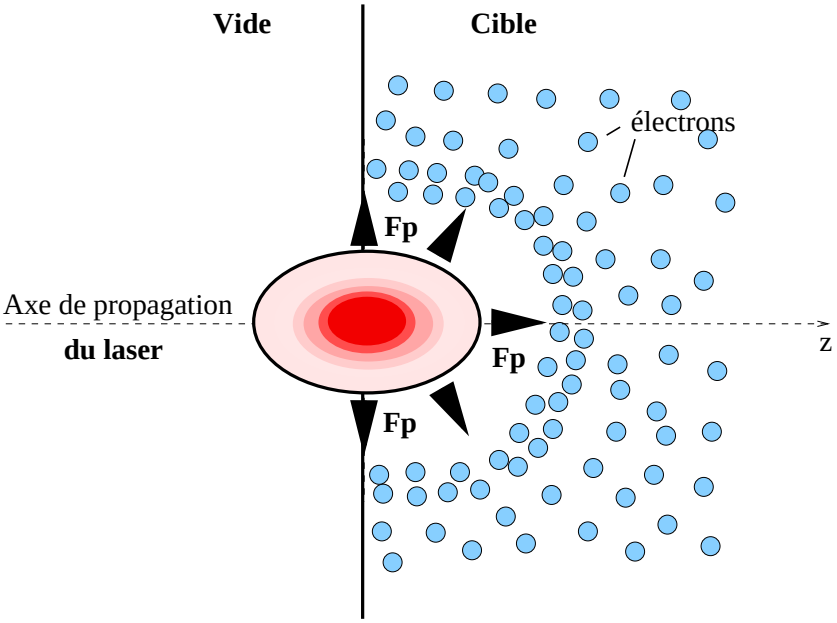


Fig. 1.6 : Action de la force pondéromotrice sur les électrons de la cible. La force pondéromotrice, proportionnelle au gradient d'intensité, pousse les électrons hors du point de focalisation, de la zone de champ fort vers la zone de champ faible. La densité électronique peut alors augmenter et atteindre la densité critique n_c conduisant à une réflexion partielle de l'impulsion laser

de 1 MeV.

Absorption résonante

L'absorption résonnante [Estabrook et al. 1975], [Forslund et al. 1975] est un mécanisme de chauffage qui apparaît lorsque l'on considère une interaction entre un plasma et une onde laser de polarisation P en incidence oblique. L'onde laser est incidente avec un angle θ sur une cible solide présentant une rampe de densité en face avant de longueur caractéristique L_{grad}. Elle va se propager jusqu'à la densité $n = n_c \cos\theta$, où n_c est la densité critique pour l'onde incidente considérée. Le champ E_z créé par interférence entre l'onde laser incidente et l'onde laser réfléchie sur la densité critique va exciter des oscillations plasma résonnantes à la fréquence ω_0. La croissance de l'onde plasma est limitée par la convection thermique et le déferlement qui a lieu lorsque la vitesse d'oscillation des électrons s'approche de la vitesse de phase de l'onde [Dawson 1959], [Coffey 1971]. Ce phénomène entraîne la perte de périodicité des trajectoires électroniques et l'accélération longitudinale des électrons à des énergies élevées. Le taux d'absorption dû à ce mécanisme est donné par l'expression [Wilks and Kruer 1997] :

$$A_{res} = \frac{1}{2}\left[2.3\left(\frac{2\pi L_{grad}}{\lambda_0}\right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(-\frac{4\pi_{grad}}{3\lambda_0}\right)\right]^2 \tag{1.33}$$

L'absorption est maximale pour un angle d'incidence de l'onde laser de $\theta \approx \arcsin(\frac{\lambda_0}{2\pi L_{grad}})^{\frac{1}{3}}$.

Des études numériques [Forslund et al. 1977], [Estabrook and Kruer 1978] ont montré que la population électronique accélérée par absorption résonnante est bien décrite par une Maxwellienne de température :

$$T_h[keV] \approx 10(T_e I_{16}\lambda^2[\mu m^2])^{\frac{1}{3}} \tag{1.34}$$

où T_e est la température initiale du plasma et I_{16} l'intensité laser ($I_{16} = I_L/10^{16}$).

Ce mécanisme est dépendant de la longueur de gradient du préplasma, il s'affaiblit donc pour une interaction avec des impulsions courtes, i.e. lorsque $\frac{L_{grad}}{\lambda_0} < \frac{v_{osc}}{2\pi c}$ l'amplitude des oscillations dépasse la longueur de gradient[Gibbon 1996]

1.2.4 Mécanismes d'accélération de protons

Les mécanismes d'accélération de protons sont liés à une séparation de charges induite par le mouvement des électrons. Les électrons s'échappant de la cible vont créer un champs électrique permettant d'accélérer les protons.

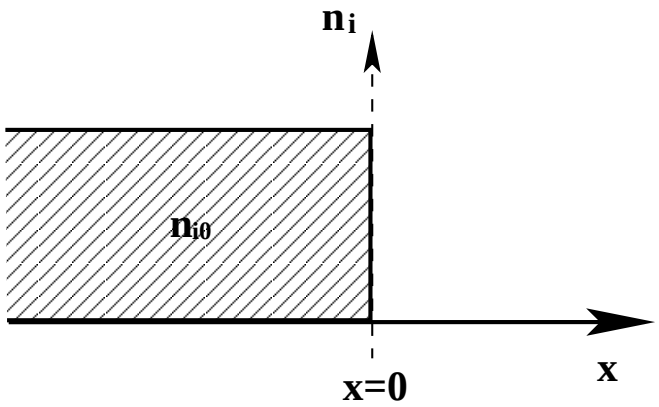


Fig. 1.7 : Position spatiale des densités électronique et ionique dans le cadre du modèle isotherme. La population ionique et électronique est confiné dans l'espace semi-infini x<0.

Modèle auto-similaire

Isotherme. Le modèle auto-similaire [Gurevich et al. 1965] est basé sur l'expansion du plasma dans le vide. Ce modèle a été amélioré [Mora 2003], en apportant une hypothèse isotherme à la population électronique pour tenir compte des effets de charge d'espace rencontrés pour l'accélération ionique. Dans ce modèle, les protons occupent au temps $t = 0$ la partie de l'espace $x < 0$, la frontière en $t = 0$ étant raide, voir *figure 1.7*. Les protons sont au repos avec une densité $n_p = n_{p0}$ pour $x < 0$ et $n_p = 0$ pour $x > 0$.

On suppose une distribution de densité électronique Boltzmanienne, soit :

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \tag{1.35}$$

où n_{e0} est la densité électronique pour le plasma imperturbé ($n_{e0} = n_{p0}$), ϕ le potentiel électrostatique ($\phi(-\infty) = 0$) et T_e la température électronique du plasma. Le potentiel électrostatique satisfait l'équation de Poisson :

$$\epsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e(n_e - n_i) \tag{1.36}$$

En intégrant l'équation 1.36 sur l'espace, on obtient une expression pour le champ électrique à la frontière et à $t = 0$:

$$E_{front,0} = \sqrt{\frac{2 n_{e0} k_B T_e}{e \epsilon_0}} \tag{1.37}$$

Les équations de continuité et de mouvement de l'expansion des protons dans le vide

sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}(\frac{\partial}{\partial t}+v_p\frac{\partial}{\partial x})n_p &= -n_p\frac{\partial v_p}{\partial x}\\ (\frac{\partial}{\partial t}+v_p\frac{\partial}{\partial x})v_p &= -(\frac{Ze}{m_p})\frac{\partial\phi}{\partial x}\end{aligned} \tag{1.38}$$

On trouve une solution auto similaire pour le champ électrique (E_{ss}) en supposant les électrons en équilibre dans le potentiel ϕ et une quasi neutralité du plasma en expansion $n_e = n_p = n_{e0}\exp(-\frac{x}{C_s t}-1)$ et $v_p = C_s + \frac{x}{t}$:

$$E_{ss} = \frac{k_B T_e}{eC_s t} = \frac{\sqrt{\frac{n_{e0}k_B T_e}{\epsilon_0}}}{\omega_{pp}t} \tag{1.39}$$

avec $C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_p}}$, la vitesse acoustique des protons et $\omega_{pp} = \sqrt{\frac{n_{e0}e^2}{m_p\epsilon_0}}$ leur fréquence plasma. Le champ auto similaire correspond à une surface de charge positive, $\sigma = \epsilon_0 E_{ss}$, pour $x = -C_s t$ et négative, $-\sigma$, à la frontière plasma.

On remarque que la solution auto similaire n'a de sens que lorsque la longueur de Debye de l'onde est plus grande que la longueur de densité auto similaire, soit $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_{e0}e^2}} > C_s t$ ce qui correspond à $\omega_{pp}t < 1$. La solution pour $\omega_{pp}t \gg 1$ n'a pas de sens physique car elle prévoit une vitesse des protons tendant vers l'infinie pour une longueur de propagation tendant vers l'infini. En effet, dans ce modèle, l'énergie des électrons cédée aux protons n'est pas prise en compte, on suppose un réservoir infini d'électrons. Il faut donc imposer des limites physiques à l'accélération des protons.

Après un temps $t = 50/\omega_{pp}$, l'expansion du plasma crée une séparation de charge induisant un champ auto-similaire associé, voir *figure 1.8* extraite de [Mora 2003]. Trois régions sont distintement visibles, une région de charge positive située en $x = -C_s t$ correspondant à un surplus de charge positive σ induit par le déplacement des électrons vers le vide, une densité de charge positive σ située à $x \approx 5.5C_s$ correspondant au front ionique et une population de densité 2σ (respectant la neutralité) correspondant à la population électronique s'étant échappée de la cible induisant le champ auto-similaire.

Pour résoudre les équations précédentes, les auteurs ont développé un code Lagrangien. Ainsi, en intégrant l'équation de Poisson 1.38 entre x_{front} et l'infini, on obtient une solution pour le champ électrique de la forme :

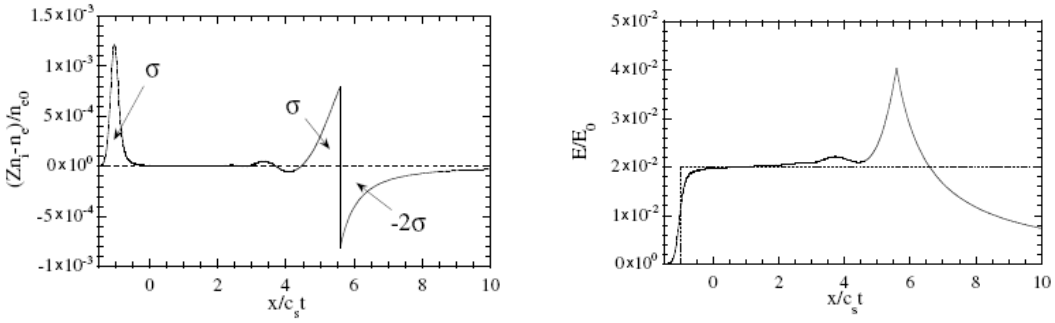


Fig. 1.8 : (Droite) Séparation de charge après $t = 50/\omega_{pp}$, (gauche) Champs électrique auto-similaire après un temps $t = 50/\omega_{pp}$. Ces figures ont été extraite du travail de [Mora 2003].

$$\begin{aligned} E_{front} &= \sqrt{\frac{2n_{e0}k_BT_e}{\epsilon_0}}\exp(\frac{e\phi_{front}}{2k_BT_e}) \\ &= \frac{\sqrt{2}k_BT_e}{e\lambda_D} \end{aligned} \tag{1.40}$$

L'évolution temporelle du champ électrique peut alors être exprimée dans la limite asymptotique $\omega_{pp}t \gg 1$:

$$E_{front} \approx 2\sqrt{\frac{\frac{n_{e0}k_BT_e}{\epsilon_0}}{2e+\omega_{pp}^2t^2}} \tag{1.41}$$

Il devient alors possible de déduire du modèle la vitesse du front de proton en intégrant l'équation de conservation $dv_{front}/dt = eE_{front}$, il vient alors :

$$v_{front} \approx 2C_s\ln(2\tau) = C_s[2\ln(\omega_{pp}t) + \ln 2 - 1] \tag{1.42}$$

avec $\tau = \omega_{pp}t/\sqrt{2exp(1)}$.

De cette dernière équation, on en déduit l'expression de l'énergie maximale de coupure des protons, en restant dans le régime classique, la vitesse des protons n'étant pas relativiste :

$$E_{max} = \frac{1}{2}m_pv_{front}^2 \approx 2k_BT_e[\ln(2\tau)]^2 \tag{1.43}$$

Pour être plus précis, et refléter les conditions expérimentales, il faut ajouter à ce modèle des effets supplémentaires tels que la recirculation des électrons dans la feuille

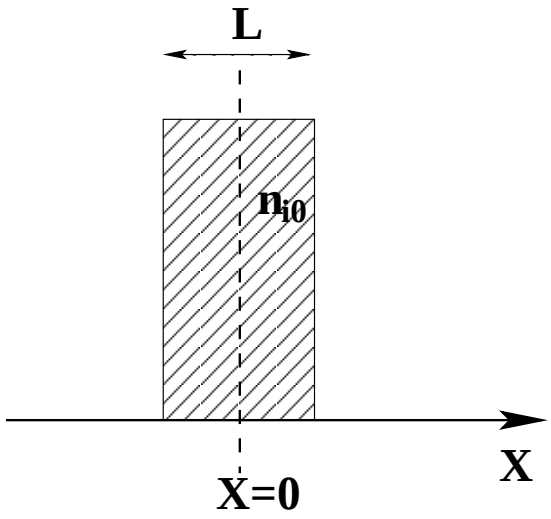


Fig. 1.9 : Position spatiale de la population protonique dans le cadre du modèle adiabatique.

mince [MacKinnon et al. 2002], la dépendance temporelle de la température électronique [True et al. 1981] et les mécanismes d'ionisation [Hegelich et al. 2002].

Le modèle isotherme conduit à une augmentation infinie de l'énergie maximale des protons. La limitation du temps d'accélération des protons sera discuté dans le chapitre 3. Il est nécessaire, à ce stade de comprendre que le modèle isotherme prend en considération les phénomènes de détente d'un plasma semi infini avec une population électronique infinie. Le transfert énergétique électrons protons n'étant pas pris en compte, le modèle conduit à une accélération infinie des protons dans le vide. Une façon de limiter l'accélération est de considérer un réservoir électronique limité spatialement, comme c'est le cas dans le modèle adiabatique.

Adiabatique. Le modèle adiabatique reprends les équations du modèle isotherme en considérant, non plus une cible infinie, mais une cible ayant une extension spatiale L, voir *figure 1.9*. La cible de dimension L est centrée autour de la position x=0 et est initialement composée d'une densité n_{i0} de protons. La conservation de l'énergie du système (électrons - ions) est définie grâce à l'équation :

$$\frac{dU_e}{dt} + \frac{dU_{ions}}{dt} + \frac{dU_{champ}}{dt} = 0 \tag{1.44}$$

avec U_{ions} l'énergie cinétique des ions, U_{champ} l'énergie électrostatique du champ électrique et U_e l'énergie thermique des électrons, $U_e = g(\theta)N_e k_B T_e$. N_e représente le nombre

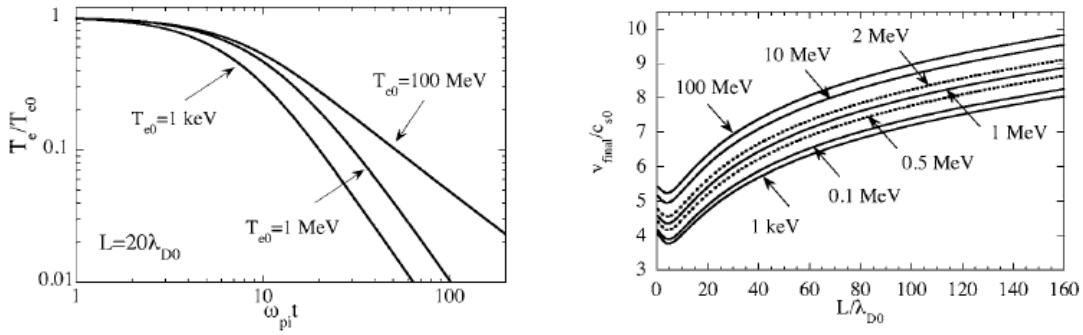


Fig. 1.10 : (Gauche) Variation de la température électronique en fonctions du temps. (Droite) Variation de l'énergie maximale des ions en fonction del'épaisseur de la cible. Plus l'épaisseur de la cible augmente, plus l'accélération sera efficace.

d'électrons ($N_e = n_{e0}L$) et $g(\theta)$ est la fonction $g(\theta) = k_B T_e/m_e c^2$ avec $g = 1/2$ dans la limite classique $\theta = 0$ et $g = 1$ pour $\theta = -\infty$.

Compte tenu de cette conservation énergétique, la température électronique ne sera pas constante au cours du temps. La température électronique est calculée directement par le travail sur tout l'espace fait par le champ électrique sur les électrons. Contrairement au cas isotherme, la longueur de Debye varie avec le temps (variation induite par la variation de la température électronique, on rappelle ici que $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_{e0} e^2}} > C_s t$) , on obtient ainsi la relation donnant la vitesse finale des ions :

$$v_{final} \approx 2C_{S0} \ln(C1L/\lambda_{D0} + 4.2) \tag{1.45}$$

La variation de la vitesse finale des ions en fonction de l'épaisseur de la cible est montrée sur la *figure 1.10* pour différentes températures électroniques, ainsi que la variation de la température électronique en fonction du temps.

La comparaison entre le modèle isotherme et le modèle adiabatique présentée sur la *figure 1.11*, montre que pour des temps long, le modèle adiabatique connait une saturation induite par la variation de la température électronique au cours du temps, alors que le modèle isotherme montre une tendance de croissance infinie.

En considérant le chauffage induit par l'interaction d'un faisceau laser avec une cible solide et une détente du type auto-similaire, on définit alors le mécanisme de TNSA (Target Normal Sheet Acceleration), [Wilks et al. 2001]. Ce mécanisme est résumé sur la *figure 1.12*. La population générée en face avant de la cible va se propager au travers de la cible et former un champ électrostatique en face arrière. Les protons (impuretés de surface) vont alors subir une accélération induite par ce champ conduisant à leur

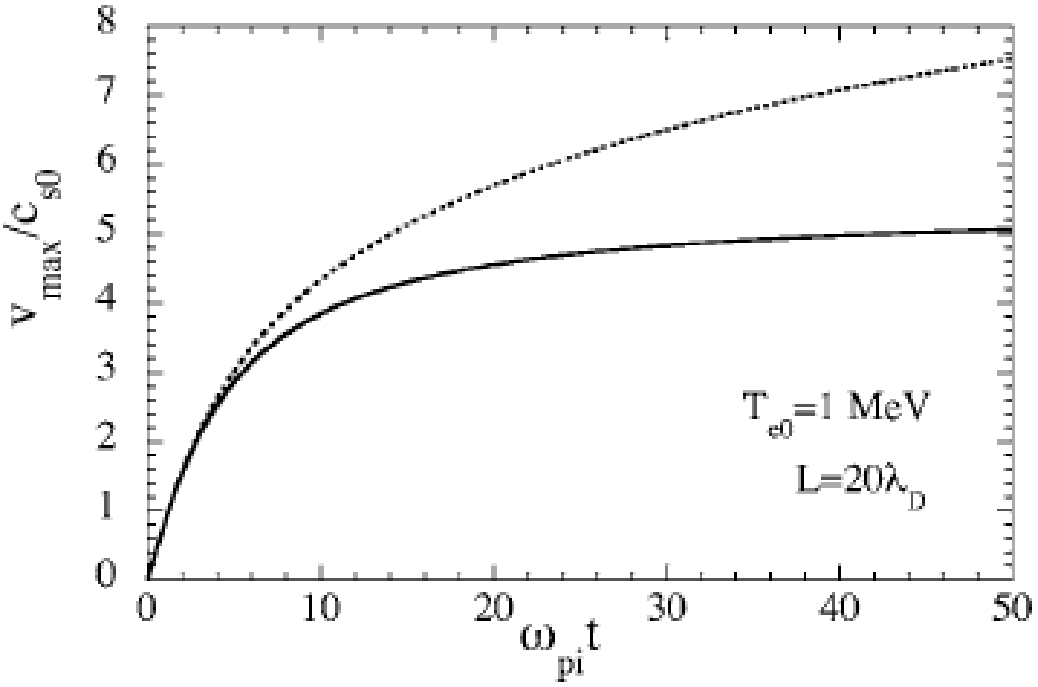


Fig. 1.11 : Variation de l'énergie maximale des ions en fonction du temps. La comparaison entre le modèle isotherme et le modèle adiabatique montre deux tendances différentes aux temps longs, une saturation atteinte par le modèle adiabatique et une croissance infinie pour le modèle isotherme. Cette courbe est issue de simulations réalisées par [Mora 2005].

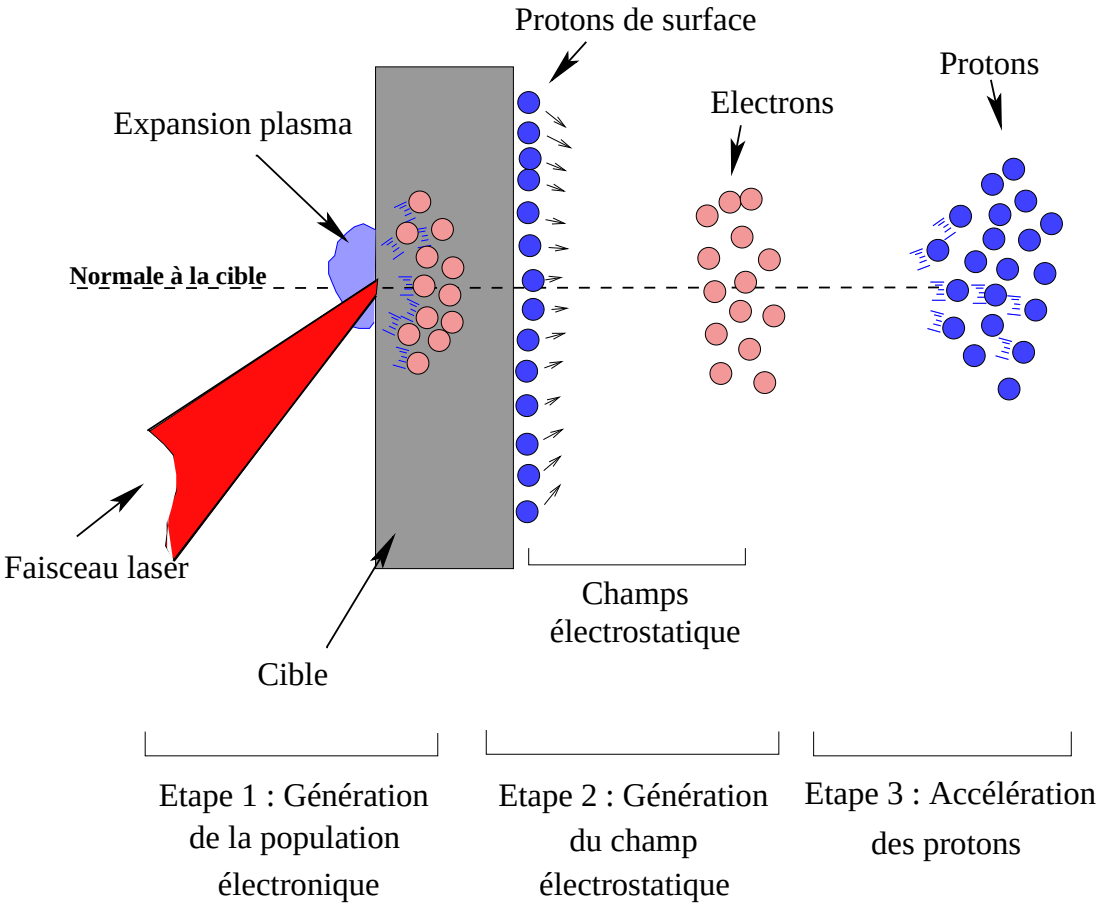


Fig. 1.12 : Accélération de couche normale. Les électrons accélérés en face avant par le chauffage de la cible, se propagent au travers de cette dernière et une partie (la partie froide) est rappellée par la cible. Le champs électrostatique ainsi créé permet d'accélérer les protons (impuretés de surface) situés sur la face arrière de la cible.

propagation dans le vide. L'accélération de face arrière conduira à une accélération plus efficace du fait de la plus grande amplitude du champs sur la face arrière (pas d'effet décrantage induit par la cible), mais les protons situés sur la face avant verront eux aussi un champ électrostatique accélérateur. Ce mécanisme conduira à trois populations ioniques, l'une provenant de la face avant de la cible se propageant à travers la cible puis vers le vide, une autre provenant de la face arrière de la cible se propeageant vers le vide et enfin une troisième provenant de la face avant de la cible mais se propageant en revenant vers le laser.

1.3 Application des faisceaux de protons

1.3.1 Tomographie par émission de positron

La tomographie par émission de positron est un principe utilisé pour l'imagerie médicale. Cette technique requiert l'utilisation d'isotopes radioactifs émettant des positrons tels que le ^{11}C, ^{13}N, ^{15}O ou ^{18}F, [Ter-Pogossian et al. 1975]. L'élaboration de tels isotopes nécessite l'interaction d'un faisceau de protons provenant d'un cyclotron (faisceau de protons de 2 MeV) et d'une cible. Les positrons vont perdre leurs énergies dans la matière et s'anihiler au repos en deux photons contre propagatif de 511 keV. En traversant le corps d'un patient, les radio-isotopes vont s'accumuler autour des tissus à forte activité (i.e. avec une forte concentration sanguine, coeur, cerveau et tumeurs cancéreuses, voir *figure 1.13* et *figure 1.14*) et émettre des positrons. Le signal autour de cette zone deviendra alors de plus en plus intense, permettant ainsi la localisation de tumeurs à un stade plus précoce que n'importe quelle autre technique d'imagerie. L'utilisation d'un accélérateur de particule pour générer ces radio isotopes nécessite un coût important tant pour l'installation en elle même que pour la radioprotection des batiments qui l'accompagne. Ceci limite la démocratisation de cette technologie et son développement. Des calculs à partir d'extrapolation des données expérimentales obtenues au LOA ont montré que l'utilisation de faisceaux de proton générés par un laser kHz permettrait de générer des radio-isotopes ^{11}C avec des activités de l'ordre du Giga Becquerel en 30 minutes. [Fritzler et al. 2003]. Cependant une étude plus récente, [Lefebvre et al. 2006] a montré qu'une telle application d'un faisceau de protons généré par laser n'est pas envisegeable en routine avec la technologie actuelle. Une amélioration des caractéristiques laser est nécessaire pour rendre possible une production de radioisotopes efficace capable de concurrencer les accélérateurs conventionnels.

1.3.2 Fusion par confinement inertiel, FCI

La fusion par confinement inertiel consiste à amorçer une réaction de fusion thermonucléaire auto entretenu dans le combustible, par exemple un plasma de Deutérium et de Tritium, pour libérer de grandes quantités d'énergie :

$$D + T \rightarrow \alpha(3.5MeV) + n(14.1MeV) \tag{1.46}$$

Le critère pour atteindre l'ignition est appelé critère de Lawson. Il est définit par la relation :

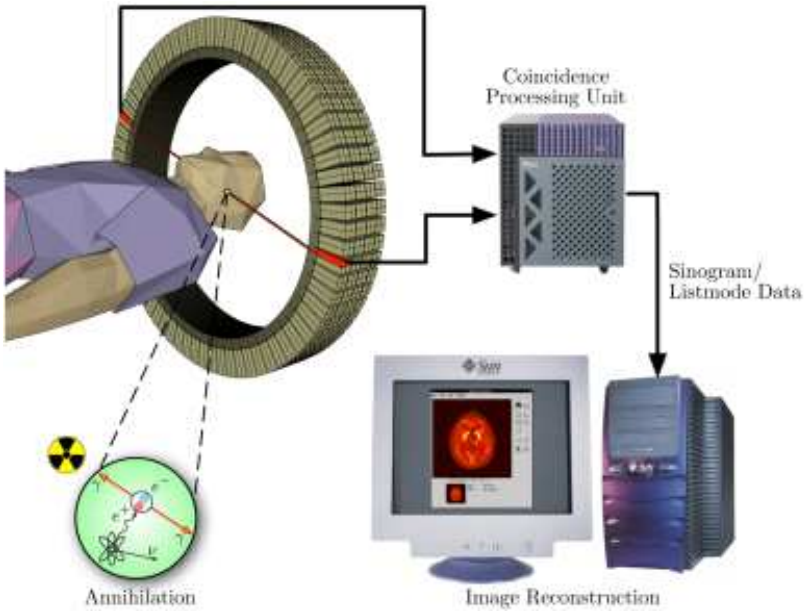


Fig. 1.13 : Principe de la tomographie par émission de positron. Les photons émis en coïncidence après l'annihilation d'un positron dans les tissus cancéreux sont collectés par des scintillateurs. L'analyse de données en temps réel permet de modéliser une cartographie 3D de la tumeur.

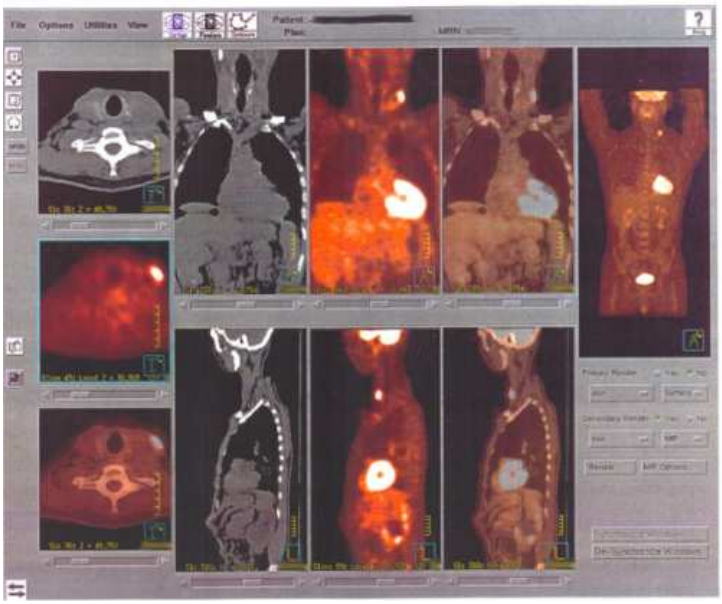


Fig. 1.14 : Image d'une métastase ganglionnaire obtenu par imagerie TEP. L'imagerie met en évidence le coeur, le cerveau, la vessie et une métastase dans une glande située au niveau du cou du patient.

$$n_e\tau > 10^{14} cm^{-3} s \tag{1.47}$$

où n_e est la densité électronique et τ est la durée de confinement du plasma. Deux voies sont alors possibles : obtenir une densité élevée pendant des temps courts ou une densité faible pendant des temps longs. La FCI utilise la première approche du problème. L'amorçage d'une réaction de fusion consiste à vaincre les forces de répulsion coulombienne des atomes en présence. On distingue 3 approches différentes menant à la FCI, l'approche directe, l'approche indirecte et l'allumage rapide. La FCI par approche directe peut se résumer en 4 phases :

1. On irradie une cible sphérique de Deutérium et tritium (DT) d'environ 1 à 2 mm de rayon le plus uniformément possible avec un éclairement maximal de l'ordre de $2 \times 10^{15}\ W/cm^2$. Les couches externes de la cible sont ionisées et se détendent pour former une *couronne* de plasma à une densité $n \approx 10^{19}$ à $10^{22}\ cm^{-3}$.
2. L'énergie laser continue à se déposer dans la couronne mais en deça de la densité critique. L'énergie transportée par les électrons dans le plasma surcritique accroît la température de la cible et entretient le processus d'ablation. Celui-ci génère une onde choc convergente, qui comprime le combustible.
3. La coalescence des ondes de choc au centre de la cible crée un point chaud aux conditions d'allumage. Les réactions de fusion se déclenchent entretenant le chauffage du point chaud.
4. L'augmentation de température du point chaud le rend de plus en plus transparent aux particules α libérées au cours des réactions de fusion, elles commencent à déposer leur énergie dans les couches adjacentes, et transmettent ainsi de proche en proche les conditions d'allumage.

La réalisation de l'ignition par laser nécessite un chauffage de la cible uniforme pour garder une symétrie sphérique pendant l'implosion, l'utilisation d'un grand nombre de faisceaux lasers focalisés sur la cible est donc primordiale dans ce schéma. Les limitations proviennent des instabilités hydrodynamiques (Rayleigh-Taylor, Richtmeyer-Meshkov...) provoquées en cas d'éclairement laser non uniforme sur la cible, qui conduisent à une rupture de symétrie et à un mélange cible combustible. Ces instabilités réduisent l'efficacité de l'implosion.

Dans le schéma de l'attaque indirecte, les faisceaux lasers ne sont plus focalisés directement sur la cible, mais sur une cavité entourant la cible appellée Hohlraum, généralement réalisée en or, qui va absorber l'énergie laser et en réémettre une partie en rayonnements X incohérents. La cible sera alors confinée par ce rayonnement de manière

symétrique et l'importance de l'homogénéité du profil des faisceaux laser est diminuée. Le taux de conversion E_L en E_X est de l'ordre de 60% auxquels il faut ajouter le transfert d'énergie des rayons X à la cible, ce qui rendrait cette approche moins efficace que l'approche directe, mais les difficultés technologiques que sont l'éclairement homogène de la cible et les instabilités hydrodynamiques rencontrées dans le schéma de l'approche directe pourraient faire de l'approche indirecte une solution plus "simple" à réaliser.

Dans le concept de l'alumeur rapide [Tabak et al. 1994], on découple les phases de compression et de chauffage, ainsi la cible est comprimée par les lasers , mais le chauffage s'opère par la génération d'un faisceau de particules venant déposer son énergie dans le combustible. Le modèle de l'allumage rapide peut être décomposé en 4 étapes :

1. la phase de compression est réalisée de la même façon que dans l'approche directe avec des faisceaux lasers focalisés sur la cible de DT, sans chercher à réaliser un point chaud central mais un chauffage adiabatique permettant de limiter les instabilités hydrodynamiques. Il se forme alors un coeur dense et une couronne de plasma autour de ce dernier.
2. un premier faisceau laser ($I_0 \approx 10^{18}$ W/cm^2) est envoyé au travers de la couronne pour creuser un canal.
3. un deuxième faisceau plus énergétique ($> 10^{20}$ W/cm^2, $\tau \approx 1$ ps) y est alors guidé le plus près possible du coeur afin de générer un faisceau d'électrons capable de traverser le plasma surcritique et de se thermaliser à la surface du coeur, créant ainsi un point chaud latéral pouvant répondre aux conditions de température et de densité nécessaires pour l'allumage.

Dans cette approche, le chauffage de la cible est dit isochore (volume constant) [Patel et al. 2003]. Cette hypothèse peut être faite grâce au temps très court faisceaux de protons par rapport aux temps caractéristiques d'évolution hydrodynamique de la cible, il en résulte un gain plus élevé que dans le schéma de l'approche directe [Kidder 1976]. Une équipe, [Roth et al. 2001], a démontré la possibilité d'utiliser un faisceau de protons pour chauffer la cible, cette configuration est discuté par Barriga-Carrasco en 2004, [Barriga-Carrasco et al. 2004]. Les protons présentant des caractéristiques bien adaptées pour le chauffage d'un volume de DT donné. En effet, le dépôt d'énergie d'un faisceau de protons mono énergétiques est très localisé, grâce au pic de Bragg, de plus le faisceau de protons perd peu d'énergie dans des milieux à faible densité et du fait de sa masse importante est moins sensible aux champs électromagnétiques que les électrons. Le point sombre reste l'efficacité de conversion entre l'énergie laser et le faisceau de protons qui reste faible (entre 5 et 12% suivant les expériences [Clark et al. 2000b], [Snavely et al.

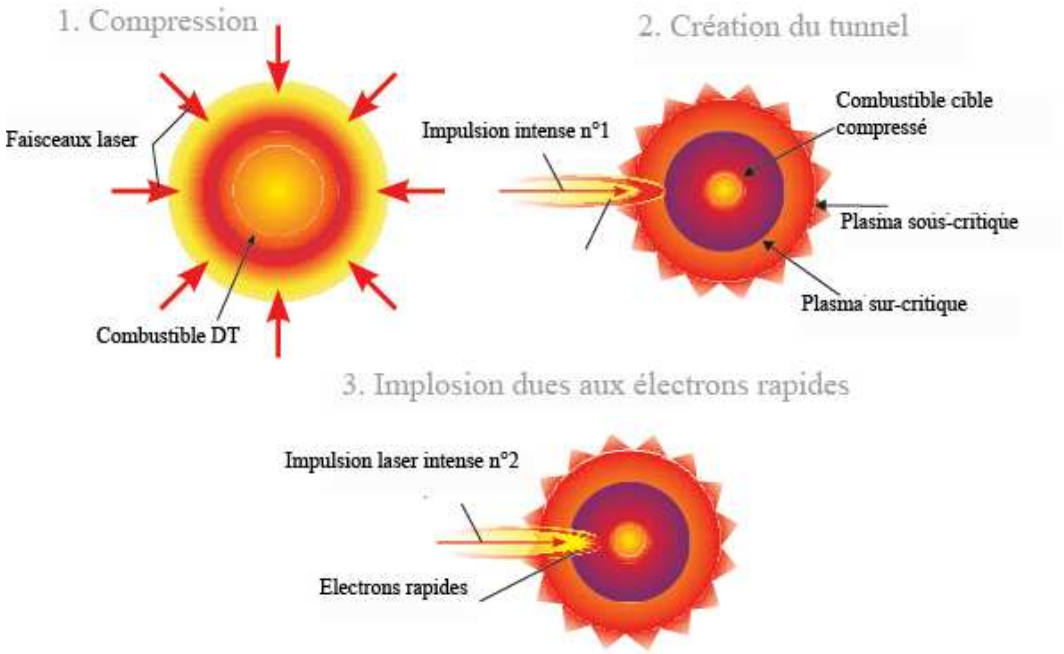


Fig. 1.15 : Schéma d'un allumeur rapide. L'allumage rapide par laser s'effectue en quatre étapes, la cible de deutérium est uniformément comprimée sous l'action de plusieurs lasers nanoseconde générant un plasma concentrique, une impulsion laser de 10^{18} W/cm^2 est alors focalisée non loin de la surface critique du plasma, créant ainsi un canal sous critique. Une deuxième impulsion très intense est alors focalisée dans le canal pour générer des électrons rapides qui vont traverser le plasma et créer un point chaud latéral permettant d'atteindre les conditions de température et de densité nécessaires pour l'allumage.

2000]). Des incertitudes subsistent quant à la réelle possibilité d'utiliser des systèmes laser pour la fusion inertielle à des fins civiles.

Deux grands projets sont en cours de développement pour démontrer l'ignition par laser, la France avec le LMJ (Laser Méga Joule) et les Etats Unis avec le NIF (National Ignition Facility).

1.3.3 Radiographie

[Romagnani et al. 2005], [Cobble et al. 2002], La radiographie par faisceau de protons générés par laser, présente plusieurs avantages par rapport aux techniques classiques utilisant des rayons X. Les protons, grâce à leur masse importante, ont des propriétés balistiques de dépôt de dose localisé (pic de Bragg). La résolution spatiale des images est principalement déterminée par la dimension de la source de protons, or dans le cadre de l'interaction laser matière elle est de l'ordre d'une dizaine de microns (45 microns pour des protons de 5 MeV et 15 - 20 microns pour des protons de 10 MeV, [Romagnani et al. 2005], [MacKinnon et al. 2004], [MacKinnon et al. 2006]). La résolution temporelle dépend de la durée du paquet de protons. Aucune expérience n'a encore été menée pour déterminer la durée de ce paquet, mais les simulations PIC prédisent une durée de 1 ps [Sentoku et al. 2003]. Les protons étant synchronisables, ils permettent l'élaboration d'expériences pompe sonde. Les spectres énergétiques obtenus étant larges, les temps de vol d'arrivée sur l'objet à radiographier sont différents, il est alors possible de faire une étude résolue en temps de l'interaction laser plasma afin d'obtenir une plus grande précision de l'évolution du phénomène étudié.

L'application de la radiographie à des cibles solides sphériques a été étudiée dans le cadre du chauffage uniforme d'une cible pour des applications dans le domaine de la fusion par confinement inertiel. Les résultats présentés sur la *figure 1.16* montre l'état de la cible 2 ns après son chauffage par des lasers de pompe. La radiographie par faisceau de proton montre une bonne résolution spatiale, ici, la cible a un diamètre de 500 microns et une épaisseur des parois extérieures de 7 microns.

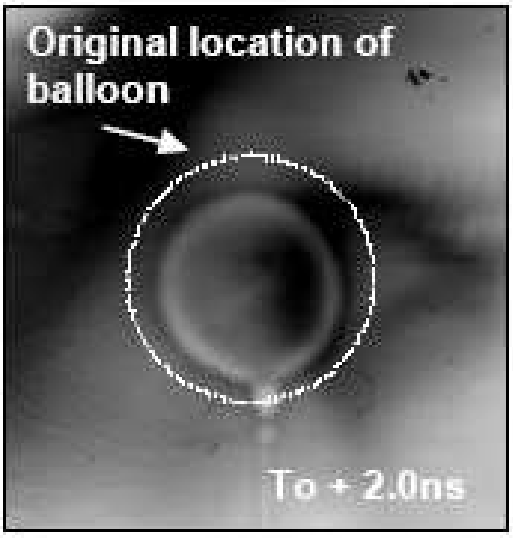


Fig. 1.16 : Radiographie par faisceau de protons d'un micro-ballon. Cette image a été prise 2 ns après une irradiation uniforme de la surface de la cible avec des lasers de chauffage .

Chapitre 2

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

Ce chapitre est dédié à l'environnement expérimental incluant le laser, les cibles et la détection. L'intensité sur cible, l'amplitude de l'ASE aussi bien que le positionnement de la cible sont des paramètres déterminants pour l'obtention d'un faisceau de protons. Je vais décrire le laser de la "salle jaune", puis dans une deuxième partie les diagnostics permettant une caractérisation des paramètres laser importants pour la génération protonique, j'évoquerai enfin les détecteurs utilisés et développés au LOA tant pour la détection des protons que pour le positionnement de la cible.

Un des objectifs de ma thèse a été de développer des diagnostics permettant la détection des protons en temps réel. Je me suis intéressé dans un premier temps à adapter et optimiser les techniques de détections existantes. J'ai mis en place un système de détection basé sur les détecteurs de trace CR39 permettant d'augmenter le nombre de tirs réalisés au cours d'une campagne expérimentale. J'ai ensuite mené une étude détaillée sur l'utilisation des scintillateurs. J'ai ainsi proposé une collaboration avec des chercheurs du monde des accélérateurs conventionnels de protons et réalisé une campagne de calibration du scintillateur rapide utilisé dans le système scintillateur + photomultiplicateur. Enfin, j'ai développé deux détecteurs basés sur l'utilisation de galettes microcannaux, l'un permettant une détection spatiale du spectre de protons (à l'aide d'une parabole Thomson et d'une caméra CCD) et le second utilisant la dispersion temporelle du faisceau de protons (grâce à l'utilisation d'un photomultiplicateur rapide).

Un autre axe de ma thèse a été la réalisation et l'optimisation d'un montage expérimental pour les expérience d'accélération de protons par laser. Je me suis attaché à développer un montage expérimental permettant de contrôler à tout moment les paramètres de l'interaction (paramètres laser et paramètres de la cible). J'ai pour cela développé un système de positionnement de la cible, en collaboration avec l'équipe technique du LOA, et proposé des solutions en temps réel pour l'optimisation de l'interaction. Ces développements s'inscrivent dans la volonté d'une augmentation de la cadence des tirs ainsi qu'une meilleure reproductibilité de la génération du faisceau de protons. Ce travail a permis de réaliser les expériences dans des conditions nettement améliorées et optimisées, notamment pour atteindre les 10 microns de précision pour le positionnement de la cible.

2.1 Paramétrisation Laser

2.1.1 Laser "salle jaune"

Les expériences protons ont été réalisées avec le laser "salle jaune" du LOA. Ce laser est un Ti :Sa basé sur le système CPA décrit sur le schéma 1.2 de la section 1.1.1. Ce

laser pulsé est capable de délivrer une puissance de 30 TW avec une durée d'impulsion de 35 fs (mesure à mi-hauteur). Un schéma de ce laser est présenté sur la *figure 2.1*. Les caractéristiques expérimentales utilisées sont résumées dans le tableau 2.1, ce sont les valeurs que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit. L'interaction avec la cible plane a été réalisée en polarisation P (i.e. le champ électrique du laser est dans le plan d'incidence définit par l'axe laser et la normale à la cible).

