École Doctorale Ondes et Matière

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée par

Michaël Carrié

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité : physique des plasmas

Accélération de protons par laser à ultra-haute intensité : étude et application au chauffage isochore

Thèse soutenue publiquement le 4 Février 2011 devant le jury composé de :

M. Dimitri **Batani**	Università degli studi di Milano-Bicocca
M. Julien **Fuchs**	Rapporteur, LULI, Ecole Polytechnique
Mme Anne **Héron**	Rapporteur, CPhT, Ecole Polytechnique
M. Erik **Lefebvre**	Encadrant de thèse CEA
M. Philippe **Martin**	Directeur de thèse Paris XI
M. Gilles **Maynard**	Président du jury, Directeur de Recherche, LPGP, Orsay

Thèse préparée au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
Direction des Applications Militaires - Centre de Bruyères-le-Châtel

École Doctorale Ondes et Matière

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée par

Michaël Carrié

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité : physique des plasmas

Accélération de protons par laser à ultra-haute intensité : étude et application au chauffage isochore

Thèse soutenue publiquement le 4 Février 2011 devant le jury composé de :

M. Dimitri **Batani**	Università degli studi di Milano-Bicocca
M. Julien **Fuchs**	Rapporteur, LULI, Ecole Polytechnique
Mme Anne **Héron**	Rapporteur, CPhT, Ecole Polytechnique
M. Erik **Lefebvre**	Encadrant de thèse CEA
M. Philippe **Martin**	Directeur de thèse Paris XI
M. Gilles **Maynard**	Président du jury, Directeur de Recherche, LPGP, Orsay

Thèse préparée au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
Direction des Applications Militaires - Centre de Bruyères-le-Châtel

A Papa,
Qui a vu le début de cette aventure sur Terre,
Et que la Nature a voulu reprendre un doux matin de Printemps.
Je sais que tu n'es jamais bien loin et il me semble encore entendre ta voix.
Mais comme bien souvent dans ces cas là, tu es parti trop tôt.
Parti trop tôt pour beaucoup trop de choses qu'il nous restait à faire.
Mais tu nous a appris à ne jamais baisser les bras, quelles que soient les circonstances.
On continue...

Somewhere over the rainbow
Way up high,
There's a land that I heard of
Once in a lullaby.
Somewhere over the rainbow
Skies are blue,
And the dreams that you dare to dream
Really do come true.
Someday I'll wish upon a star
And wake up where the clouds are far
Behind me.
Where troubles melt like lemon drops
Away above the chimney tops
That's where you'll find me.
Somewhere over the rainbow
Bluebirds fly.
Birds fly over the rainbow.
Why then, oh why can't I ?
If happy little bluebirds fly
Beyond the rainbow
Why, oh why can't I ?
(Judith Garland, 1939)

Remerciements

Désolé pour la taille de caractère et l'interligne. Je voulais être sûr de n'oublier personne (même si remercier toutes les personnes qui comptent est impossible en deux pages). Quand j'ai débuté cette thèse, comme la plupart des étudiants qui sortent de Master 2 j'imagine, j'avais une vision idéalisée du monde de la recherche, sûrement un peu trop nourrie par un système scolaire aujourd'hui déconnecté de la réalité, mais aussi une littérature décrivant une époque où pour faire de la physique, on avait plus souvent besoin de sa tête que d'un ordinateur (non pas que l'on n'ait plus besoin de sa tête aujourd'hui). Mon analyse serait biaisée, sans préciser qu'à l'époque dont je parle, la physique n'était pas aussi développpée et spécialisée qu'aujourd'hui. C'est en partie parce que Dame Nature ne se laisse pas facilement apprivoiser (si tout était linéaire, ça se saurait...), que l'homme a développé des stratégies, notamment numériques et informatiques, pour mieux la cerner...Et je sais de quoi je parle : un phénomène aussi simple conceptuellement que l'accélération de proton par laser (c'est facile de dire ça après 3 ans à m'être cassé quelques dents dessus...), nécessite des ressources informatiques que je n'avais pas encore soupçonnées et qui dépassaient de loin ce que je pouvais imaginer.