Durée d'impulsion	τ_0	**35 fs**
Energie avant compression	E_L	**2 J**
Energie sur cible	E_0	**1 J**
Longueur d'onde	λ_0	**820 nm**
Taux de répétition	f	**10 Hz**
Intensité laser max ($\omega_0 = 3\mu m$)	I_0	$\mathbf{4 \times 10^{19}}$
Contraste (sans XPW)	C_{laser}	$\mathbf{< 10^5}$
contraste avec XPW	$C_{XPW \bigcap}$	$\mathbf{10^{11}}$
durée de l'ASE (sans XPW)	τ_{ASE}	**3 ns**

Tab. 2.1 : Caractéristique du laser "salle jaune" du LOA

La chaîne laser commence par un oscillateur Ti :Sa à blocage de mode qui produit un train d'impulsion laser de 3 nJ à 88 MHz ayant un spectre de 150 nm. Chacune de ces impulsions est envoyée dans un modulateur accousto-optique (Dazzler) permettant d'ajuster en temps réel l'amplitude et la phase spectrale des impulsions laser. Ces impulsions sont alors étirées jusque 500 ps puis injectées dans une cellule pockels, qui va sélectionner des impulsions par changement de polarisation, on va ainsi passer de 88 MHz à 10 Hz. L'impulsion laser est ensuite amplifiée dans un premier amplificateur à 8 passages qui augmente l'énergie du laser de 3 nJ à 500 μJ (soit un gain de 10^5). Une deuxième cellule pockels permet de diminuer l'ASE (voir partie 2.1.3). Après chaque étage d'amplification, le faisceau est filtré spatialement pour améliorer sa qualité et diminuer le flux sur les prochains étages (flux parasite engendré par l'ASE non collinéaire par exemple). Les afocaux doivent être placés sous vide lorsque les intensités mises en jeux deviennent supérieures au seuil de claquage électrique dans l'air. Le deuxième étage d'amplification (5 passages) amène le laser à une énergie de 200 mJ soit un gain de 4×10^2. Le dernier étage d'amplification est refroidi afin de limiter les effets thermiques liés au pompage avec 7 lasers de pompe délivrant une énergie totale de 9.8 J. En sortie

de troisième étage l'impulsion a une durée de 400 ps et une énergie de 2 J. L'impulsion est finalement recomprimée dans un compresseur sous vide, à l'aide de réseaux parallèles pour atteindre une durée de 35 fs et une énergie de 1 J (obtenant une impulsion "top hat" de 6 cm de diamètre). L'efficacité de transmission totale du compresseur (efficacité des réseaux) est de de 50%.

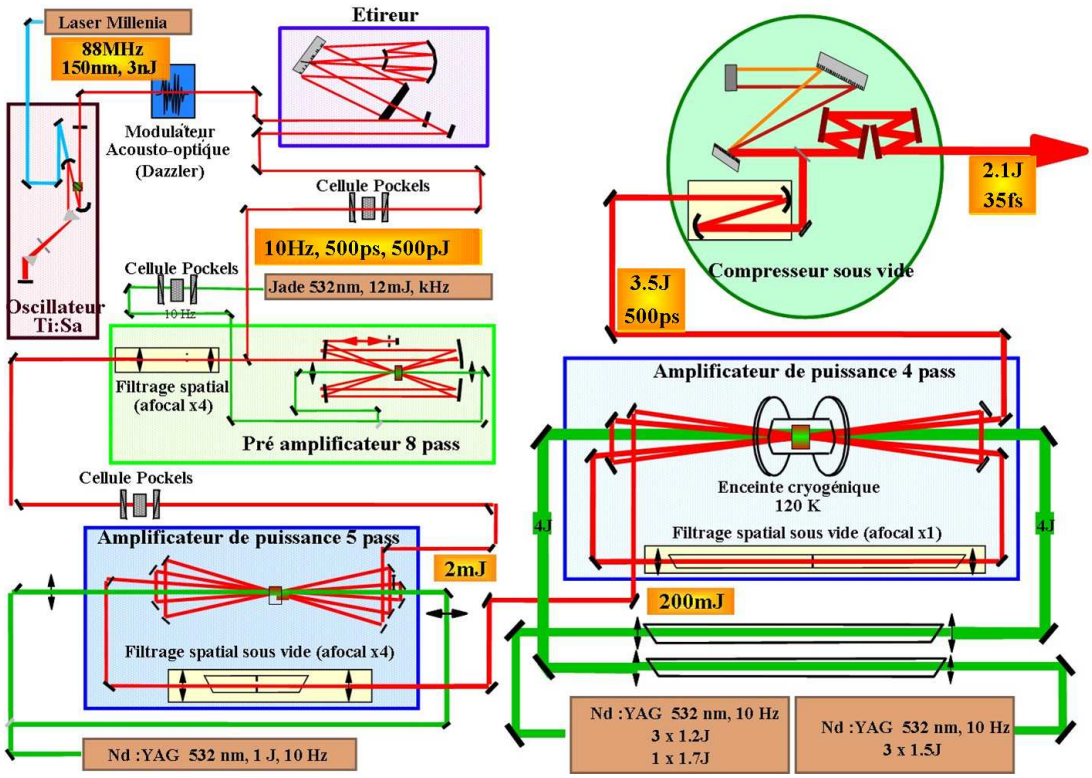


Fig. 2.1 : Schéma du laser "salle jaune" du LOA. L'oscillateur génère un train d'impulsion à 88 MHz de 150 nm de largeur spectrale, chaque impulsion est ensuite étirée jusqu'à 500 ps. Le taux de répétition est alors diminué jusque 10 Hz par la cellule de Pockels, puis amplifiée successivement dans le premier étage d'amplification à 8 passages, le deuxième étage d'amplification à 5 passages et le troisième étage à 4 passages refroidit par cryogénie. Finalement l'impulsion est envoyée dans un compresseur composé de deux réseaux plans parallèles permettant d'atteindre une énergie de 2.1 J pour une durée d'impulsion de 35 fs. Dans le cas de l'utilisation de l'XPW, le front end (oscillateur + étireur) est remplacé par le dispositif présenté sur la figure 2.5, le nombre de passages dans le pré amplificateur est alors abaissé à 4 passages.

2.1.2 Diagnostics laser

Mesure de la durée d'impulsion

La génération de protons est très sensible tant à l'intensité laser qu'à la durée de l'impulsion car les mécanismes régissant l'absorption laser comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent sont sensibles à la durée d'impulsion. Cette dernière se mesure à l'aide d'un autocorrélateur 2ω (mesure de la génération de deuxième harmonique) dont le principe de fonctionnement est simple, *figure 2.2*. L'impulsion laser à ω est séparée en deux par une lame séparatrice. Chacune des parties réalise un chemin optique identique, puis est recombinée dans un cristal doubleur (BBO) de manière non collinéaire, afin que les deux faisceaux se recouvrent spatialement dans le cristal. Le doublage de fréquence va s'opérer par sommation des deux ondes à ω et être généré sur la bissectrice de l'angle formé par les deux faisceaux laser incidents. Lorsque le chemin optique parcouru sera identique, le doublage sera le plus important car il y aura recouvrement spatio-temporel des impulsions courtes. En introduisant un retard sur l'un des bras du faisceau, on retarde une impulsion par rapport à l'autre. Le doublage produit aura alors une intensité plus faible. En augmentant le retard entre les deux faisceaux, on peut ainsi mesurer la durée de l'impulsion laser, le doublage sur la bissectrice étant nul lorsqu'il n'y a plus de recouvrement temporel des deux impulsions incidentes.

La durée d'impulsion obtenue au LOA est de 35 fs dans les conditions optimales d'utilisation. Dans le cadre des expériences d'accélération de protons, il est intéressant de pouvoir utiliser la durée d'impulsion comme paramètre laser, ce qui permet de changer l'interaction avec la cible solide. Dans ce but, une calibration de la durée d'impulsion en fonction de l'écartement des réseaux du compresseur a été effectuée, permettant d'utiliser la durée d'impulsion comme un paramètre laser interchangeable au même titre que l'énergie du laser.

Mesure du contraste

Le contraste est le rapport entre l'intensité maximale de l'impulsion principale et celle du fond d'ASE, $Contraste = \frac{A_{imp}}{A_{ASE}}$. La durée de l'impulsion principale étant de 35 fs, la mesure nécessite l'utilisation d'appareils avec une grande résolution temporelle pour apprécier à la fois l'amplitude de l'impulsion principale et celle de l'ASE. La méthode la plus précise est l'utilisation d'un corrélateur 3ω, qui scanne une fenêtre temporelle, par pas de temps variables, de quelques dizaines de femto secondes, garantissant ainsi la mesure des pré et post impulsions. Une autre méthode consiste à utiliser une photodiode rapide ayant une résolution temporelle de 50-100 ps, couplée à un oscilloscope haute

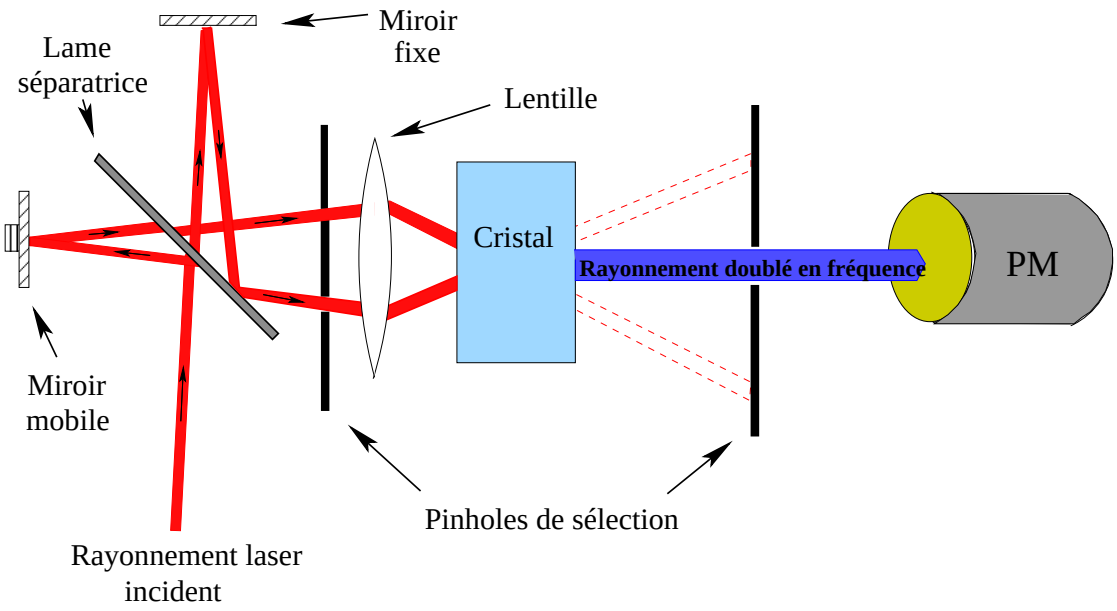


Fig. 2.2 : Principe de fonctionnement de l'autocorrélateur 2ω. La lame séparatrice divise le faisceau laser en deux parties, l'une réfléchie et l'autre transmise. Ces deux parties vont être renvoyées vers la lame séparatrice à l'aide de miroirs plans, l'un fixe et l'autre mobile, permettant ainsi de retarder un faisceau par rapport à l'autre (principe de l'interféromètre de Michelson). Les deux faisceaux sont alors collectés par une lentille sur un cristal doubleur. Le rayonnement doublé sur la bissectrice des deux faisceaux incidents sur le cristal est alors détecté à l'aide d'un photomultiplicateur. Le doublage est très dépendant de la superposition temporelle des deux faisceaux dans le cristal ce qui permet de calculer la durée de l'impulsion laser.

fréquence. Ce diagnostic plus rapide à mettre en oeuvre permet de mesurer le contraste du à l'ASE mais ne peut pas résoudre les pré ou post impulsions.

Corrélateur 3ω

Le corrélateur 3ω fonctionne sur le principe de l'autocorrélateur 2ω auquel on ajoute un autre cristal BBO, une lame dichroïque et un cristal tripleur. En envoyant le faisceau doublé en fréquence dans un autre cristal de BBO et en utilisant une lame dichroïque, on génère deux faisceaux un à la fréquence ω et un autre à la fréquence 2ω. En recombinant les deux faisceaux retardés l'un par rapport à l'autre d'une durée τ dans un cristal tripleur, on génère un faisceau à 3ω proportionnel à $I^2(t-\tau) \times I(t) \times dt$, avec $I^2(t-\tau) = I_0^2\delta(t-\tau)$. La faible amplitude du piédestal de l'impulsion laser (contenue dans la dépendance en $I(\tau)$) sera donc multipliée par un facteur en I_0^2, très grand devant l'intensité du piedestal. Les variations du piedestal seront donc amplifiée en faisant varier le retard de l'impulsion à 2ω par rapport à l'impulsion à ω. La *figure 2.3* montre les résultats obtenus en utilisant 3 corrélateurs différents. La multiplicité des pics provient de deux sources distinctes : des artéfacts d'appareil et la présence de pré et post impulsions. La corrélation 3ω étant la combinaison d'un faisceau à ω et d'un faisceau à 2ω, la présence d'une pré impulsion avant l'impulsion principale fait apparaître sur l'autocorélateur 3ω 2 pics d'amplitudes différentes, symétriques par rapport à l'impulsion principale (combinaison pré impulsion à 2ω - pré impulsion à ω, puis combinaison pré impulsion à 2ω - impulsion à ω et enfin combinaison impulsion à 2ω - impulsion à ω). Les artéfacts d'appareil sont des pics caractéristiques de la réponse d'un corrélateur, ils ne sont donc pas liés à l'impulsion laser mesurée. Ils sont reconnaissables parce qu'il ne possèdent pas de symétrique visible par rapport à l'impulsion principale. L'utilisation de plusieurs corrélateurs différents permet de définir avec exactitude ces artefacts, comme le montre la *figure 2.3*.

Photodiode rapide

La mesure du contraste à l'aide du corrélateur 3ω nécessite un laser stable et l'accumulation de plusieurs points de mesure pour chaque retard introduit. Il n'est donc pas envisageable de faire cette mesure avant chaque tir pendant l'expérience. Afin d'utiliser une mesure du contraste en temps réel (pour que le contraste devienne un paramètre expérimental), on utilise une photodiode rapide couplée à un oscilloscope haute fréquence. La nécessité d'un oscilloscope haute fréquence tient dans le fait qu'il faille une résolu-

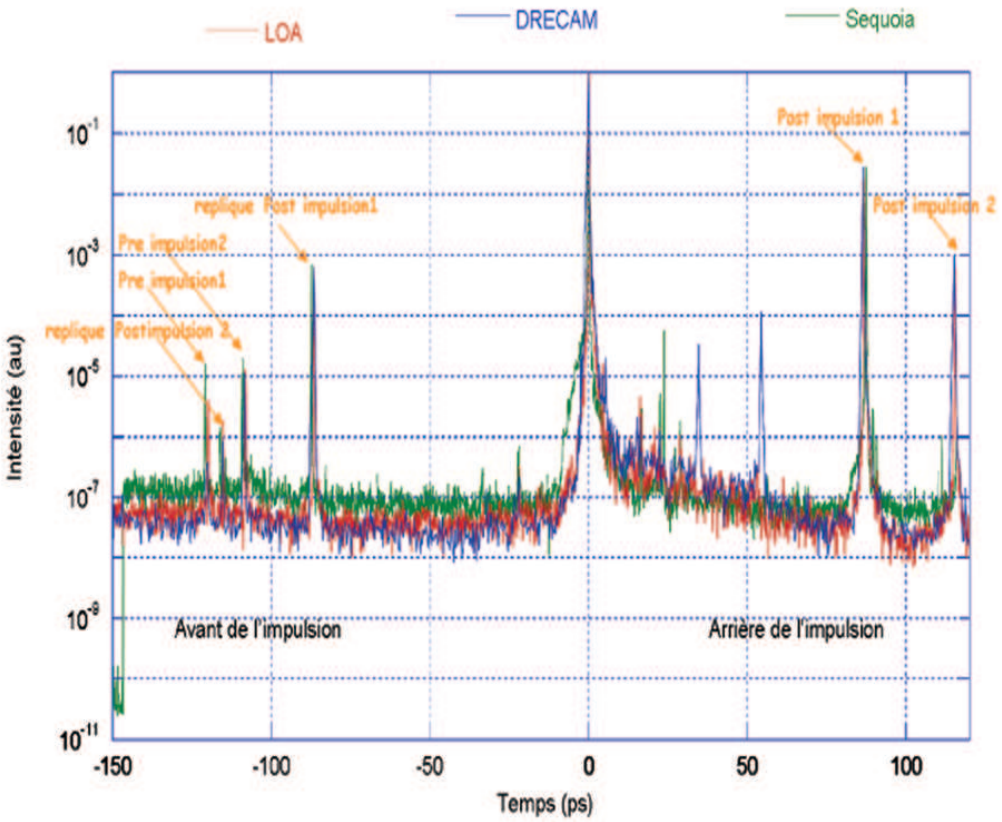


Fig. 2.3 : Corrélation 3ω de l'impulsion du laser "salle jaune" du LOA délivrant 1J en 35fs. La corrélation montre une impulsion laser située au temps t=0 et des impulsions parasites. La plupart des impulsions détectées sont des artéfacts dûs à l'appareil de mesure. Cette figure montre la mesure faite par trois corrélateurs différents permettant de visualiser une préimpulsion située 110 ps avant l'impulsion principale et deux post impulsions situées respectivement 70 et 110 ps après l'impulsion.

tion à l'échelle de quelques dizaines de pico secondes pour pouvoir apprécier la durée de l'ASE. En plaçant, sur une fuite d'un miroir, une photodiode, on peut résoudre temporellement l'ASE, et avoir une estimation de la durée du piedestal par rapport à celle de l'impulsion laser. Avec un contraste de l'ordre de quelques 10^6 pour le laser salle jaune, il n'est pas possible d'obtenir sur l'oscilloscope l'amplitude de l'impulsion principale et celle de l'ASE en même temps, il faut donc mesurer le niveau de l'impulsion principale et celui de l'ASE séparément. Pour se faire, on utilise des densités optiques calibrées afin de diminuer l'énergie lumineuse du signal, et ainsi mesurer le niveau de la préimpulsion relativement à celui de l'impulsion principale. Le nombre de densités utilisées ajouté au rapport d'appareil donne une estimation du contraste. Le rapport d'appareil provient de l'incapacité du système à résoudre une impulsion de 35 fs, la durée du signal mesurée sur l'oscilloscope sera plus longue que la durée réelle de l'impulsion. Ainsi pour l'oscilloscope 7 GHz utilisé au cours des expériences "salle jaune" au LOA, une impulsion de 35 fs donne un signal de 300 ps, le rapport d'appareil est donc de l'ordre de 10^4.

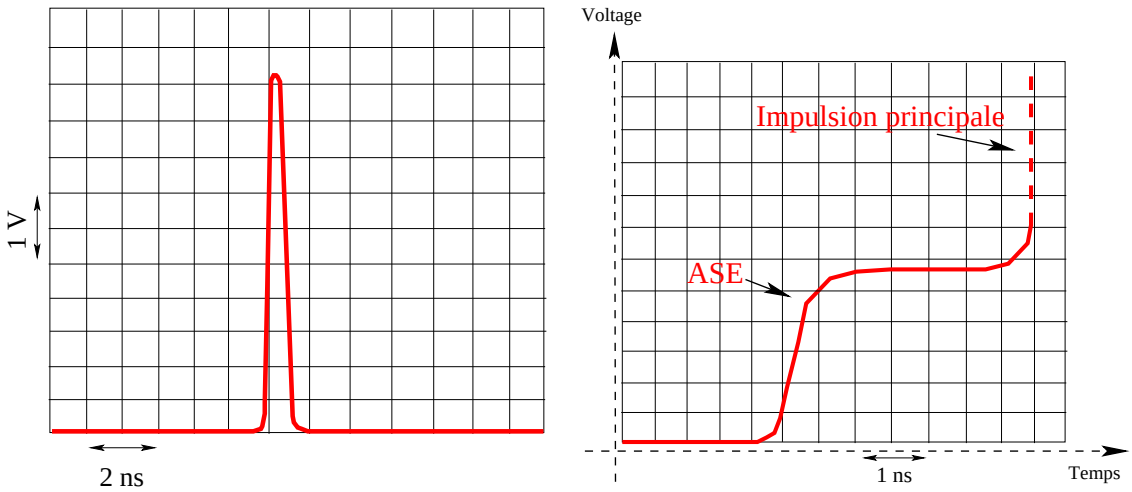


Fig. 2.4 : Schéma de principe d'une mesure du contraste avec une photodiode rapide. Etape 1 (gauche), le niveau de l'impulsion principale est mesuré, servant de référence(la stabilité de l'intensité crête de l'impulsion principale est inférieure à 10%). Cette mesure est obligatoire car l'oscilloscope utilisé a un calibre fixe (500 mV / division). Etape 2 (droite), en ajoutant des densités optiques sur le faisceau laser utilisé, on fait apparaître le piedestal, perdant de ce fait le niveau de l'impulsion principale.

2.1.3 Amélioration du contraste laser

Dans la partie 1.1.1 nous avons vu que l'impulsion laser après compression se compose d'un pic étroit sur un fond d'ASE. Il peut cependant exister des pré impulsions et post impulsions autour de l'impulsion principale. Les post impulsions sont dues à des doubles réflexions sur les interfaces des milieux amplificateurs, les pré impulsions quant à elles sont des défauts d'alignement des systèmes polarisant (Pockels, polariseurs, analyseurs) qui divisent l'impulsion en deux polarisations (ordinaire et extraordinaire) temporellement espacées. Ces dernières doivent être prises en considération parce qu'elles jouent un rôle lors de l'interaction et peuvent soit commencer à ioniser la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale, soit introduire un débouché de choc en face arrière, affectant cette dernière et empêchant la génération de protons par TNSA. La seule manière de mettre en évidence les impulsions parasites est de procéder à une mesure par corrélation, explicitée dans la partie 2.1.2.

Le contraste est un paramètre primordial pour l'interaction laser matière, et plus particulièrement pour la génération de protons sure cible solide. En effet, si le contraste est trop faible (i.e. l'amplitude de l'ASE ou des préimpulsions est trop élevée), l'intensité sur cible atteinte par l'ASE ou la préimpulsion sera suffisamment importante pour atteindre le seuil de claquage du matériau de la cible (10^{11} W/cm^2 pour l'aluminium) et ainsi ioniser la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. L'intensité sur cible atteinte par l'ASE peut soit exploser la cible, soit affecter la face arrière de celle-ci et donc nuire considérablement à l'accélération protonique. Au cours de ses travaux de thèse au LOA, S.Fritzler n'a pas observé de génération de faisceau de protons pour des cibles d'épaisseur inférieure à 6 microns. Plus récemment, une équipe suédoise [Lindau et al. 2005] a montré une modification de l'axe de propagation du faisceau de proton attribuée à un débouché de choc et la déformation de la face arrière de la cible. Ces deux exemples illustrent toute l'importance du contrôle de l'impulsion pour la génération de protons énergétiques. Néanmoins, un préplasma établi peu de temps avant l'impulsion courte pourrait favoriser l'absorbtion de l'énergie laser et conduire à une plus grande accélération de protons.

L'ASE se crée principalement dans le premier étage de l'amplification laser du fait du fort gain maintenu dans le milieu amplificateur, l'amélioration du contraste se fait donc entre le pré amplificateur et le premier étage d'amplification (dans le cas du laser "salle jaune" du LOA). Le nettoyage de l'impulsion laser devient indispensable lorsque les intensités sur cible, pour des feuilles de quelques microns d'épaisseur, deviennent supérieures à 10^{18} W/cm^2. Pour de telles intensités, un contraste de 10^6 (contraste majoritairement observé dans les installations Ti :Sa) n'est plus suffisant pour empêcher l'ionisation de la cible par l'ASE. Pour une intensité de 10^{19} W/cm^2 et un contraste de

10^6, le niveau de l'ASE est de 10^{13} W/cm^2, niveau bien au-dessus des seuils d'ionisation des matériaux métalliques utilisés pour l'interaction. Nous allons nous intéresser aux aspects théoriques de trois techniques d'amélioration du contraste utilisées au cours de ma thèse sont présentées, mais il en existe d'autres dans la littérature (absorbant saturable, OPCPA, Interféromètre de Sagnac).

Cross Polarized Wave generation (XPW)

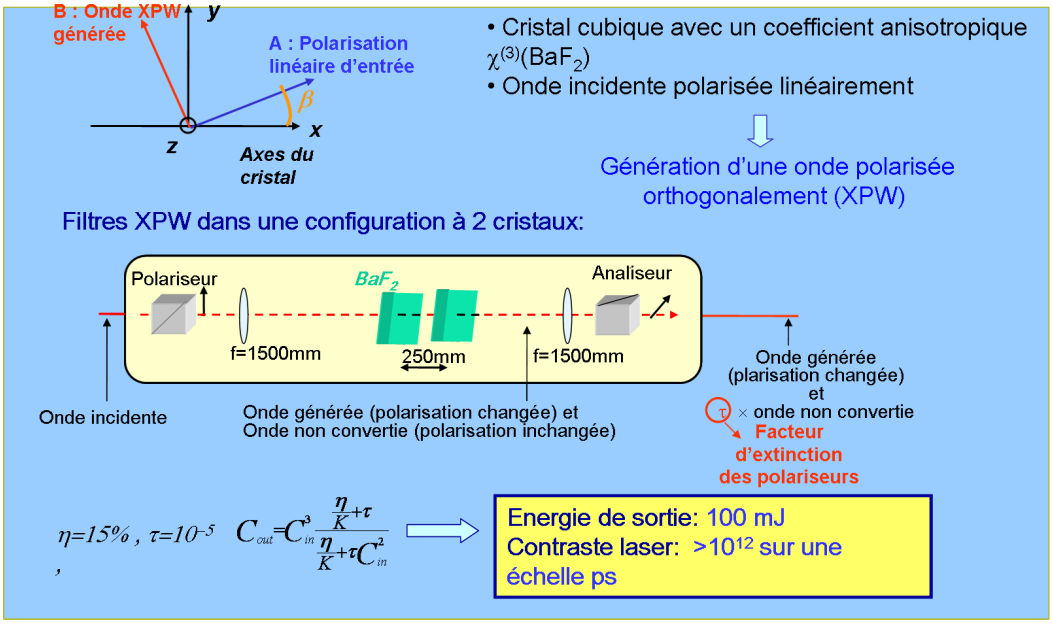


Fig. 2.5 : Fonctionnement de la suppression de l'ASE par XPW. On utilise un effet non linéaire du troisième ordre (très sensible à l'intensité) pour faire tourner la polarisation de l'impulsion principale. L'obtention d'une conversion de l'impulsion laser en une onde XPW nécessite une intensité sur les cristaux non linéaires de 10^{12} W/cm^2. Le faisceau laser est donc polarisé et focalisé sur deux cristaux de BaF_2 espacés de 5 cm afin d'améliorer le rendement de génération de l'onde XPW. Il est ensuite collimaté et envoyé sur un polariseur croisé. Cet effet étant sensible à l'intensité, il est nécessaire de comprimer l'impulsion laser pour atteindre les intensités souhaitées sur le cristal de BaF2.

La technologie XPW (*figure 2.5*) permet une amélioration du contraste de 4 ordres de grandeur (*figure 2.6*), [Jullien et al. 2004] [Chvykov et al. 2006]. Il est basé sur un effet non linéaire du troisième ordre dans un cristal qui va tourner la polarisation de l'onde incidente. Etant un effet du troisième ordre, cette rotation va plus affecter l'impulsion

principale que l'ASE puisque l'intensité de l'impulsion principale est de l'odre de 10^6 fois supérieure à celle de l'ASE. L'effet étant proportionnel à l'intensité laser, il est nécessaire de comprimer l'impulsion pour augmenter l'intensité. Expérimentalement, la rotation de la polarisation aura lieu dans un cristal de BaF2 (pour améliorer le rendement de conversion, deux cristaux espacés de 5 cm). L'impulsion principale, polarisée linéairement est comprimée et focalisée dans un cristal de BaF_2 de 1 ou 2 mm de long, placé près du point focal afin d'optimiser le processus de conversion obtenu à des énergies de 10^{12} W/cm^2. Le cristal est tourné d'un angle $\beta = 22.5$ deg entre la polarisation du laser et son axe [100]. Un analyseur transmet ensuite le signal XPW généré vers un étireur permettant sa réinjection dans le premier étage d'amplification. L'amélioration du contraste ($Cont_{out}$) est fonction du contraste initial ($Cont_{in}$), de la qualité d'extinction de la paire polariseur-analyseur (R) ainsi que du rendement total de la génération de l'onde XPW dans le cristal (η_{eff}) tel que :

$$Cont_{out} = Cont_{in}^3 \frac{1 + \frac{KR}{Cont_{in}^2 \eta_{eff}}}{1 + \frac{KR}{\eta_{eff}}} \tag{2.1}$$

Avec K une constante d'intégration, $K = \frac{8}{45}$, η_{eff} le rendement effectif de la génération de l'onde XPW et R le coefficient d'extinction des optiques.

Ce système d'amélioration du contraste est robuste, mais limité par un rendement théorique de conversion du rayonnement laser en rayonnement XPW de 25%, il nécessite donc un pompage complémentaire. Ce dispositif à été mis en place sur la chaîne laser de la salle jaune en décembre 2006.

Cellule Pockels rapide

Une cellule de pockels est un élément électro optique couramment utilisé dans les chaînes laser pour deux raisons majeures (i) il permet de diminuer temporellement l'ASE (*figure 2.7*) et (ii) il protège la chaîne d'éventuels retours laser créés par réflexion du laser sur le plasma de la cible. Les temps caractéristiques de commutation de ces élements électro optiques sont de quelques ns, ne permettant pas de diminuer significativement la duréel'ASE. Une cellule Pockels est composée d'un cristal de KDP situé entre deux polariseurs croisés. Les cellules pockels fonctionnent sur le principe de l'effet Pockels transversal, qui permet grâce à l'application d'un champ électrique, E_x, perpendiculaire à la direction de propagation du laser de changer la biréfringence d'un matériau non centro symétrique. L'indice ordinaire n_0 et extraordinaire n_e du matériaux vont alors

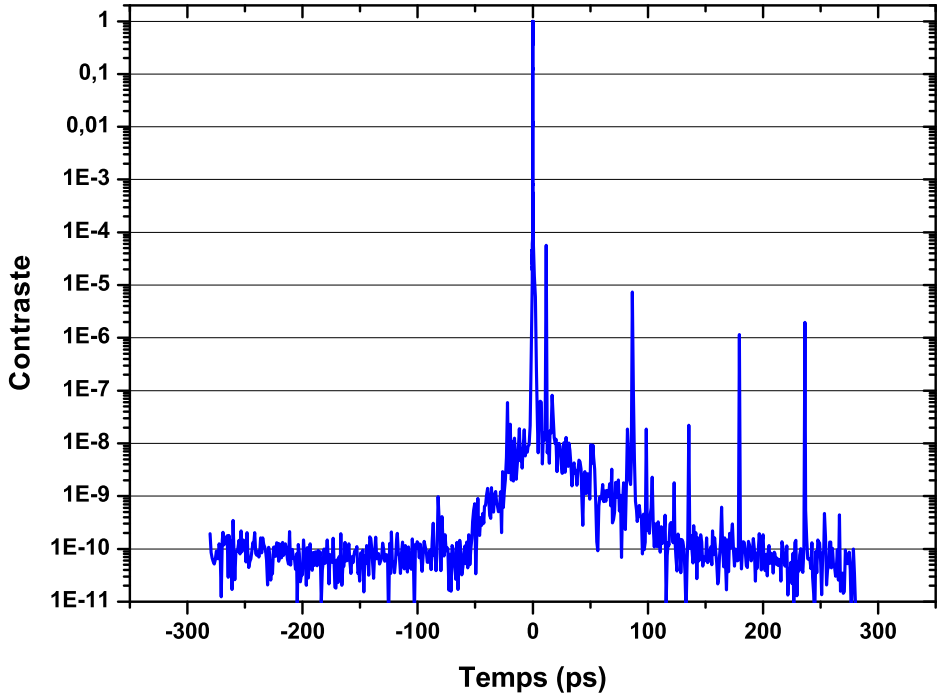


Fig. 2.6 : Amélioration du contraste avec l'utilisation du XPW sur le laser "salle jaune" du LOA, délivrant 1J en 35fs. Le niveau de l'ASE a été abaissé d'un facteur 10^4 par rapport à celui observé sans XPW, obtenant ainsi un contraste de 10^{10}.

être modifiés. Le retard optique entre les vibrations ordinaires et extraordinaires est alors de :

$$\phi_P^t = \frac{2\pi}{\lambda_0} L(n_E - n_0) - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_x \tag{2.2}$$

où L est la longueur du cristal et r_{63} un coefficient non nul du tenseur électro optique pour le cristal de KDP. Le déphasage est alors la composition d'une biréfringence naturelle et d'une biréfringence induite par le champ électrique. En choisissant la longueur de la cellule telle que $\frac{2\pi}{\lambda_0} L(n_E - n_0) = 2\pi$, on peut compenser la biréfringence naturelle, ainsi l'intensité transmise de l'onde s'écrira sous la forme :

$$I_T = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{E_x n_0^3 r_{63} L}{\lambda}\right) \quad (2.3)$$

$$= I_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{V}{V_\kappa}\right) \quad (2.4)$$

avec $V = E_x d$, tension appliquée au cristal (d étant la distance inter électrodes) et $V_\kappa = \frac{\lambda d}{n_0^3 r_{63} L}$ la tension qu'il faut appliquer pour avoir une lame demi onde (obtenu pour un déphasage de π).

En commutant le champ électrique entre O et V_κ, on peut donc sélectionner temporellement une fenêtre de l'impulsion laser. La sélection temporelle dépend de la vitesse de montée du champ électrique. Les Pockels rapides ont un front de montée de 200 ps. Cependant il est difficile de faire des électroniques stables et rapides, le jitter (fluctuation tir à tir) est donc un paramètre expérimental qui doit être ajouté à la valeur théorique de front de montée. Le jitter observé au LOA est de 200 ps, conduisant à une ASE résiduelle 400 ps avant l'impulsion principale.

Miroir plasma

Le miroir plasma permet d'améliorer le contraste en diminuant le niveau de l'ASE [Kapteyn et al. 1991], [Gold et al. 1991], [Backus et al. 1993]. Le principe du miroir plasma réside dans la création d'un plasma surcritique par l'avant de l'impulsion principale et la réflexion de cette même impulsion sur la surface critique. Le faisceau est faiblement focalisé (parabole de 10 m) sur un matériaux diélectrique qui va transmettre la plupart du piedestal. L'intensité augmentant au fur et à mesure que l'impulsion laser se propage dans le diélectrique, les électrons du milieu vont être excités par absorption collisionnelle. La densité électronique du milieu va alors augmenter et ainsi adopter un comportement métallique (électrons dans la bande de conduction). Lorsque la densité électronique dépasse la densité critique à la longueur d'onde laser (1.6×10^{21} pour une impulsion laser centrée autour de 800 nm), la réflectivité du milieu augmente et le reste de l'impulsion est réfléchie. En choisissant les paramètres de focalisation, il est possible de déclencher l'effet plasma juste avant l'arrivée de l'impulsion principale, [Doumy et al. 2004]. L'effet miroir plasma étant généré par l'impulsion laser elle même (intensité de l'impulsion supérieure à un seuil), le contrôle de la fluence est primordial pour faire un miroir plasma efficace. Si la fluence est trop grande, l'effet miroir plasma se déclenchera trop tôt, une partie du piedestal sera alors réfléchie. De plus, le mouvement de la surface

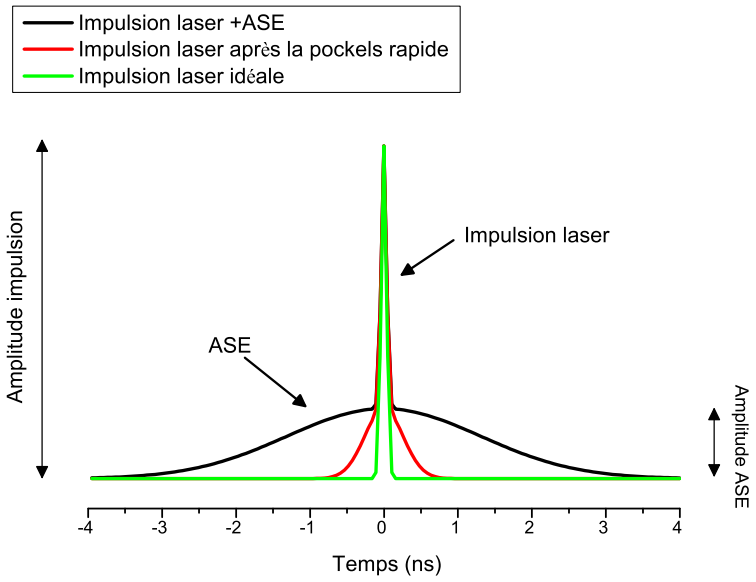


Fig. 2.7 : Impulsion laser nettoyée temporellement par une pockels rapide. Les temps d'ouvertures caractéristiques de la Pockels rapide sont de 200 ps, permettant théoriquement de réduire temporellement l'ASE jusqu'à cette durée. Cependant, des fluctuations tir à tir obligent à prendre des marges de sécurité sur la synchronisation entre l'ouverture de la Pockels rapide et l'arrivée de l'impulsion principale afin de ne pas "couper" cette dernière. Expérimentalement, nous avons obtenu une réduction temporelle de l'ASE jusqu'à 400 ps avant l'impulsion principale (jitter de 200 ps).

du miroir plasma, avant et pendant la réflection de l'impulsion principale, peut entraîner des distorsions de phase du front d'onde et rendre plus difficile la focalisation du laser. Par contre, si la fluence est trop faible, le déclenchement de l'effet plasma se fera trop tard voir pas du tout. La réflectivité d'un tel système est de 70% dans le cas de l'utilisation d'un revêtement anti-réflection sur le miroir, sans quoi elle chute à 50% (l'utilisation d'un double miroir plasma au LOA induit une perte d'énergie laser de 50%). Les intensités, sur le matériau diélectrique, mise en jeux pour l'effet plasma sont au-dessus du seuil d'ionisation du diélectrique. Il faut donc changer la position de focalisation sur le diélectrique pour chaque tir laser. L'utilisation des miroirs plasma sur le laser de la salle jaune a permis une amélioration du contraste d'un facteur 10^4, obtenant ainsi un contraste de 10^{10}, voir *figure 2.9*. La courbe représentée sur cette dernière figure montre les mesure réalisée sur l'installation du CEA sur un laser Ti :Sa, [Levy 2007b].

2.2 Détection des faisceaux de protons

2.2.1 Détection nucléaire

CR39

Le CR39 (California Resine n°39) est un plastique, de composition $C_{12}H_{18}O_7$, fabriqué par TASLTRACK, sensible à l'impact d'une particule lourde (proton, ion, neutron) ayant une énergie supérieure au seuil de détection du détecteur de $100keV$ par nucléon. Les ions ont un fort pouvoir d'arrêt, ils parcourent donc de faibles distances dans les matériaux (500 microns dans le CR39 pour un proton de 10 MeV). La perte d'énergie des particules lourdes est essentiellement une perte collisionnelle, régie par la formule de Bethe Bloch qui produit une perte d'énergie non linéaire dans le milieu. Les particules lourdes déposent 80% de leur énergie proche de leur point d'arrêt dans le matériau, cassant ainsi les liaisons chimiques de la structure de manière très localisée. L'utilisation du CR39 permet donc de s'affranchir de la détection d'autres particules ou rayonnement émis par l'interaction comme les électrons, les rayons X ou les photons du laser qui déposent leur énergie de manière plus linéaire sur toute la distance de pénétration. En s'arrêtant, chaque ion va causer un impact dans le détecteur qui grossira lors d'un développement dans une solution de soude. Il sera alors possible d'établir un comptage du nombre d'impact, i.e. du nombre de protons qui se sont arrêtés dans le détecteur.

Développement du CR39

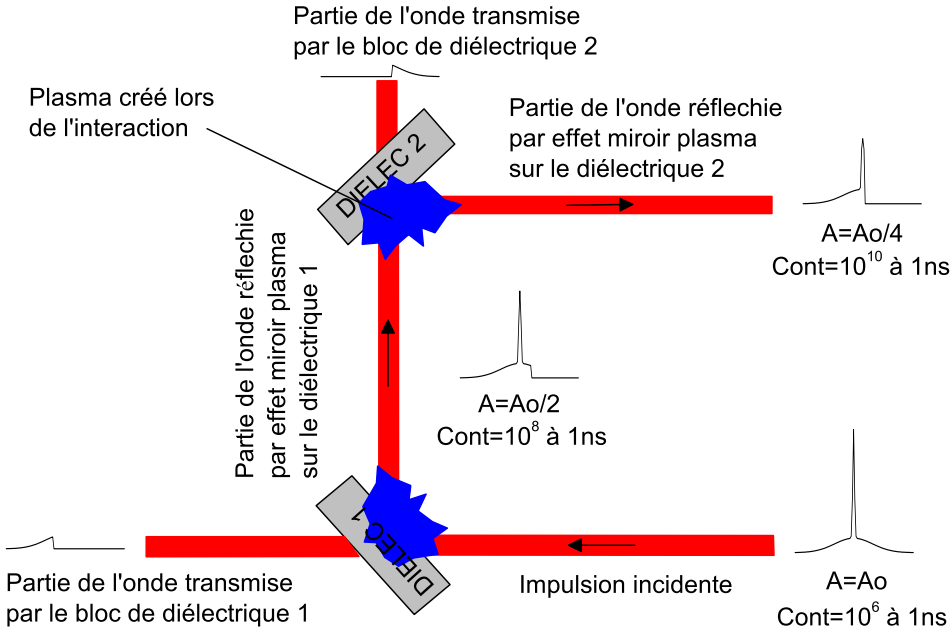


Fig. 2.8 : Schéma du fonctionnement de l'effet miroir plasma sur une impulsion laser. Lorsque l'intensité sur le diélectrique dépasse le seuil de ionisation du matériau, il s'ionise et la densité électronique augmente. Lorsque la densité électronique atteint la densité critique pour la longueur d'onde laser incidente, le laser va se réfléchir. La partie de l'impulsion ne possédant pas l'intensité suffisante sera transmise par le diélectrique.

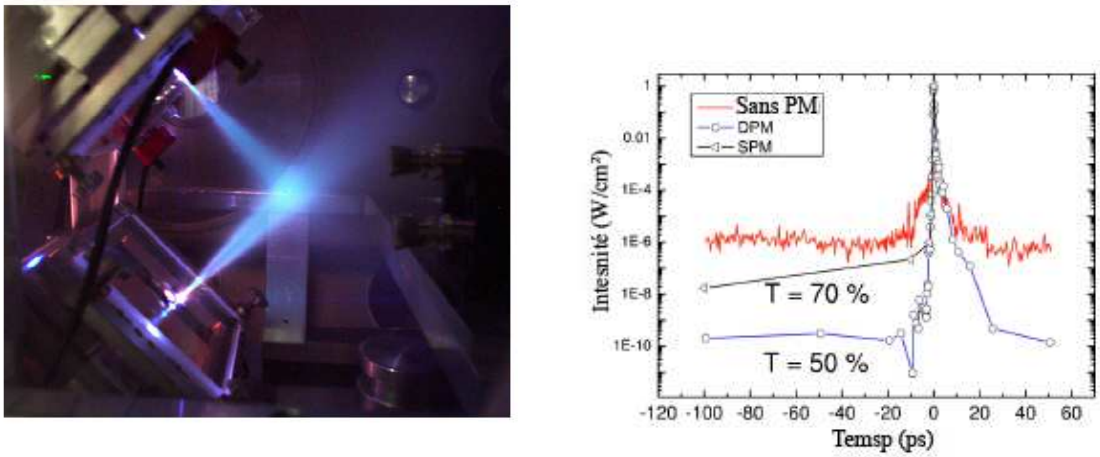


Fig. 2.9 : (gauche) Double miroir plasma installé sur le laser "salle jaune" du LOA. (droite) Amélioration du contraste obtenue grâce à l'utilisation d'un ou deux miroir plasma (courbe CEA).

La solution de soude utilisée pour le développement est une solution à 20% en masse, soit $250g$ de NaOH à 99% (en billes ou en pastilles) dilué dans $1L$ d'eau. La solution est portée à une température de 90 degrés Celsius dans un bain marie. Lorsque la solution est bien thermalisée, on y plonge les détecteurs. Pour garder la concentration identique, on ferme le récipient les contenant afin d'éviter l'évaporation de l'eau qui augmenterait la concentration effective en NaOH. Le développement consiste en une attaque chimique de la soude sur le matériau qui va ablater une partie de l'épaisseur du détecteur et augmenter la taille des traces faites par les particules. Le temps de développement complet généralement utilisé est de 4 heures, mais une succession de "développement partiel puis comptage" à intervalle de temps régulier permet d'établir un comptage global plus précis, écartant de fait les recouvrements d'impacts. En effet, les premières traces de protons de faible énergie sont rapidement visibles car elles sont situées le plus près de la surface du détecteur, tandis que celles de protons plus énergétiques sont faites plus loin dans le détecteur. La *figure 2.10* montre la mesure de la profondeur des traces en fonction du temps de développement. Ce dernier dépend de l'énergie des protons que l'on veut observer, plus l'énergie est importante, plus ce temps doit être long [Dorschel et al. 1999].

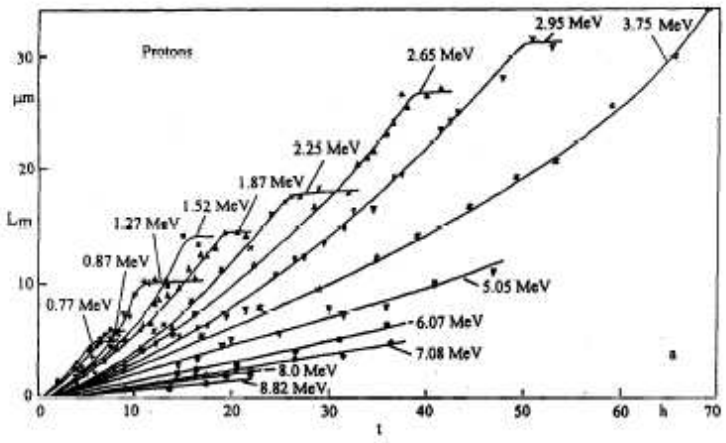


Fig. 2.10 : Profondeur des traces dans le CR39 en fonction du temps de développement pour différentes énergies de proton. Pour des temps de développement du détecteur inférieurs à 4h, la longueur des traces des protons énergétiques est faible, donc difficilement détectables.

Comptage des impacts

Après développement, les impacts faits dans les CR39 sont visualisés à l'aide d'un microscope optique, *figure 2.11*, ils ont un diamètre d'une dizaine de micromètre. La surface de l'impact impose une limite sur le nombre d'impacts visibles sur un même détecteur. Lorsque les impacts commencent à se chevaucher, le comptage devient impossible et le CR39 est saturé. Au cours des expériences de génération de proton en salle jaune, le nombre de protons est de l'ordre de 4×10^9 protons de 4 MeV par tir ; un comptage total est donc très fastidieux. Deux méthodes sont alors utilisées : le comptage par zone ou le comptage automatique.

- Le comptage par zone. On suppose le nombre d'impacts uniforme sur toute la surface d'impact, le comptage s'effectue alors sur une zone plus petite et on intègre sur toute la surface d'intéret. La comparaison entre l'approximation faite et un comptage test sur toute la région d'impact montre une erreur inférieure à 20%.
- Le comptage automatique. Une collaboration avec une équipe italienne nous a permis de traiter les images automatiquement par un logiciel qui contoure les impacts et procède à leur comptage. L'erreur commise entre un comptage automatique et un comptage test montre une erreur de 10%. Étant au début de la collaboration, il n'a pas été possible d'envoyer toutes les images enregistrées.

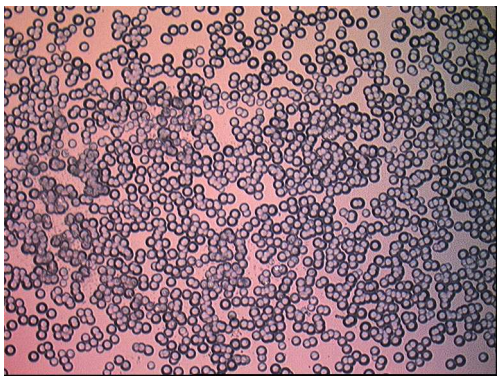


Fig. 2.11 : Impact des protons sur un CR39 proche de la saturation vu par microscope optique avec un grandissement $\times 50$.

Sélection énergétique

Les impacts des protons sur le CR39 sont différents selon leurs énergies. Comme nous l'avons vu sur la *figure 2.10*, la profondeur des impacts change, mais il est difficile, sans un appareillage adapté, de remonter à ces informations [Dorschel et al. 1999], [Kar et al.

2007]]. Pour obtenir une sélection énergétique, on se sert du pouvoir d'arrêt des protons dans les matériaux. Le pouvoir d'arrêt de l'aluminium étant bien connu et tabulé, il est préférentiellement utilisé (bases de NIST). En plaçant des filtres d'aluminium de différentes épaisseurs devant le CR39, on peut alors obtenir un spectre discret du faisceau de protons. La résolution en énergie dépend de l'épaisseur utilisée, la courbe de distance d'arrêt en fonction de l'épaisseur des filtres d'aluminium, *figure 2.12*, montre que la résolution pour de faibles énergies (<2 MeV) de proton requiert des différentiels d'épaisseur de quelques microns. Il n'est donc pas envisageable, avec cette technique, d'obtenir des résolutions en énergie meilleures que le MeV. Le CR39 est sensible au-delà d'une valeur seuil de $100keV$ par nucléon, la particule traversant un filtre d'aluminium, requiert donc une énergie $E_p \geq E_{dpose} + 100keV$ pour créer une trace dans le détecteur, où l'énergie déposée est l'énergie perdue dans le filtre d'aluminium. Il est à noter que grâce à l'utilisation de filtres d'aluminium, on peut se prévaloir de la détection d'ions carbones générés au cour de l'interaction du fait de leur distance d'arrêt dans l'aluminium bien plus faible que celle des protons (625 microns suffisent à stopper un proton de 10 MeV, et peuvent stopper un ion carbone de 200 MeV).

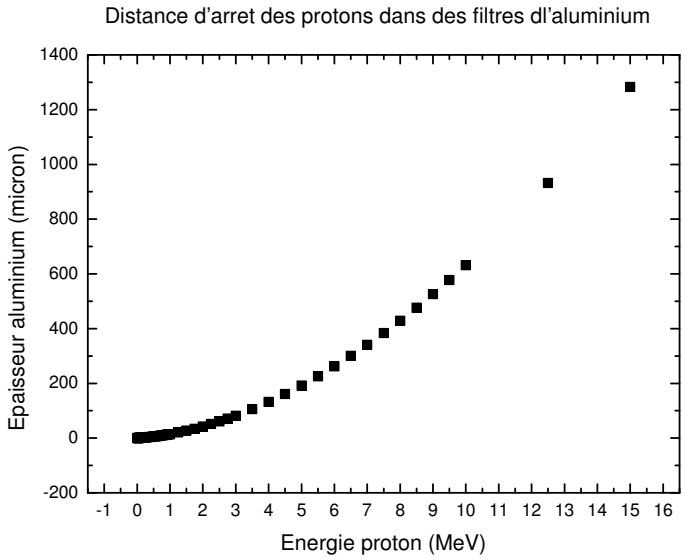


Fig. 2.12 : Résolution en énergie des protons dans l'aluminium, selon la table de NIST

Le CR39 reste, malgré son temps de développement long, un moyen puissant pour mesurer les protons émis au cours de l'interaction laser - matière. Ce détecteur nous a

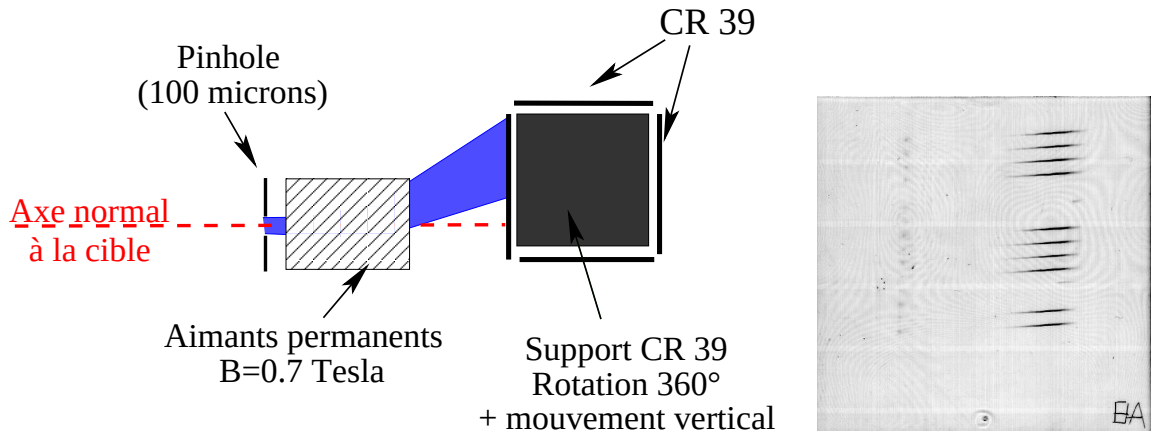


Fig. 2.13 : (gauche) Schéma du montage expérimental de détection de protons basée sur l'utilisation des CR39. Le champ magnétique va induire une dispersion spatiale des protons en fonction de leur énergie. Le CR39 est recouvert d'une épaisseur d'aluminium de 13 microns afin d'éviter la détection des ions. La motorisation du support de CR39 suivant 1 axe de rotation et 1 translation verticale permet de d'augmenter le nombre de tir avant l'ouverture de l'enceinte expérimentale (100 tirs). (droite) Spectre énergétique continue des protons. Le point sur la gauche du CR39 représente l'impact de particules neutre issues de recombinaison permettant de matérialiser l'axe normal à la cible (non déviées par le champ magnétique).

de plus permis de calibrer les différents détecteurs que nous allons détailler ci-après. Le signal sera mesuré à l'aide des CR39 puis comparé aux signaux des différents détecteurs. Afin d'optimiser l'utilisation des CR39 pour l'accélération de protons par laser, nous avons ajouté un aimant et une pinhole devant ce dernier. Cela nous a permis d'obtenir un spectre de protons continue à chaque tir et d'augmenter le nombre de tir sur chaque CR 39 (20 tirs par CR39) en plaçant les CR39 sur un support motorisé, voir *figure 2.13*.

Activation nucléaire

L'activation nucléaire consiste à exposer aux flux de protons un échantillon dans lequel auront lieu des réactions (p,n). Cet échantillon est choisi pour que ces réactions produisent des noyaux radioactifs émetteur β^+, Gerbaux [Gerbaux et al. 2006] ont réalisé cette expérience au LOA en utilisant la réaction $^{63}Cu(p,n)^{63}Zn$ qui possède un seuil d'activation pour des protons d'énergies supérieures à 4.8 MeV et une période de décroissance des ions ^{63}Zn en positrons de 38.1 minutes. Il est important que la période de décroissance soit suffisamment longue pour permettre une bonne série de comptage, mais suffisamment courte pour garder une activité suffisante pendant la série de mesures. Après irradiation,

l'échantillon est placé entre deux scintillateurs NaI disposés en coïncidence pour détecter les deux photons contre-propagatifs à 511keV issus de l'annihilation du positron dans le matériau. Après avoir déterminé l'efficacité globale de détection de chaque échantillon et effectué la correction de l'absorption éventuelle des β^+ dans l'échantillon, on obtient le nombre de noyaux radioactifs créés par réaction (p,n), et donc le nombre de protons incidents. L'accumulation de plusieurs tirs laser permet d'augmenter l'activitation des échantillons. Dans ce cas il faut prendre en compte la décroissance de l'activité pendant les tirs. Dans l'article, [Gerbaux et al. 2006], 60 tirs laser ont été effectués. Le nombre de noyaux mesurés est défini comme étant la différence entre le nombre de noyaux activités et le nombre de noyaux désexcités pendant un temps t précédent la mesure, soit :

$$dN = \dot{Q}dt - \ln 2T_{1/2}^{-1}dt \tag{2.5}$$

où $T_{1/2}^{-1}$ est la période de demi vie du noyau activé et Q le taux d'activation de l'échantillon. De même le taux de comptage après un temps T d'activation :

$$\tau_c(t) = \tau_0 \left(1 - \exp(-T \ln(2T_{1/2}^{-1})) \exp(-\ln(T_{1/2}^{-1}))\right) \tag{2.6}$$

Le taux limite de comptage τ_0 est donc atteint lorsque le taux d'activation est compensé par le taux de décroissance. En mesurant le taux d'activation entre les temps t_1 et t_2, et en intégrant l'expression précédente sur cette durée, on obtient une expression pour le taux de comptage de l'activation limite en fonction du taux d'activation mesuré, τ_{mes} :

$$\tau_0 = \frac{T_{1/2} \ln(2T_{1/2}^{-1}) \tau_{mes}}{2(1 + 2T_{1/2}^{-1} \exp(-T)) \left[\exp(T - t_1) - \exp(T - t_2)\right]} \tag{2.7}$$

L'activation des protons s'opère dans une feuille de $100\mu m$ de cuivre, transparent aux électrons. Ainsi, il est possible de détecter l'émission électronique et protonique en même temps et d'établir une corrélation entre ces deux signaux, la *figure 2.14* montre le montage expérimental utilisé pour l'expérience en salle jaune. Gerbaux et al [Gerbaux et al. 2006] ont mesuré un taux de réactions (p,n) de 20-40% par rapport aux réactions (γ,n) pour des cibles de $10\mu m$ d'Aluminium éclairées sous $2 \times 10^{19} W/cm^2$, soit 2.5 à 4 fois plus d'électrons que de protons au cours de la même interaction.

2.2.2 Films radiochromics

Les films radiochromics utilisés sont des films Gafchromic MD55 et Gafchromic HS, fabriqués par Isp technologies et distribués par Nuclear Associates, [McLaughlin et al.

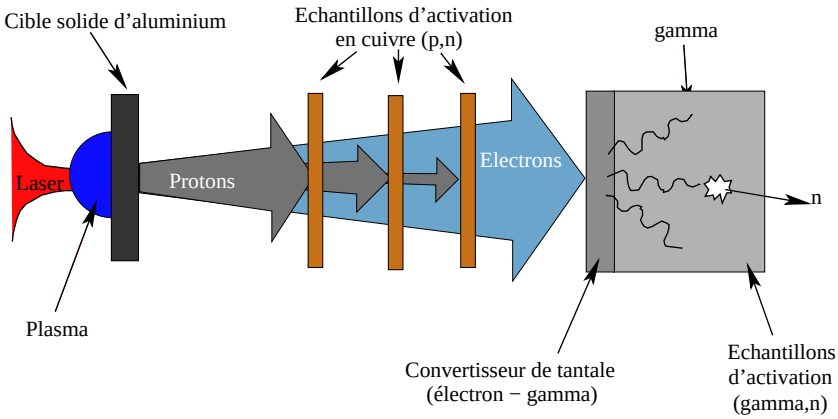


Fig. 2.14 : Détection de protons et d'électrons par réaction (p,n) et (gamma,n) respectivement. L'accumulation de plusieurs feuilles de cuivre sur le trajet du faisceau de proton permet d'obtenir une sélection énergétique, et d'ainsi remonter au spectre émis. Les neutrons ainsi générés sont ensuite comptés à l'aide d'un scintillateur de NaI.

1991]. Les films radiochromics sont des détecteurs composés d'une couche active (densité volumique de $\rho_{act} = 1.1 g/cm^3$) entre deux couches de polyester (densité volumique de $\rho_{pol} = 1.1 g/cm^3$ pour le MD55 et $\rho_{pol} = 1.35 g/cm^3$ pour le HS). L'épaisseur de la couche active pour le HS est de 40 microns, entre deux couches de 95 microns de polyester, ce qui le rend plus sensible aux rayonnements que le MD55. Ce dernier est composé d'un empilement d'une couche de polyester 65 microns, une couche active 16 microns, une couche de polyester de 25 micron entre deux couches d'adhésif, puis une couche active de 16 microns et une couche de polyester de 65 microns. La couche active de ces films est sensible au dépôt de dose des particules donc elle est sensible à tout type de rayonnement ionisant (photon, électron, proton, ions, rayons X...). La détection se fait par un changement de couleur, donc de densité optique du détecteur qui est fonction de la dose déposée. Le nombre de particule est alors calculé en mesurant ce changement de densité à l'aide d'un microdensitomètre. L'analyse est rapide, et la résolution spatiale pouvant être atteinte est donnée par la résolution de l'appareil soit 1200 lignes par mm. La sensibilité constructeur pour ces deux types de films radiochromics est donnée dans la *figure 2.15*, obtenue avec un faisceau d'X et d'électron. Le Gray (Gy) est une unité dosimétrique, $1Gy = 1J/kg$, soit une énergie déposée de 1 Joule dans 1 kg de matière.

Application numérique : *Supposons que les courbes de sensibibilité optique soient valables pour des faisceaux de protons et considérons un faisceau de* $1cm^2$ *de* 10^8 *proton de 4 MeV, déposant toute son énergie dans la couche active du GAFCHROMIC HS, la dose déposée sera alors de 11.8 Gy, représentant une différence de densité optique de 1.*

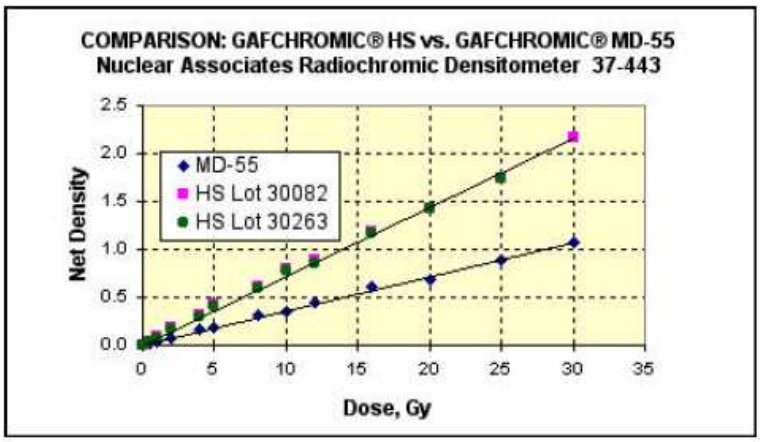


Fig. 2.15 : Courbe comparative de la sensibilité des films radiochromics MD55 et HS.

Les résultats obtenus avec les films radiochromics sur le faisceau de proton du LOA ne permettent pas de certifier que le signal observé est dû aux seuls protons. Nous nous sommes, en particulier, intéressé à ce type de détecteur couplé avec un champ magnétique, mais aucun signal intéressant n'a été observé, c'est pourquoi nous avons plutôt porté notre attention sur d'autre moyen de détection que nous décrirons plus loin.

2.2.3 Scintillateurs

L'utilisation de scintillateurs pour les expériences d'accélération de particules par laser permet la détection en temps réel des faisceaux de protons. Leur utilisation était initialement destinée au domaine de la physique des hautes énergies. Il est donc difficile de trouver des données expérimentales pour l'interaction d'un faisceau de protons d'énergies comprise entre 1 et 10 MeV et d'un scintillateur. Une campagne de calibration, décrite en annexe A, a dû être menée afin de connaître les taux de conversion "énergie déposée - énergie du rayonnement visible émis". Le principe du scintillateur est de convertir une partie de l'énergie déposée dans le milieu en un rayonnement visible. Il existe deux types de scintillateur, les scintillateurs organiques (plastiques) et les scintillateurs inorganiques (cristaux, poudre). Les scintillateur plastiques ont une réponse plus rapide que les scintillateurs inorganiques, ce qui les rend intéressants pour une détection par temps de vol

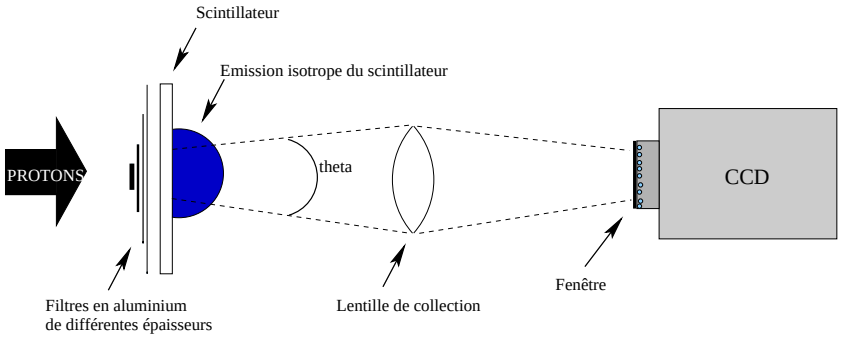


Fig. 2.16 : Schéma du dispositif de détection avec un scintillateur rapide et une caméra CCD. Les protons déposent leur énergie dans le scintillateur qui réémet isotropiquement une partie de cette énergie en lumière visible collectées par un système d'imagerie sur une caméra CCD.

que nous verrons dans la prochaine partie. La détection du faisceau de protons avec des scintillateurs peut être décrite en 3 étapes, (i) la conversion en rayonnement visible, (ii) le transport jusqu'au détecteur optique (CCD, photomultiplicateur) et (iii) la conversion en une image exploitable, étapes résumées dans la *figure 2.16*.

Conversion de l'énergie déposée en rayonnement

L'énergie déposée dans le scintillateur est calculée par des codes Monte Carlo simulant les différentes pertes d'énergie de la particule dans le matériau (collisionnel, radiatif, Bremstrallung...). Le coefficient de conversion de cette énergie en rayonnement visible, ϵ, est le rapport entre l'énergie déposée et l'énergie de la lumière visible émise. Ce coefficient est un coefficient expérimental, explicité pour différents scintillateurs. Pour les scintillateurs plastiques qui nous intéressent, on doit considérer l'effet de "Quenching" [Birks 1967], [Michaelian and Menchaca-Rocha 1994], [Wright 1953]. Cet effet conduit à une perte d'énergie du milieu due aux dommages causés au milieu scintillant par la particule incidente. La densité de molécules endommagées est proportionnelle à l'énergie perdue, dE par la particule incidente dans le milieu, on note B ce coefficient de proportionnalité. Une partie, notée k, de ces molécules va perdre son énergie de manière non radiative, on exprime alors le nombre de photons créés (N_{cr}) par rapport au nombre de protons incidents (N_{prot}) :

$$\frac{dN_{cr}}{dN_{prot}} = \frac{1}{E_{phot}} \frac{\epsilon \frac{dE}{dx}}{1 + kB\frac{dE}{dx}} l \tag{2.8}$$

avec l, la longueur du scintillateur et $E_{phot} = hc/\lambda \approx 3.12eV$. k et B ne pouvant être

déterminés séparémment, on notera $C = kB$. Typiquement, $C = 13.2$ mg $cm^{-2}MeV^{-1}$ pour des protons de 30-200 MeV pour le scintillateur plastique NE102A [Badhwar et al. 1967].

Application numérique : *Pour un faisceau de protons de 5 MeV perdant son énergie à 290 microns dans une pièce de pilot u de 500 μm d'épaisseur ayant un coefficient de conversion de* 7%, $\frac{dN_{cr}}{dN_{prot}} \approx 48.3$

Transport optique

Seule une partie des photons créés va s'échapper du scintillateur vers le détecteur optique. Les scintillateurs plastiques utilisés (Pilot u, NE102A) sont transparents dans le visible, ils n'affectent donc pas le rayonnement visible émis. L'indice de réfraction du pilot u est de 1.581. D'après les lois de réflexion de Fresnel, la lumière pouvant s'échapper est alors de l'ordre de $\zeta = 95\%$. Dans le cas de scintillateurs non transparents des réflexions multiples à l'intérieur du matériaux doivent être prises en considération, ce qui peut faire chuter la transmission à 22% [Radcliffe et al. 1993] pour le $Gd_2O_2S : Tb$ (Lanex). La divergence angulaire des rayons lumineux sortant du scintillateur est isotrope pour un milieu transparent (lambertien pour un milieu non transparent). Les rayons sortis du scintillateur sont collectés par une lentille et envoyés sur le détecteur optique, l'angle solide vu par la lentille est :

$$S = \frac{m^2}{16F^2(1+m)^2} \tag{2.9}$$

avec F l'ouverture numérique de la lentille (distance focale/diamètre de la lentille) et m le grandissement. Une partie de cette lumière sera absorbée par la lentille et tous les éléments optiques en transmission. Dans un schéma simple, une lentille de collection est suffisante pour collecter la lumière émise. En considérant l'utilisation d'une lentille en silice synthétique, la transmittance est de 95%, en ajoutant les réflections sur la surface avant de la lentille dues aux lois de Fresnel, qui dans le cas d'une incidence normale sont de 4%. En effet, l'angle de collection est suffisament faible dû à l'éloignement de la lentille par rapport au scintillateur pour considérer une incidence normale. On obtient alors une transmission au passage de la lentille de $L = 0.91$. De la même manière, ont obtient le même facteur pour la fenêtre en quartz située devant la CCD ($Q = 0.91$). On peut alors exprimer le nombre de photons transportés du scintillateur jusqu'au détecteur optique

par rapport au nombre de photons créés dans le scintillateur :

$$\frac{dN_{coll}}{dN_{cr}} = \zeta f(\theta_{mis}) SLQ \tag{2.10}$$

Application numérique : *Pour la collection des photons par une lentille de focale 200 mm de 50 mm de diamètre placée à 2.2 m du scintillateur ayant un grandissement de 0.1, on obtient* $\frac{dN_{coll}}{dN_{cr}} \approx 9.14 \times 10^{-7}$

Conversion en image

Lorsque les rayons lumineux vont atteindre le détecteur optique, une conversion photon-électron va s'opérer dans la caméra CCD ou dans le photomultiplicateur. Pour une caméra CCD, la conversion en nombre de count (unité d'amplitude du signal pour un pixel) dépend de l'efficacité quantique (QE) de la caméra pour une longueur d'onde donnée et du nombre n_{ec} de photo-électrons nécessaires pour faire un count . La CCD PCO Pixelfly 12 bits qui a été utilisée à une QE de 27% pour une radiation incidente à 391nm (pic d'émission pour le pilot u) et un $n_{ec} = 6.5$. La taille d'un pixel est de $S_{pix} = 9.9\mu m \times 9.9\mu m$. Le rendement de la CCD est donc :

$$\frac{dN_{count}}{dN_{coll}} = \frac{QE}{n_{ec}} \tag{2.11}$$

Application numérique : *en prenant les spécifications de la caméra CCD PCO pixelfly,* $\frac{dN_{count}}{dN_{coll}} \approx 4.15 \times 10^{-2}$

Dans le cas de l'utilisation d'un photomultiplicateur (XP2020, de Photonis), on a une amplification du signal de 10^6 pour un voltage de 1 kV, c'est-à-dire qu'un photon incident va créer 10^6 électrons sur la dinode. En tenant compte de ces trois étapes, on exprime le rendement comme étant :

$$\frac{dN_{count}}{dN_{prot}} = \frac{N_{counts}}{N_{coll}} \frac{dN_{coll}}{dN_{cr}} \frac{N_{cr}}{N_{el}} \tag{2.12}$$

Les résultats obtenus lors de la calibration du pilot U montrent qu'il est possible d'utiliser les scintillateurs plastiques pour la détection de protons, le nombre de counts sur la caméra étant au-dessus du bruit électronique qui se situe autour de 20 counts. Cependant, le signal obtenu est faible, il est donc préferable de coupler le scintillateur avec une amplificateur de signal du type galette microcannaux que nous allons décrire plus en détail dans la section suivante.

Application numérique : *Pour un faisceau de* 10^8 *protons de 5 MeV collectés avec un grandissement de 0.1 par une lentille de 200 mm de focale et 50 mm de diamètre sur une CCD PCO pixelfly 12 bits, on obtient* $N_{count} = 183.2$ *counts par pixel.*

2.2.4 Galette micro canaux (MCP) et Parabole Thomson

Galette micro canaux, MCP

La galette micro canaux est un détecteur composé de canaux multiplicateurs d'électrons disposés parallèlement les uns aux autres, *figure 2.17*. Les canaux sont en verre semiconducteur, permettant d'optimiser l'émission des électrons secondaires. L'accélération de ces électrons se fait par le biais d'un champ électrique extérieur appliqué entre deux électrodes situées de part et d'autre de la galette. Une particule incidente sur une extrémité du canal va perdre son énergie dans les parois de ce dernier, engendrant la production d'électrons secondaires. Les électrons secondaires ainsi produits vont se propager dans le canal et créer d'autres électrons secondaires en heurtant les parois du canal, et ainsi de suite jusqu'à atteindre l'autre extrémité du canal. La longueur du canal et son diamètre sont alors des caractéristiques importantes puisqu'ils conditionnent la production de ces électrons. On définit donc le paramètre $\alpha = l/d$ où l est la longueur du canal et d son diamètre. Loty et al [Loty 1971] ont montré que le gain est proportionnel au diamètre des micro canaux : pour un canal de 1mm, on obtient un gain de 10^8, qui chute à 10^6 pour un canal de $10\mu m$. Cette dépendance provient d'un phénomène de saturation à la sortie du canal [Hendee and schmidt 1966] et de la génération d'ions dans le canal. La densité électronique dans le canal étant très grande, les champs de charge d'espace créés ralentissent les électrons secondaires produits, diminuant le nombre de nouveaux électrons secondaires (moins d'énergie déposée lors de l'interaction avec les parois du canal). A mesure que l'énergie cinétique diminue, le champ de charge et d'espace diminue aussi, conduisant à une réaccélération des électrons secondaires. Cet effet étant périodique et autoinduit, la saturation du gain effectif est la résultante d'un équilibre dynamique entre le ralentissement et la réaccélération des électrons du canal. La satura-

tion limite la longueur des canaux utilisables, ainsi une galette standard à une épaisseur de 0.5mm. Dans le même temps, la densité électronique importante en fin de canal (lieu de débouché de tous les électrons produits) conduit à la production d'ions par collision des électrons avec le gaz résiduel du canal (pour des pressions supérieures à 10^{-6}mbar) ou avec les molécules désorbées lors du bombardement électronique sur les parois. Ces ions vont générer des électrons secondaires en revenant dans le canal ou en se propageant jusqu'à la photocathode, générant des perturbations dans le signal obtenu. Dans le but d'augmenter le gain sans être limité par cet effet, Colson et al [Colson et al. 1973] ont proposé un dispositif pour l'empilement de deux galettes micro canaux. La *figure 2.17* montre une MCP chevron qui est la combinaison de 2 galettes de micro canaux inclinés espacées de 50 ou 150 μm. L'angle d'inclinaison des canaux est appellé angle de biais. L'angle entre les canaux (2× angle de biais) permet aux ions générés dans la zone de forte densité électronique (en sortie de la première galette) de ne pas pouvoir atteindre l'entrée du canal de la première galette ni la photocathode en sortie de la deuxième.

Les angles entre les deux galettes communément utilisés sont de 16 degrés. La *figure 2.17* montre la différence de gain obtenu entre une MCP simple et une MCP chevron. Le gain atteint une valeur limite due aux phénomènes précédemment cités. Typiquement, pour un voltage de 1kV par galette, on obtient un gain de 10^4 pour une galette simple et 10^7 pour un assemblage de deux galettes en chevron.

Les électrons produits peuvent être envoyés préférentiellement sur un scintillateur (détection spatiale, ou temporelle avec l'utilisation d'un photomultiplicateur) ou une anode (détection temporelle). Dans le cas d'un scintillateur, cela va conduire à la génération d'un rayonnement dans le domaine du visible que l'on peut alors collecter par un photomultiplicateur et l'on obtient le détecteur temps de vol (TOF) que nous analyserons dans la section 2.2.5, ou sur une caméra CCD pour obtenir une résolution spatiale.

Ces applications TOF sont rendues possibles grâce à la résolution temporelle de ce type de détecteur. L'épaisseur de la galette étant de quelques centaines de microns ($\approx 0.5mm$), le temps de transit des électrons est faible et dépend du voltage appliqué et du paramètre α. Schmidt et Hendee ont montré que pour une galette chevron avec des canaux de 12 microns de diamètre, la réponse temporelle du détecteur mesurée est de 1ns FWHM avec un temps de montée de 500ps pour un rayonnement X monochromatique incident. L'application d'un champ électrique supplémentaire entre la sortie des électrons et le système de détection permet de diminuer le temps de montée du signal et de diminuer la réponse temporelle, ainsi en applicant un champ de 200V, la durée du signal tombe à 750ps et le temps de montée à 360ps.

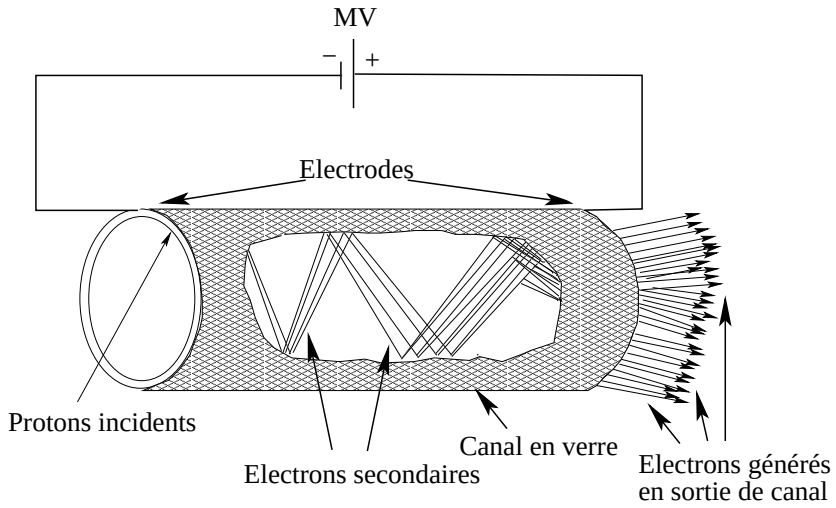


Fig. 2.17 : Principe d'amplification du signal dans un canal d'une galette micro canaux. Les protons incidents génèrent des électrons secondaires, eux-mêmes amplifiés par rebonds successifs sur les parois amplificatrices du canal.

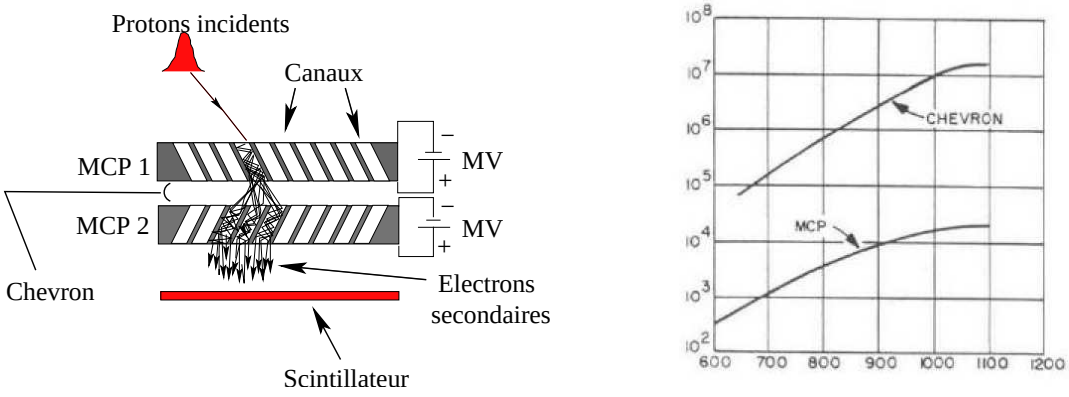


Fig. 2.18 : (gauche) Principe d'une MCP chevron. (droite) Courbe de gain en fonction du voltage imposé sur chaque galette.

Principe de fonctionnement d'une Parabole Thomson

La déviation d'une particule plongée dans un champ électrique est régie par la force électrique $\overrightarrow{F_E} = q\overrightarrow{E}$ où q est la charge de la particule et $\overrightarrow{E}$ le champ appliqué. En appliquant un champ magnétique, on obtient une déviation du proton régie par la force de Lorentz $\overrightarrow{F_L} = q\overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B}$ où $\overrightarrow{v}$ est la vitesse de la particule et $\overrightarrow{B}$ le champ magnétique appliqué. Les deux déviations induites par les champs sont dans des plans orthogonaux, permettant une décomposition spatiale des particules dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. En résolvant l'équation du mouvement, dans un cadre classique, pour une particule se propageant suivant l'axe z placée dans un champ magnétique et électrique uniforme suivant l'axe x, on obtient :

$$\begin{cases} m\ddot{x} = qE \\ m\ddot{y} = qB\dot{z} \\ m\ddot{z} = -qB\dot{y} \end{cases} \tag{2.13}$$

soit en posant $\omega_0 = qB/m$ et $\tilde{V} = \dot{z} + i\dot{y}$, il vient :

$$\dot{\tilde{V}} - i\omega_0\tilde{V} = 0 \tag{2.14}$$

d'où, en posant $\tilde{V}(t) = v_0 \exp i\omega_0 t = v_0 \cos\omega_0 t + i \sin\omega_0 t$, on exprime les équations temporelles en supposant les conditions initiales $x_0 = y_0 = z_0$:

$$\begin{cases} x(t) = \frac{qE}{2m}t^2 \\ y(t) = \frac{mv_0}{qB} - \frac{v_0}{\omega_0} sin\omega_0 t \\ z(t) = \frac{v_0}{\omega_0} cos\omega_0 t \end{cases} \tag{2.15}$$

ce qui représente l'équation paramétrique d'un cercle de rayon $R = v_0/\gamma = mv_0/qB$ (avec $\gamma = qB/v_0$) centré en $(0, -R, 0)$ pour le mouvement dans le plan (yz) et une parabole dans le plan (xz). Dans l'approximation classique, applicable pour des énergies de protons de quelques dizaines de MeV, la vitesse des protons est donnée par la relation, $v_0 = \sqrt{2eE_p/m}$ où E_p est l'énergie des protons en eV. Le mouvement sera donc sensible à deux paramètres, la charge de la particule incidente et son énergie cinétique. Pour un faisceau de particules généré par laser, chaque espèce en présence aura une trajectoire qui lui est propre. On exprime la position d'un proton dans le plan (xy) à une distance L comme :

$$(x_S, y_S) = \left(\frac{ER}{2v_0} \arcsin^2 \left(\frac{L}{R} \right) \ , \ R - \sqrt{R^2 - L^2} \right) \tag{2.16}$$

Si on définit une distance longitudinale L_E et $L_B < L_D$ sur laquelle on applique le champ électrique et magnétique, les particules vont suivre une ligne droite en sortant de la zone de champ jusqu'au détecteur. La position de la particule sur le détecteur situé à une distance L_D est exprimée par :

$$\begin{cases} x_D &= \frac{ER}{2v_0} \arcsin\left(\frac{L_E}{R}\right) \left[1 + \frac{2(L_D - L_E)}{\sqrt{R^2 - L_E^2}}\right] \\ y_D &= \frac{\gamma L_B}{L - L_B} + R\left(1 - \sqrt{1 - \frac{L_B}{R}}\right) \\ z_D &= L_D \end{cases} \tag{2.17}$$

où (y_{SB}, L_m) sont les coordonnées du point de sortie de la zone d'application du champ magnétique dans le plan (yz) (obtenus en remplaçant L par L_m), dans l'expression de y_S dans l'équation 2.16, et $z_C = \frac{y_{SB}^2 + z_{SB}^2}{2z_{SB}}$ le point d'intersection entre la tangente à la trajectoire circulaire dans le plan (yz) et l'axe de propagation des particules, voir *figure 2.2.4*. Dans cette étude des équations régissant les mouvements des particules de la parabole Thomson jusqu'au détecteur, nous n'avons pas pris en considération la divergence angulaire des protons qui conduit à une dégradation de la résolution spatiale. Pour minimiser cette dégradation, on utilise une pinhole de diamètre d_{pin} située à l'entrée de la parabole (soit à une distance L_{cible} de la cible. On définit alors le temps t_B comme le temps nécessaire à la particule pour atteindre la position $z = L_B$ tel que :

$$t_B = \frac{1}{\gamma} \left[\arcsin \frac{L_B}{R} + \sin\theta - \theta \right] \tag{2.18}$$

Les coordonnées du point de sortie de la zone de champ deviennent alors :

$$\begin{cases} x_S &= \frac{ER}{\gamma v_0} t_B^2 + v_0 \sin\theta t_B + L_{cible} & pour LE < L_B \\ &= \frac{ER}{\gamma v_0} \left(t_B + \frac{L_E - L_B}{\sqrt{1 - (\frac{L_B}{R} + \sin\theta)^2}} \right)^2 & \\ &\quad + v_0 \sin\theta \left(t_B + \frac{L_E - L_B}{\sqrt{1 - (\frac{L_B}{R} + \sin\theta)^2}} \right) + L_{cible} & pour LE > L_B \\ y_S &= R\left[cos\theta - \sqrt{1 - (\frac{L_B}{R} + \sin\theta)^2} \right] & \\ z_S &= L & \end{cases} \tag{2.19}$$

On en déduit donc la position de la particule sur le détecteur :

$$\begin{cases} x_D &= \frac{\frac{R}{\gamma v_0} t_B + v_0 \sin\theta}{L_D - LE} + x_S & pour L_E < LB \\ &= \frac{\frac{R}{\gamma v_0}\left(t_B + \frac{L_E - L_B}{\sqrt{1-(\frac{L_B}{R}+\sin\theta)^2}}\right)}{L_D - L_E} + x_S & pour L_E > LB \\ y_D &= \frac{v_0 sin\theta + \gamma L_B}{L - L_B} + Rcos\theta - \sqrt{1-(\frac{L_B}{R}+\sin\theta)^2} + L_{cible}\tan\theta \\ z_D &= L \end{cases} \tag{2.20}$$

La combinaison d'une parabole Thomson, *figure 2.19*, et d'une galette micro canaux permet une détection des protons en temps réel avec une résolution spatiale permettant d'obtenir un δl de l'ordre de 30 μm (dépendant du diamètre de la pinhole et de la distance du détecteur) correspondant à un δE_p de quelques centaines de keV. La *figure 2.2.4* montre la courbe de dispersion obtenue pour un champ électrique et magnétique de 0.45 Tesla et 10 kV. La MCP fonctionne avec un champ électrique de l'ordre de 1 kV par galette (soit 2 kV pour une MCP chevron) qui permet l'accélération des électrons dans les canaux et un champ supplémentaire de plusieurs kV (max 8 kV) pour l'accélération de ces protons vers le scintillateur. L'utilisation de ces champs électriques rend nécessaire de placer ces éléments sous vide poussé afin d'éviter les claquages (dans la galette ou entre les électrodes), ce qui pourraient endommager les matériaux. La courbe de Paschen, *figure 2.21*, montre le seuil de claquage du champ électrique en fonction du produit pression - distance interélectrode dans l'enceinte. Ainsi la pression minimale maximale de fonctionnement du système est de $10^{-7} mbar$.

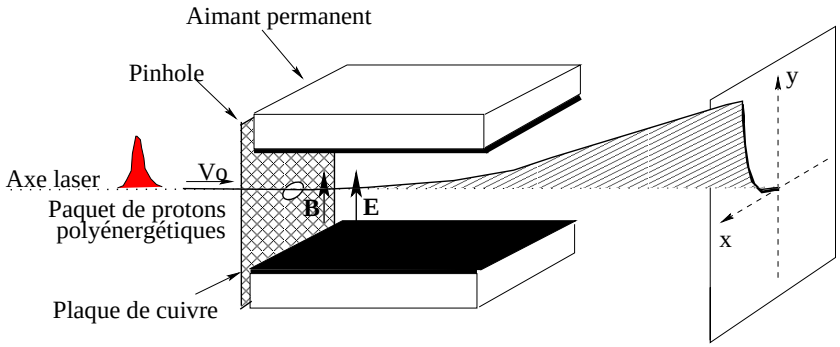


Fig. 2.19 : Principe de fonctionnement d'une parabole Thomson. Le paquet de protons polyénergétiques est soumis à un champ électrique et magnétique uniforme. La déviation subie par la particule est fonction de son énergie et de sa charge. La trajectoire obtenue sur le détecteur est une trajectoire parabolique.

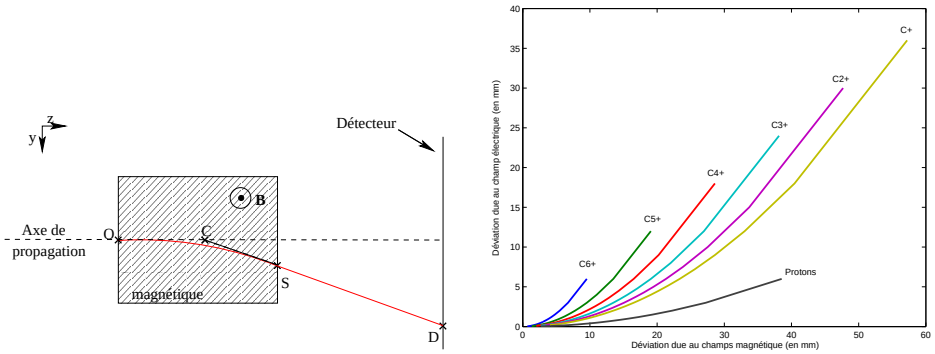


Fig. 2.20 : (gauche) Schéma de la trajectoire des particules soumis à un champ magnétique dirigé suivant l'axe Ox. (droite) Déviation d'un faisceau de proton et de carbone sous l'action d'un champ électrique de 10 kV et un champ magnétique de 0.45 T, tous deux uniformes sur une distance de 5 et 4 cm respectivement.