Je dois mon introduction au vaste monde de la physique des plasmas et de la modélisation numérique à Erik, mon directeur de thèse, qui en ce mois d'Août 2007 avait besoin d'un thésard, et moi, d'un directeur de thèse. Je te remercie de m'avoir reçu ce jour là et de m'avoir écouté, puis accepté pour le sujet que tu proposais (à 4 euros la grenadine et avec le recul, j'aurais pris une bière :)). Je n'ai jamais eu à me plaindre d'un manque d'écoute ou d'attention. Tu m'as rapidement fait comprendre que je devais travailler en autonomie, tout en assurant en tâche de fond la surveillance nécessaire. J'ai aussi beaucoup appris de ta rigueur et de tes conseils qui ont fait le succès des papiers que j'ai pu soumettre. Merci beaucoup. Un grand merci aussi à Laurent Gremillet pour m'avoir souvent (tout le temps ?) tenu tête, et après moultes reflexions, je comprenais pourquoi. Ce manuscrit lui doit beaucoup. Merci à Rachel Nuter de m'avoir initié à l'utilisation du code Calder au tout début et avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discussions sur l'accélération de protons par laser. Je tiens aussi à remercier Laurence Bonnet pour avoir pris le temps de corriger ma thèse malgré son emploi du temps de chef de service, mais aussi de mettre un point d'honneur à la bonne intégration des étudiants qui arrivent dans le service. Cette thèse doit beaucoup aux excellentes conditions de travail et à l'ambiance qu'il règne au sein du service ppe. Merci aussi aux expérimentateurs et physiciens François, Alessandro, Tibé et Victor avec qui j'ai pu échanger et comparer certains des mes résultats. J'ai aussi été ravi de pouvoir vous apporter un soutien numérique quand vous en aviez besoin. Un grand merci à Sylvie pour la partie administrative, mais aussi pour sa gentillesse et le dépannage en nicotine quand j'étais à sec. Merci à Serge pour la rédaction d'article (c'est pour quand ?), à Benoît d'aller direct dans l'pentu (ya que ça de vrai...et d'autres choses aussi pssssiiitt). Merci à Alex, le poinçonneur des lilas, de m'avoir supporté dans le bureau (tout comme Fred qui est parti depuis) et de faire plein de petits trous dans des plasmas, à Yohan et Déborah d'aller courir tous les midis (ou presque) à ma place, à Zohra de partir en vacances loin sans rien dire à personne et de m'avoir rappelé, à juste titre et en chanson "la vie c'est pas facile, faut pas s'laisser aller", à Sarah de faire marcher le commerce de la patate et d'avoir accepté de corriger mon manuscrit. Encore merci et tu me feras le plaisir de manger des légumes ! ! ! Merci aussi à toute l'équipe du côté obscur de la force : Laurent, Daniel, Gauthier, Quentin, Cédric et Franck pour les repas partagés au CA2 et les nombreuses discussions (en particulier celle du sheep jacking). Merci aussi à toi Anne-Sophie d'avoir pris le

temps de lire mon manuscrit pendant que je jetais un coup au tien. Et félicitations !!!

Je tiens aussi à remercier les membres du jury, notamment les rapporteurs M. Julien Fuchs et Mme Anne Héron pour le cadeau empoisonné que je leur ai fait avant les vacances de Noël. Merci également à M. Dimitri Batani d'avoir accepté de venir d'aussi loin, ainsi qu'à M. Gilles Maynard d'avoir trouvé du temps dans un calendrier que j'imagine bien chargé.

La thèse, c'est aussi une grande aventure humaine à l'extérieur (comme à l'intérieur) du labo. Allez expliquer à n'importe quelle personne ne faisant plus de physique depuis le lycée (voire avant pour certains), notamment les membres de votre famille et/ou vos amis, en quoi consiste votre travail !!! Du style : "je comprends pas la moitié des mots que tu me dis" ou bien "Et heeeeuuuu...ça sert à quoi ?", voire "Et sinon, toi, tu sers à quoi ?", la pire étant "Pour faire quoi après ?". Ces questions sont redoutables et nous obligent à faire preuve d'une certaine pédagogie (et réflexion sur nous-même) qui s'apprend sur le terrain. D'autant plus que bien souvent, vous êtes amenés à traiter de sujets plus généraux encore. C'est peut-être un des paragraphes les plus courts, mais je pense qu'il me faudrait un nombre conséquent de pages pour le développer. Je tiens donc à remercier en groupe mes cousins Brice, Emilie, Mathieu, Marie-C, Magalie, Gaëlle (et Félice) et les autres, ainsi que les toulousains, entre autres Adams, Ninette (non Ninette, les données de ton disque dur ne sont pas effacées grâce à une raclette qui racle la surface du disque dur - c'est de l'électromagnétisme), Mathieu, Laurent et Guillaume avec qui, certaines discussions nous ont menés à la boulangerie à 7h du mat' et à la pharmacie en fin d'aprem'. Une mention toute particulière aux toulousains exilés à Paris : Rémi, Damien (et Annabelle), Julie et Jalila. Certains s'en vont et d'autres arrivent tout juste pour enseigner. Bon courage à ceux qui restent, et à Damien pour avoir accepté de faire une thèse après 3 années à bosser dans une start-up (t'es taré lol). Et achetez vous une bombe lacrymo pour aller au lycée. Ca craint !