2.2.5 Autres détecteurs temps réel

Coupe de Faraday

L'interaction du faisceau de protons avec une électrode métallique génère des électrons et induit un courant proportionnel aux charges collectées dans l'électrode, [Park et al. 2006]. L'électrode est constituée d'une plaque métallique (cuivre, aluminium) permettant la conduction jusqu'à l'oscilloscope. Dans le cas d'une coupe de Faraday cylindrique, la réponse temporelle peut être obtenue en calculant la capacitance pour cette géométrie. La capacitance totale est la somme de la capacitance dûe aux effets de la géométrie cylindrique et celle due aux effets capacitifs, elle est dérivée de la formule :

$$C_{tot} = \kappa\epsilon_0 \frac{A}{d} + 2\pi\kappa\epsilon_0 \frac{l}{\ln \frac{b}{a}} \tag{2.21}$$

où A et d sont l'aire et l'épaisseur du cylindre conducteur, κ la constante diélectrique du matériau, l, b et a respectivement la hauteur et les rayons interne et externe du cylindre conducteur. La réponse temporelle du détecteur est $\tau_c = RC_{tot}$.

Application numérique : *Pour une coupe de Faraday de surface* $A = 841\pi mm^2$*, une épaisseur d'électrode de 1.5mm un diamètre interne de 29mm et externe de 30.5mm et une hauteur de 32.5mm, le temps de réponse dû à la réponse capacitive est de* $\tau_c = 2.6\kappa$ *ns*

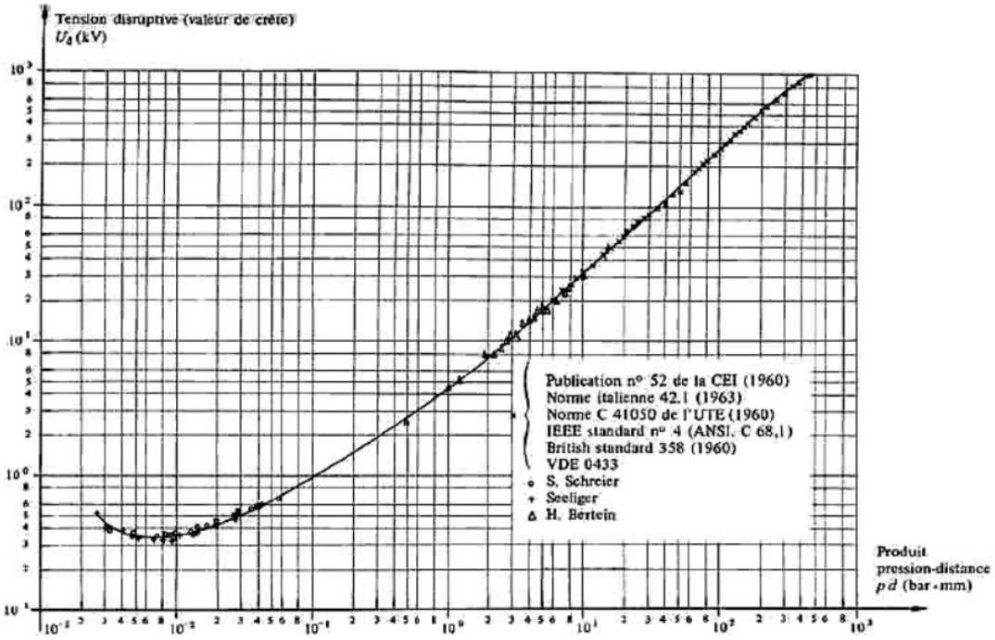


Fig. 9.11 Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques. Température 20°C [262]

Fig. 2.21 : Courbe de Paschen donnant la tension de claquage pour un champ électrique appliqué en fonction du produit pression - distance (bar mm) inter électrode. Cette courbe est issue de la publication n°52 de la CEI.

L'arrivée d'un proton sur la plaque métallique attire un électron de la bande de conduction, créant ainsi un déplacement de charge. Pour un ampère détecté, cela correspond à 6.25×10^{18} électrons générés par seconde, on remonte ainsi au nombre de protons incidents sur l'électrode. Les signaux générés par les protons et par les électrons respectivement conduiront donc à un signal positif et négatif respectivement. Ce détecteur donne une mesure du courant fiable, ce qui en fait un détecteur très utilisé dans le cadre des accélérateurs conventionnels, une équipe [Park et al. 2006] présente l'utilisation de ce détecteur pour la détection de protons générés par laser. Les résultats ne sont pas concluants : le pic proton observé pouvant être dû au plasma généré lors de l'interaction. La *figure 2.22* montre le signal obtenu au LOA pour une intensité sur cible de $5 \times 10^{19} W/cm^2$. Le pic observé provient du signal des électrons, la remontée du signal n'étant pas forcément reliée à une population protonique.

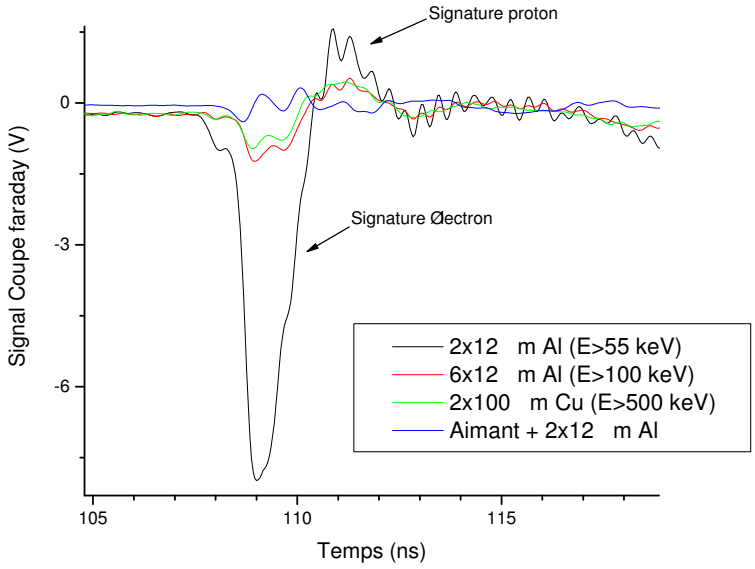


Fig. 2.22 : Signaux obtenus avec une coupe Faraday pour une expérience au LOA. La coupe faraday a été recouverte de filtres uniformes de différentes épaisseurs afin de couper la population électronique froide directement issue de l'expansion du plasma, l'énergie mentionnée est l'énergie cinétique des électrons coupée par la feuille.

Détecteur temps de vol

Les protons produits par laser ont des énergies non relativistes, il est donc facile d'opérer une discrimination temporelle du signal détecté. Cette détection requiert une résolution temporelle importante du détecteur. Les détecteurs utilisés doivent donc être des détecteurs "rapides", idéalement ayant des temps de réponse inférieurs à la nanoseconde, pour pouvoir à des distances abordables dans un laboratoire, discriminer avec une bonne résolution les protons émis. Dans la théorie classique, l'énergie cinétique (en MeV) des protons est déterminée par la relation $E_p = 1/2 m_p v^2$. La vitesse des protons étant constante après leur sortie de la cible, on peut exprimer v comme $v = L_D/t_{trans}$ où t_{trans} est le temps (en ns) de transport nécessaire au proton pour parcourir la distance L_D qui sépare la cible du détecteur. Nous pouvons alors écrire que :

$$t_{trans}(ns) \approx L_D 10^9 \sqrt{\frac{m_p}{3.5 \times 10^{-30} c^2 E_p(MeV)}} \tag{2.22}$$

La résolution que l'on peut atteindre est donc fonction de la distance cible détecteur et de l'énergie de la particule incidente. Pour deux protons d'énergie E_1 et E_2, on aura un δt :

$$\delta t = 10^9 L_D \sqrt{\frac{m_p}{3.5c^2}} \left[\frac{\sqrt{E_1} - \sqrt{E_2}}{E_1 E_2} \right] \tag{2.23}$$

Application numérique : *pour séparer temporellement deux protons de 9 et 10 MeV de 4 ns, il faut éloigner le détecteur à une distance de 3m*

Déconvolution du signal

L'origine temporelle est prise sur un signal de particules relativiste (rayons X ou électrons) produit lors de l'interaction. La *figure 2.24* montre le signal obtenu en utilisant une détection par TOF à trois étages : MCP (une seule galette micro canaux), scintillateur (Zn :Ag) et photomultiplicateur (XP 2020), *figure 2.23*. Les résultats seront développés dans le chapitre suivant.

Pour remonter au spectre de protons produits, *figure 2.27*, il faut déconvoluer le signal par la réponse temporelle du détecteur et par la courbe de dispersion des protons, *figure 2.25*. Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.4, la MCP fonctionne sous un vide de $10^{-7} mbar$. Les pompes Alcatel situées sous l'enceinte expérmentale de la salle jaune

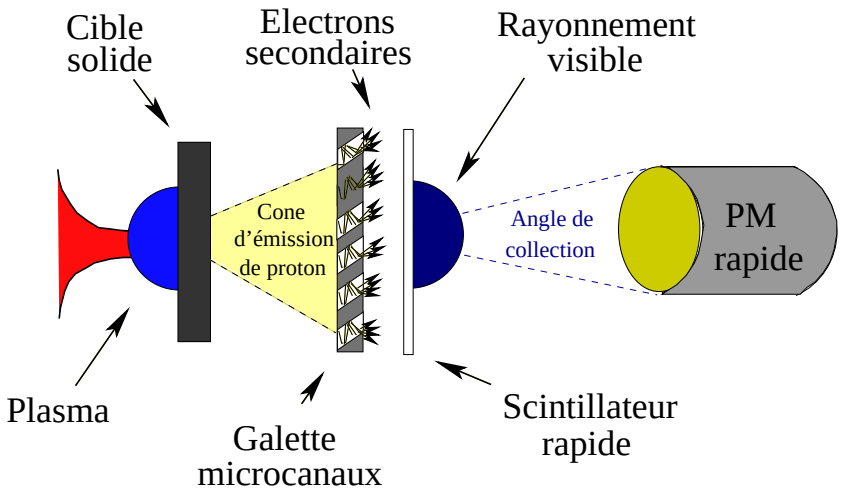


Fig. 2.23 : Détecteur TOF développé au LOA. Le faisceau de protons dépose son énergie dans la MCP qui la convertit en électrons, qui sont ensuite envoyés dans le scintillateur. Le rayonnement émis par le scintillateur est ensuite collecté par le photomultiplicateur. La réponse temporelle du système a été estimée à 2 ns.

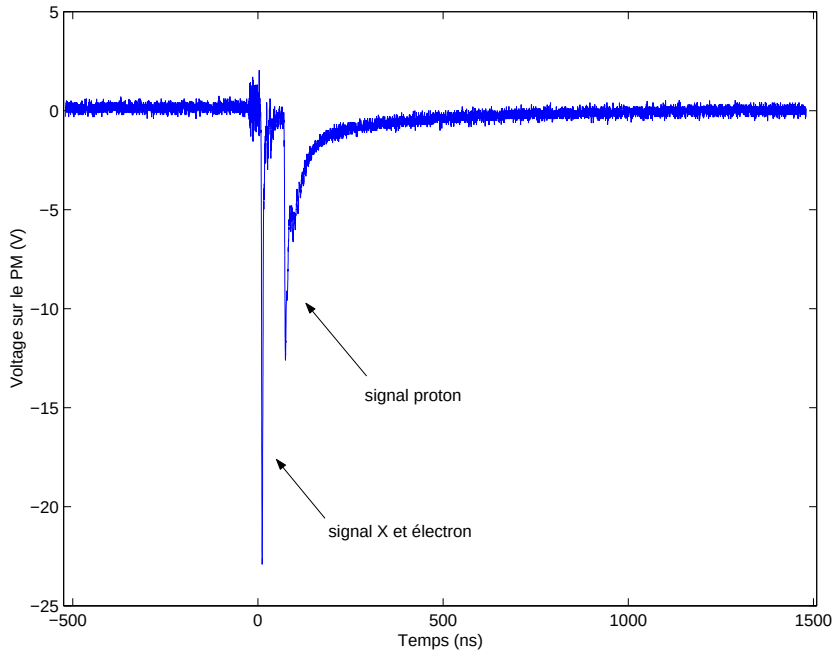


Fig. 2.24 : Signal TOF obtenu avec une tension de 0.7 kV sur la galette micro canaux et 7kV entre la sortie de la galette et le scintillateur. Les signaux observés correspondent à un signal rapide qui est la signature des électrons relativistes (ou des rayons X produits au cours de l'interaction) et d'un signal plus étalé dans le temps correspondant à un signal de protons d'énergie comprise entre 1 et 3.5 MeV.

permettent d'obtenir un vide de $10^{-5}mbar$, un vide différentiel est donc nécessaire pour l'utilisation dans de bonnes conditions de la MCP. Une feuille de mylar d'une épaisseur de $23\mu m$, sépare l'enceinte expérimentale de l'enceinte de détection, permettant d'obtenir des vides différents de part et d'autre de la feuille. Une telle épaisseur de mylar permet d'arrêter les ions générés et les protons d'une énergie inférieure à 1,1 MeV. La perte en énergie n'étant pas linéaire, pour les protons traversant la feuille, on utilise le code SRIM pour simuler la perte d'énergie des protons dans la feuille, on obtient alors l'énergie en sortie de feuille, E_{sort}, en fonction de l'énergie incidente, E_{inc}, telle que :

$$E_{sort} = E_{inc} - \frac{dE}{dx}l \tag{2.24}$$

où l est l'épaisseur de la feuille. On peut alors faire les corrections du temps de vol des protons et en déduire la courbe de dispersion temporelle de la cible jusqu'au détecteur, *figure 2.26*.

Pour connaître la réponse temporelle du système, nous avons mené une campagne expérimentale sur un accélérateur Tandem Van der Graaf, au CEA. Les paquets de protons monoénergétiques produits sont d'énergie variable entre 3 et 12 MeV et de durée de 1.6 ns. Le système a un taux de répétition variable entre 10Hz et 2.5 MHz, ce qui a permis de mesurer une réponse temporelle de 4 ns pour un paquet de protons. La largeur à mi-hauteur du signal de rayon X observé (origine temporelle) est aussi un indicateur de la résolution du système, en supposant le signal X comme un dirac, on obtient une résolution de 4 ns (LMH). La résolution peut être améliorée en utilisant un photomultiplicateur plus rapide que le XP 2020, le Planatron de Burle par exemple.

2.3 Positionnement de la cible

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.2, le positionnement de la cible est critique pour l'interaction avec une cible solide car il nécessite une précision de l'ordre de la moitié de la longeur de Rayleigh. Au cours des expériences réalisées au LOA, la résolution nécessaire est de 10 microns. Un diagnostic optique a donc été développé permettant d'atteindre cette résolution spatiale. Le positionnement grâce au speckle (diffusion sur la cible) permet d'approcher le meilleur plan focal avec une résolution de 200 microns (l'uniformité des speckles est visiblement dégradée dans cette intervalle). Le diagnostique que nous allons détailler par la suite nécessite une position de référence à partir de laquelle le mouvement longitudinal de la cible est effectué. Dans un premier temps, on utilise la position longitudinale donnant le meilleur speckle, puis une variation de

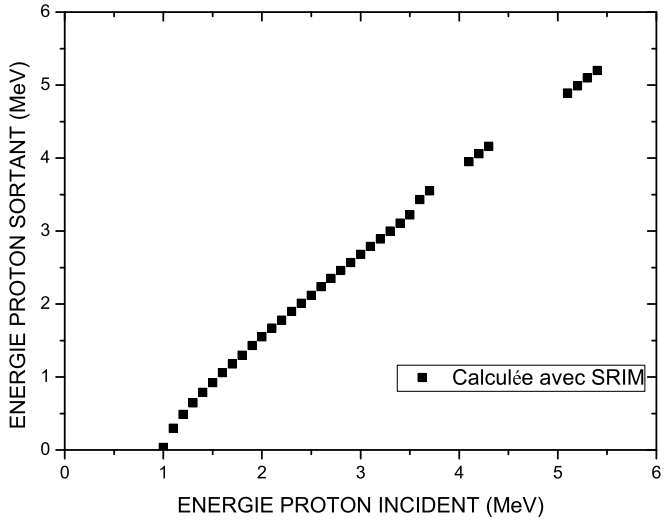


Fig. 2.25 : Perte d'énergie des protons dans une feuille de 20 microns de mylar simulées avec le logiciel SRIM.

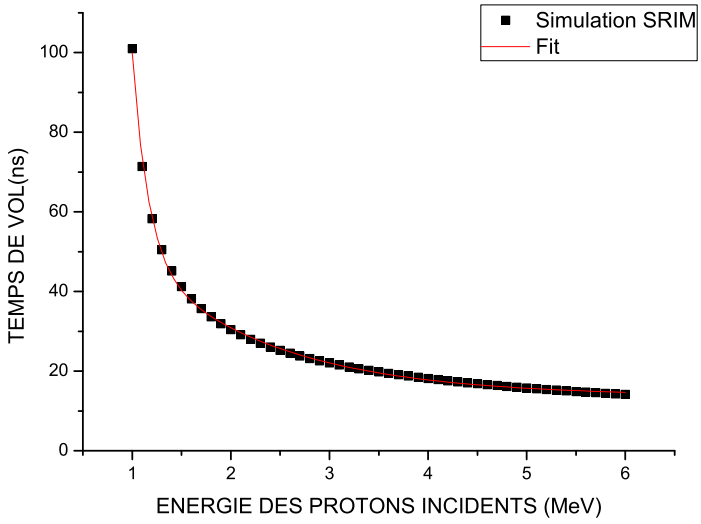


Fig. 2.26 : Dispersion temporelle des protons après avoir parcouru une distance de 1.4 m entre la cible et le détecteur, incluant leur ralentissement dans une feuille de mylar de 20 microns située sur leur trajectoire.

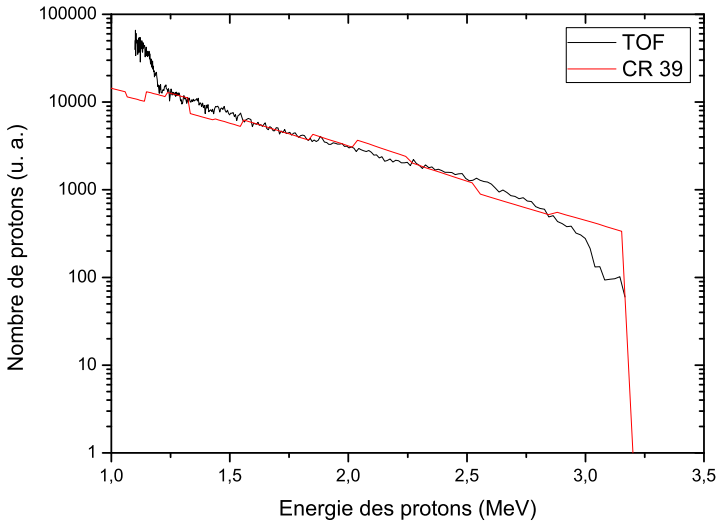


Fig. 2.27 : Déconvolution du signal TOF. Le spectre obtenu après la déconvolution du signal TOF est en bon accord avec le spectre obtenu à l'aide des CR39 dans les mêmes conditions expérimentales. La superposition des deux spectres a été obtenue en divisant le spectre obtenu avec le CR 39 par un coefficient arbitraire de 4×10^5. L'inconnu pour obtenir le spectre absolu étant le coeficient de conversion proton - voltage recueilli par le photomultiplicateur.

la position est effectuée en mesurant la dose mesurée dans une chambre à ionisation (principalement due aux X générés). Le signal d'X provient de la perte d'énergie des électrons dans la matière (la cible en elle même ou les parois de la chambre d'interaction par exemple). Le signal d'X étant proportionnel au nombre d'électron générés qui lui même est proportionnel à l'intensité laser sur cible, ceci nous permet alors de définir le plan de meilleur focalisation (avec une précision de l'ordre de 80 μm), qui deviendra notre nouvelle position de référence. Dans tout le manuscrit, la position de référence est déterminée par le maximum de dose recuelli par la chambre à ionisation.

La *figure 2.28* montre le schéma expérimental du système de positionnement. Un laser HeNe est focalisé sur la cible, préalablement superposé au point focal du Ti :Sa à l'aide d'un ensemble microscope optique $\times 40$ + caméra CCD. L'incidence du faisceau sur la cible étant de 45 degrés, l'objectif de collection (Nikon, $\phi 50mm$) est placé dans la direction spéculaire du faisceau à une distance de 7 cm de la cible. Le grandissement est de $\times 10$ sur le détecteur optique (PSD, positionning système device ou CCD). Le grand grandissement permet d'obtenir une sensibilité fonction de la position de la cible. Ainsi un mouvement longitudinal de la cible de 10 microns fait bouger transversalement le point focal sur le système d'imagerie de 100 microns.

L'intérêt d'un tel système est d'obtenir une positionnement relatif de la cible. L'origine préalablement définie sur le détecteur représente une position de référence de la cible dans l'enceinte expérimentale. Faire varier le signal PSD par rapport à l'origine revient à déplacer longitudinalement la cible relativement à sa position de référence.

La PSD est un dispositif optoélectronique qui permet de mesurer le déplacement du centroïde d'un point lumineux dans un plan transverse. Un laser HeNe est focalisé sur une cible solide, la lumière réfléchie (ou diffusée) est collectée par un objectif et envoyée sur le détecteur PSD, qui est composé de 2 photodiodes acolées (une formant la partie supérieure du détecteur et l'autre la partie inférieure). Ces photodiodes sont couplées à un circuit électronique qui calcule le déplacement du centroïde par rapport au centre de la surface active (jonction entre les deux photodiodes) de la PSD dans le plan (xy). Un déplacement par rapport au centre produit la génération de photo-électrons plus près de la cathode de collection située aux extrémités du détecteur. La résistivité effective est donc diminuée engendrant une hausse du voltage détecté, *figure 2.30*. Ainsi, de même que dans le système utilisant la détection optique, on définit une position de référence, et on peut visualiser les mouvements relatifs par rapport à cette dernière. Un mouvement longitudinal de la cible produira un déplacement par rapport à cette position. Une calibration du détecteur pour différentes positions de la cible avec un angle d'incidence de 0 degrés a été effectuée : les résultats obtenus sont présentés sur la

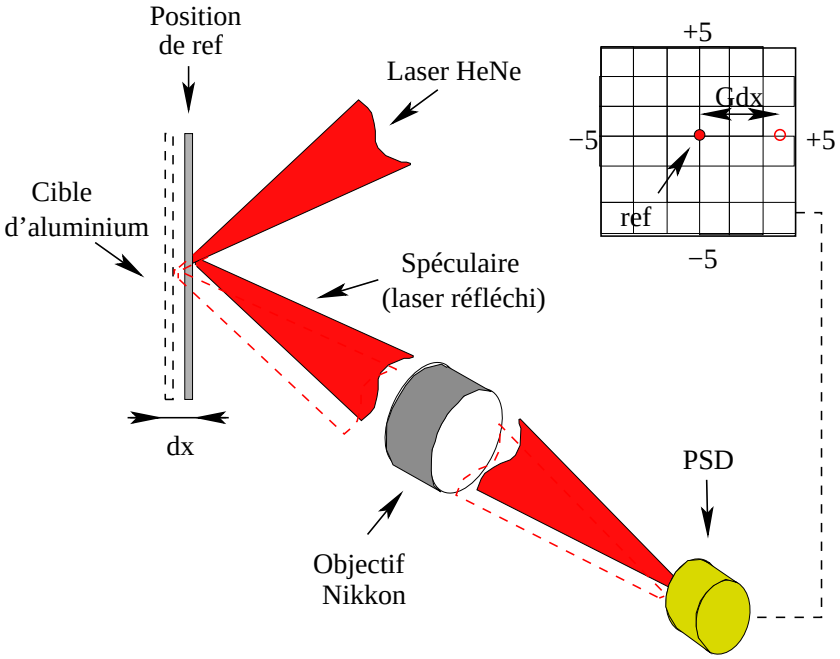


Fig. 2.28 : Principe de positionnement de la cible. La réflexion du laser sur la cible est collectée sur une caméra CCD ou sur une PSD. Pour une incidence laser de 45 degrés, un mouvement longitudinal de la cible d'une distance dx entraîne un déplacement transversal du point image sur la PSD de Gdx, G étant le grandissement du système optique.

figure 2.29. Les expériences s'étalant sur plusieurs heures consécutives, nous nous sommes intéréssés à la dérive temporelle du système, essentiellement due à des effets thermiques, les résultats ont montrés une dérive moyenne de 40 mV par heure (correspondant à un δx de 5 μm).

2.3.1 Détection rayonnement X

Diode X et détecteur gamma

Lors de l'interaction avec la cible solide, des électrons énergétiques sont générés, créant par effet Bremstrallung un rayonnement X. La génération du faisceau d'électrons est très sensible à l'intensité laser émise, plus encore que le faisceau de protons qui ne sera généré que plus tard par les électrons. Ainsi en détectant les rayons X émis, on peut obtenir une grande précision sur les conditions de focalisation. La diode X est composée d'une photodiode et d'une feuille de Berylium. La feuille de Berylium d'épaisseur variable permet (i) d'arrêter la lumière laser qui pourrait éblouir la photodiode et (ii) d'arrêter une partie des X mous dont le nombre pourrait saturer le signal. Une expérience menée au CUOS (Centre for Ultrafast Optical Science, Michigan) nous a permis d'observer une variation nette de l'intensité des X pour un déplacement longitudinal de la cible $80\mu m$.
Le détecteur gamma est composé d'un scintillateur NaI et d'un photomultiplicateur. Le NaI est un cristal scintillant très sensible aux rayons gamma. Ces derniers sont émis de façon hémisphérique dans la direction de propagation du laser. Sa sensibilité oblige l'utilisation d'un blindage en plomb afin de ne pas saturer le signal. La précision sur le positionnement mesurée lors de cette même expérience menée au CUOS, est de $50\mu m$.

Chambre à ionisation

Les premières chambres à ionisation sont apparues à la fin des années 60, avec les chambres Charpak. Ce détecteur fonctionne sur le principe de détections des électrons issus de l'ionisation d'un gaz. La chambre se compose de plusieurs électrodes séparées par un gaz souvent composé d'un mélange d'Argon et d'un gaz de molécules organiques (isobutane, methane...). Les particules vont transférer une partie de leur énergie cinétique aux électrons du gaz par collision avec les atomes du milieu. Ces électrons vont alors être accélérés vers les différentes anodes placées dans le gaz. Le signal électrique alors généré sera collecté et amplifié. Ce détecteur est sensible à tout type de particule capable d'ioniser le gaz inter-électrode. Du fait de la présence de ce gaz, il est impossible de mettre un tel détecteur sous un vide de 10^{-4} mbar comme au cour des expériences menées au

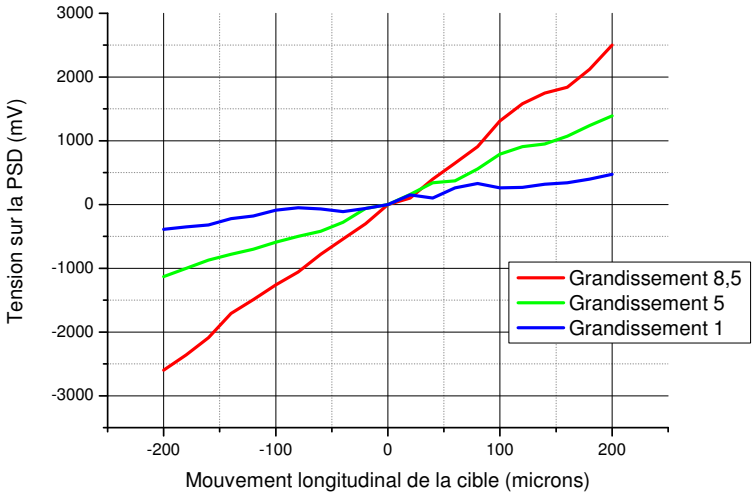


Fig. 2.29 : Réponse de la PSD en fonction d'un déplacement longitudinal de la cible. Le laser HeNe étant en incidence normale sur la cible, le rayonnement collecté est celui de la diffusion de l'HeNe sur la cible.

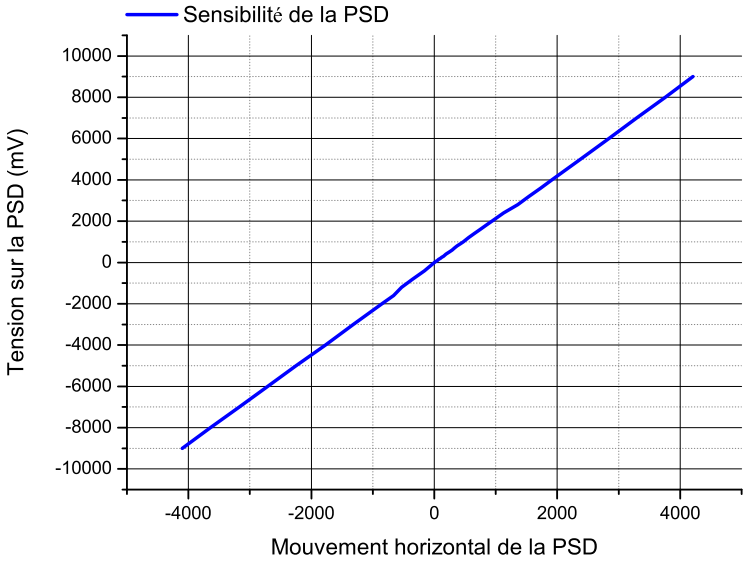


Fig. 2.30 : Calibration de la réponse de la PSD en fonction d'un déplacement dans le plan de la PSD du point image. La PSD est déplacée transversalement par rapport à l'image du point de focalisation de l'HeNe sur la cible solide.

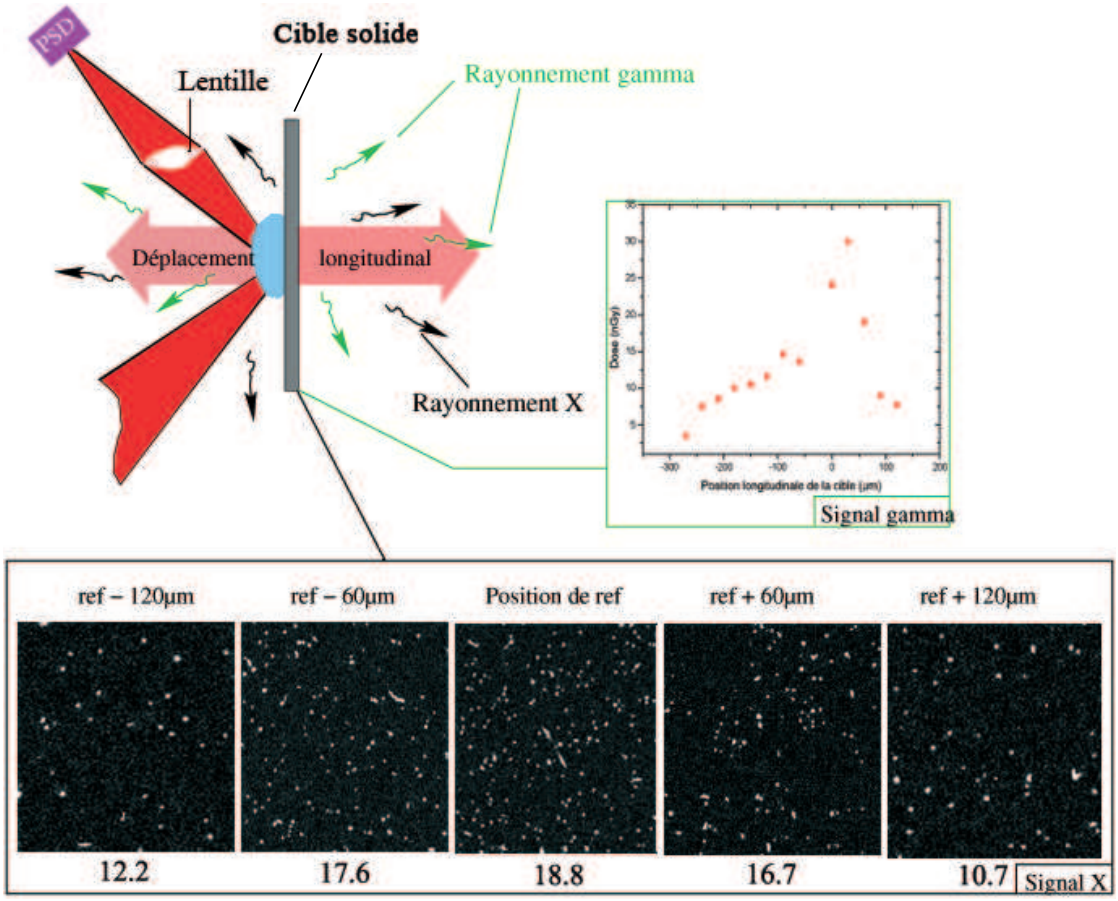


Fig. 2.31 : Schéma de la procédure expérimentale d'alignement de la cible. Les signaux X et γ sont obtenu pour différentes positions longitudinales de la cible.

LOA. Les protons n'ayant pas une énergie suffisante, il n'est pas envisageable de les faire sortir de l'enceinte expérimentale et de les laisser se propager à l'air. Son utilisation pour la détection des rayons X ou rayons gamma est par contre très intéressante, permettant ainsi d'apprécier la variation du dépôt de dose dans le détecteur en fonction de la position longitudinale de la cible, les réultats obtenus seront développés dans le chapitre 3.

L'importance du positionnement de la cible est illustré sur la figure 2.31, où le signal X et le signal γ ont été enregistrés pour différentes position de focalisation.

2.3.2 Récapitulatif des différents systèmes de détection utilisés

Détecteur	Avantage	Inconvénient	Commentaire
CR39	Sensibilité exclusive aux particules lourdes, possibilité de compter 1 seul proton	Temps nécessaire pour le développement, saturation du détecteur pour les faibles énergies rendant impossible le comptage, utilisable 1 seule fois	Détecteur de référence
Films radiochromic	Temps réel, grande sensibilité	Sensibilité à tout type de rayonnement ionisant, monocoup	Le signal observé peut provenir des électrons, il est important de comparer avec le signal donné par les CR39
Coupe de Faraday	Temps réel, sensibilité aux particules chargées	Faible sensibilité, courant parasites	Le signal induit par le faisceau de protons est perturbé par les effets de charge induits par le faisceau d'électron, il est nécessaire de correctement blinder toute la coupe de Faraday
Scintillateurs	Temps réel, facilité d'utilisation	faible sensibilité, sensibilité à tout type de rayonnement ionisant	Coefficient de conversion proton/photon faible (quelques %), le couplage avec une galette microcannaux permet d'augmenter le signal
Temps de vol	Temps réel, grande sensibilité, discrimination du signal proton	nécessite une distance importante entre la source émettrice et le détecteur,	La distance entre la source et le détecteur doit être judicieusement choisie pour (i) avoir une résolution temporelle suffisante et (ii) avoir un bon rapport signal sur bruit
Parabole Thomson + MCP	Grande sensibilité, spectre de protons et d'ions en simultané	Perte d'information sur la divergence du faisceau de proton, faible angle de collection	La résolution spatiale est donnée par les dimensions de la pinhole et limitée par la dimensions des cannaux. Dans le cas d'un chevron, la résolution spatiale du détecteur est supérieure à celle des dimensions des cannaux.

Tab. 2.2 : Comparaision des différents systèmes de détections utilisés et développés durant ma thèse.

Chapitre 3

SIMULATIONS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Ce chapitre est dédié aux résultats expérimentaux obtenus sur l'accélération de protons par laser. La première partie de ce chapitre recense les résultats marquant obtenus dans le domaine, la deuxième partie décrit les résultats obtenus par notre équipe avec le laser Ti :Sa "salle jaune" du LOA, présenté dans la partie 2.1.1. Les campagnes expérimentales se sont étalées sur une période de 6 mois dont 2 mois de temps laser effectifs. La première expérience avait pour but de montrer l'importance de l'amélioration du contraste grâce à l'utilisation d'une cellule Pockels rapide. Cette campagne a duré une semaine, permettant, d'obtenir une énergie maximale de protons de 10 MeV. Le contraste temporel à été visualisé en temps réel à l'aide d'un oscilloscope rapide, permettant une déconvolution du signal à 200 ps près. Malheureusement, la Pockels rapide a induit des coupures dans le spectre du laser engendrant une casse du dernier étage d'amplification. C'est pourquoi l'expérience n'a pu avoir lieue sur une durée plus importante. La deuxième campagne d'expérience s'est étalée sur une période de 1 mois, les principaux buts étant (i) de tester et optimiser les montages expérimentaux et détecteurs que j'ai développés (ii) de faire varier les paramètres lasers et (iii) de réaliser une interaction avec un haut contraste laser. Le contraste laser a été amélioré en collaboration avec le groupe de P. Audebert du LULI grâce à l'utilisation d'un double miroir plasma. Ces résultats seront présentés dans la deuxième partie de ce chapitre.

Les résultats expérimentaux qui m'ont semblé les plus importants et les plus propres (variation avec la durée d'impulsion) ont fait l'objet d'une comparaison approfondie avec les modèles théoriques. En effet, une variation de la durée d'impulsion ne change pas les conditions d'interaction. J'ai volontairement décidé de ne pas approfondir la comparaison aux autres résultats, pour lesquels les données sont incomplètes ou les paramètres physiques ne sont pas pertinents. Je pense notamment à la variation avec l'énergie laser qui montre une variation prédite par les modèles, mais vu que les conditions d'interaction (conditions de préplasma) ne sont pas rigoureusement les mêmes, une étude plus approfondie est nécessaire. Je pense aussi à la variation avec l'épaisseur de la cible, les données montrent une augmentation de l'énergie maximale des protons avec une diminution de l'épaisseur de la cible. Ces résultats sont en accord avec les résultats récents présentés par différents groupes (CEA, Lund), mais des données supplémentaires (avec une plus faible épaisseur) permettraient de conclure entre l'existence d'un optimum ou non.

La fin de ce chapitre traite de la discussion des modèles théoriques isotherme et adiabatique. J'ai voulu faire une analyse critique de ces modèles, c'est pourquoi je n'ai volontairement pas tenu à les faire coïncider avec les résultats expérimentaux obtenus. J'ai préféré axer la discussion sur la validité de ces modèles, leur prédiction et les cofronter aux données expérimentales. Dans ce contexte, j'ai pris les paramètres expérimentaux

mesurés au LOA comme entrée de ces modèles (divergence du faisceau d'électrons, intensité laser...). Une collaboration avec l'équipe de E. Lefèbvre au CEA nous a permis de réaliser des simulations PIC qui ont montré que le temps d'accélération dépend entre autre de la durée d'impulsion, mais aussi de l'épaisseur de la cible ou de l'intensité laser.

3.1 Travaux précédents

L'accélération de protons par interaction laser plasma a été réalisée pour la première fois à la fin des années 80 [Gitomer et al. 1986] dans le cadre du projet Helios du laboratoire de Los Alamos. De nombreuses expériences ont depuis été menées pour mieux comprendre et caractériser le faisceau de protons produit. L'interaction d'un laser avec une cible solide permet la production de faisceaux de particules de différentes natures (électrons, ions, neutrons...), mais une particularité remarquable est la présence d'un faisceau de protons quelque soit la composition de la cible. Cette observation a permis de conclure que la source des protons accélérés était indépendante de la cible et provenait d'une faible couche d'impuretés hydrogénées (eau, graisses, huile) contaminant les surfaces de la cible (avant et arrière). Les protons issus de ces impuretés répondent plus rapidement à un champ électrique du fait de leur faible masse comparée à celle des ions, expliquant leur omniprésence. Une expérience a été menée par l'équipe de McKenna ou le chauffage de la cible permettait d'éliminer les impuretés de surface et ainsi conduire à une réduction de l'efficacité d'accélération du faisceau de protons, ainsi une accélération plus efficace des ions de la cible a été observée, [McKenna et al. 2003]. L'énergie maximale des protons atteinte lors de telles interactions n'a cessé d'augmenter, suivant l'évolution des lasers de puissance. Le record reste de 58 MeV [Snavely et al. 2000], [Hatchett et al. 2000] utilisant le laser Petawatt de Livermore focalisé à une intensité de $3 \times 10^{20}\ W/cm^2$ sur une cible de 125 microns d'aluminium. L'accélération ionique et la production de faisceaux de protons de bonne qualité à l'aide de laser de puissance sont aujourd'hui des sujets de recherche de grande importance tant pour des raisons scientifiques : beaucoup de questions restent en suspens autour de l'interaction, que pour les différentes applications envisageables.

Dès lors, une étude paramétrique des différentes composantes de l'interaction a été menée, conduisant à une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeux. La complexité de l'interaction laser solide provient de la superposition de plusieurs phénomènes physiques (création du plasma, accélération électronique, accélération ionique) au cours de l'interaction et de leur inter dependance. Cette thèse s'inscrit totalement dans cette

étude. Les résultats obtenus montrent des caractéristiques particulières des faisceaux de protons générés par laser, qui diffèrent de ceux que l'on peut observer avec des accélérateurs conventionnels.

Le spectre énergétique du faisceau de protons est très large (Maxwellienne aplatie) et possède une énergie de coupure franche à une énergie maximale E_{max} (induite par le caractère localisé du champ accélérateur). L'émittance transverse du faisceau a été mesuré à 0.004 mm mrad [Cowan et al. 2004] pour un faisceau de 10 MeV, à comparer à 1 mm mrad pour un accélérateur conventionnel. La divergence du faisceau diminue avec l'augmentation de l'énergie des protons et atteint une divergence de 10° (LMH) pour des protons d'énergie $>$ 35 MeV [Snavely et al. 2000]. L'énergie maximale des protons est variable en fonction du laser utilisé, ainsi on reporte une énergie maximale de 10 MeV pour 3 installations laser différentes, des impulsions sub-picosecondes de 40 fs et une intensité sur cible de 6×10^{19} W/cm^2 [Fritzler et al. 2003], pour des impulsions de 400 fs et une intensité de 6×10^{18} W/cm^2 [Nemoto et al. 2001] ainsi que pour des impulsions de 450 fs et une intensité de 5.5×10^{18} W/cm^2 [Murakami et al. 2001]. La diminution de l'épaisseur de la cible rendue possible grâce à l'amélioration du contraste a permis d'atteindre une énergie protons de 24 MeV pour une équipe de Livermore [MacKinnon et al. 2002] pour des durées d'impulsions de 100 fs et une intensité de 6.4×10^{19} W/cm^2. L'utilisation de lasers de plus longue durée d'impulsion (300 fs) et plus énergétiques (avec des cadences réduites de 1 tir toutes les 20 minutes) permet d'atteindre des énergies de protons de 20 MeV de manière routinière. Ceci est en grande partie dû aux conditions d'ASE moins contraignantes pour des impulsions longues, permettant d'obtenir une accélération protonique efficace avec des cibles de plusieurs dizaines de microns d'épaisseur, ce qui n'est pas le cas pour des impulsions courtes. Mais aussi comme nous le verrons plus loin dû à l'énergie plus importante délivrée par la l'installation laser. Le transfert de l'énergie laser au faisceau de protons se situe autour de quelques % et peut atteindre 12% dans le cas d'une interaction avec un laser petawatt [Cowan et al. 2004].

Nous pouvons séparer les travaux expérimentaux réalisés jusqu'à lors en quatre parties (i) une étude sur les mécanismes accélérateurs qui a permis de comprendre l'origine de la génération des faisceaux de protons, (ii) une corrélation entre les paramètres laser et le faisceau de protons produit, (iii) une paramétrisation de la cible permettant d'observer et de contrôler les caractéristiques du faisceau de protons et (iv) les différents travaux réalisés pour l'application de ces faisceaux de protons.