Un grand merci à Karen, qui me supporte depuis un petit moment déjà, et qui a su me supporter quand j'étais insupportable, m'encourager quand je baissais les bras, me remonter le moral quand j'étais démoralisé, encore et encore... Merci pour ta joie de vivre et ton sourire (qui a su apporter le soleil qu'il nous a manqué), ton soutien dans les moments difficiles, ta relecture attentive et ton risotto champipi, lardons et cœurs d'artichaut qui casse du bois (recette aaaaaaaannncestrale quelque peu modifiée mais je suis sûr que Bruna y trouverait son compte). Je rajouterai que selon Karen, la rédaction n'a pas été aussi pire que ce à quoi elle s'attendait. Cela ne serait donc pas cette épreuve si redoutable qui effraie, de loin parce que dans 3 ans, un thésard qui débute ? Pour ceux que cela intéresse, il m'a fallu environ deux mois et demi pour écrire le manuscrit que vous tenez dans les mains. Merci aussi à Serge, Gisèle, Franca et Jacky, entre autres, pour les cures de fromages à chaque fois qu'on retourne dans les montagnes et qui tombent quand on décide de se mettre à la diète. Comme par hasard...

Enfin, un grand merci à Maman, à Guillaume, à Mamie qui ont su relever la tête et se battre pour trouver la force de continuer. Merci aux potes à Papa et aux Smarties, ainsi qu'à Marraine et Parrain pour votre soutien dans ces moments difficiles.

Merci pour tout Papa.

Table des matières

I Notions fondamentales et description de l'interaction laser-plasma 1

1 Physique de l'interaction laser-plasma 3
1.1 Lasers ultra brefs et intenses . . . 3
1.1.1 Historique . . . 3
1.1.2 Lasers femtosecondes à ultra-haute intensité . . . 4
1.1.3 Amélioration du contraste . . . 5
1.2 Ionisation par effet de champ . . . 6
1.3 Mouvement d'un électron dans une onde laser . . . 8
1.3.1 Equation relativiste du mouvement . . . 9
1.3.2 Force pondéromotrice . . . 10
1.4 Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma . . . 11
1.4.1 Relation de dispersion et densité critique . . . 11
1.4.2 L'effet de peau . . . 13
1.4.3 Effets relativistes . . . 15
1.5 Absorption d'une onde électromagnétique dans un plasma sur-critique 15
1.5.1 Collisionnalité des plasmas étudiés . . . 15
1.5.2 Absorption collisionnelle . . . 16
1.5.3 Mécanismes d'origine non-collisionnels . . . 17
1.6 Applications de l'interaction à ultra-haute intensité . . . 21
1.6.1 Génération d'électrons pour l'allumage rapide . . . 21
1.6.2 Génération de rayonnements X et harmoniques . . . 23
1.6.3 Accélération de particules : vers des structures de type table-top 23
1.6.4 Applications médicales . . . 24
1.6.5 Chauffage isochore . . . 24
1.7 Etat de l'art . . . 25
1.8 Enjeux et objectifs . . . 28

2 Description cinétique et code PIC 31
2.1 Description cinétique . . . 31
2.2 Méthode PIC . . . 35
2.2.1 Le code Calder . . . 35
2.2.2 Diagnostics et unités . . . 37
2.2.3 Limitation des codes PIC . . . 38

3 Dynamique ionique : mécanisme du TNSA 41
3.1 Target Normal Sheath Acceleration : approche particulaire 41
3.1.1 Principe : interaction laser-plasma en incidence oblique . . . 42
3.1.2 Génération d'électrons dits "chauds" 43
3.1.3 Lien entre champ ambipolaire et densité d'électrons chauds . 44
3.1.4 Accélération de protons 46
3.1.5 Conclusions 48
3.2 Autres mécanismes d'accélération 48
3.3 Description théorique du TNSA : approche fluide isotherme 49
3.4 Détente auto-similaire d'un plasma 50
3.5 Le modèle de Mora 53
3.5.1 Cas où un préplasma est initialement présent 53
3.5.2 Forme du spectre ionique 54
3.6 Conclusions 54

II Accélération de protons par laser : études numériques 57

4 Dépendance avec la durée d'impulsion 59
4.1 Introduction 59
4.2 Initialisation des calculs 60
4.3 Influence de la durée d'impulsion 61
4.3.1 Résultats pour le profil à bords raides 61
4.3.2 Ajout d'un préplasma en face avant 63
4.3.3 Résultats avec un profil exponentiel 63
4.3.4 Efficacité de conversion laser-protons 64
4.4 Discussions et interprétations 65
4.4.1 Adoucissement du gradient de densité face avant 65
4.4.2 Détente de la face arrière 65
4.4.3 Densité et température des électrons chauds 67
4.4.4 Champ électrostatique accélérateur 69
4.4.5 Influence du temps d'accélération des protons 72
4.4.6 Conclusions 75
4.5 Résultats expérimentaux 76
4.5.1 Paramètres de l'expérience 76
4.5.2 Mesure de l'énergie maximale des protons 77
4.5.3 Influence de l'épaisseur de la cible 78
4.6 Conclusions 80