3.1.1 Détermination des mécanismes accélérateurs

Les protons accélérés lors de l'interaction laser plasma proviennent de contaminations hydrogénées situées sur les surfaces de la cible solide. Une grande discussion a divisé la communauté scientifique, portant sur l'origine, face avant ou face arrière de la cible, de la population protonique énergétique. Comme nous l'avons explicité au chapitre 1.2.4, deux mécanismes principaux sont responsables de l'accélération des protons, l'un accélérant les protons de face avant [Sentoku et al. 2003], [Zepf et al. 2003], [Fourkal et al. 2005] et [Nemoto et al. 2001] et l'autre accélérant les protons situés sur la surface arrière par TNSA [Snavely et al. 2000], [Wilks et al. 1992], [Hegelich et al. 2002]. Une étude expérimentale menée par Fuchs [Fuchs et al. 2005] a conclu que pour une interaction avec un laser de 20-30 J, 350 fs incident sur une cible de 20 μm d'aluminium, les protons les plus énergétiques et possédant la plus petite divergence sont produits par la face arrière de la cible. Ces travaux font suite à ceux de Borghesi [Borghesi et al. 2004] et Mackinnon [MacKinnon et al. 2001] qui a montré que les protons les plus énergétiques étaient produits en face arrière. Cette équipe a utilisé un laser de 50 J, 1 ps (5×10^{19} W/cm^2) incident sur une cible de 25 μm avec un plasma de 100 μm préformé en face arrière généré par une seconde impulsion 250 ps avant l'interaction avec l'impulsion principale. Les résultats ont montré la production d'un faisceau de 21 MeV sans le plasma en face arrière et une chute de l'énergie maximale des protons à des énergies < 5 MeV lorsque le préplasma était présent, celui-ci détruisant alors la couche de protons de face arrière. Cette équipe a vérifié que les caractéristiques du faisceau de protons énergétiques n'étaient pas perturbées par sa propagation dans un plasma identiques à celui préformé en face arrière.

3.1.2 Influence des paramètres laser

La durée d'impulsion, l'ASE, l'énergie ou la polarisation de l'onde laser sont autant de paramètres qui influencent la génération et l'accélération des protons.

Une équipe de Garching [Schreiber et al. 2006a] a montré l'existence d'une durée d'impulsion laser optimale située autour de 250 fs pour une interaction avec une cible de 10 microns d'épaisseur, l'énergie maximale des protons diminuant avec l'augmentation de l'impulsion laser (à énergie laser constante). Cette expérience a été réalisée avec un laser Ti :Sa délivrant 0.7 J avec une durée d'impulsion comprise entre 50 fs et 5 ps. Les barres d'erreur sont cependant très importante et l'expérience menée par Oishi [Oishi et al. 2005] avec une énergie de 120 mJ et une durée d'impulsion comprise entre 50 fs et 400 fs incidente sur une cible de cuivre de 5 microns d'épaisseur, ne corrobore pas ces

résultats expérimentaux. Il est cependant clair que la durée d'impulsion laser influence la génération et l'accélération du faisceau de protons.

Le profil temporel, aussi bien que l'amplitude de l'ASE influence la génération de protons énergétiques. Kaluza [Kaluza et al. 2004] a montré que la durée de l'ASE et l'énergie des protons étaient corrélés, ainsi l'interaction d'un laser avec une énergie de 600-850 mJ, une durée d'impulsion de 150 fs et un contraste de 2×10^7 avec une cible d'aluminium montre une diminution de l'énergie maximale des protons de 3.5 à 2.6 puis 1.4 MeV pour une durée de l'ASE variant de 0.5 à 0.7 puis 2.5 ns respectivement, pour une cible de 2 μm. Ces résultats sont différents de ceux obtenus par Lindau [Lindau et al. 2005] où la diminution de la durée d'ASE de 1 ns (passant de 2 ns à 1 ns) conduit à l'augmentation de l'énergie maximale des protons de 800 keV (passant de 3 à 3.8 MeV) dans des conditions laser très similaires (700 mJ, 35 fs et un contraste de 3×10^7) et une cible de 6 microns d'épaisseur. Cependant, dans cette dernière expérience, la variation de l'amplitude de l'ASE d'un facteur 5 (diminuant de 3×10^7 à 6×10^6) a conduit à une diminution de l'énergie des protons de 3.8 à 3 MeV.

La variation de l'énergie laser sur cible (i.e. de l'intensité sur cible) influence l'énergie maximale des protons accélérés. Kaluza [Kaluza et al. 2004] a fait varier l'intensité sur cible de 1.5×10^{19} W/cm^2 à 10^{19} W/cm^2 et a vu l'énergie maximale chuter de 4 à 2.3 MeV. Ces résultats présentent la même tendance que ceux obtenus à de plus faibles intensités par Oishi [Oishi et al. 2005]. Ces observations ont été mises en évidence précédemment par Clark [Clark et al. 2000a] qui a défini une loi d'échelle reliant l'énergie maximale des protons à l'intensité laser sur cible et la longueur d'onde laser telle que pour des intensités supérieures à 10^{18} W/cm^2, $E_{max}(MeV) \approx (I_{18}\lambda^2(\mu m))^{0.5}$.

La polarisation de l'onde laser intervient lorsque l'on considère une interaction à incidence oblique à haut contraste, où l'absorption laser se fait grâce au mécanisme d'absorption résonnante. Maksimchuk [Maksimchuk et al. 2000] a montré une diminution de l'énergie maximale des protons pour une rotation de la polarisation du laser de P à S. La même observation a été faite par Li [Li et al. 2006], Fukumi [Fukumi et al. 2005].

3.1.3 Influence des paramètres de la cible

La cible utilisée pour l'interaction est un paramètre essentiel dans la génération d'un faisceau de protons. Une étude des paramètres de la cible tels que son épaisseur, sa composition, ou sa courbure ont permis d'optimiser la génération de protons et de modifier

sa distribution angulaire.

Les expériences menées par différentes équipes [MacKinnon et al. 2002], [Neely et al. 2006] et [P. et al. 2006] ont montré l'existence d'une épaisseur optimale pour la génération et l'accélération d'un faisceau de protons. Les travaux de Mackinnon avec une intensité sur cible de 10^{20} W/cm^2 et un contraste de 10^{10} ont montré une chute de l'énergie maximale des protons (de 24 MeV à 6.5 MeV) lorsque l'on augmente l'épaisseur de la cible de 3 μm à 100 μm d'aluminium. Cette augmentation a été attribuée au phénomène de recirculation électronique dans la cible, [MacKinnon et al. 2002], [Sentoku et al. 2003], les électrons chauds sont réfléchis une première fois dans la couche de Debye de la face arrière puis reviennent dans la cible où ils sont une nouvelle fois réfléchis dans la couche de Debye de la face avant et se propagent donc vers la face arrière. Lorsque le temps du double transit des électrons est inférieur à la durée d'impulsion laser, le champ accélérateur est plus important puisque augmenté par la population des électrons chauds qui recirculent. Cette recirculation électronique conduit à une augmentation de quelques MeV de l'énergie maximale des protons. Le rôle de l'ASE a cependant été corrélé à l'épaisseur de la cible dans les travaux de Kaluza [Kaluza et al. 2004] avec une intensité sur cible de 10^{19} W/cm^2 et un contraste de 10^7. L'existence d'une épaisseur optimale de la cible corrélée à l'ASE a ainsi été mise en évidence. Pour une durée d'ASE de 2.5 ns l'épaisseur d'Al optimale est de 9 μm. Cette épaisseur optimale diminue à 2 μm pour une durée d'ASE de 0.5 ns. L'énergie maximale des protons étant diminuée lorsque l'on augmente la durée de l'ASE. Un résultat identique a été obtenu [Neely et al. 2006] pour une intensité de 10^{19} W/cm^2 et un contraste de 10^{10} avec une épaisseur optimale de 0.1 μm d'aluminium. Le couplage entre l'ASE et les propriétés de la cible a permis de démontrer expérimentalement la déviation de l'axe de propagation du faisceau de protons en fonction de la durée, l'amplitude et l'épaisseur de la cible [Lindau et al. 2005]. L'expérience a été mené avec une intensité sur cible de 10^{19} W/cm^2 et un contraste variable entre 6×10^6 et 3×10^7 sur des cibles de 6 et 12 μm d'aluminium. Les résultats ont montré une déviation des protons les plus énergétiques de la normale à la cible vers l'axe laser pour une durée d'ASE de 2 ns (contraste de 3×10^7) ou 1 ns (contraste de 6×10^6), toutes les énergies n'étant pas déviées de la même façon. Cet effet a été attribué a un débouché de choc courbant la face arrière de la cible, conduisant à une accélération par TNSA non uniforme, induisant un décalage spatial de l'axe de propagation des protons en fonction de leur énergie (les protons les plus énergétiques se propageant le long de la normale à la cible déformée).

Les cibles solides utilisées sont principalement composées d'aluminium, mais des

études ont été menées avec des cibles plus exotiques telles que des gouttelettes d'eau [Karsch et al. 2003], des rouleaux de cuivre [Nayuki et al. 2003], [McKenna et al.] (intéressant pour des applications à haut taux de répétition) ou des agrégats [Dobosz et al. 1999]. L'utilisation de cibles courbées (hémisphériques) a permis de réduire la divergence du faisceau de protons et même de passer d'un faisceau divergent à un faisceau convergent [Wilks et al. 2001], [Patel et al. 2003], [Ruhl et al. 2001]. Ces travaux s'inscrivent dans les études menées pour le chauffage isochore de la cible et l'allumage rapide décrites dans la partie 1.3.2. Plus récemment deux équipes [Schwoerer et al. 2006], [Hegelich et al. 2006] ont montré la possibilité d'obtenir des faisceaux d'ions quasi-monoénergétiques en manipulant la face arrière de la cible. Ainsi Schwoerer a incorporé sur la surface arrière d'une cible de titane de 5 μm d'épaisseur des structures de $20 \times 20 \times 0.5 \mu m^3$ de Polyméthyl méthacrylate (PMMA), riches en protons, éclairées par un second laser pour éliminer les impuretés surfaciques. Le spectre de protons observé présente un $\delta E/E$ de 25% pour une énergie maximale de 1.2 MeV obtenu avec une intensité sur cible de 3×10^{19} W/cm^2. Parallèlement une autre équipe [Hegelich et al. 2006] a obtenu un spectre quasi monoénergétique d'ion en ablatant les impuretés hydrogénées de face arrière avec un second laser. Cette équipe avait déjà montré l'amélioration de la production d'ion grâce à un chauffage résisitif de la cible (élimination des protons situés à la surface de la cible) jusqu'à des températures de 600 K [Hegelich et al. 2002], travaux continués par l'équipe de McKenna [McKenna et al. 2004] pour une application à la production d'isotopes. Une étude détaillée sur la composition de la cible permettant d'obtenir un faisceau de protons monoénergétique, [Robinson et al. 2006], a été détaillée, montrant l'importance de la couche d'impureté de la face arrière de la cible.
Enfin une étude détaillée sur la taille et la position de la source émettrice a été étudiée par [Borghesi et al. 2004] et [Oishi et al. 2006] où une taille de source de 100 μm a été mesurée pour des protons d'énergies comprises entre 2 et 15 MeV. Le diamètre du spot focal étant de 3-5 μm, la source émettrice en face avant de la cible est donc bien plus grande que la taille réelle du point focal. Cela correspond a une source de dimension plus faible mais située plusieurs dizaines de microns avant la face avant de la cible.

3.1.4 Applications pour la proton-thérapie

Les études menées pour l'applicabilité de l'approche laser à la proton-thérapie, sont, pour la plupart, réalisées à l'aide des simulations "Particle In Cell" ou simulations PIC (se référer à la partie suivante), pour reproduire le plus fidèlement possible la description cinétique des particules évoluant dans un milieu plasma suite à l'interaction d'une onde électromagnétique avec la matière et le code GEANT4, pour modéliser le dépôt de dose

des protons dans un fantôme. Les principaux défis pour l'application des faisceaux de protons par laser peuvent être résumés en trois aspects, (i) l'énergie minimale des protons pour des traitements cliniques (ii) la sélection énergétique des particules incidentes et (iii) le dépôt de dose des particules pour des applications cliniques.

Une approche théorique montrant l'intérêt de l'application de l'accélération de protons par laser à la proton-thérapie a été étudiée par l'équipe de Malka, [Malka et al. 2004] et [Fourkal et al. 2002], un des enjeux étant l'obtention d'énergies cliniques. Les protons accélérés par laser les plus énergétiques actuellement obtenus ont une énergie de 58 MeV [Snavely et al. 2000]. Dans les centres de proton-thérapie, les protons sont utilisés pour les traitements de l'oeil et des tumeurs intracraniennes qui nécessitent des énergies de 70 à 250 MeV respectivement. Fourkal [Fourkal et al. 2002] a montré, grâce à une simulation PIC 2D, la possibilité d'accélérer des protons jusqu'à des énergies de 300 MeV en utilisant un laser focalisé à $2 \times 10^{21}\ W/cm^2$.

Les faisceaux de protons pour la proton-thérapie sont issus d'un accélérateur conventionnel (type cyclotron ou synchrocyclotron) qui présentent les avantages de générer $1 - 5 \times 10^{10}$ protons/s avec un spectre monoénergétique ($\delta E/E \approx 0.1\%$). Les faisceaux de protons générés par laser ont un spectre polyénergétique (quasi Maxwellien) ou quasi monoénergétique [Schwoerer et al. 2006], nécessitant une sélection énergétique pour le traitement. Fourkal [Fourkal et al. 2003] a présenté un système basé sur une déviation magnétique des particules permettant de sélectionner l'énergie des protons obtenant un $\delta E/E$ de $10 - 20\%$ suivant l'énergie considérée.

L'unité radiobiologique de mesure lors d'un traitement de radiothérapie est la dose déposée au patient. Elle se mesure en Gray (Gy=J/kg). L'intérêt ballistique des protons permet de localiser le dépôt de dose (transversal et en profondeur). Utilisant le code Monte Carlo Geant, Fourkal [Fourkal et al. 2003] a montré les avantages de l'utilisation d'une IMPT (Modulation d'intensité pour la Proton-thérapie), avec un faisceau de protons quasi monoénergétiques, par rapport aux dernières techniques de traitements utilisées en radiothérapie, l'IMRT (Modulation d'intensité en radio thérapie) avec des faisceaux d'X. Le dépôt de dose est très localisé et suit les contours de la tumeur en délivrant une dose minimisée aux tissus sains environnant. Le faisceau de proton possède des caractéristiques ballistiques permettant un dépôt de dose en profondeur très localisé (Pic de Bragg) et une pénombre latérale très faible. Cela permet en modulant le dépôt de dose de suivre les contours d'une tumeur de manière plus précise qu'avec des traitements

classiques.

3.2 Simulations PIC

Les simulations PIC (Particle In Cell), permettent de rendre compte de l'interaction d'une onde laser avec un plasma et les mouvements cinétiques qui en découlent. Les codes PIC résolvent les équations de Maxwell (qui régissent la propagation d'un onde dans une milieu) et les équations de Vlasov (qui régissent les mouvements cinétiques des plasmas non collisionnels). L'équation différentielle de Vlasov s'exprime pour une espèce α comme :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}.\nabla f_\alpha + q_\alpha(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_{alpha}}{\partial \mathbf{p}} = 0 \tag{3.1}$$

Les particules étant relativistes, $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_\alpha}$ avec $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ le facteur de Lorentz.

Le couplage entre les équations de Maxwell et l'équation cinétique de Vlasov s'effectue en calculant les densités de charge et de courant :

$$\rho = \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha d\mathbf{v} \tag{3.2}$$

$$\mathbf{j} = \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha \mathbf{v} d\mathbf{v} \tag{3.3}$$

Pour résoudre ce système, l'espace est divisé en un maillage plus ou moins fin suivant la précision désirée, les champs et densité étant calculés aux noeuds des mailles. Une particule se trouvant dans une maille X ne pourra interagir qu'avec les mailles les plus proches d'elle (soit, en 3D, les 8 mailles adjacentes), ainsi les mouvements des particules sont décrits de proche en proche.

La méthode PIC peut se schématiser en une boucle à quatre parties distinctes, (i) le calcul des champs E et B aux noeuds du maillage (en fonction de la géométrie et de la densité du plasma choisies), (ii) l'assignation des champs électriques et magnétiques aux positions des particules, (iii) le calcul des nouvelles positions et impulsions des particules et (iv) l'assignation des charges et des courants aux noeuds du maillage (résolution des équations relativistes du mouvement par la méthode de Boris qui permet de séparer les composantes électriques et magnétiques du champ, [Birdsall and Langdon 1985]), les

courants ainsi retournés seront assignés aux noeuds du maillage permettant de recalculer les champs et de répéter les quatre étapes précédemment décrites, voir *figure 3.2*.

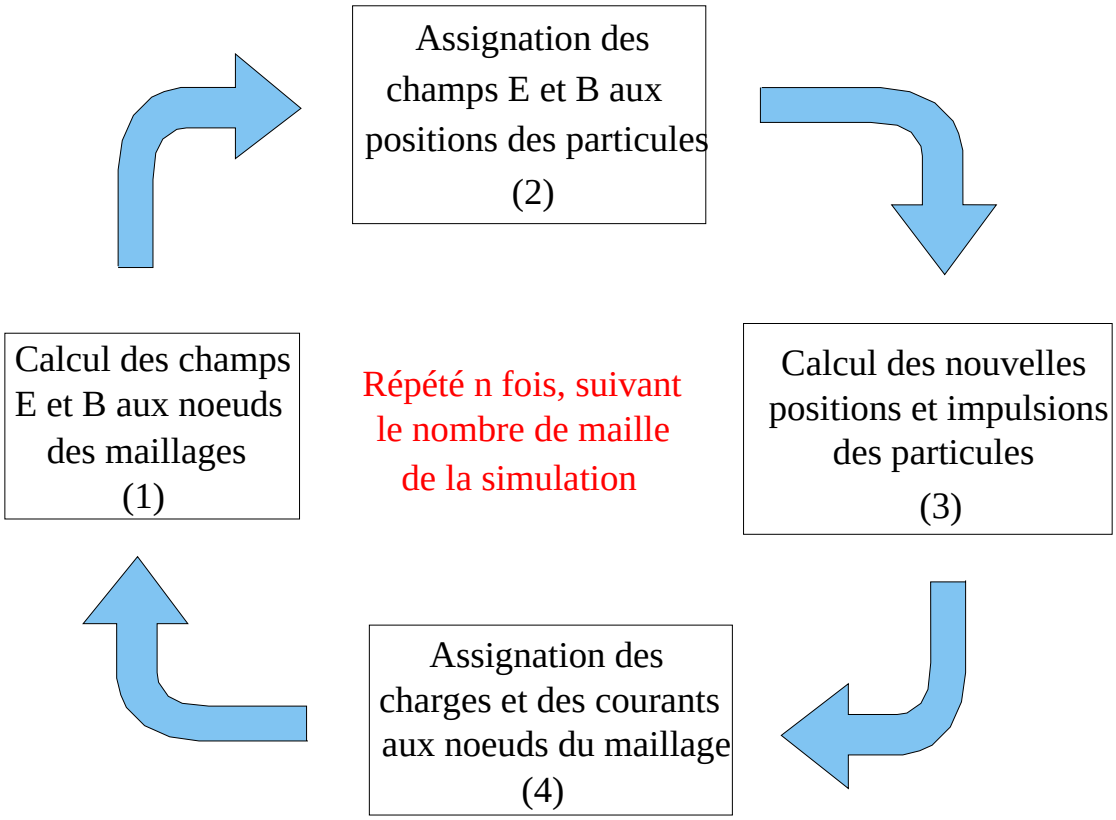


Fig. 3.1 : Schéma d'une simulation particulaire.

3.3 Caractérisation du faisceau de protons

3.3.1 Présentation du montage expérimental

Le schéma expérimental des expériences de génération de proton par laser est détaillé sur la *figure 3.2*.

Le faisceau laser de 50 mm de diamètre est focalisé sur une cible solide à l'aide d'une parabole hors axe. Nous avons utilisé deux types de parabole, une parabole métallique avec un dépôt en or, usinée au diamant (JANOS) et une parabole en verre avec un dépôt en argent de qualité optique $\lambda/10$. Les deux paraboles ont une ouverture de f/3. Les performances en terme de qualité spatiale et de pertes d'énergie hors de la tache focale

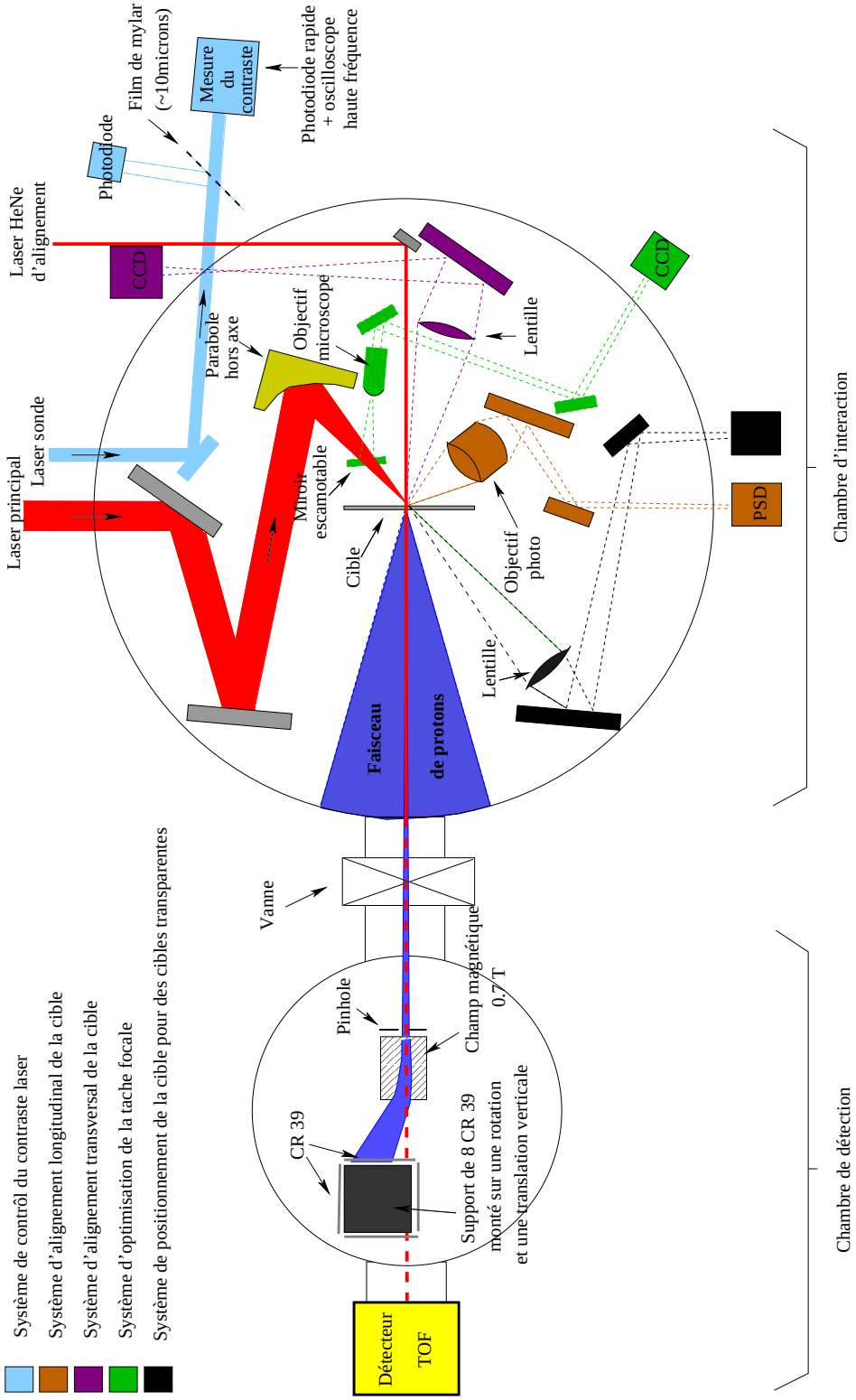


Fig. 3.2 : Schéma du montage expérimental des expériences d'accélération de proton par laser. L'incidence du laser présentée est à 45 degrés, mais certaines données ont été prises avec une incidence normale.

ont été mesurées et sont comparables. La parabole en or possède un hors axe de 45 degrés et celle en verre de 30 degrés, occasionnant de légers changements dans le set up expérimental pour le passage de l'une à l'autre des paraboles.

Le contrôle de la tâche focale est effectué grâce à un objectif microscope $\times 40$ couplé avec une caméra CCD 12 bits (PCO Pixelfly). Un miroir escamotable est positionné entre la parabole et la cible afin d'envoyer le faisceau sur l'objectif. L'objectif de reprise d'image est plus ouvert que la parabole (f/1.6) permettant ainsi de limiter les aberrations optiques. Le grandissement de se système es variable, ainsi dans les conditions expérimentales, nous avons utilisé un grandissement de 20. Le grandissement est mesuré de deux façons différentes, une mesure de déplacement du point focal dans le plan d'imagerie de la CCD et une mesure de l'interfrange en interposant dans le faisceau un réseau de franges de dimensions connues. L'objectif de microscope étant découplé de la caméra CCD, il est possible de déplacer l'image du point focal dans le plan de la CCD en déplaçant transversalement l'objectif de microscope. Ainsi, connaissant la taille de la surface active de la CCD, et le déplacement transverse appliqué au microscope pour couvrir cette surface, on calcule aisément le grandissement du système optique ainsi que les dimensions transverses de la tache focale.

Le positionnement longitudinal de la cible a été mesuré avec le système PSD décrit dans la partie 2.3. Nous avons utilisé deux types d'imagerie pour le positionnement de la cible. Le positionnement longitudinal de la cible a été obtenu en imageant sur le système PSD (ou une caméra CCD) le point de focalisation d'un laser HeNe sur la cible. Cette reprise d'image a été effectuée à l'aide d'un objectif d'appareil photographique NIKON. Le grandissement de ce système est de $\times 20$, permettant ainsi un positionnement longitudinal de la cible avec une précision de quelques microns. Le positionnement transverse du point focal sur la cible a été obtenu à l'aide d'une reprise d'image à faible grandissement de la surface avant de la cible, permettant un positionnement avec une précision de quelques dizaines de microns. Le point de focalisation du laser HeNe est superposé à celui du laser Ti :Sa à l'aide du système de visualisation de la tâche focale décrit plus haut (caméra CCD couplée à un objectif de microscope $\times 40$). La précision sur le recouvrement des deux tâches de focalisation est estimée à moins d'une demi-tâche focale laser, soit une précision de l'ordre de 2 microns.

La mesure de l'ASE est obtenue avec l'utilisation d'une photodiode rapide couplée à un oscilloscope haute fréquence (voir partie 2.1.2). Elle s'est effectuée sur le faisceau

sonde du laser "salle jaune" qui est prélevé du faisceau principal après son amplification dans le troisième étage (avant la recompression, l'ASE est donc la même pour les deux faisceaux) et est recomprimé avec un système de réseaux plans indépendants de ceux de l'impulsion principale. Le faisceau sonde possède une énergie variable de 1%, 10% ou 25% de l'énergie de l'impulsion principale à l'aide d'une lame positionnée avant le compresseur. Cette énergie étant prélevée sur le faisceau principal, l'énergie de ce dernier en est diminuée d'autant (nous avons utilisé la lame 1% au cours de cette campagne expérimentale). En sortie de la chambre expérimentale, le faisceau sonde est envoyé sur un film de mylar très fin (2 microns), et la partie transmise est collectée par une lentille faiblement convergente et envoyé sur la photodiode rapide. Cette dernière possède une résolution temporelle de 50 ps et est alimentée avec une tension de 1.5 kV. Le signal est récupéré sur un oscilloscope 7 GHz. Le déclenchement de l'oscilloscope est géré par une diode laser mesurant la réflexion du faisceau sonde sur le film de mylar précédemment décrit.

Les diagnostics utilisés au cours des expériences de caractérisation des faisceaux de protons générés par laser sont décrits dans la partie 2.1.2.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Spectre et divergence des protons

Les résultats que nous allons détailler ont été obtenus avec le laser Ti :Sa du LOA focalisé avec une intensité $3\times10^{19}\ W/cm^2$ en incidence normale sur une cible d'aluminium de $10\mu m$ d'épaisseur. Le nombre de protons est calculé à partir du spectre obtenu avec la dispersion des protons en énergie à l'aide d'un champ magnétique de 0.7 T envoyé sur un CR39 recouvert d'une feuille d'aluminium de 12 μm permettant de couper les protons d'énergie inférieur à 1 MeV et les ions lourds. L'aimant est précédé d'une pinhole de $80\mu m$ de diamètre afin de garantir une résolution spatiale suffisante.

Les protons accélérés par laser ont un spectre de type Maxwellien aplati, figure 3.3. Cette tendance provient des électrons émis en face avant et se propageant au travers de la cible qui créent un champ de charge d'espace non uniforme localisé sur la face arrière de la cible, accélérant non seulement les protons situés dans la région de la tache focale, mais aussi ceux se trouvant plus éloignés, qui sont alors soumis à un champ plus faible. Ce phénomène est aussi responsable de la divergence du faisceau observé, figure 3.4. Le nombre de protons est fonction de l'épaisseur de la couche d'impuretés hydrogénées située sur les surfaces de la cible.

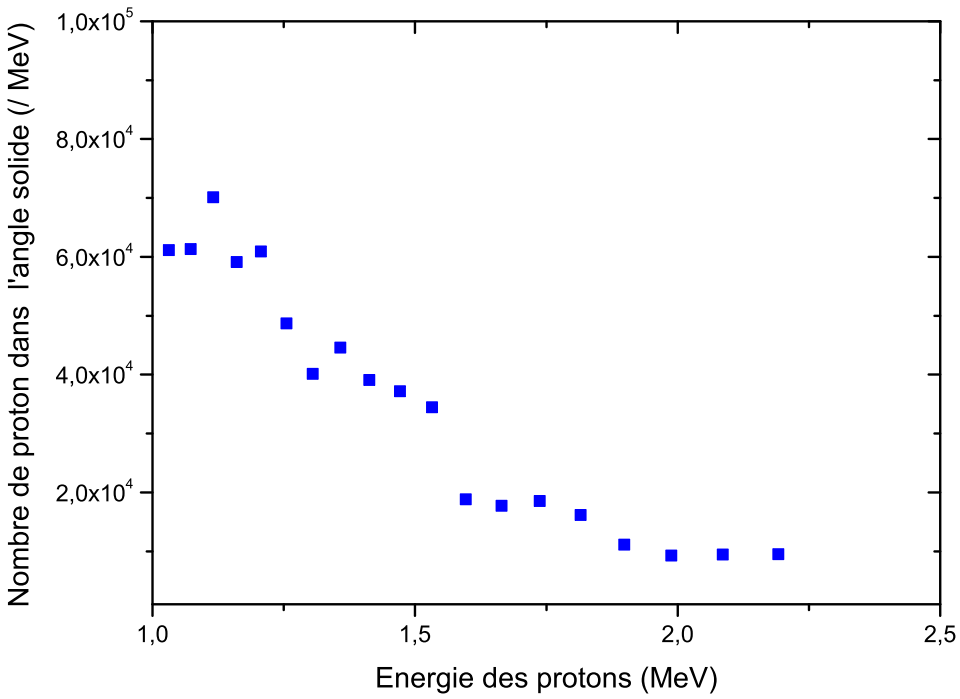


Fig. 3.3 : Spectre énergétique des protons pour une feuille d'aluminium de 10 microns d'épaisseur et une intensité laser de 3×10^{19} W/cm^2. La mesure a été effectuée en utilisant une détection couplant une pinhole, un aimant et un CR39. Le nombre de proton est mesuré dans l'angle solide d'ouverture de la pinhole.

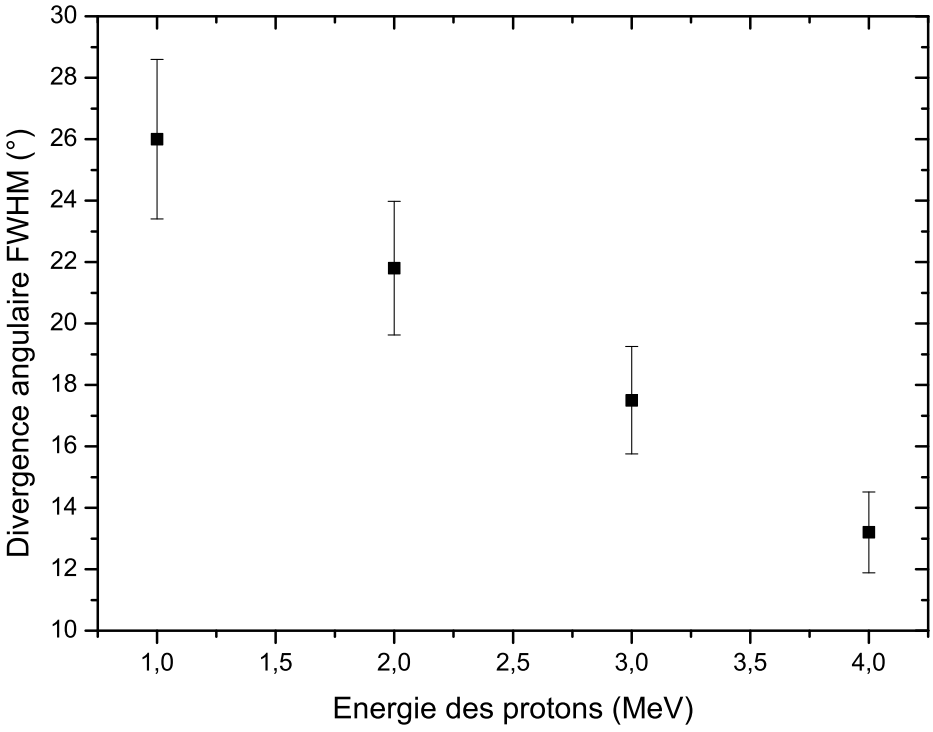


Fig. 3.4 : Divergence des protons en fonction de leur énergie lors de l'interaction d'un laser d'une intensité de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$ avec une feuille d'aluminium de 10 microns.

Reproductibilité du signal proton

La stabilité de l'énergie maximale des protons à été mesurée en utilisant le détecteur MCP - scintillateur - photomultiplicateur (déection TOF), décrit précédemment. La MCP est alimentée par un voltage de 0.7 kV sur les microcanaux et 8 kV pour l'accélération des électrons secondaires vers le scintillateur. Le vide différentiel entre la MCP (10^{-7} mbar) et l'enceinte expérimentale (10^{-4} mbar) est maintenu grâce à l'utilisation d'une feuille de mylar de 13 microns, arrêtant les protons d'énergie inférieure à 1.1 MeV, ainsi que les ions. Le photomultiplicateur utilisé est un XP 2020, possédant une résolution temporelle de 1.5 ns.

La figure 3.5 montre la stabilité de la génération des protons énergétiques pour des cibles de différentes épaisseurs d'aluminium (6, 15 et 20 microns), avec des conditions laser habituelles, soit un faisceau en incidence normale sur la cible avec une intensité sur cible de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$, une durée d'impulsion de 35 fs et un contraste de 10^6, 1 ns avant l'impulsion principale. La reproductibilité pour 11 tirs laser sur une cible de 20 microns dans les mêmes conditions expérimentales (conditions laser et de positionnement) permet de définir une statistique telle que 6 tirs sont identiques, 2 montrent une fluctuation de 300 keV et 3 ne présentent pas de signal protons. Cependant, l'interaction entre le laser et des cibles plus fines, de 6 et 15 microns d'épaisseur, montre une diminution de la reproductibilité, et chute à presque 1 tir sur 3 pour des cibles de 6 microns.

Ces résultats s'expliquent par une perturbation de la face arrière de la cible induite par la génération et la propagation dans la cible d'une onde de choc induite par l'ASE. Les simulations décrites dans la partie 3.3.2 montrent que quelques nanosecondes avant l'arrivée de l'impulsion principale, l'interaction entre l'ASE et la cible crée en surface un plasma de plusieurs centaines d'eV ainsi qu'une pression de quelques Mbar. Cette pression va induire une onde de choc qui va se propager dans le matériau. L'onde de choc en débouchant sur l'arrière de la cible va perturber la face arrière et les impuretés hydrogénées qui s'y trouvent affectant l'accélération de proton par TNSA.

Position de focalisation

Le positionnement optique de la cible permet un repositionnement du plan de focalisation par rapport à une position de référence. La figure 3.6 montre la dépendance de

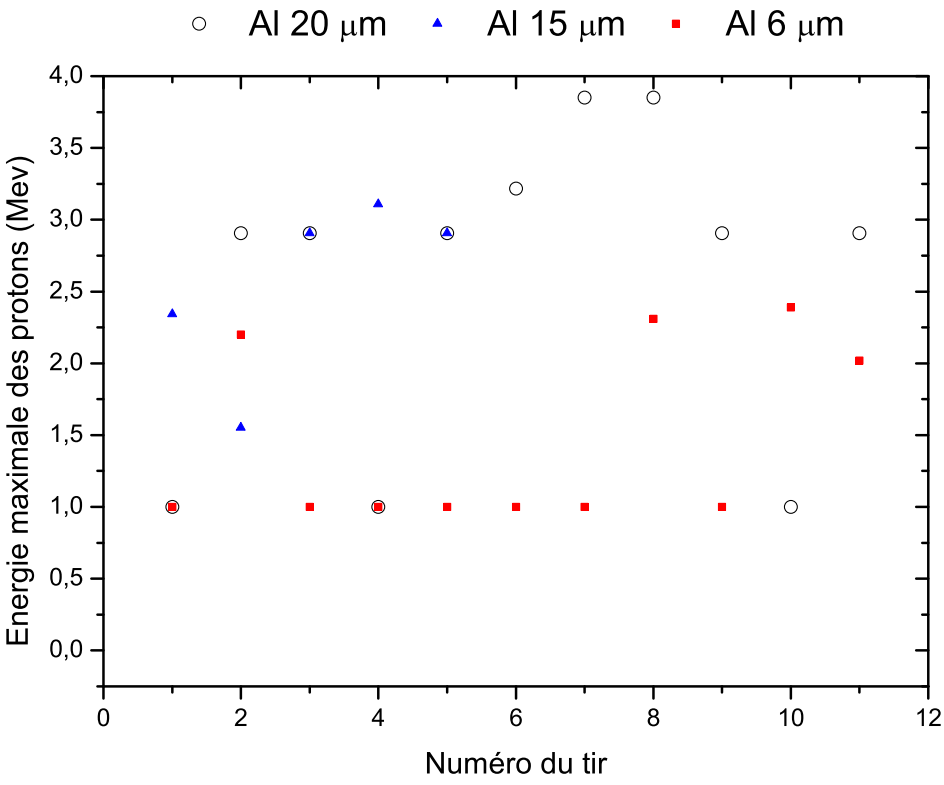


Fig. 3.5 : Reproductibilité de l'énergie maximale des protons pour des cibles d'aluminium de 20, 15 et 6 microns. 11 tirs lasers ont été effectués pour les cibles de 20 et 6 microns d'épaisseur, 5 tirs laser pour la cible de 15 microns d'épaisseur. La mesure a été effectuée en utilisant le détecteur TOF, couplant MCP - Scintillateur - PMT.

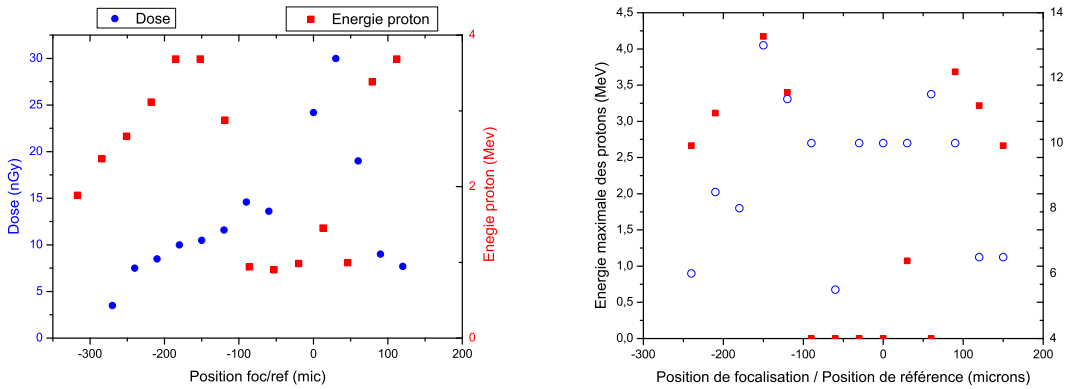


Fig. 3.6 : Variation de l'énergie maximale des protons en fonction de la position longitudinale de la cible (gauche) cible d'aluminium de 10 microns, (droite) cible d'aluminium de 8 microns. Le laser est en incidence normale sur la cible. La dose est mesurée à l'aide d'une chambre à ionisation située à l'extérieur de l'enceinte expérimentale.

l'énergie des protons et de la dose [1] mesurée en fonction de la position longitudinale d'une cible d'aluminium de 10 microns d'épaisseur. On observe un décalage entre la position optimum pour la génération de protons énergétiques et la position où la dose mesurée est la plus élevée.

La production des rayonnements ionisants détectés par la chambre à ionisation est sensible à l'intensité sur cible. La position de référence du système de positionnement a été choisi au maximum de dose mesuré par la chambre à ionisation. Expérimentalement, ce maximum était mesurable avec une précision de plusieurs dizaines de microns. Le décalage entre la position où la dose est la plus forte et la position où l'énergie maximale des protons est atteinte peut être expliqué par l'ASE, qui augmente à mesure que l'intensité sur cible augmente. Ainsi lorsque l'intensité sur cible est supérieure à un seuil, la génération de protons énergétiques en est affectée. L'intensité maximale sur cible au cours de cette expérience était de 3×10^{19} W/cm^2, soit une ASE de 3×10^{13} W/cm^2. Le laser était en incidence normale. Ce résultat est corroboré par une symétrie de l'énergie maximale des protons par rapport à la position où la dose mesurée est maximale et par une apparition d'une énergie maximale des protons importante dans la zone de plus forte intensité lorsque l'on augmente l'épaisseur de la cible. Cette tendance a été observée pour les cibles de 10 microns, mais la courbe de dose semble suivre la tendance du signal des protons lorsque

1. La dose correspond ici à une mesure de du flux de rayonnement ionisant intercepté sur la chambre à ionisation utilisée pour les mesures de radioprotection.

l'épaisseur de la cible diminue (pour des cibles d'aluminum de 6 et 8 microns). De plus, le niveau du signal détecté par la chambre à ionisation diminue avec l'épaisseur de la cible, ainsi avec des cibles micrométriques ou sub-micrométriques, aucun signal n'a été détecté.
Ces mesures, *figure 3.6*, ont été effectuées en utilisant la combinaison de deux aimants plans permanents et d'un CR39 monté sur une motorisation verticale micro contrôle permettant d'effectuer jusqu'à 160 tirs laser sans ouvrir l'enceinte d'interaction. La valeur du champ magnétique mesuré à l'aide d'un gaussmètre est de 0.7 Tesla. Une cartographie du champ inter-aimant a montré une uniformité de plus de 90%.

Les aimants sont précédés d'une pinhole de 80 microns pour augmenter la résolution spatiale du détecteur. Le CR39, placé à 5 cm de la sortie de l'aimant, est partiellement recouvert d'une feuille d'aluminium de 12 microns. Le détecteur n'est pas totalement recouvert (seulement la partie où les protons doivent créer des impacts) afin d'obtenir deux références pour le calcul de dispersion, la référence obtenue par la propagation des particules neutres suivant l'axe laser à travers l'aimant et la référence obtenue par l'arrêt des protons d'énergie inférieur à 1 MeV dans la feuille d'aluminium. Il est à noter que la feuille d'aluminium permet également de s'affranchir de la détection des ions lourds.

Influence du contraste

Les mesures de l'ASE montrent un contraste qui varie entre 2×10^5 et 2×10^6 juste avant l'impulsion principale avec un front de montée commençant 3 ns avant l'impulsion, *figure 3.7*. Les mesures, effectuées avec une photodiode rapide couplée à un oscilloscope 7 GHz, montrent un contraste variant pendant toute la durée des expériences entre 6×10^5 et 6×10^6, 1 ns avant l'impulsion laser, entre 10^6 et 10^7, 2 ns avant l'impulsion et entre 4×10^6 et 4×10^7, 3ns avant l'impulsion. Cette variation est dûe aux conditions d'amélioration du contraste que nous avons opérée au cours de l'expérience. En effet, pour améliorer le contraste, nous avons diminué le pompage dans le premier étage d'amplification de la chaîne laser. Cela a conduit au cours de l'expérience a une diminution des performances du laser. Le contraste a cependant été mesuré et optimisé avant chaque séance de tir laser.

La dépendance de l'énergie maximum des protons par rapport au contraste a été mesurée pour une cible de 8 microns d'aluminium éclairée en incidence normale par le laser "salle jaune" soit une durée d'impulsion de 35 fs, une intensité sur cible de 3×10^{19} W/cm^2 et une position longitudinale de la cible identique pour chaque tir laser. La *figure 3.9* montre une décroissance de l'énergie des protons à mesure que le contraste diminue. On observe de plus une extinction du signal proton pour un contraste inférieur à 10^6. Le

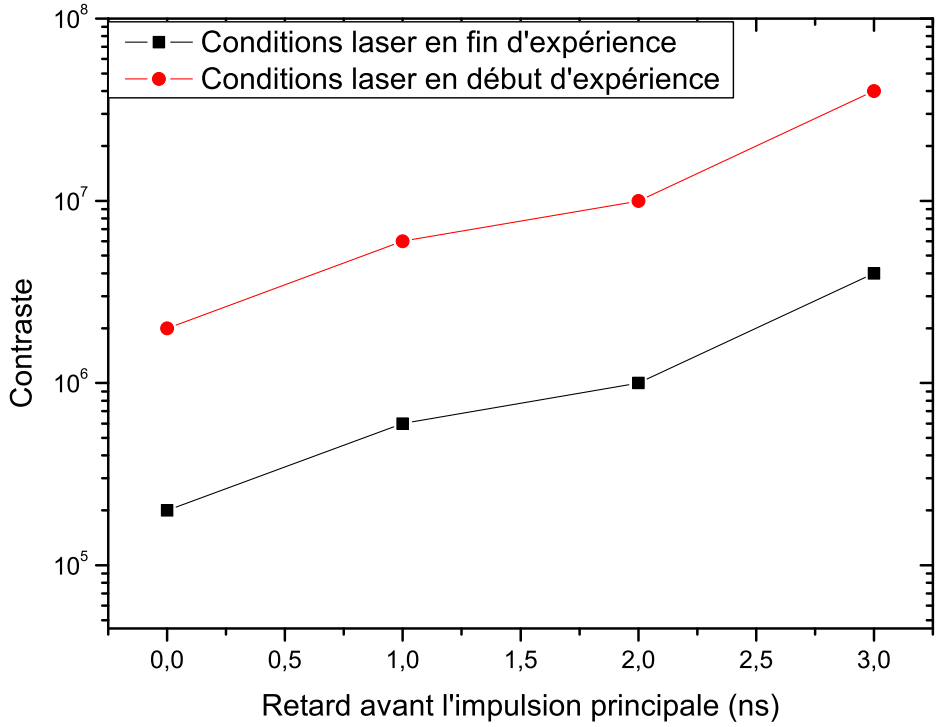


Fig. 3.7 : Contraste laser mesuré avec la photodiode rapide et un oscilloscope 7 GHz. Le contraste laser s'est dégradé au cours de l'expérience, expliquant ces tendances (NB : des fluctuations tir à tir de l'ASE d'une facteur 2 ont été observées).

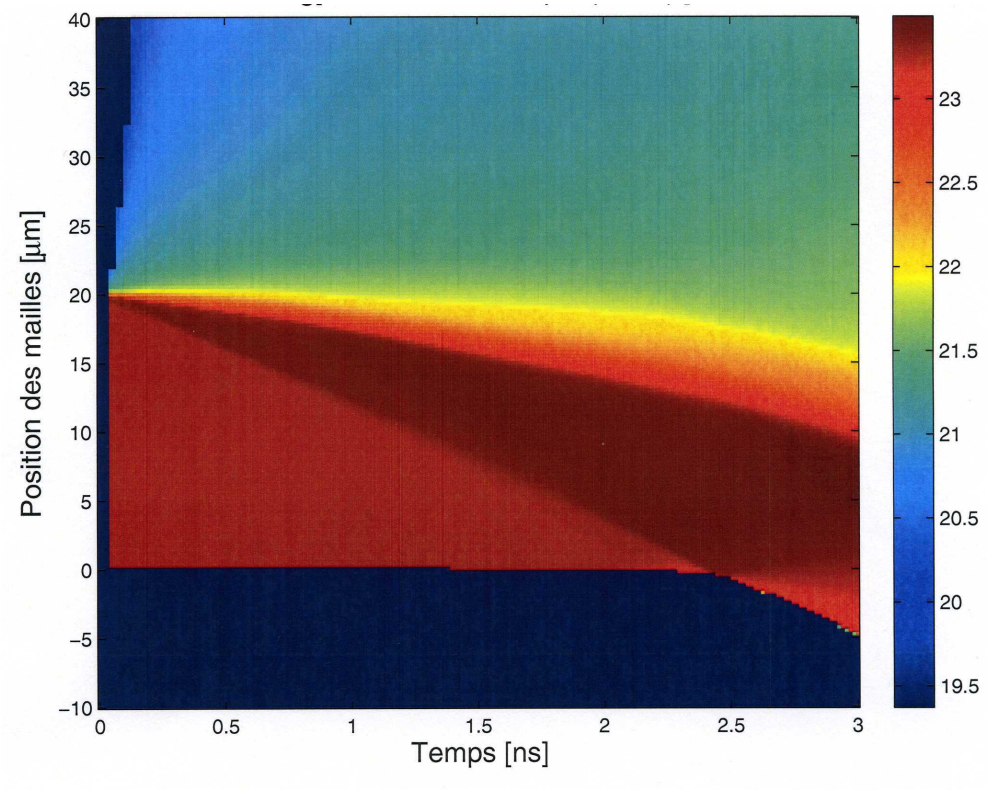


Fig. 3.8 : Densité électronique après l'interaction d'une impulsion laser avec une ASE de rampe linéaire entre 10^{12} W/cm^2 et 10^{13} W/cm^2 sur une durée de 3 ns avec une cible de 20 microns d'épaisseur. La vitesse moyenne du choc est de 6 $\mu m/ns$.

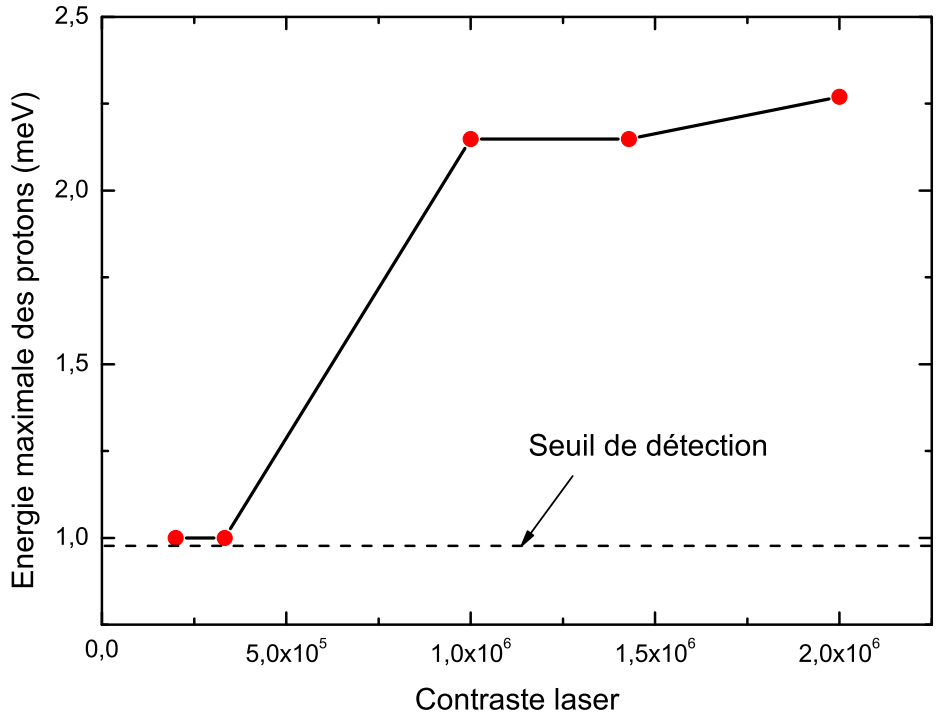


Fig. 3.9 : Variation de l'énergie maximale des protons en fonction du contraste laser mesuré à l'aide d'une photodiode rapide couplée à un oscilloscope haute fréquence. Le laser est en incidence normale sur une cible de 10 microns d'aluminium, avec une intensité sur cible de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$.

contraste a été varié entre 5×10^7 et 5×10^6 en diminuant le pompage dans le premier étage d'amplification. L'énergie laser après le troisième étage d'amplification, vérifiée entre chaque tir, est restée constante à 2 J avant compression.

Le code 1D CHIVAS (code hydrodynamique) a été utilisé afin de simuler les temps caractéristiques de débouché de choc liés à l'ASE. Ces simulations ont été réalisées avec les paramètres laser de la "salle jaune" du LOA, soit une impulsion laser de 35 fs à 820 nm et un contraste de 10^6 1 ns avant l'impulsion principale, 5×10^6 à 2 ns et 10^7 à 3ns, pour une intensité maximale sur cible de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$. La cible a été modélisée par un plasma surcritique à la densité du solide, soit une densité de 10^{23}.

Les résultats de la figure 3.8, montrent que la vitesse du choc engendré par l'ASE

dans les conditions expérimentales est de 8 μm/ns. Pour des cibles d'épaisseur de l'ordre de 6 μm, le débouché de choc aura lieu sur la face arrière avant l'arrivée de l'impulsion principale sur la cible. Ces résultats sont en accords avec les résultats expérimentaux obtenus au LOA, où la reproductibilité des tirs sur cible fine est nettement affectée, dans les conditions d'ASE utilisées pour la simulation.

Influence de la durée de l'ASE

Le contrôle de l'ASE est un paramètre déterminant comme nous avons pu le constater lors des mesures de l'énergie maximale des protons en fonction du contraste, figure 3.9. Une autre façon d'améliorer l'accélération d'un faisceau de protons est de diminuer temporellement l'ASE grâce à l'utilisation de cellules Pockels rapides, partie 2.1.3.

Le faisceau laser a une énergie de 2.5 J avant compression et est focalisé en incidence normale sur la cible à l'aide d'une parabole f/3 sur une cible de 2 microns d'aluminium, correspondant à une intensité sur cible de 6×10^{19} W/cm^2. Cette expérience a été réalisée avant le développement du système de positionnement longitudinal de la cible. Ce dernier a donc été effectué en imageant la focalisation du Ti :Sa à faible intensité sur la cible avec une caméra CCD, permettant d'atteindre une précision de 40 microns. Le faisceau de protons est détecté à l'aide de CR39 recouverts de filtres d'aluminium de différentes épaisseurs, permettant une sélection discrète de l'énergie des protons entre 5 et 11 MeV. Compte tenu du jitter de la Pockels rapide et de l'imprécision sur la position de focalisation de la cible (supérieure à la longueur de Rayleigh), nous avons effectué une série de 3 tirs laser à 3 positions de focalisation distantes de + et - 40 microns autour d'une position de référence, excepté pour les tirs servant à faire la mesure du spectre énergétique des protons où un seul tir a été effectué. La figure 3.10 montre le spectre énergétique et la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée de l'ASE devant l'impulsion principale.

L'énergie maximale des protons montre un maximum pour des durées d'ASE de quelques centaines de ps. Du fait du jitter de la pockels rapide, les barres d'erreurs sont de 200 ps. L'énergie maximale des protons étant mesurée à partir de leur pouvoir d'arrêt dans l'aluminium, on ne peut obtenir qu'un spectre discret, les valeurs indiquées représentent donc l'énergie minimale nécessaire aux protons pour traverser le dernier échelon visible sur le CR39.

La réduction de la durée de l'ASE (jusqu'à 400 ps) a permis de tirer sur des cibles d'aluminium d'épaisseur plus fines (jusqu'à 2 microns) et d'accroître l'énergie maximale des protons jusqu'à 10 MeV (augmentation d'un facteur 2).

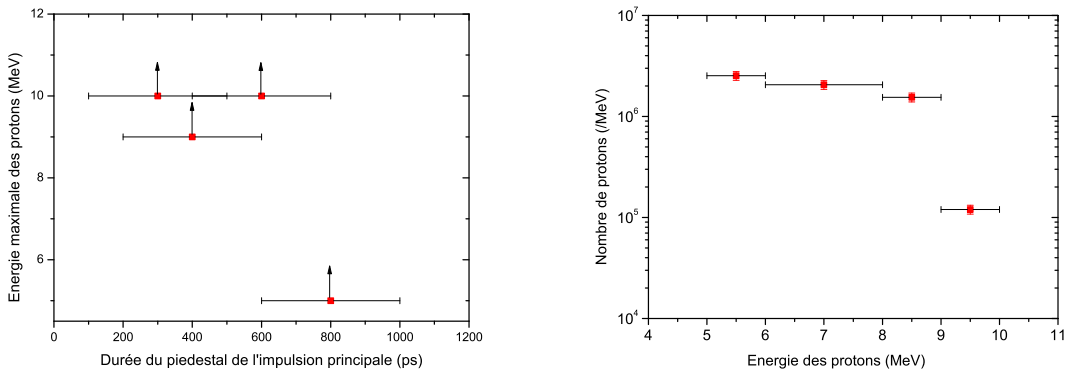


Fig. 3.10 : Variations de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée de l'ASE pour une interaction avec une cible d'aluminium de 2 microns d'épaisseur (gauche), et le spectre énergétique des protons générés (droite).

Influence de la composition de la cible

Une mesure des variations de l'énergie maximale des protons en fonction de la composition de la cible a été effectuée en utilisant des matériaux de densité volumique et d'épaisseur variable. Le faisceau laser est focalisé en incidence normale sur la cible avec une intensité laser sur cible est de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$ avec une durée d'impulsion de 35 fs. Les cibles utilisées sont des cibles d'or, de cuivre, de palladium et de nickel avec des épaisseurs variables de 4 à 10 microns.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.11. Les différentes cibles ont été classées en fonction de leur épaisseur. Nous avons fait une statistique sur 2 tirs laser pour chaque épaisseur de cible. L'énergie des protons semble ne pas être sensible à la composition de la cible, mais plutôt à son épaisseur quel que soit le matériau qui la compose. On observe une augmentation de l'énergie maximale des protons lorsque l'épaisseur de la cible augmente, ces observations expérimentales sont en accord avec les résultats obtenus lors des mesures faites avec des cibles d'aluminium de différentes épaisseurs (6 à 20 μm) sans dispositif de nettoyage de l'impulsion laser, où on a montré que l'ASE nuit à l'obtention de protons énergétiques. L'énergie maximale des protons évolue peu dans le cas de cibles fines quelle que soit la densité volumique de la cible. Ces résultats montrent qu'une étude plus approfondie sur les matériaux est nécessaire pour se rendre compte de l'évolution de la population protonique (spectre et divergence) en fonction du Z du matériaux. En effet, la densité du matériaux conditionne la création du préplasma,

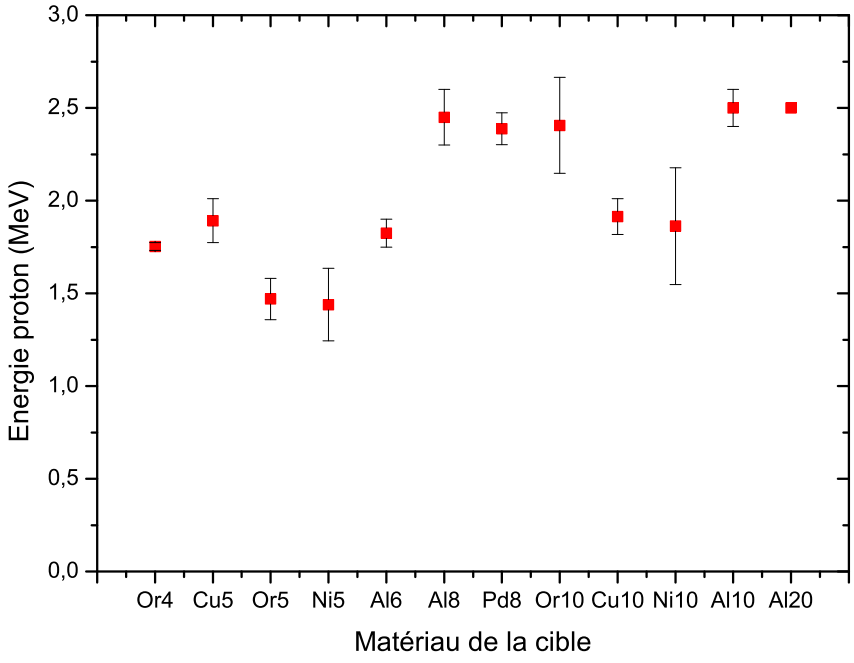


Fig. 3.11 : Variation de l'énergie maximale des protons en fonction de la composition de la cible pour différentes épaisseurs. Le chiffre à coté du matériau correspond à l'épaisseur (en microns) de la cible utilisée. Le laser est en incidence normale sur la cible, avec une intensité de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$

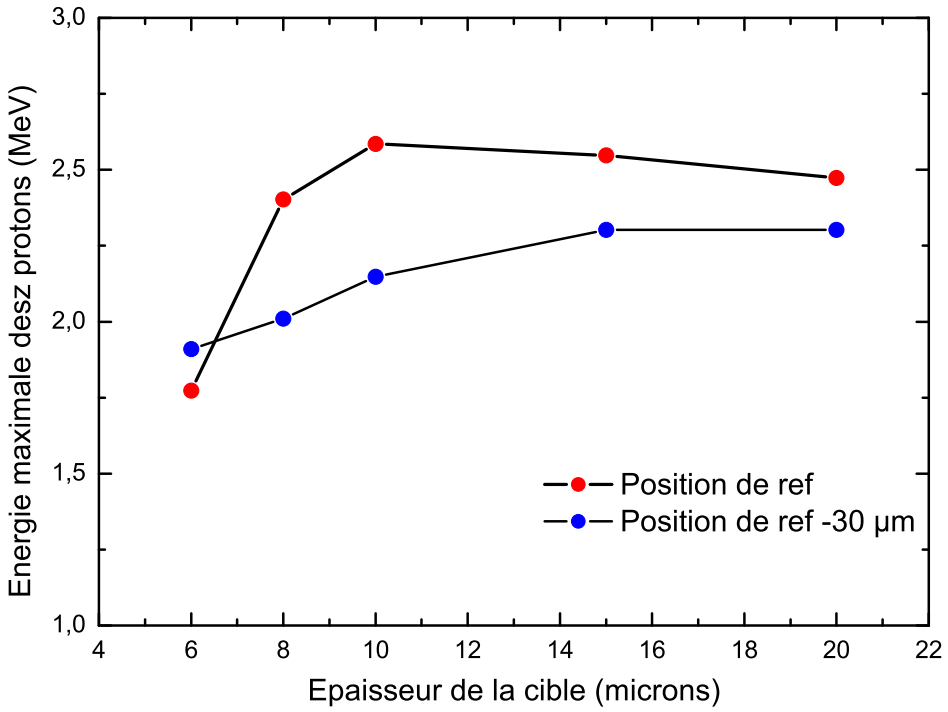


Fig. 3.12 : Variation de l'énergie des protons en fonction de l'épaisseur de la cible d'aluminium sans miroir plasma pour deux positions de focalisation différentes séparées de 30 μm. Le faisceau laser est en incidence normale avec une intensité laser de 3×10^{19} W/cm^2 et une durée d'impulsion de 35 fs.

l'absorption laser mais aussi le transport électronique dans la cible.

Influence de l'épaisseur de la cible

L'épaisseur de la cible en aluminium a été variée de 0.8 microns à 20 microns. Nous avons vu dans la section 3.3.2 que l'interaction avec des cibles fines (<8 microns) n'est pas propice à la génération de protons énergétiques stable. Le nettoyage de l'impulsion laser grâce à l'utilisation de miroirs plasma (voir partie 2.1.3) a permis de générer des protons avec des cibles d'épaisseurs inférieures à 8 microns (jusqu'à 0.8 microns).

Sans miroir plasma

La figure 3.12 montre la dépendance de la génération de proton énergétique en fonction de l'épaisseur de la cible d'aluminium pour une intensité laser sur cible de 3×10^{19} W/cm^2 et une incidence normale. Les mesures ont été effectuées pour deux positions de focalisation distantes de 30 microns l'une de l'autre, afin de prendre en considération les effets de l'ASE. Les résultats montrent une faible dépendance de l'énergie maximale des protons pour une épaisseur de la cible variant de 8 microns à 20 microns. Le signal obtenu après un déplacement longitudinal de la cible de 30 microns présente une tendance identique, une faible variation de l'énergie maximale des protons en fonction de l'épaisseur de la cible, les protons générés sont cependant moins énergétiques (2.2 MeV par rapport à 2.5 MeV).

Avec miroir plasma

La figure 3.13 montre la dépendance de l'énergie maximale des protons pour de faibles épaisseurs d'aluminium, l'intensité sur cible étant de 1.5×10^{19} W/cm^2, avec une incidence laser à 45 degrés. Les cibles d'aluminium utilisées ont une épaisseur qui varie de 0.8 micron à 6 microns. Les miroirs plasma installés au LOA permettent d'atteindre un contraste de 10^{10}, avec une énergie sur cible diminuée d'un facteur 2. Les expériences ont montré que l'utilisation de cette technologie rend possible la génération de protons énergétiques avec une cible ultra fine, en accord avec les résultats obtenus par les équipes du CEA [Levy 2007a] et de Lund, [Neely et al. 2006].

Les résultats obtenus montrent la génération de protons énergétiques pour des épaisseurs jusque 0.8 microns (nous n'avions pas de cible d'épaisseur plus fine au cours de cette expérience). L'énergie maximale des protons est nettement augmentée en diminuant l'épaisseur de la cible, les protons les plus énergétiques ont été produits pour des cibles d'aluminium de 1.5 et 3 microns. L'énergie atteinte est de 3.6 MeV, soit une augmentation d'un facteur 3 par rapport aux protons obtenus dans des conditions similaires, i.e. intensité laser de 1.5×10^{19} W/cm^2 pour une impulsion d'une durée de 35 fs, correspondant à une énergie laser de 500 mJ avant compression. Peu de tirs ont pu être effectué, c'est pourquoi il ne m'est pas possible de dire si la diminution de l'énergie maximale des protons observée pour une épaisseur de la cible de 0.8 micron est dû à des fluctuations laser ou à la présence d'un optimum autour de 1.5 microns. En revanche, cela montre que l'énergie maximale des protons augmente lorsque l'épaisseur de la cible diminue, même pour des cibles d'épaisseur submicronique. Ces observations expérimentales sont en accord avec les simulations PIC menées pour l'interaction d'un laser ultra court avec une cible solide.

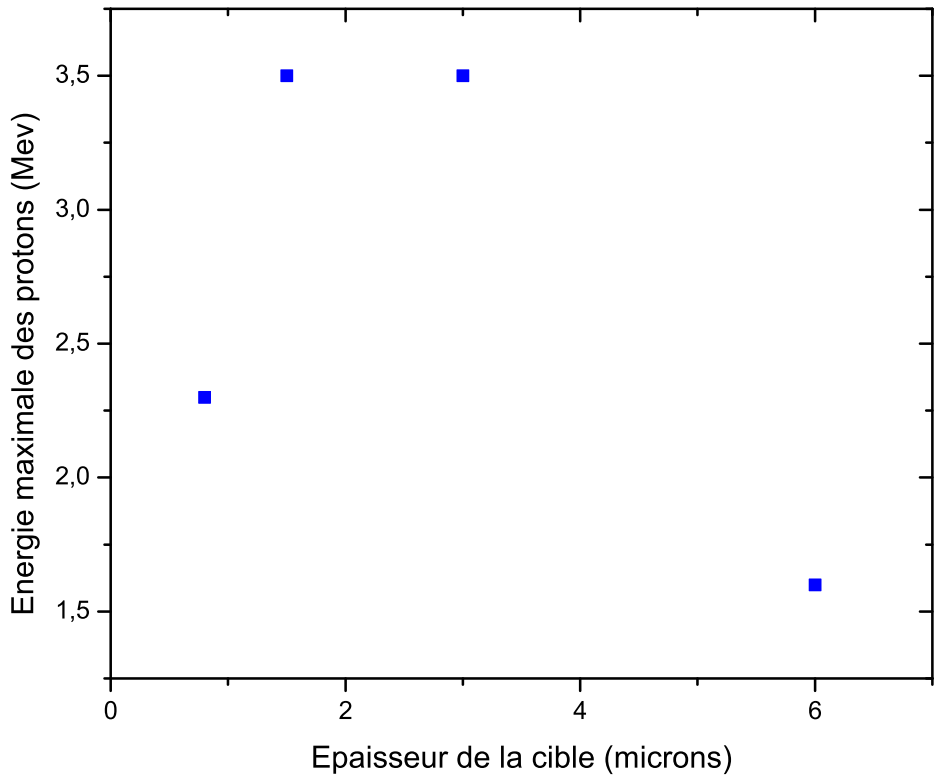


Fig. 3.13 : Variation de l'énergie des protons en fonction de l'épaisseur de la cible d'Aluminium avec l'utilisation des miroirs plasma. Le laser est en incidence oblique (45 degrés) avec une intensité sur cible de 1.5×10^{19} W/cm^2 et une durée d'impulsion de 35 fs.

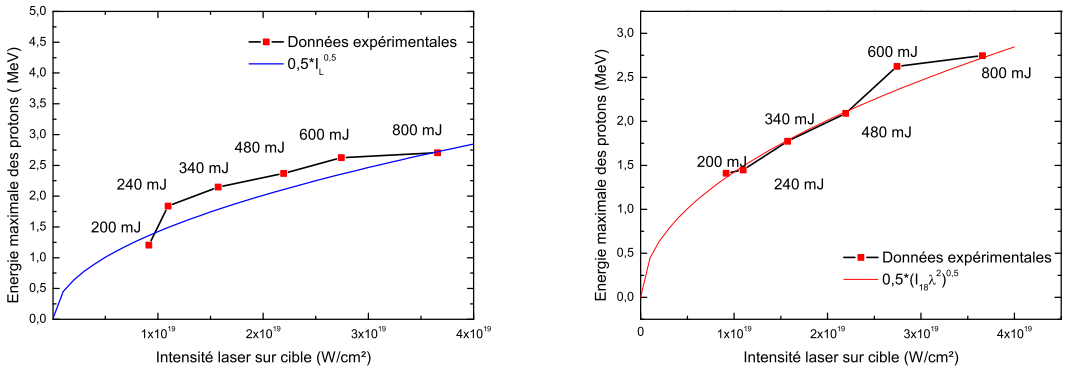


Fig. 3.14 : Energie maximale des protons en fonction de l'intensité laser. L'intensité laser a été variée en changeant l'énergie laser mais en maintenant la durée d'impulsion constante à 35 fs, l'énergie laser indiquée est l'énergie après compression. Le laser est en incidence normale sur la cible. (gauche) Cible d'aluminium de 10 μm d'épaisseur, (droite) Cible d'aluminium de 8 μm d'épaisseur. Les données ont été comparées à une fonction en $0.5 \times \sqrt{(I_{18}\lambda^2)}$

Influence de l'intensité laser

La *figure 3.14* montre la dépendance de l'énergie maximale des protons générés en fonction de l'intensité laser pour des variations de l'énergie laser avec une durée d'impulsion constante (35 fs), la position de focalisation étant inchangée. L'intensité laser est le rapport entre la puissance laser et surface de la tache focale, nous avons varié ces deux paramètres indépendamment l'un de l'autre pour apprécier leurs importances relatives sur la génération de protons énergétiques.

Dans un premier temps, nous avons diminué l'énergie sur cible, en diminuant l'énergie des lasers de pompe du troisième étage d'amplification. Nous avons vérifié que cela ne changeait pas les conditions de compression de l'impulsion laser. Cependant l'augmentation de l'énergie laser se traduit par un augmentation de l'énergie dans le piédestal de l'impulsion laser, conduisant à des conditions d'interaction différentes. L'énergie laser a été variée entre 2 J et 500 mJ avant compression ce qui correspond à une intensité sur cible entre 3.7×10^{19} W$/cm^2$ et 1×10^{19} W$/cm^2$. Le laser est en incidence normale sur des cibles d'aluminium de 10 et 8 microns d'épaisseur, *figure 3.14*.

Il apparaît qu'une augmentation de l'intensité d'un facteur 4 conduit à une augmentation de l'énergie maximale des protons d'un facteur 2. Cela montre une dépendance de l'énergie maximale des protons en $\approx 0.5\sqrt{I_{18}\lambda^2}$, similaire à l'expression Pukhov,

$E_{front} \approx \sqrt{I_{18}\lambda^2}$, [Pukhov 2001] et aux résultats expérimentaux obtenus par Clark, [Clark et al. 2000a]. Cependant la variation de l'énergie laser induisant une variation des conditions d'interaction, une étude plus approfondie reste a mener avant d'affirmer une génération de face avant.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes attachés à faire varier la durée d'impulsion de façon à obtenir les mêmes intensités que celles obtenues en faisant varier l'énergie laser. La durée d'impulsion a été changée en augmentant l'écart entre les réseaux plans du compresseur. L'espacement entre les réseaux et la durée d'impulsion en résultant a été calibrée à l'aide d'un autocorrélateur 2 ω. La variation de la durée a été vérifiée durant l'expérience avec un autocorrélateur mono coup développé au LOA, situé sur une fuite du faisceau laser principal au niveau du compresseur. La réponse observée donne une mesure qualitative de la durée d'impulsion, permettant ainsi d'apprécier la durée avec une précision de quelques dizaines de femtosecondes. Les résultats présentés sur la courbe 3.15 montrent une faible variation de l'énergie maximale des protons avec l'augmentation de la durée d'impulsion. Ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus par Oishi [Oishi et al. 2005], qui montrent une diminution de l'énergie maximale des protons de 200 keV pour une augmentation de la durée d'impulsion de 120 fs avec une intensité sur cible de 3.4×10^{18} W/cm^2.

Les résultats présentés montrent que la génération de protons énergétiques est plus sensible à une variation de l'énergie laser à durée d'impulsion constante qu'à une variation de la durée d'impulsion à énergie laser constante. La synthèse de la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité laser est présentée sur la figure 3.16. On constate que pour une intensité laser donnée il n'est pas équivalent d'avoir une faible durée d'impulsion laser (et énergie laser élevée) ou une faible énergie laser (et durée d'impulsion laser courte). Pour une énergie laser donnée, il n'y a pas de différence notable sur l'accélération de protons pour des durées d'impulsions s'étalant sur une gamme de 30 à 120 fs, nous nous sommes alors intéressés à une variation de l'énergie maximale des protons pour une variation de la durée d'impulsion sur des échelles plus longues (de 30 fs à 1.2 ps), voir partie 3.3.2. La tendance observée est en accord avec les simulations PIC réalisée (voir fin de ce chapitre), qui montrent que le temps d'accélération des protons est de l'ordre de la picoseconde, une impulsion de cette durée est alors à même de gêner l'accélération ionique et conduire à une diminution de l'énergie maximale des protons (voir fin de ce chapitre).

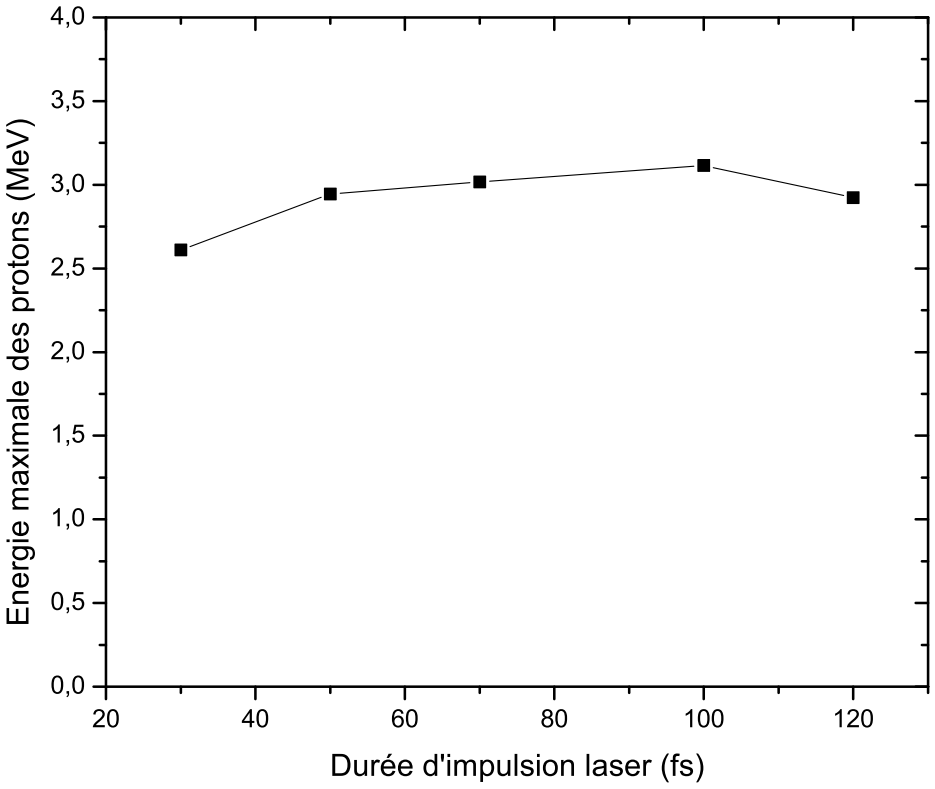


Fig. 3.15 : Variation de l'énergie des protons en fonction de la durée d'impulsion laser pour une cible d'aluminium de 10 μm d'épaisseur et une intensité sur cible de 3×10^{19} W/cm^2.

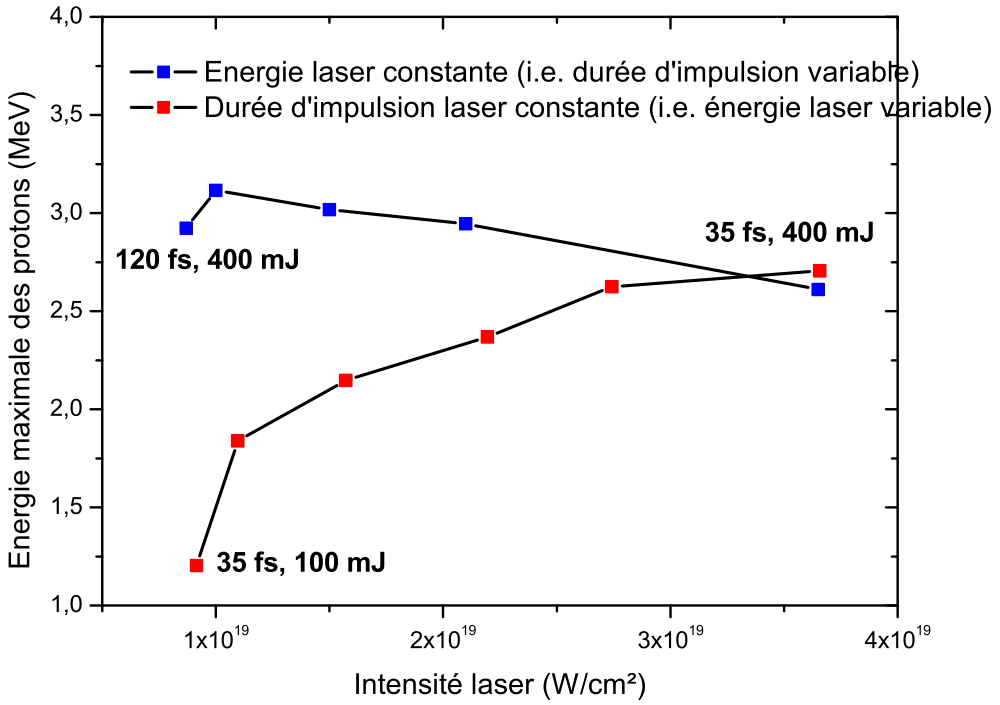


Fig. 3.16 : Variation de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité laser pour une cible de 10 microns d'aluminium. L'intensité laser a été diminuée en diminuant l'énergie laser (à durée d'impulsion constante, 35 fs) ou en augmentant la durée d'impulsion (à énergie laser constante, 400 mJ).

Influence de la durée d'impulsion laser

Les mesures présentées dans la partie 3.3.2, semblent montrer une faible diminution de l'énergie maximale des protons avec l'augmentation de la durée d'impulsion. Nous avons mesuré cette évolution en regardant la variation de l'énergie maximale des protons avec la durée de l'impulsion laser sur une gamme plus importante. Les résultats présentés sur la figure 3.17, mettent en évidence que pour des impulsions longues, à énergie laser constante, l'énergie des protons diminue. La mesure a été réalisée avec une énergie laser de 800 mJ après compression focalisée en incidence oblique (45 degrés)avec une parabole f/3, correspondant à une intensité de 3×10^{19} W/cm^2 pour une impulsion laser de 35 fs. L'énergie laser a été maintenue constante à 800 mJ tout au long de la mesure. La durée d'impulsion a été variée de 35 fs à 1.2 ps, soit une variation en intensité de 3×10^{19} W/cm^2 à 9×10^{17} W/cm^2. Afin d'éviter les effets de débouché de choc, nous avons utilisé une cible d'aluminium de 20 microns d'épaisseur. La détection du faisceau de protons a été réalisée avec le détecteur TOF placé à 1.36 m de la cible.

La mesure a été effectuée avec 3 tirs laser pour chaque durée d'impulsion. Les barres d'erreur montrent les fluctuations tir à tir de l'énergie maximale des protons. Entre 35 et 100 fs, le signal proton semble constant autour de 3.1 MeV. Au delà, on observe une décroissance linéaire du signal avec la durée d'impulsion. On notera la présence d'une petite chute du signal proton jusque 2.6 MeV autour de 150 fs.

Les calculs analytiques de J.Fuchs [Fuchs et al. 2006] et Schreiber [Schreiber et al. 2006b], tout deux dérivés du modèle autosimilaire [Mora 2003], ont été testés. Les deux modèles présentent une durée d'impulsion optimum pour laquelle l'énergie des protons accélérés est maximale (située à 170 fs pour le modèles de Schreiber et 150 fs pour le modèle de J.Fuchs). La décroissance pour des durées d'impulsions plus importantes (à énergie laser constante) présente des différences dues aux approches utilisées. L'approche de Fuchs consiste à arbitrairement fixer le temps d'accélération des ions en fonction de la durée d'impulsion ($t = 1.3\tau$), le modèle autosimilaire étant un modèle isotherme, il ne prend pas en compte la perte d'énergie des électrons (cédée aux protons) conduisant à une accélération infinie. L'approche de Schreiber est basée sur l'intégrale de l'équation du mouvement des électrons dans le potentiel de la face arrière (i.e. l'accélération des protons a lieu pendant la durée du paquet d'électron). Ce dernier modèle conduit à une accélération plus courte pour des durée d'impulsion de quelques centaines de fs. Ces modèles et la discussion sur leur comparaison avec les résultats expérimentaux sera discutée dans la section suivante.

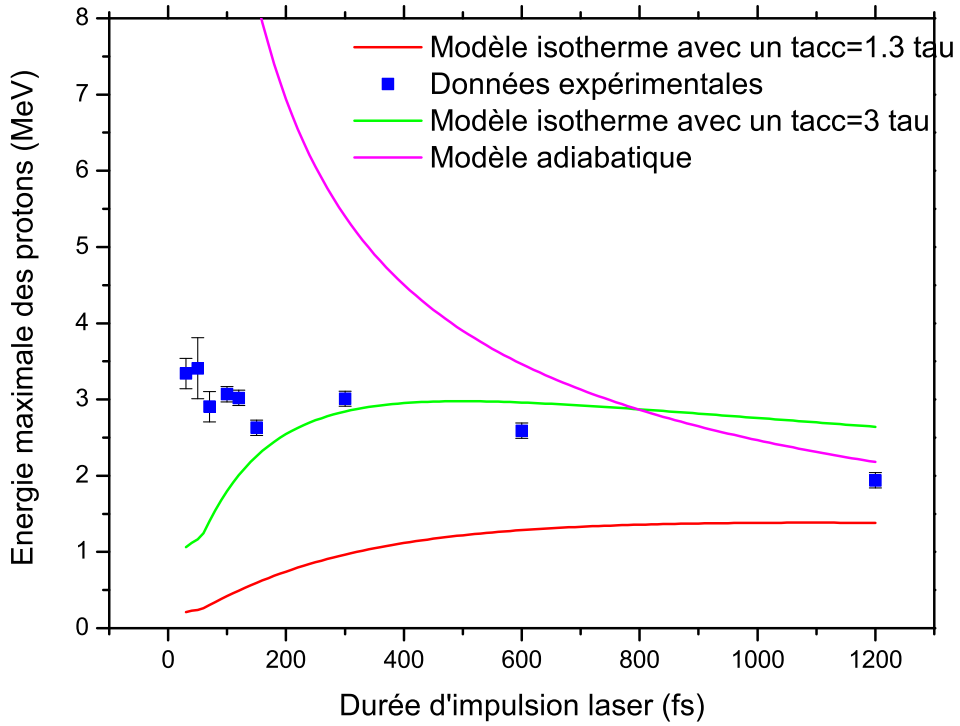


Fig. 3.17 : Comparaison de la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée de l'impulsion laser pour une cible d'aluminium de 20 μm d'épaisseur avec les modèles isothermes et adiabatiques. Le laser est en incidence oblique sur la cible avec une intensité de $3 \times 10^{19}\ W/cm^2$. Le temps d'accélération pour le modèle isotherme est considéré constant pour toutes les durée d'impulsion étudiées à 1.3 τ ou 3 τ.

3.3.3 Discussion des modèles théoriques

La modélisation des résultats expérimentaux est une part importante pour la compréhension des phénomènes physiques associés à l'interaction laser-matière. Les résultats obtenus lors de l'interaction d'une impulsion laser de durée variable mais avec une énergie constante avec une cible solide d'aluminium de 20 microns d'épaisseur a particulièrement retenu notre attention. En effet, la variation de la durée d'impulsion laser ne change pas les caractérisiques du préplasma formé en face avant, il est alors possible de comparer les résultats de manière rigoureuse. Comme nous l'avons explicité précédemment, l'impulsion laser est précédée d'un piedestal ayant une durée de 3 nanosecondes et une intensité de quelques 10^{14} W/cm^2. Augmenter l'énergie laser revient à augmenter l'énergie contenue dans l'impulsion laser, mais aussi celle contenue dans le piedestal. Dans de telles conditions, le preplasma créé est différent, ce qui induit une absorption laser différente. Faire varier la durée de l'impulsion laser à énergie constante change le rapport d'intensité entre le piedestal et l'impulsion principale (donc le contraste), mais ne change pas les caractéristiques de la préimpulsion, permettant ainsi d'étudier la relation intrinsèque entre la durée d'impulsion et les mécanismes d'accélération ionique.

Les modèles théoriques décrivent, avec diverses hypothèses, l'expansion d'un plasma chaud [Mora 2003], [Gurevich et al. 1965], [Betti et al. 2005], [Grismayer and Mora 2006] mais sans se préoccuper de la façon dont ce chauffage a eu lieu. Le modèle d'expansion isotherme [Mora 2003] considère une cible semi-infinie ayant une température électronique constante. Les électrons chauds vont alors se propager dans la cible et dans le vide, voir chapitre 1.2.4. Comme nous l'avons vu précédemment, pour obtenir des résultats numériques reflétant l'expansion, il faut définir un temps pendant lequel l'accélération a lieu. Compte tenu du fait que le chauffage électronique est induit par le laser, le premier temps caractéristique retenu est celui de la durée d'impulsion laser. L'accélération ionique ne s'arrêtant pas brutalement après le passage de l'impulsion, une extension plus réaliste consiste à appliquer un coefficient pour augmenter le temps d'accélération. Les résultats obtenus par cette modélisation avec un temps d'accélération $t_{acc} = 1.3 \times \tau$ (temps caractéristique utilisé par Fuchs, [Fuchs et al. 2006]) montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour une impulsion laser entre 100 fs et 800 fs et une intensité sur cible de 10^{19} W/cm^2, [Fuchs et al. 2006]. Or, l'application de ce même modèle, avec un temps d'accélération identique, aux résultats obtenus au LOA avec une durée d'impulsion plus courte (35 fs) montre qu'il sous-estime franchement les valeurs expérimentales, comme on le voit sur la figure 3.17. Les paramètres d'entrée pour les diverses modélisations sont :

1. Les paramètres laser tels que l'énergie laser, la dimension de la tache focale et la

durée de l'impulsion. Dans le cas des expériences menées au LOA, nous avons une durée d'impulsion de 35 fs, une énergie laser dans la tâche focale de 0.3J et une tache focale de $\approx 3\mu m$ de rayon en $1/e^2$ (pour une incidence laser à 45 degrés par rapport au plan de la cible).

2. L'épaisseur de la cible considérée, soit 20 microns pour nos expériences.
3. La température de la population électronique, soit la température de wilks, [Wilks et al. 1992], $T_e = m_e c^2(\sqrt{1 + \frac{I_L(10^{18}\ W/cm^2)\lambda(\mu m)^2}{1.37}} - 1)$, [Malka and Miquel 1996].
4. L'énergie laser absorbée par la cible et transferrée aux électrons. Ce facteur est compris dans l'intervalle [30%, 50%], et dépend de l'intensité laser comme nous le prédit Key, [Key et al. 1998], $Absorption \approx I^{0.74}$, ainsi que la divergence du faisceau d'électron ainsi généré. Dans nos expériences, nous avons considéré une demi ouverture de 30 degrés correspondant aux résultats obtenus au LOA par [Santos et al. 2007].

.

Il est de plus à noter que l'augmentation de l'énergie maximale des protons à intensité constante observée par Fuchs, [Fuchs et al. 2006] peut être expliquée par une augmentation de l'énergie laser [Fuchs et al. 2005]. En effet au vu des résultats expérimentaux présentés, une augmentation de l'énergie laser d'un facteur 6 (passant de $10^{19}\ W/cm^2$ à $6\times10^{19}\ W/cm^2$) à durée d'impulsion constante (320 fs) conduit à une augmentation d'un facteur 2 sur l'énergie maximale atteinte par les protons. Cette même augmentation est observée lorsque l'on applique une variation de la durée d'impulsion, compensée par une augmentation de l'énergie laser afin de conserver une intensité constante. Dans ce cas il n'est pas possible de savoir si l'augmentation de l'énergie maximale des protons est due à l'augmentation de la durée d'impulsion où à l'augmentation de l'énergie laser (servant à compenser la diminution de l'intensité laser), à moins de montrer qu'une augmentation de l'énergie laser ne modifie pas l'énergie maximale des protons. Or, au vu des résultats présentés par Fuchs, [Fuchs et al. 2005], on observe la même augmentation de l'énergie maximale des protons pour une augmentation de l'énergie laser à durée d'impulsion constante. Il semble donc en première approximation, que le mécanisme prédominant de l'accélération de proton ne soit pas sensible à la durée d'impulsion laser. Les résultats expérimentaux obtenus au LOA, montrent bien qu'à énergie constante, on obtient une diminution de l'énergie maximale des protons d'un facteur 2 après une augmentation de la durée d'impulsion d'un facteur 40 (donc une diminution de l'intensité d'un facteur 40). Ce résultat confirme les observations faites par une équipe anglaise, [Robson et al. 2007], à de plus hautes énergies laser, qui montre cette fois ci qu'à intensité laser constante,

l'énergie maximale des protons ne change pas en allongeant la durée d'impulsion.

Afin de modéliser les résultats expérimentaux obtenus au LOA, nous avons réalisé des simulations PIC pour mieux comprendre la variation du temps d'accélération en fonction de la durée d'impulsion. Les résultats présentés sur la figure 3.18, montrent que ce temps d'accélération est très sensible à la durée d'impulsion laser, ainsi pour des impulsions de 35 fs, il faut considérer un temps d'accélération qui dépend de la durée d'impulsion. Les simulations ont montré une dépendance en $t_{acc} = R \times \tau$ tel que :

$$R = 4.38 \frac{(epaisseur(\mu m)/10)^{\frac{1}{3}}}{(duree(fs)/36)^{\frac{1}{2}} \times (intensite(10^{18} W/cm^2)/5.5)^{\frac{1}{7}}} \tag{3.4}$$

Les simulations ont été réalisées en prennant en compte une impulsion laser d'une durée de 36 fs avec une intensité de 5.5×10^{18} W/cm^2. Le faisceau est en incidence normale sur une cible composée d'un préplasma de 1 micron de longueur caractéristique et une couche de 10 microns d'épaisseur à une densité de 40 n_c. L'équation pour expliquer la dépendance du temps d'accélération n'a pas pour vocation de démontrer de manière empirique la relation existant entre le temps d'accélération et les différents paramètres laser et de cible. Elle permet de montrer qu'une étude sur une variation de ce temps pour des courtes durée d'impulsion permet de mieux comprendre la tendance observée des résultats expérimentaux.

Le modèle isotherme devient alors plus représentatif des résultats obtenus, pour des durées d'impulsion laser supérieures à 300 fs. En effet, le coefficient R est d'autant plus grand que la durée d'impulsion est faible, ainsi $t_{acc} = 6\tau$ pour une impulsion d'une durée de 35 fs, une intensité de 3×10^{19} W/cm^2 et une épaisseur de cible de 20 microns. Je rappelle que l'énergie maximale des ions est obtenue grâce à l'équation 3.5, [Mora 2003].

$$Ep_{front} = 2C_S^2 \ln(t + \sqrt{t^2 + 1}) \tag{3.5}$$

avec $t = \sqrt{\frac{\omega_{pp} R \tau}{m_p \epsilon_0}}$.

Dans cette équation, deux paramètres expérimentaux interviennent, le temps d'accélération précédemment discuté et la divergence du faisceau d'électrons permettant de limiter spatialement la densité électronique à considérer pour l'accélération. Une estimation de ce dernier paramètre expérimental est donnée pour une intensité laser de 10^{19} W/cm^2 et une cible de 20 microns à 30 degrés à mi-hauteur dans le cadre d'impulsions courtes, [Santos et al. 2007].

Pour mieux modéliser la dépendance à plus courte durée d'impulsion laser (i.e. $<$ 300 fs), nous nous sommes intéressés à une extension du modèle isotherme à des cibles

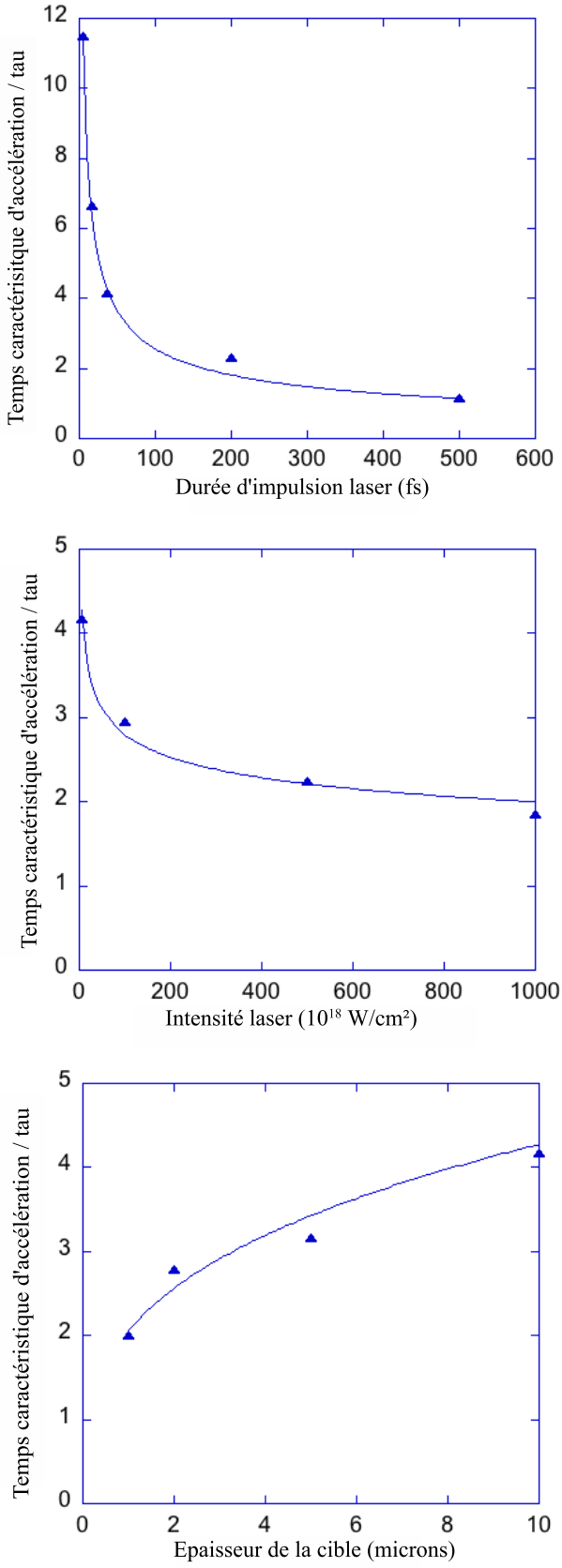


Fig. 3.18 : Variation du temps d'accélération en fonction de (a) l'intensité laser la durée d'impulsion étant de 36 fs et la cible de 10 microns d'épaisseur, (b) de la durée de l'impulsion laser l'intensité laser étant de $5.5\times10^{18}W/cm^2$ et une cible de 10 microns et (c) de l'épaisseur de la cible la durée d'impulsion est de 36 fs et l'intensité de 5.5×10^{18}.

fines, le modèle adiabatique [Mora 2005], voir le chapitre 1.2.4. Comme nous l'avons vu, le modèle adiabatique tient compte de la dimention finie de la cible et du transfert énergétique électrons - protons et fait disparaître la notion de temps d'accélération. A densité et température des électrons données, le modèle prévoit ainsi une diminution de l'énergie maximale des protons en diminuant l'épaisseur de la cible. En effet, plus la cible est fine, moins elle contient d'électrons rapides et plus vite ceux-ci seront refroidis lors de l'accélération des ions. Les limitations du modèle restent principalement dues au rapport entre l'épaisseur de la cible et le temps t_e, correspondant au temps nécessaire aux électrons chauds pour remplir la cible. En effet en considérant les effets de recirculation électronique, [Sentoku et al. 2003], [MacKinnon et al. 2002], [Mora 2005], le temps nécessaire à un électron accéléré en face avant pour se réfléchir sur la face arrière et revenir sur la face avant est $t_e = 2L/c$ (en faisant l'hypothèse que l'électron chaud est relativiste donc $v_e \approx c$). Ainsi si l'impulsion laser a une durée inférieure à ce temps, on peut considérer que la cible est non perturbée (densité et température électronique identiques à celles du plasma initial), le modèle isotherme s'applique tout naturellement. Si l'impulsion a une durée de l'ordre du temps t_e, le phénomène de recirculation électronique devra être considéré, les surfaces de la cible étant perturbées par l'expansion du nuage électronique créé au début de l'interaction, le modèle adiabatique s'applique alors. Dans les conditions expérimentales, la cible avait une épaisseur de 20 microns, correspondant à un temps $t_e = 140$ fs. Les résultats de la modélisation utilisant ce dernier modèle sont présentés sur la figure 3.17, et montrent une surestimation de l'énergie maximale des protons quelque soit la durée d'impulsion considérée. Un autre paramètre permettant de comprendre les différents domaines de validité de ces deux modèles est déterminé par le temps caractéristique nécessaire à l'onde de raréfaction pour parcourir la moitié de la cible, soit $t_c = L/(2Cs)$. Si t_c est inférieur à la durée de l'impulsion laser alors la cible est perturbée et les modèles ne s'appliquent plus tel quel. Pour nos données expérimentales, ce temps est de l'ordre de la ps. Lorsque l'onde de raréfaction atteint la moitié de la cible (soit $L/2$) la cible est très perturbée et on ne peut plus considérer la cible comme ayant des bords finis (et une épaisseur totale L), ainsi le modèle adiabatique ne s'applique plus. Pour le rendre à nouveau valide, il faut introduire une température électronique variable, à deux phases, [Robson et al. 2007]. La température électronique est alors augmentée linéairement pendant la durée de l'impulsion laser puis diminuée adiabatiquement pour des temps plus longs. La montée linéaire permet de créer un gradient de densité fini sur la face arrière de la cible limitant ainsi l'efficacité de l'accélération quand la durée de l'impulsion laser est très faible devant le temps d'accélération des protons, justifiant ainsi l'utilisation d'un R » 1 dans le modèle isotherme.

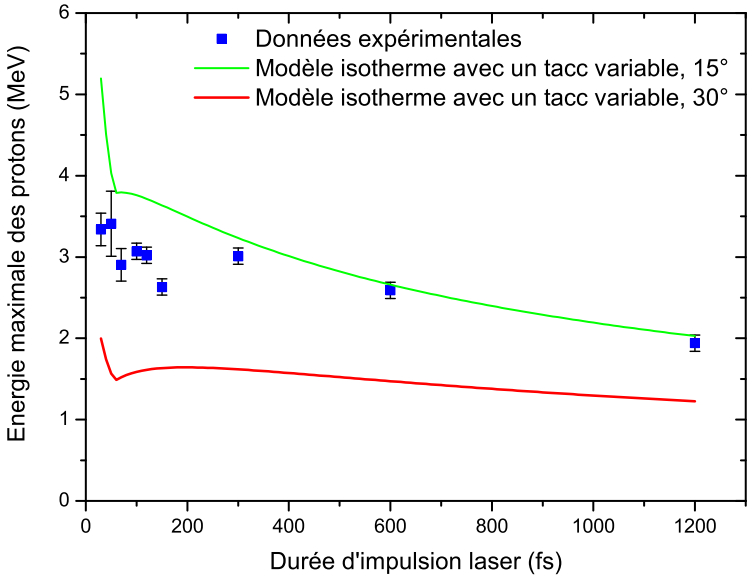


Fig. 3.19 : Comparaison des données expérimentales représentant la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée de l'impulsion laser avec le modèle isotherme. Le temps d'accélération utilisé est variable avec la durée d'impulsion laser selon une formule définie grâce à des simulations PIC.

En parallèle, nous nous sommes intéressés à la population ionique générée en utilisant des simulations PIC 2D. Il apparaît que trois populations de protons sont présentes peu de temps après l'interaction, une créée en face avant se propageant dans le vide, une générée en face avant se propageant à travers la cible dans la direction du laser et une dernière générée en face arrière qui suit l'axe laser. Il est intéressant de regarder l'évolution de l'accélération au cours du temps, figure 3.20. Ces diagrammes de phase montrent que l'accélération ionique s'établie sur des temps beaucoup plus longs que la durée d'impulsion laser (la vitesse maximale des ions issus de la face arrière n'est pas encore atteinte 1.85 ps après l'interaction). Ces résultats vont dans le même sens que les comparaisons aux résultats expérimentaux précédemment présentés où le temps d'accélération est discuté. Cela montre que la durée d'impulsion laser n'est pas un paramètre suffisant pour caractériser le temps d'accélération, mais que le temps important est le temps de transfert énergétique entre l'onde laser et les électrons chauds.

La modélisation en utilisant les théories isotherme et adiabatique, ont permis de mieux apprécier les tendances de l'évolution de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée d'impulsion laser observées au cours des expériences d'accélération de protons. Les simulations PIC 2D menées en collaboration avec le CEA nous ont permis de montrer l'importance du temps d'accélération considéré dans le modèle isotherme et de proposer une relation permettant de mieux représenté les résultats obtenus pour de courtes durées d'impulsion. Cette étude ne prennant pas en compte les effets induits par l'ASE, il serait intéressant de comparer des résultats obtenus à haut contraste et impulsions courtes avec les modèles ainsi améliorés et les simulations.

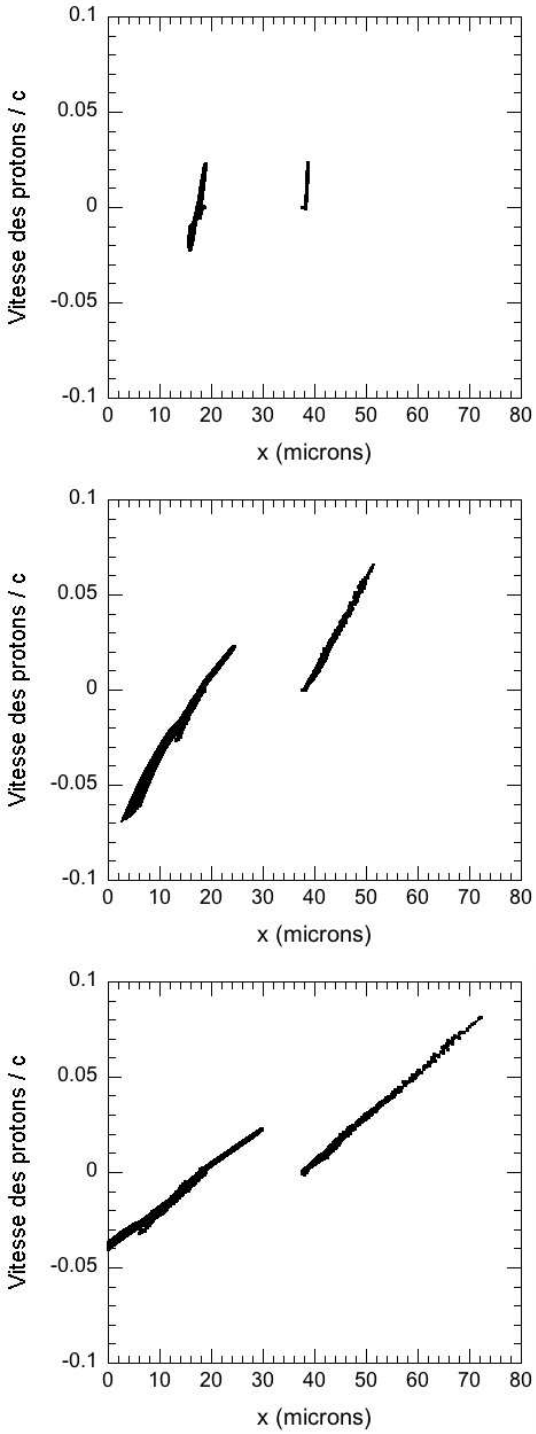


Fig. 3.20 : Diagrammes de phase à différents temps pour une interaction entre une impulsion laser de $3\times10^{19}\ W/cm^2$ en incidence normale sur une cible composée d'un préplasma de 1 microns de longueur caractéristique et d'une cible de 20 microns d'épaisseur à 40 n_c. (a) 200 fs après l'interaction, (b) 1 ps après l'interaction, (c) 1.85 ps après l'interaction. Le temps d'accélération est calculé en arrêtant la simulation lorsque 90% de l'énergie maximale des protons est atteinte.

Chapitre 4

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

4.1 Conclusions et Perspectives

4.1.1 Conclusions

La production d'un faisceau de protons par laser a connu un grand essor durant ces dernières années. Les nombreux résultats expérimentaux ainsi que les développements théoriques récemment publiés montrent l'intérêt que porte la communauté scientifique à ce sujet de recherche. Tout au long de cette thèse, nous avons caractérisé le faisceau de protons généré en fonction des paramètres laser.

La première partie de ce manuscrit explicite les développements que j'ai opérés au LOA afin de se doter d'une détection du faisceau de protons en temps réel. En effet la détection par des détecteurs de traces (type CR 39), trop lente du fait du temps nécessaire pour la lecture dudit détecteur, limite l'obtention des résultats expérimentaux. De plus leur utilisation avec des filtres échelons d'aluminium permet d'obtenir un spectre discret avec quelques points seulement. J'ai donc dans un premier temps augmenté le nombre de tirs pouvant être effectué grâce au couplage d'une pinhole, d'un aimant et d'un support de CR 39 motorisé qui permet d'avoir un spectre continu. Puis, par le développement et la réalisation d'une parabole Thomson couplée à une galette microcannaux (MCP), j'ai pu obtenir une visualisation en temps réel des protons accélérés. D'autres pistes ont été explorées en parallèle, telles que l'utilisation d'un scintillateur couplé avec une caméra CCD, un scintillateur rapide couplé à un tube photomultiplicateur ou enfin une galette microcannaux couplé avec un scintillateur rapide et un photomultiplicateur (augmentant le gain obtenu avec un scintillateur seul). Ces diverses techniques de détection nous ont permis d'améliorer les conditions expérimentales.

Les expériences réalisées au LOA sur l'accélération de protons ont été réalisées avec un laser Ti :Sa de 35 fs de durée d'impulsion et une intensité sur cible de 3×10^{19} W/cm^2. Ces caractéristiques laser nous ont permis d'atteindre une énergie maximale des protons de 10 MeV. Nous avons fait varier les paramètres laser (durée d'impulsion, énergie, contraste et intensité) afin de comprendre l'impact de ces différents facteurs sur le faisceau de protons ainsi généré.

La variation de l'énergie maximale des protons en fonction de l'énergie laser montre que l'augmentation de l'énergie laser conduit à une augmentation de l'énergie maximale des protons. En effet, j'ai augmenté l'énergie maximale des protons d'un facteur 2 en augmentant l'énergie laser d'un facteur 4 (passant de 1.7 MeV à 3.5 MeV). Cependant, ce résultat est à mettre en regard de l'épaisseur de la cible solide utilisée (10 microns dans ce cas). En effet, augmenter l'énergie laser revient à augmenter l'énergie dans le piedestale de l'impulsion laser, ce qui change le préplasma formé et conduit ainsi à chan-

ger les conditions d'interaction (augmentation de l'absorption laser). A paramètres laser constants, la diminution de l'épaisseur de la cible induit une augmentation de l'énergie maximale des protons dans le cas d'un contraste de quelques 10^{10}, passant d'une énergie de protons 1.5 MeV à 3.5 MeV en diminuant l'épaisseur de la cible de 6 microns à 1 micron. Cela s'explique par une diminution de la surface accélératrice en face arrière induite par l'ouverture du faisceau d'électron généré en face avant. Le champs électrique ainsi créé est donc plus important car plus localisé. Peu de données ont été recueillies avec des cibles ultra-fines, ne permettant pas de conclure sur une augmentation de l'énergie maximale des protons en diminuant encore l'épaisseur de la cible (submicronique), comme il a été montré par plusieurs équipes de part le monde.

Une discussion importante dans la communauté est l'importance de la durée d'impulsion laser pour l'interaction. Au cours de cette thèse, nous avons démontré qu'à énergie laser constante, la durée d'impulsion n'influençait que peu l'énergie maximale atteinte par les protons énergétiques. Une augmentation de la durée d'impulsion laser d'un facteur 4 (passant de 35 fs a 140 fs) n'a quasiment aucun effet sur l'énergie maximale des protons. Une augmentation plus importante conduit à une diminution de l'énergie maximale des protons, ainsi une impulsion de 1.2 ps permet d'accélérer des protons jusqu'à 2 MeV alors qu'avec une impulsion de 35 fs nous atteignions une énergie de 3.5 MeV. Cela contredit certains travaux précédemment publiés qui préconisent une durée d'impulsion de plusieurs centaines de fs pour optimiser l'accélération. Mes résultats ont montrés que la durée de l'impulsion laser, à énergie constante n'influençait que peut l'énergie maximale atteinte par les protons. Les impulsions courtes sont donc tout à fait appropriées pour une telle application. Diminuer la durée d'impulsion permet ainsi de diminuer l'énergie laser nécessaire pour atteindre de haute intensité. En effet, une augmentation de la durée d'impulsion d'un facteur 40 a conduit à une diminution d'un facteur 2 sur l'énergie maximale des protons, il est donc possible de réduire significativement l'énergie laser. Cette expérience a été réalisée avec une cible d'aluminium de 20 microns afin d'éviter les effets de débouché de choc et la formation d'une détente de plasma en face arrière.

Enfin, j'ai montré l'importance du contraste pour l'interaction d'un laser avec une cible solide. En utilisant une cellule Pockels rapide, qui coupe temporellement le piedestale de l'impulsion principale, j'ai obtenu des énergies maximales de protons de 10 MeV, en utilisant une cible d'aluminium de 10 microns d'épaisseur, une intensité sur cible de $6 \times 10^{19}\ W/cm^2$ et un contraste de 10^6. Lorsque l'on augmente la durée du piedestale de l'impulsion laser, on constate une diminution de l'énergie maximale des protons passant de 10 MeV pour une durée d'ASE de 400 ps à 4 MeV pour une durée d'ASE de 800 ps. Ces derniers résultats montrent qu'un contrôle du prépasma créé en face avant de la cible

est propice à une augmentation de l'énergie maximale des protons accélérés, induit par une meilleure absorption de l'énergie laser.

La dernière partie de cette thèse est dédiée à la discussion des modèles théoriques de détente du plasma. De nombreux papiers se réfèrent à des lois d'échelles données par ces modèles. J'ai montré que ces modèles ne s'appliquent pas à des impulsions courtes et que le temps d'accélération nécessaire, dans le cas du modèle isotherme, pour décrire le transfert énergétique des électrons vers les protons ne dépend pas seulement de la durée d'impulsion laser. Ces résultats s'appuient sur des simulations PIC 2D réalisées en collaboration avec une équipe du CEA. En appliquant une modification de ce paramètre, on observe une augmentation de l'énergie maximale des protons obtenue pour une interaction avec une impulsion courte (35 fs), confirmant l'intérêt des impulsions courtes pour la génération de protons énergétiques.

L'accélération de protons par laser est un domaine de recherche relativement récent, qui a montré un fort potentiel tant du point de vue scientifique que des applications éventuelles. Nombreuses sont les installations qui se construisent de part le monde, à des fins médicales ou scientifiques, montrant que les résultats obtenus permettent d'envisager des progrès technologiques majeurs. Le financement de cette thèse par VARIAN MEDICAL SYSTEM en est une démonstration. La possibilité d'accélérer des protons jusqu'à de hautes énergies grâce à l'utilisation de laser de puissance à courte durée d'impulsion est très intéressante pour trois raisons majeures :

1. Le coût de telles installations pourrait être réduit (essentiellement le coût du bras isocentrique).
2. Leurs dimensions seraient faibles (dans la ligne de transport du faisceaux et pour le bras isocentrique).
3. Le mouvement et le contrôle de la distribution énergétique du faisceau de protons pourrait se faire en déplacant le faisceau laser en amont de l'intéraction.

Ces raisons font de l'accélération de protons par laser un excellent candidat pour des applications médicales notamment en proton thérapie. Cependant les difficultés expérimentales liées à l'accélération de protons (contraste, stabilité et positionnement) laissent penser que beaucoup de paramètres restent à maîtriser avant d'arriver à de telles installations.

4.1.2 Perspectives

Les mécanismes mis en jeu pour l'accélération de protons par laser sont complexes. Nous avons rencontré de nombreuses difficultés principalement engendrées par l'intercon-

nection de plusieurs phénomènes physiques que sont le chauffage de la cible, le transport électronique et le transfert énergétique électron-proton. Une plus grande compréhension de la dynamique électronique mise en jeu et responsable de l'accélération ionique permettrait une probable optimisation de l'interaction.

Pour ce faire il est nécessaire de mettre en place des diagnostiques électron et proton simultanément. La population électronique responsable de l'accélération de protons ne sort pas de la cible (mécanisme de recirculation), il est alors difficile de définir précisément la partie du spectre électronique mise en cause. Une étude temporelle des champs électriques de la face arrière de la cible permettrait une meilleure compréhension de ces mécanismes accélérateurs. Mener une étude en utilisant le rayonnement de transition (OTR) serait intéressante dans le cadre d'une interaction entre une impulsion nettoyée et une cible solide. En effet une telle étude a déjà été menée au LOA et a conduit à caractériser le faisceau d'électron (divergence du faisceau comprise entre 30 et 35 degrés) généré par l'interaction, mais cette dernière a été effectuée dans des conditions d'interaction avec un piedestale important (contraste de 10^6 sur 3 ns). La population électronique sera très probablement différente dans le cas d'une interaction avec un laser à haut contraste (10^{10}).

Contrôler le préplasma généré en face avant à l'aide d'un deuxième faisceau laser aurait un intérêt majeur. Cette thématique est rendue possible grâce à l'aboutissement du système XPW, qui permet une amélioration du contraste sans dégrader les qualités du laser, permettant ainsi un accès à tous les paramètres laser (énergie, durée d'impulsion, contraste) plus souple d'utilisation que les miroirs plasma. Le préplasma joue un rôle prépondérant pour l'absorption de l'énergie laser et sa conversion en électrons. Un contrôle de cette dernière ouvrirait de nouvelles perspectives quant à l'accélération de protons. Des simulations PIC ont montré qu'en considérant des conditions laser identiques, la variation du préplasma (en terme de densité ou de longueur de gradient) conduit à une augmentation de l'énergie des protons. Le contrôle du préplasma se ferait grâce aux paramètres laser du faisceau sonde (énergie, durée, délai entre sonde et pompe). Nous avons mené une étude préliminaire au LOA pour caractériser le plasma créé lors de l'interaction d'une impulsion de 200 fs ayant une intensité de quelques 10^{14} W/cm^2 avec une cible solide à différents temps. Les résultats obtenus sont en accord avec les simulations effectuées avec le code hydrodynamique ESTHER développé par une équipe du CEA.

Contrôler la population électronique. La mise en place d'un jet de gaz en face avant d'une cible solide peut conduire à une augmentation de la population électronique responsable de l'accélération ionique en face arrière. L'autofocalisation pourrait de plus permettre le maintien d'une intensité sur cible élevée permettant aux mécanismes de

chauffage de la cible solide de s'opérer.

Les récents travaux opérés sur la cible ont permis de modifier considérablement les propriétés du faisceau de protons (divergence et spectre principalement). Il devient alors envisageable de produire des spectres quasi monoénergétiques avec une bande spectrale variable. Ceci permettrait une application dans les domaines médicaux (proton thérapie) directe, sans avoir besoin d'un système de mise en forme du faisceau.

Enfin, le développement de cibles structurées qui permettraient d'obtenir des faisceaux de protons quasi monoénergétiques, faciles à utiliser à de hautes cadences est probablement la clé pour les différentes applications.

Annexe A

Calibration des scintillateurs

Dans cette partie, nous allons détailler les expériences réalisées pour la calibration de scintillateurs rapides. Ces expériences ont été réalisées au CEA Bruyères le Châtel sur un accélérateur Van Der Graaf délivrant des paquet de protons de charge et d'énergie variables. Cette étude a été menée dans le but d'améliorer la détection des protons générés par laser et d'obtenir un spectre continue en temps réel. La littérature, ne donne pas le coefficient de conversion du faisceau de protons en faisceau de lumière visible pour les scintillateurs rapides Pilot U ou NE 102 A, les coefficients étant donnés pour un faisceau d'électron où un faisceau d'X. Nous avons donc expérimentalement mesuré ce coefficient.

A.1 Set up expérimental

Le détecteur tel que nous l'avons conçu est constitué d'un scintillateur rapide, le Pilot U couplé à un photomultiplicateur rapide type photonis XP 2020 (ou Burle Planatron) ou une caméra CCD, dépendemment du type de détection souhaité (en temps de vol ou spatiale respectivement), voir figure A.1. Les composants du détecteur utilisés ont été choisis tels que leur réponse temporelle soit la plus rapide possible tout en conservant un fort gain. Ainsi le pilot U est un scintillateur ayant un temps de monté de 500 ps et un temps de décroissance de 1.5 ns (voir la fiche technique Pilot U). Sa bande spectrale d'émission est centrée sur 391 nm, nous avons utilisé une caméra CCD PCO Pixel Fly (12 bits) qui a une efficacité quantique de 80% pour cette longueur d'onde. Le photomultiplicateur utilisé pour la calibration est le Photonis XP 2020, qui possède un temps de montée 1.5 ns.

L'accélérateur Van Der Graaf utilisé délivre des paquets de protons monoénergétiques d'énergie variable entre 3 MeV et 10 MeV avec un taux de répétition variable entre quelques Hz et 2.5 MHz et une durée du paquet de protons de 1.6 ns. Le nombre de protons contenus dans le paquet peut être varié entre 10^4 et 10^8, ce qui correspond à un courant de quelques nanoampères à plusieurs centaines de microampères, mesuré à l'aide d'une cage de Faraday. La mesure du courant a dû, pour des raisons techniques, être effectuée en utilisant le faisceau à son taux de répétition maximum, soit 2.5 MHz, nous avons alors fait l'hypothèse que le nombre de protons dans le paquet ne variait pas avec le taux de répétition. Pour modéliser les conditions expérimentales lors de l'interaction laser plasma, nous avons travaillé avec un nombre de protons très bas (10^4) et un taux de répétition de 500 Hz. Ces précautions ont permis d'éviter un chauffage trop important du scintillateur qui pourrait altérer son efficacité de conversion.

Pour des raisons de stabilité de l'accélérateur, nous avons mesuré le courant des protons pendant une durée de 40 s à 500 Hz et moyenné les valeurs obtenues. Cela

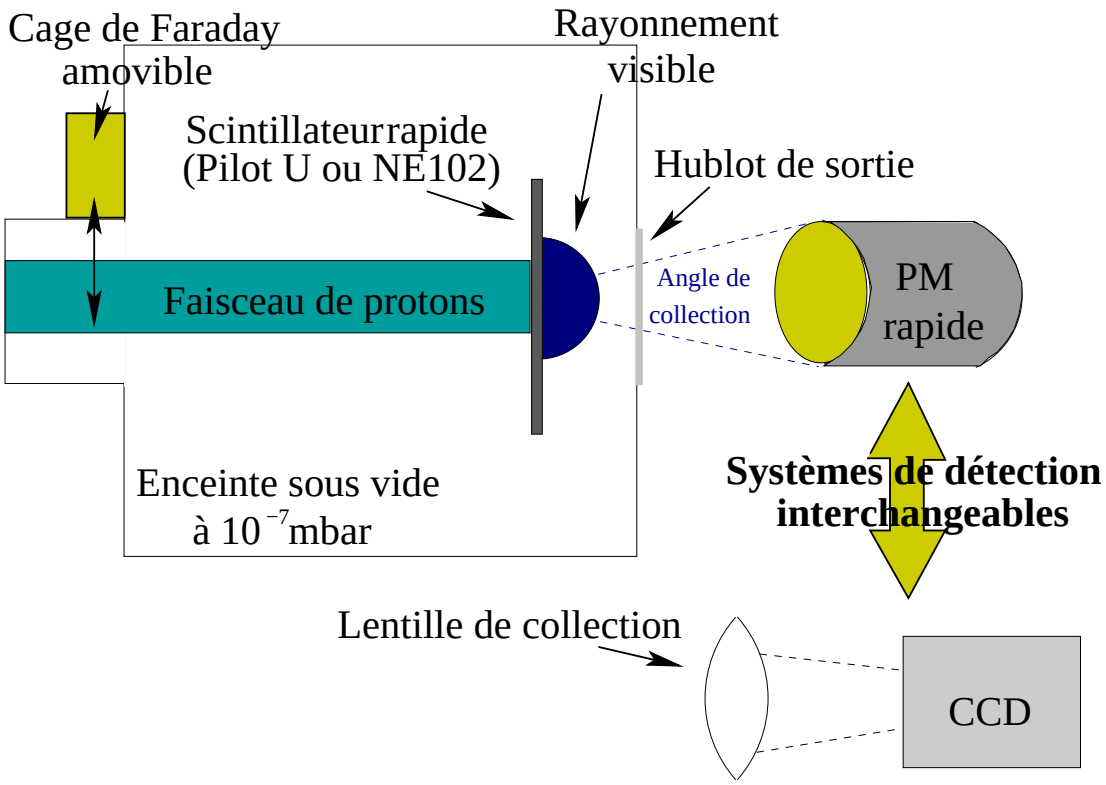


Fig. A.1 : Schéma du set up expérimental de calibration des scintillateurs. Le faisceau de proton est incident sur le scintillateur, la lumière visible émise est, dans un premier temps, imagée par une caméra CCD pour monitorer les caractéristiques du faisceau (dimension, alignement) puis la CCD est remplacée par le photomultiplicateur.

nous a permis de réduire les fluctuations statistiques dûes aux fluctuations de courant du paquet de protons. Une caméra CCD (12 bits) a été mise en place avant chaque tir pour obtenir une image du faisceau de protons et en optimiser la taille, l'intensité et la position.

A.2 Résultats expérimentaux

Le détecteur étant composé d'un scintillateur couplé à un photomultiplicateur (ou à une caméra CCD), nous avons, dans un premier temps, caractérisé la réponse du photomultiplicateur (réponse temporelle et gain) et dans un deuxième temps regardé la réponse du système entier en présence d'un faisceau de protons. Pour se faire nous avons illuminé le photomultiplicateur avec un laser pulsé de Nd :Yag d'une durée d'impulsion de 150 fs pour une longueur d'onde de 400 nm. Le front de montée mesuré est conforme aux spécifications du constructeur et le signal de réponse sur une telle impulsion a une durée de 3.4 ns. Nous avons de plus réduit l'intensité lumineuse du laser en utilisant des densités optiques calibrées. Cela nous a permis de mesurer la linéarité de la réponse du photomultiplicateur, figure A.2, pour différents voltage d'entrée. Cette calibration du photomultiplicateur nous a permis d'obtenir le coefficient de conversion de l'énergie laser en signal électrique, donnée très importante pour la calibration absolue de la réponse du scintillateur sur le signal proton qui nous intéresse. Ainsi, une énergie laser de 60 μJ envoyée sur le photomultiplicateur alimenté par une tension de 1.4 kV permet de générer une charge de 1 pC.

La réponse du système entier (scintillateur + Photomultiplicateur) sur un faisceau de protons est illustré sur la figure A.2. Le scintillateur est situé dans une enceinte sous vide, 8.6 cm avant le photomultiplicateur. Le scintillateur ayent une épaisseur de 1 mm, ils sont tous arrêtés dans le scintillateur. On obtient un coefficient de conversion de 3% pour une énergie de proton de 4 MeV, et 7% pour une énergie des protons de 8 MeV. La différence entre les deux valeurs peut s'expliquer par une différence de distance d'arrêt des protons dans le scintillateur. Plus l'énergie des protons est importante, plus le pic de Bragg sera profond dans le détecteur. Ainsi, lorsque l'énergie est déposée plus en profondeur, la distribution des photons en face arrière du scintillateur est moins ouverte (distribution lambertienne). La collection est alors plus importante, ce qui peut expliquer un coefficient de conversion plus grand.

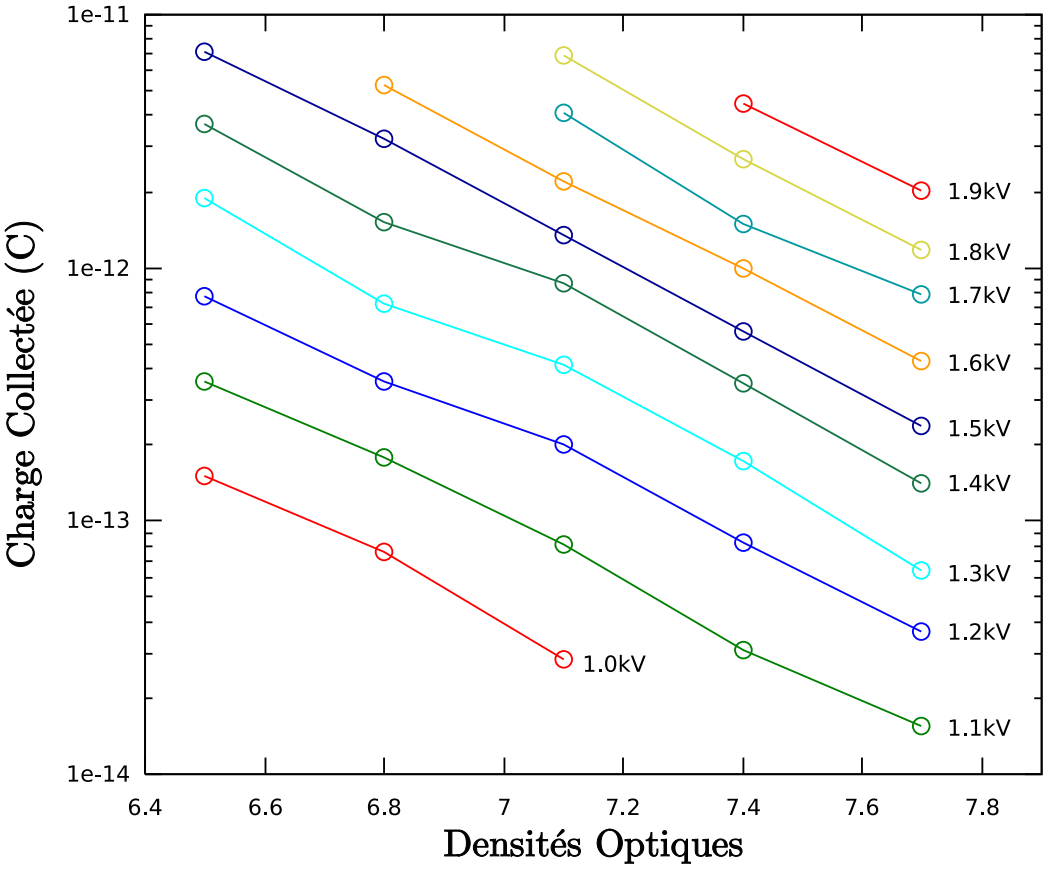


Fig. A.2 : Caractérisation de la réponse du Photomultiplicateur en fonction de l'énergie lumineuse incidente pour différent voltage d'entrée.

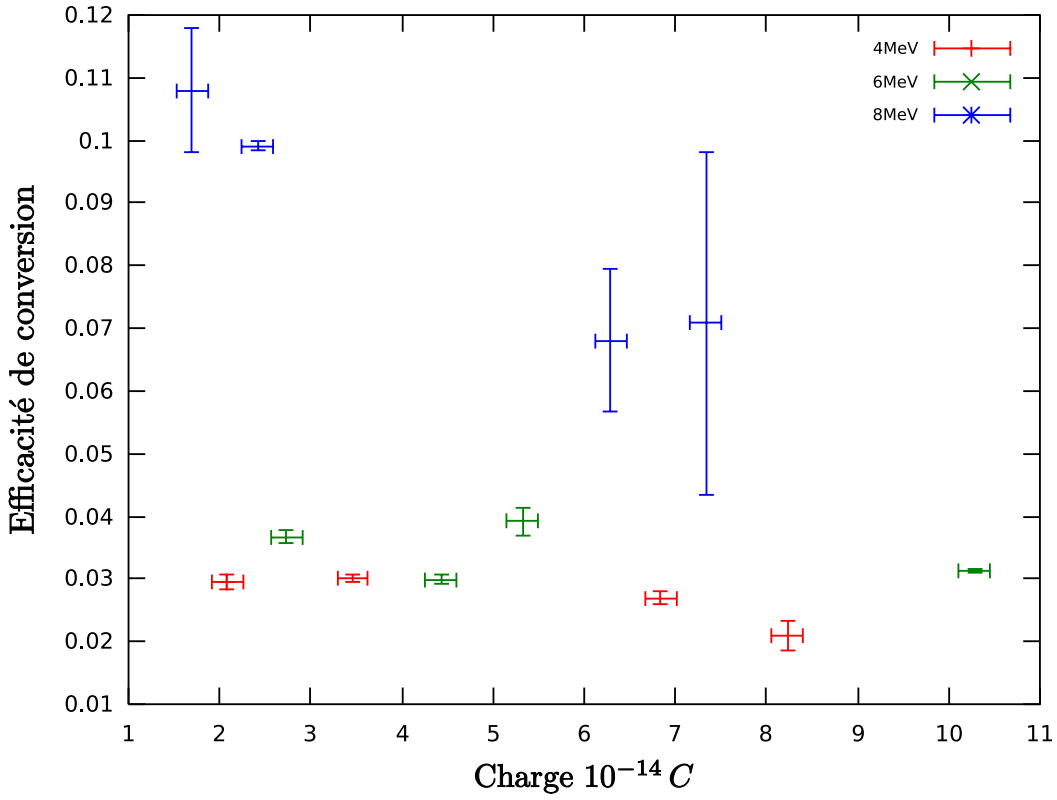


Fig. A.3 : Efficacité de conversion du scintillateur Pilot U en fonction du voltage appliqué au PM pour différentes énergie des protons incidents.

Annexe B

Caractérisation du préplasma

Nous avons mené une campagne d'expérience qui vise à caractériser le préplasma formé en face avant d'une cible solide après l'interaction. Cette étude est une étude préliminaire à l'expérience deux faisceaux présentée dans les perspectives de cette thèse, qui vise à mesurer les caractéristiques du préplasma pour, à terme, contrôler l'absorption du laser et ainsi mieux contrôler la génération de protons en face arrière. La caractérisation de ce préplasma s'est opérée sur des échelles de temps volontairement petite, entre 10 et 100 ps, parce que les cibles que nous utilisons dans le cadre de l'accélération de protons sont des cibles fines.

L'objectif final est de créer un préplasma en face avant à l'aide d'une impulsion laser de préchauffage précédant le laser principal. Les cibles que nous utilisons pour obtenir un faisceau de protons énergétique ont une épaisseur de l'ordre du micron. L'onde de choc générée par ce laser de préchauffage se propage à une vitesse de l'ordre de 8 $\mu m/ns$, le délai entre les deux impulsions laser ne peut donc pas excéder 120 ps sans quoi l'onde de choc déformerait la surface arrière de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. C'est pourquoi nous avons mené notre étude de caractérisation du préplasma en considérant des retards compris entre 10 et 100 ps.

B.1 Set up expérimental

Le set up expérimental, figure B.1, a été réalisé sur le laser "salle verte" du LOA. Cette expérience pompe / sonde, consiste à générer un plasma en face avant de la cible et le sonder avec une autre impulsion laser retardée. Le laser utilisé délivre des impulsions de 150 fs avec une énergie de 60 mJ et un taux de répétition de 10 Hz. Ce faisceau laser peut être séparé en deux avant compression, permettant ainsi l'utilisation de deux faisceaux laser de durée d'impulsion différente. L'énergie dans chacun des bras est contrôlée en tournant la polarisation grâce à une lame $\lambda/2$. Nous avons choisi une énergie de 40 mJ dans le faisceau pompe et 20 mJ dans le faisceau sonde. Le faisceau est focalisé sur un fil de 200 μm de diamètre à l'aide d'une lentille de 1000 mm de longueur focale, permettant d'obtenir une tache focale de 40 μm (FWHM), correspondant à une intensité de 4×10^{15} W/cm^2. Nous avons utilisé un fil pour éviter les problèmes liés aux erreurs d'alignement (angles) et de support de cibles (obstruction mécanique au faisceau sonde).

Le faisceau sonde est doublé en fréquence à l'aide d'un cristal de BBO de 2 mm d'épaisseur afin de permettre une meilleure pénétration dans les zones de plus forte densité et d'éviter les abérations dans l'interférogramme liées à une propagation de lumière diffusée issue du faisceau pompe dans l'interféromètre. Le doublage de fréquence affecte la durée de l'impulsion sonde, ainsi, nous avons calculé que l'impulsion laser doublée a

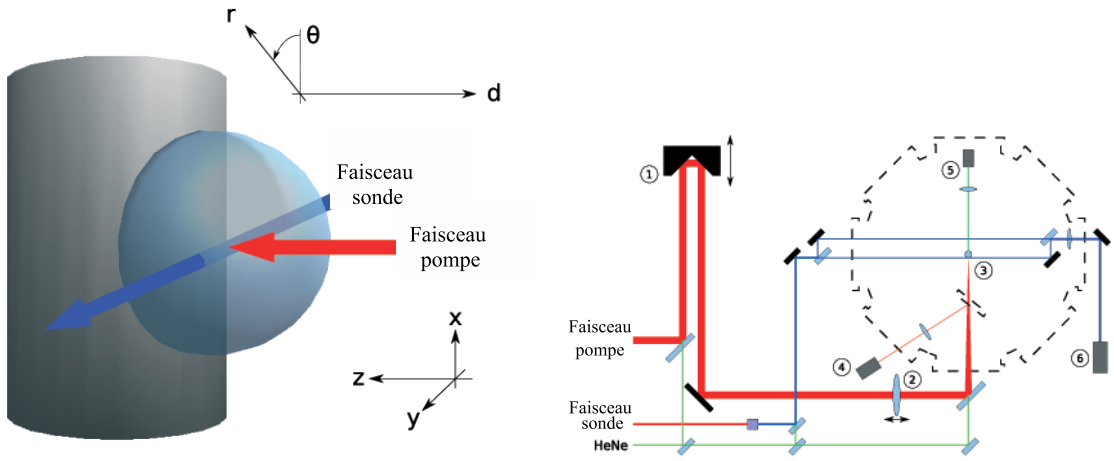


Fig. B.1 : Schéma expérimental de l'interaction (a) et du set up (b)

une durée de 500 fs. L'interféromètre utilisé est un interféromètre Mach-Zender imagé à l'aide d'une caméra CCD (12 bits). En ne laissant passer que la partie de référence du faisceau sonde, nous avons aussi pu faire de l'ombroscopie, nous permettant ainsi d'aligner la cible.

B.2 Résultats et comparaison aux simulations

Pour chaque délai, quatre images ont été acquises, une première image sert de référence pour l'interférogramme avant le tir laser, une deuxième, toujours avant le tir, est prise comme référence de positionnement de la cible en ombroscopie, puis une image peu après le tir en ombroscopie permet de visualiser le trou fait sur la cible et enfin un interférogramme après le tir, voir figure B.2.

La figure B.2 montre quatre interférogrammes pris à des temps différents. La résolution de l'image, donnée par les limites de diffraction, est de 1.2 μm et l'interfrange est de 10 μm. Ces interférogrammes montrent donc l'expansion du plasma en face avant sur une distance de 80 microns avant la cible pour différents retards de l'impulsion sonde (0, 43, 67 et 90 ps), chaque interférogramme est filtré numériquement et la carte de phase est reconstruite en utilisant une technique d'analyse par transformée de Fourier bidimensionnelle. Il est alors possible de remonter à la densité électronique par la relation :

$$n_e(z,r) = \frac{m_e \epsilon_0 c^2}{e^2}\left[2k_0\left(\frac{\partial\phi}{\partial r}\right) + \left(\frac{\partial\phi}{\partial r}\right)^2\right] \tag{B.1}$$

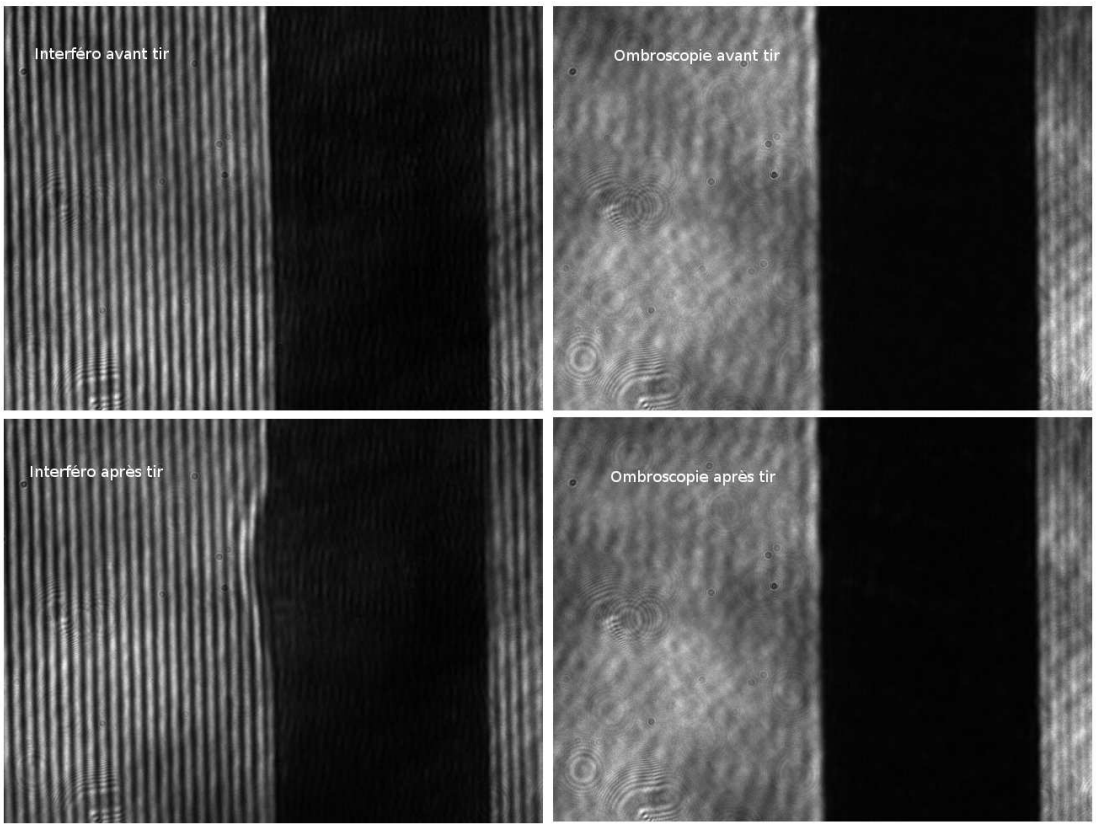


Fig. B.2 : (haut) Interférogramme et image ombroscopique pris avant l'interaction, (bas) Interférogrammes et images ombroscopiques pris après l'interaction.

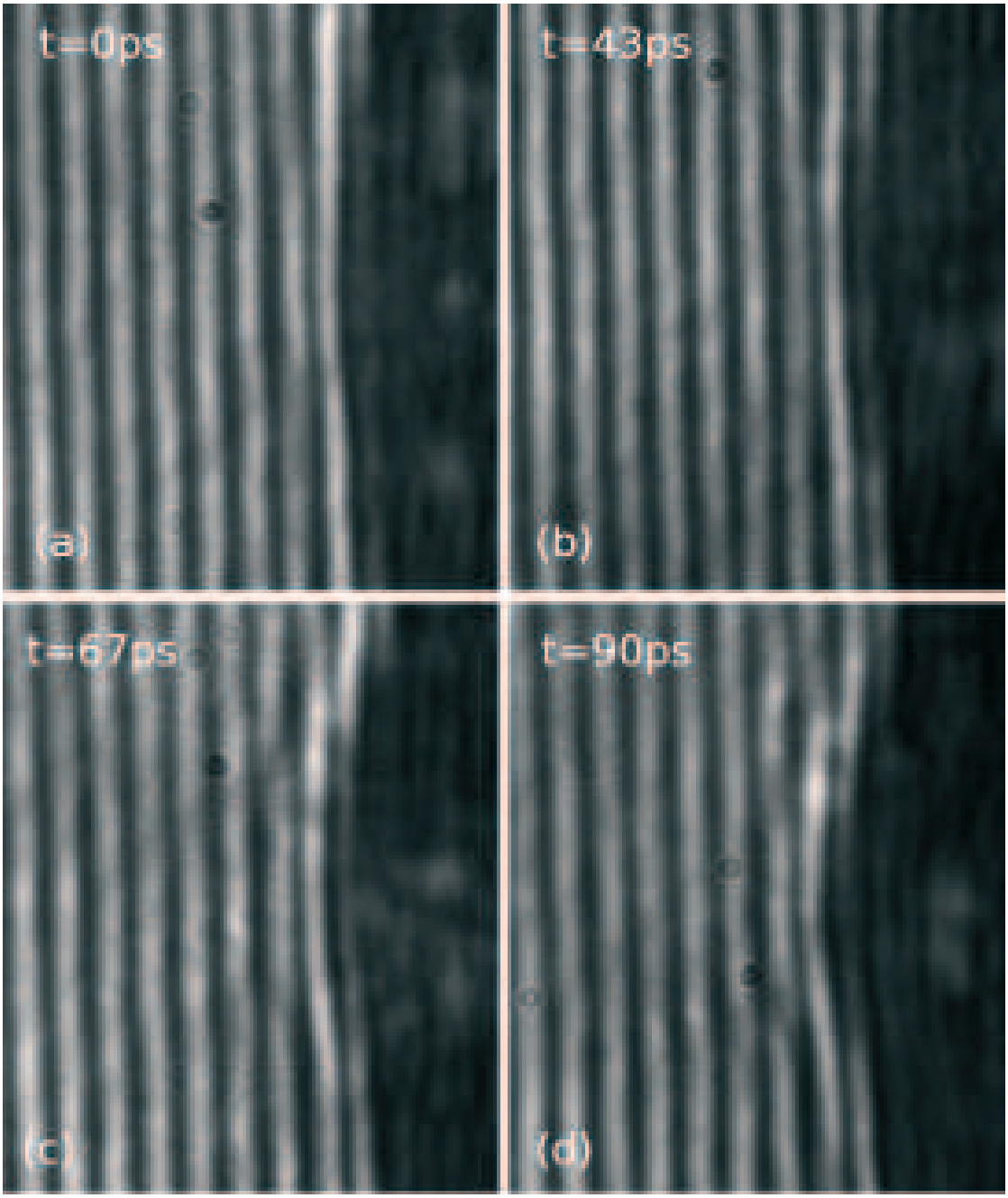


Fig. B.3 : Interférogrammes pris pour différents retards de l'impulsion sonde.

avec $\left(\frac{\partial\phi}{\partial r}\right)(r,z) = -\frac{1}{\pi}\int_r^{r_0} \frac{\partial\phi_{exp}(x,z)/\partial x}{\sqrt{x^2-r^2}}$, la dérivée radiale de la perturbation de phase introduite par l'indice de réfraction calculé par l'inversion d'Abel de la carte de phase expérimentale ϕ_{exp}, figure B.2, symmétrisée autour de l'axe d'expansion et r_0 le rayon du plasma.

Nous avons comparé les résultats expérimentaux à des simulations hydrodynamiques. Ces simulations ont été effectuées à l'aide du code 1D1/2 CHIVAS. Le code 1D1/2 est bien approprié pour la comparaison expérimentale car les dimensions longitudinales du plasma, aux temps où l'on regarde l'expansion, sont faibles comparativement à la dimension de la tache focale. L'expansion radiale peut alors être négligée. La comparaison montre un bon accord de variation de densité en fonction de la distance à la cible, figure B.2. La densité électronique se déplace de manière non linéaire, ainsi elle se trouve à 10 microns de la cible 20 ps après l'interaction et 25 microns 80 ps après.

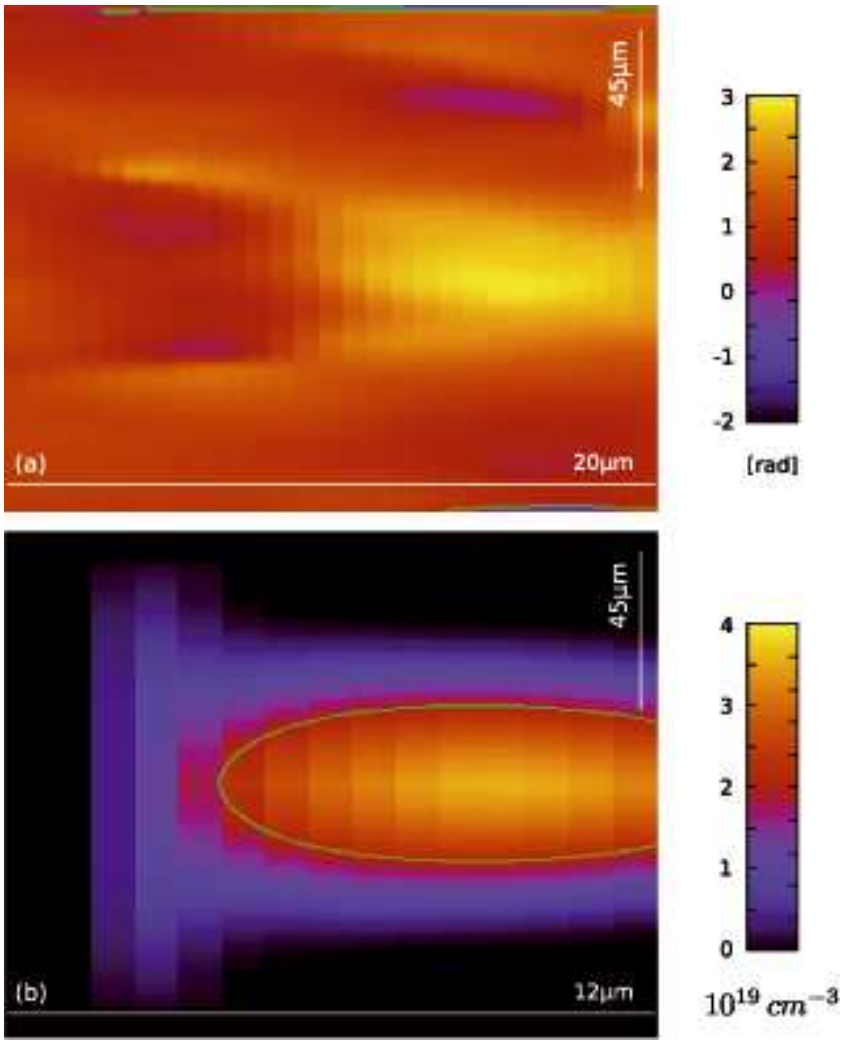


Fig. B.4 : (haut) Carte des phases calculée par transformée de Fourier 2D, (bas) Carte des densités calculée par inversion d'Abel.

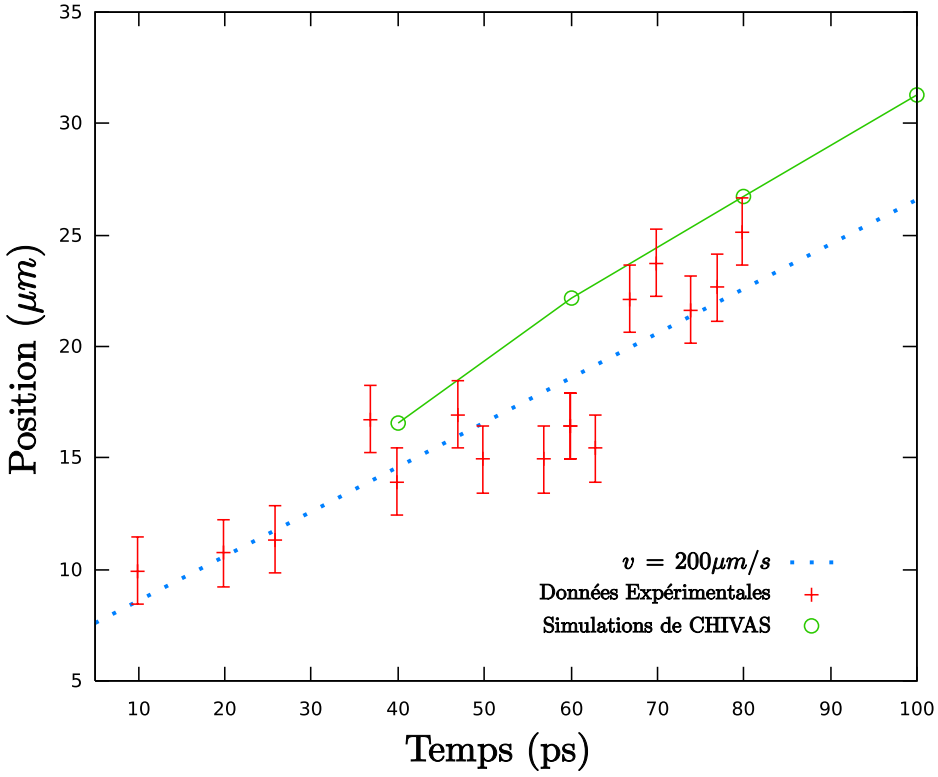


Fig. B.5 : Position de la densité électronique $2\times^{19}\ cm^{-3}$ en fonction du temps.

Bibliographie

S. Backus, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, D. M. Gold, H. Nathel, and W. E. White. Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target. *Optics Letters*, 18 :134–136, January 1993.

G.D. Badhwar, C.L. Deney, B.R. Dennis, and M.F. Kaplon. The non-linear response of the plastic scintillator NE102. *Nucl. Instr. and Meth. 57, 116 (1967)*, 1967.

V. Bagnoud and F. Salin. Influence of optical quality on chirped-pulse amplification : characterization of a 150-nm-bandwidth stretcher . *J. Opt. Soc. Am*, January 1999.

M. D. Barriga-Carrasco, G. Maynard, and Y. K. Kurilenkov. Influence of transverse diffusion within the proton beam fast-ignitor scenario. *Physical Review E*, 70(6) : 066407–+, December 2004. doi : 10.1103/PhysRevE.70.066407.

S. Betti, F. Ceccherini, F. Cornolti, and F. Pegoraro. Expansion of a finite-size plasma in vacuum. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47 :521–529, March 2005. doi : 10.1088/0741-3335/47/3/008.

C.K. Birdsall and A.B. Langdon. *Plasma Physics Via Computer*. McGraw-Hill, Inc., New York, NY, USA, 1985. ISBN 0070053715.

J.D. Birks. The theory and practice of scintillation counting . *Pergamon Press, 1967*, 1967.

N. Bohr. On the Constitution of Atoms and Molecules. *Phil. Mag.*, 26 :1, 1913.

M. Borghesi, A. J. MacKinnon, D. H. Campbell, D. G. Hicks, S. Kar, P. K. Patel, D. Price, L. Romagnani, A. Schiavi, and O. Willi. Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions. *Physical Review Letters*, 92(5) :055003–+, February 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.055003.

F. Brech and L. Cross. Optical microemission stimulated by a. ruby MASER. *Applied Spectroscopy*, 16 :59, 1962.

F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 59(1) :52–55, Jul 1987. doi : 10.1103/PhysRevLett.59.52.

V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, and V. Yanovsky. Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses. *Optics Letters*, 31 :1456–1458, May 2006.

E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. N. Beg, A. Machacek, P. A. Norreys, M. I. K. Santala, I. Watts, and A. E. Dangor. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids. *Phys. Rev. Lett.*, 84(4) :670–673, Jan 2000a. doi : 10.1103/PhysRevLett.84.670.

E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. Machacek, M. I. K. Santala, I. Watts, P. A. Norreys, and A. E. Dangor. Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids. *Physical Review Letters*, 85 :1654–1657, August 2000b. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.1654.

J. A. Cobble, R. P. Johnson, T. E. Cowan, N. Renard-Le Galloudec, and M. Allen. High resolution laser-driven proton radiography. *Journal of Applied Physics*, 92 :1775–1779, August 2002.

T. P. Coffey. Breaking of large-amplitude plasma oscillations. *Phys. Fluids ;14 : No. 7, 1402-6(Jul 1971).*, 1971.

W. B. Colson, J. McPherson, and F. T. King. High-gain imaging electron multiplier. *Rev. Sci. Instr. 44 No 12 (1973)*, 1973.

T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, S. Karsch, G. P. Le Sage, S. Letzring, M. Manclossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Pépin, and N. Renard-Legalloudec. Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator. *Physical Review Letters*, 92(20) :204801–+, May 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.204801.

M. H. Crowell. Characteristics of mode-coupled lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1 : 12, 1965.

J. M. Dawson. Nonlinear Electron Oscillations in a Cold Plasma. *Physical Review*, 113 : 383–387, January 1959. doi : 10.1103/PhysRev.113.383.

S. Dobosz, M. Schmidt, M. Perdrix, P. Meynadier, O. Gobert, D. Normand, K. Ellert, T. Blenski, A. Y. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, and N. E. Andreev. Observation of ions with energies above 100 keV produced by the interaction of a 60-fs laser pulse with clusters. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 88 :1122–1129, June 1999.

B. Dorschel, R. Bretschneider, D. Hermsdorf, K. Kadner, and H Kuhne. Measurement of the Track Etch Rates Along Proton and alpha Particle Trajectories in CR-39 and Calculation of the Detection Efficiency. *Radiation Measurements, Volume 31, Number 1, June 1999, pp. 103-108(6)*, 1999.

G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Physical Review E*, 69(2) : 026402–+, February 2004. doi : 10.1103/PhysRevE.69.026402.

N. A. Ebrahim, H. A. Baldis, C. Joshi, and R. Benesch. Hot electron generation by the two-plasmon decay instability in the laser-plasma interaction at 10.6 microns. *Physical Review Letters*, 45 :1179–1182, October 1980. doi : 10.1103/PhysRevLett.45.1179.

A. Einstein. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18 :121–128, 1917.

K. Estabrook and W. L. Kruer. Properties of resonantly heated electron distributions. *Phys. Rev. Lett.*, 40(1) :42–45, Jan 1978. doi : 10.1103/PhysRevLett.40.42.

K. G. Estabrook, E. J. Valeo, and W. L. Kruer. Two-dimensional relativistic simulations of resonance absorption. *Physics of Fluids*, 18 :1151–1159, September 1975.

D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E. L. Lindman, and R. L. Morse. Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma. *Physical Review A*, 11 :679–683, February 1975. doi : 10.1103/PhysRevA.11.679.

D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters*, 39 :284–288, August 1977.

E. Fourkal, T. Tajima, M. Ding, and C.M. Ma. Particle in cell simulation of laser-accelerated proton beams for radiation therapy. *Medical Physics*, 29 :2788–2798, December 2002.

E. Fourkal, J. S. Li, W. Xiong, A. Nahum, and C.-M. Ma. Intensity modulated radiation therapy using laser-accelerated protons : a Monte Carlo dosimetric study. *Physics in Medicine and Biology*, 48 :3977–4000, December 2003. doi : 10.1088/0031-9155/48/24/001.

E. Fourkal, I. Velchev, and C.-M. Ma. Coulomb explosion effect and the maximum energy of protons accelerated by high-power lasers. *PRE*, 71(3) :036412–+, March 2005. doi : 10.1103/PhysRevE.71.036412.

S. Fritzler, V. Malka, G. Grillon, J. P. Rousseau, F. Burgy, E. Lefebvre, E. D'Humières, P. McKenna, and K. W. D. Ledingham. Proton beams generated with high-intensity lasers : Applications to medical isotope production. *Applied Physics Letters*, 83 :3039–+, October 2003. doi : 10.1063/1.1616661.

J. Fuchs, Y. Sentoku, S. Karsch, J. Cobble, P. Audebert, A. Kemp, A. Nikroo, P. Antici, E. Brambrink, A. Blazevic, E. M. Campbell, J. C. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, H. Pépin, H. Popescu, N. Renard-Legalloudec, M. Roth, J. Schreiber, R. Stephens, and T. E. Cowan. Comparison of Laser Ion Acceleration from the Front and Rear Surfaces of Thin Foils. *Physical Review Letters*, 94(4) :045004–+, February 2005. doi : 10.1103/PhysRevLett.94.045004.

J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, and P. Audebert. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature Physics*, 48 :54, 2006. doi : 10.1038/nphys199.

A. Fukumi, M. Nishiuchi, H. Daido, Z. Li, A. Sagisaka, K. Ogura, S. Orimo, M. Kado, Y. Hayashi, M. Mori, S. V. Bulanov, T. Esirkepov, K. Nemoto, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, A. Noda, and S. Nakamura. Laser polarization dependence of proton emission from a thin foil target irradiated by a 70 fs, intense laser pulse. *Physics of Plasmas*, 12 :701–+, October 2005. doi : 10.1063/1.2074988.

M. Gerbaux, M. M. Aléonard, G. Claverie, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J. N. Scheurer, M. Tarisien, V. Méot, P. Morel, J. Faure, Y. Glinec, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, M. Manclossi, and J. Santos. Multi-MeV laser-produced particle sources : Characterization by activation techniques. *Journal de Physique IV*, 133 :1139–1141, June 2006. doi : 10.1051/jp4 :2006133232.

P. Gibbon. Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction : A coherent

water-window light source ? *Phys. Rev. Lett.*, 76(1) :50–53, Jan 1996. doi : 10.1103/PhysRevLett.76.50.

S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart, and R. Kristal. Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *Physics of Fluids*, 29 :2679–2688, August 1986.

D. Gold, H. Nathel, P. R. Bolton, W. E. White, and L. D. van Woerkom. Prepulse suppression using a self-induced ultrashort pulse plasma mirror. In *Proc. SPIE Vol. 1413, p. 41-52, Short-Pulse High-Intensity Lasers and Applications, Hector A. Baldis ; Ed.*, 1991.

T. Grismayer and P. Mora. Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum. *Physics of Plasmas*, 13 :2103–+, March 2006. doi : 10.1063/1.2178653.

A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii. Automodel motion of a rarefied plasma. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki (U.S.S.R.)*, 1965.

S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. MacKinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, and K. Yasuike. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas*, 7 :2076–2082, May 2000. doi : 10.1063/1.874030.

B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze, and J. C. Fernández. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature*, 439 :441–444, January 2006.

M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, and M. Roth. Mev ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. *Phys. Rev. Lett.*, 89(8) : 085002, Aug 2002. doi : 10.1103/PhysRevLett.89.085002.

C.F. Hendee and K.C. schmidt. Continuous channel electron multiplier operated in the pulse saturated mode (Continuous channel electron multiplier operated in pulse saturated mode, noting space charge limiting as major cause of gain saturation) . *ieee transactions on nuclear science. Vol. NS-13, pp. 100-111. June 1966*, 1966.

C. Joshi, M. C. Richardson, and G. D. Enright. Quantitative measurements of fast ions from CO2 laser-produced plasmas. *Applied Physics Letters*, 34 :625–627, May 1979.

A. Jullien, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J.-P. Chambaret, P. D'Oliveira, T. Auguste, and F. Falcoz. High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence. *Optics Letters*, 29 :2184–2186, September 2004. doi : 10.1364/OL.29.002184.

M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, and K. J. Witte. Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments. *Physical Review Letters*, 93(4) :045003–+, July 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.93.045003.

H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcone. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters*, 16 :490–492, April 1991.

S. Kar, M. Borghesi, L. Romagnani, S. Takahashi, A. Zayats, V. Malka, S. Fritzler, and A. Schiavi. Analysis of latent tracks for MeV protons in CR-39. *J. Appl. Phys. 101, 044510 (2007)*, 2007.

S. Karsch, S. Düsterer, H. Schwoerer, F. Ewald, D. Habs, M. Hegelich, G. Pretzler, A. Pukhov, K. Witte, and R. Sauerbrey. High-Intensity Laser Induced Ion Acceleration from Heavy-Water Droplets. *Physical Review Letters*, 91(1) :015001–+, July 2003. doi : 10.1103/PhysRevLett.91.015001.

L. V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 20 :1307–1314, 1965.

M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton, and S. C. Wilks. Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research. *Physics of Plasmas*, 5 :1966–1972, May 1998. doi : 10.1063/1.872867.

R. E. Kidder. Capsule implosion by extremely intense convergent light. *UCID-15432(Rev.1)*, 1976.

W. L. Kruer and K. Estabrook. J × B heating by very intense laser light. *Physics of Fluids*, 28 :430–432, January 1985.

E. Lefebvre, E. D'Humières, S. Fritzler, and V. Malka. Numerical simulation of isotope production for positron emission tomography with laser-accelerated ions. *Journal of Applied Physics*, 100 :3308–+, December 2006. doi : 10.1063/1.2362908.

A. Levy. Accélération de protons avec un laser à très haut contraste. In *Séminaire jeune chercheur CEA*, 2007a.

A. Levy. Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses. *Optics Letters*, 32 :310–312, 2007b.

Z. Li, H. Daido, A. Fukumi, A. Sagisaka, K. Ogura, M. Nishiuchi, S. Orimo, Y. Hayashi, M. Mori, M. Kado, S.V. Bulanov, T.Zh. Esirkepov, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, K. Nemoto, S. Nakamura, and A. Noda. Measurements of energy and angular distribution of hot electrons and protons emitted from a p- and s-polarized intense femtosecond laser pulse driven thin foil target. *Phys. Plasmas 13, 043104 (2006)*, 2006.

F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, P. McKenna, K. Osvay, D. Batani, and C.-G. Wahlstrom. Laser-Accelerated Protons with Energy-Dependent Beam Direction. *Physical Review Letters*, 95(17) :175002–+, October 2005. doi : 10.1103/PhysRevLett.95.175002.

C. Loty. Saturation effects in channel electron multipliers (Current and charge saturation effects on channel electron multipliers in continuous and pulse operation). *acta electronica. Vol. 14, pp. 107-119. 1971*, 1971.

A. J. MacKinnon, M. Borghesi, S. Hatchett, M. H. Key, P. K. Patel, H. Campbell, A. Schiavi, R. Snavely, S. C. Wilks, and O. Willi. Effect of Plasma Scale Length on Multi-MeV Proton Production by Intense Laser Pulses. *Physical Review Letters*, 86 : 1769–1772, February 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.1769.

A. J. MacKinnon, Y. Sentoku, Patel P. K., D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, Snavely R. Andersen, C., and R. R. Freeman. Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses. *Physical Review Letters*, 88(21) :215006–+, May 2002. doi : 10.1103/PhysRevLett.88.215006.

A. J. MacKinnon, P. K. Patel, R. P. Town, M. J. Edwards, T. Phillips, S. C. Lerner, D. W. Price, D. Hicks, M. H. Key, S. Hatchett, S. C. Wilks, M. Borghesi, L. Romagnani, S. Kar, T. Toncian, G. Pretzler, O. Willi, M. Koenig, E. Martinolli, S. Lepape,

A. Benuzzi-Mounaix, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. King, R. Snavely, R. R. Freeman, and T. Boehlly. Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic (invited). *Review of Scientific Instruments*, 75 :3531–3536, October 2004. doi : 10.1063/1.1788893.

A. J. MacKinnon, P. K. Patel, M. Borghesi, R. C. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, S. P. Hatchett, D. Hey, D. G. Hicks, S. Kar, M. H. Key, J. A. King, K. Lancaster, D. Neely, A. Nikkro, P. A. Norreys, M. M. Notley, T. W. Phillips, L. Romagnani, R. A. Snavely, R. B. Stephens, and R. P. J. Town. Proton Radiography of a Laser-Driven Implosion. *Physical Review Letters*, 97(4) :045001–+, July 2006. doi : 10.1103/PhysRevLett.97.045001.

T.H. Maiman. Stimulated Optical Radiation. in. Ruby. *Nature*, 187 :493, 1960.

A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov. Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser. *Physical Review Letters*, 84 :4108–4111, May 2000. doi : 10.1103/PhysRevLett.84.4108.

G. Malka and J. L. Miquel. Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target. *Physical Review Letters*, 77 :75–78, July 1996. doi : 10.1103/PhysRevLett.77.75.

V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d'Humieres, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albaret, S. Meyroneinc, JP. Chambaret, A. Antonetti, and D. Hulin. Practicability of proton-therapy using compact laser systems. *Med. Phys.*, 31 :1587–1592, June 2004.

P. McKenna, K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. Harman, P. Hatton, D. Neville, P. Brummitt, P. S. Foster, A. J. Langley, D. Neely, E. J. Divall, C. J. Hooker, R. J. Clarke, and R. M. Allott. Technical report.

P. McKenna, K. W. D. Ledingham, T. McCanny, R. P. Singhal, I. Spencer, E. L. Clark, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. S. Wei, J. Galy, J. Magill, R. J. Clarke, K. L. Lancaster, P. A. Norreys, K. Spohr, and R. Chapman. Effect of target heating on ion-induced reactions in high-intensity laser-plasma interactions. *Applied Physics Letters*, 83 :2763–+, October 2003. doi : 10.1063/1.1616972.

P. McKenna, K. W. Ledingham, J. M. Yang, L. Robson, T. McCanny, S. Shimizu, R. J. Clarke, D. Neely, K. Spohr, R. Chapman, R. P. Singhal, K. Krushelnick, M. S. Wei, and P. A. Norreys. Characterization of proton and heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils. *Physical Review E*, 70(3) :036405–+, September 2004. doi : 10.1103/PhysRevE.70.036405.

W. L. McLaughlin, C. Yun-Dong, C. G. Soares, A. Miller, G. van Dyk, and D. F. Lewis. Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 302 : 165–176, April 1991. doi : 10.1016/0168-9002(91)90506-L.

K. Michaelian and A. Menchaca-Rocha. Model of ion-induced luminescence based on energy deposition by secondary electrons. *Physical Review B*, 49 :15550–15562, June 1994. doi : 10.1103/PhysRevB.49.15550.

P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 90(18) :185002, May 2003. doi : 10.1103/PhysRevLett.90.185002.

P. Mora. Thin-foil expansion into a vacuum. *PRE*, 72(5) :056401–+, November 2005. doi : 10.1103/PhysRevE.72.056401.

Y. Murakami, Y. Kitagawa, Y. Sentoku, M. Mori, R. Kodama, K. A. Tanaka, K. Mima, and T. Yamanaka. Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target. *Physics of Plasmas*, 8 :4138–4143, September 2001. doi : 10.1063/1.1390333.

T. Nayuki, Y. Oishi, T. Fujii, K. Nemoto, T. Kayoiji, Y. Okano, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K.-I. Kondo, and K.-I. Ueda. Thin tape target driver for laser ion accelerator. *Review of Scientific Instruments*, 74 :3293–3296, July 2003. doi : 10.1063/1.1578156.

D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlstrom, and P. McKenna. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters*, 89 :1502–+, July 2006. doi : 10.1063/1.2220011.

K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee, K. Flippo, G. Mourou, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov. Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production. *Applied Physics Letters*, 78 :595–+, January 2001. doi : 10.1063/1.1343845.

Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, Y. Takizawa, X. Wang, T. Yamazaki, K. Nemoto, T. Kayoiji, T. Sekiya, K. Horioka, Y. Okano, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, and A. A. Andreev. Dependence on laser intensity and pulse duration in proton acceleration by irradiation of ultrashort laser pulses on a Cu foil target. *Physics of Plasmas*, 12 : 3102–+, July 2005. doi : 10.1063/1.1943436.

Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, X. Wang, and K. Nemoto. Dependence of Proton Source Size on Proton Energy Accelerated by Ultrashort Laser Pulse. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45 :1853–+, March 2006.

McKenna P., Lindau F., Lundh O., Neely D., Persson A., and Wahlstrom CG. High-intensity laser-driven proton acceleration : influence of pulse contrast. *Philos Transact A Math Phys Eng Sci. 2006 Mar 15;364(1840) :711-23*, 2006.

J.U. Park, S.H.and Jeong, K. Lee, D.H. Kim, Y.H. Cha, B.D. Yoo, I. Choi, T.J. Yu, Y.L. Lee, K.H. Hong, D.K. Ko, and J. Lee. Faraday Cup Measurements of a Laser-Induced Plasma for a Laser-Proton Acceleration. *JKPS Volume 49, Number 1, pp. S342 S346*, 2006.

P. K. Patel, A. J. MacKinnon, M. H. Key, T. E. Cowan, M. E. Foord, M. Allen, D. F. Price, H. Ruhl, P. T. Springer, and R. Stephens. Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam. *Physical Review Letters*, 91(12) :125004–+, September 2003. doi : 10.1103/PhysRevLett.91.125004.

A. Pukhov. Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser. *Physical Review Letters*, 86 :3562–3565, April 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.3562.

T. Radcliffe, G. Barnea, B. Wowk, R. Rajapakshe, and S. Shalev. Monte Carlo optimization of metal/phosphor screens at megavoltage energies. *Medical Physics*, 20 : 1161–1169, July 1993.

A. P. Robinson, A. R. Bell, and R. J. Kingham. Effect of Target Composition on Proton Energy Spectra in Ultraintense Laser-Solid Interactions. *Physical Review Letters*, 96 (3) :035005–+, January 2006. doi : 10.1103/PhysRevLett.96.035005.

L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke, K. W. D. Ledingham, F. Lindau, O. Lundh, T. McCanny, P. Mora, D. Neely, C.-G. Wahlström, Zepf M., and P. McKenna. Scaling of proton acceleration driven by petawatt laser plasma interactions . *Nature Physics*, 3 :58 – 62, 2007. doi : 10.1038/nphys476.

L. Romagnani, 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. Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons. *Physical Review Letters*, 95(19) :195001–+, October 2005. doi : 10.1103/PhysRevLett.95.195001.

M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell. Fast Ignition by Intense

Laser-Accelerated Proton Beams. *Phys. Rev. Lett.*, 86(3) :436–439, Jan 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.436.

H. Ruhl, S. V. Bulanov, T. E. Cowan, T. V. Liseikina, P. Nickles, F. Pegoraro, M. Roth, and W. Sandner. Computer Simulation of the Three-Dimensional Regime of Proton Acceleration in the Interaction of Laser Radiation with a Thin Spherical Target. *Plasma Physics Reports*, 27 :363–371, May 2001.

J.J. Santos, A. Debayle, P. Nicolay, V. Tikhonchuck, M. Manclossi, D. Batani, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, Malka V., and J. J. Honrubia. Fast-Electron Transport and Induced Heating in Aluminium Foils. A soumettre à Physics of Plasma, 2007.

J. Schreiber, F. Bell, F. Grüner, U. Schramm, M. Geissler, M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, B. M. Hegelich, J. Cobble, E. Brambrink, J. Fuchs, P. Audebert, and D. Habs. Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses. *Physical Review Letters*, 97(4) :045005–+, July 2006a. doi : 10.1103/PhysRevLett.97.045005.

J. Schreiber, S. Ter-Avetisyan, E. Risse, M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, W. Sandner, U. Schramm, D. Habs, J. Witte, and M. Schnürer. Pointing of laser-accelerated proton beams. *Physics of Plasmas*, 13 :3111–+, March 2006b. doi : 10.1063/1.2181978.

H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham, and T. Esirkepov. Laser plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. *Nature*, 439 :445–448, January 2006. doi : 10.1038/nature04492.

Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target. *Physics of Plasmas*, 10 : 2009–2015, May 2003. doi : 10.1063/1.1556298.

R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Phys. Rev. Lett.*, 85(14) :2945–2948, Oct 2000. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.2945.

D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56 :219–221, December 1985. doi : 10.1016/0030-4018(85)90120-8.

M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1 :1626–1634, May 1994.

M.M. Ter-Pogossian, M.E. Phelps, E.J. Hoffman, and N.A. Mullani. A positron emission transaxial tomograph for nuclear medicine Imaging (PETT). *Radiology*, 114 :89–98, 1975.

M.A. True, J.R. Albritton, and E.A. Williams. Fast ion production by suprathermal electrons in laser fusion plasmas. *Physics of Fluids*, 24 :1885–1893, October 1981.

S. C. Wilks and W. L Kruer. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas. *IEEE Journal of Quantum Electronics; VOL. 33; ISSUE : 11 ; PBD : Nov 1997*, 1997.

S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 69 :1383–1386, August 1992.

S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas*, 8 :542–549, February 2001. doi : 10.1063/1.1333697.

G. T. Wright. Scintillation Response of Organic Phosphors. *Physical Review*, 91 :1282–1283, September 1953. doi : 10.1103/PhysRev.91.1282.2.

M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, R. J. Clarke, A. E. Dangor, A. Gopal, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Tatarakis, U. Wagner, and M. S. Wei. Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets. *Physical Review Letters*, 90 (6) :064801–+, February 2003. doi : 10.1103/PhysRevLett.90.064801.

Liste des publications

1. D.Batani, M.Manclossi, JJ.Santos, VT. Tikhonchuk, J.Faure, A.Guemnie-tafo, « Transport of intense laser-produced electron beams in matter » Plasma Phys. Control. Fusion 48 B211-B220 (2006)
2. V.Malka, J.Faure, S.Fritzler, M.Manclossi, A.Guemnie-tafo, E.D'Humieres, E.Lefebvre, D.Batani, « Production of energetic proton beams with lasers » Rev. Sci. Instrum. 77, 03B302 (2006)
3. Y.Glinec, J.Faure, A.Guemnie-Tafo, V.Malka, H.Monard, JP.Larbre, V. de Waele, JL.Marignier, M.Mostafavi, « Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer » Rev. Sci. Instrum. 77, 103301 (2006)
4. M.Manclossi, A.Guemnie Tafo, D.Batani, V.Malka, S.Fritzler, E.Lefebvre and E.D'Humieres, "Proton beam generation by ultra-high intensity laser solid interaction. Radiation Effects and Defects in Solids, 160 :631-637, (2005)"
5. M. Gerbaux, M.M. Aléonard, G. Claverie, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J.N. Scheurer, M. Tarisien, V. Méot, P. Morel, J. Faure, Y. Glinec, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, M. Manclossi and J. Santos, "Multi-MeV laser-produced particle sources : Characterization by activation techniques" J. Phys. IV France 133 (2006) 1139-1141
6. G. Malka, M. M. Aleonard, G. Claverie, M. Gerbaux, F. Gobet, F. Hannachi, J. N. Scheurer, M. Tarisien, S.Fritzler, J.Faure, Y.Glinec, V.Malka, M.Manclossi, L.Notebaert, J.Santos, A.Tafo, N.Cochet, E.Lefebvre, V.Meot, P.Morel, and V.Tikhonchuk. Conférence SPIE, Proc. SPIE Vol. 5918, Laser-Generated, Synchrotron, and Other Laboratory X-Ray and EUV Sources, Optics, and Applications II

Liste des articles soumis à publication

7. A.Guemnie-Tafo, E.D'Humieres, F.Ewald, E.Lefebvre, E.Brambrick, V.Malka, L.Schwartz «Laser beam proton evolution with laser pulse duration », Physics of Plasma
8. J. J. Santos, M. Manclossi, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, V. Malka, D. Batani « Characterization of Multi-Temperature Fast Electron Beams on UHI Laser-Solid Interactions by Target Rear Side Self-Emission Diagnostics », Physics of Plasma

9. M.Gerbaux, M.M.Aléonard, G.Claverie , F.Gobet, F.Hannachi, G.Malka, J.N.Scheurer, M.Tarisien,V. Méot, P. Morel, J.Faure , Y. Glinec, A. Guemnie-Tafo, V.Malka, M. Manclossi and J. Santos « High flux of relativistic electrons produced in femtosecond laser-plasma interactions : Characterization with nuclear techniques », Review of Scientific instruments

10. E. d'Humieres, A. Guemnie Tafo, J. Fuchs, P. Antici, P. Audebert, E. Brambrink, T. Fuchs, E. Lefebvre, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyronneinc, P. Mora, H. Pépin and Y. Sentoku, "Characteristic acceleration time of laser accelerated MeV protons ", Physic of Plasma.

11. A. Flacco, A. Guemnie Tafo, R. Nuter, M. Veltcheva, D. Batani, E. Lefebvre and V. Malka "Characterization of controlled plasma expansion in the vaccum for laser driven ion acceleration", Physic of plasma.