5 Un modèle semi-analytique du TNSA 81
5.1 Description 81
5.2 Simulations numériques 85

6 Modèle semi-analytique en incidence oblique 87
6.1 Transformation relativiste . . . 88
6.1.1 Equation du champ magnétique dans le repère du laboratoire 88
6.1.2 Equation du champ magnétique dans le repère dérivant . . . 90
6.2 Equation du mouvement électronique dans le repère dérivant 93
6.2.1 Résolution numérique . . . 94
6.2.2 Variations paramétriques . . . 94
6.3 Extension du modèle de Passoni . . . 97
6.3.1 Transformation de la fonction de distribution . . . 97
6.3.2 Evaluation de φ'_{-d} et de T'_h . . . 100
6.3.3 Retour dans le repère du laboratoire . . . 101
6.4 Simulations numériques . . . 102
6.5 Conclusions . . . 106
6.6 Lois d'échelle pour l'énergie maximale des protons . . . 107

III Application des faisceaux de protons accélérés par laser au chauffage isochore 111

7 Introduction 113
7.1 Présentation de l'étude . . . 113
7.2 Codes de calcul . . . 117
7.2.1 Le code Calder Monte Carlo . . . 117
7.2.2 Le code Esther . . . 118

8 Etudes préliminaires 121
8.1 Configuration de la cible source de protons . . . 121
8.2 Initialisation des simulations PIC . . . 122
8.3 Résultats . . . 123
8.3.1 Simulations PIC . . . 123
8.3.2 Simulations CMC . . . 123
8.3.3 Simulations Esther . . . 127
8.3.4 Conclusions . . . 127

9 Variations paramétriques 129
9.1 Densité du plot et distance à la cible source . . . 129
9.2 Tache focale du laser . . . 132
9.3 Intensité laser . . . 133
9.4 Modifications du chauffage avec les paramètres du substrat . . . 135
9.4.1 Variations de l'épaisseur du substrat . . . 135
9.4.2 Rapport A/Z . . . 136

10 Cibles courbes 141
10.1 Simulation de référence . . . 141
10.2 Variation du rayon de courbure . . . 142
10.2.1 Cas $R_c = 160$ μm . . . 142
10.2.2 Cas $R_c = 80$ μm . . . 143

10.3 Chromatisme des cibles cylindriques 145
10.4 Conclusions 150

Conclusions **153**

Perspectives **157**

Bibliographie **158**

Liste des notations principales

Constantes	
c	célérité de la lumière dans le vide
ϵ_0, μ_0	permittivité et perméabilté du vide
k_B	constante de Boltzmann
h	constante de Planck
m_e, m_p, m_i	masses au repos électronique, protonique et ionique
$-e$, Ze	charges électronique et ionique
Symboles	
t	temps
r, x, y, z	vecteur position, abscisse, ordonnée, cote
$\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$, $\vec{e}_z$	vecteurs unitaires
I_0, a_0^2	éclairement (intensité) d'une impulsion laser, éclairement normalisé
$\vec{E}$, $\vec{B}$	champ électrique et magnétique
I_{18}	intensité laser en unités de 10^{18} W/cm^2
Φ, $\vec{A}$	potentiels scalaire et vecteur
λ_0, ω_0	longueur d'onde et pulsation d'une onde laser dans le vide
n_e, n_i, n_c	densités électronique, ionique et densité critique
n_h, T_h	densité et température des électrons chauds
c_s, v_{th}	vitesse acoustique et vitesse thermique
$\vec{v}$, $\vec{p}$	vecteurs vitesse et impulsion
β, γ	vitesse rapportée à c et facteur de Lorentz
ρ, $\vec{j}$	densité de charge et vecteur densité de courant
ω_p, ω_{pe}, ω_{pi}	pulsations plasma, électronique et ionique
λ_D	longueur de Debye
l_{front}, l_{back}	longueurs de gradient en face avant et face arrière

Dans ce manuscrit, il est souvent question de température au sens d'énergie. Par abus de language et de notation, nous omettrons la constante de Boltzmann dans l'écriture des températures, i.e. $k_BT \equiv T$.

Première partie

Notions fondamentales et description de l'interaction laser-plasma

Chapitre 1

Physique de l'interaction laser-plasma

1.1 Lasers ultra brefs et intenses

1.1.1 Historique

La découverte de l'effet laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) au début des années 60 a rendu possible la concentration d'énergie lumineuse autour d'une bande très étroite de longueur d'onde (monochromaticité), d'espace et de temps (cohérence spatiale et temporelle). Ces propriétés ont permis de multiples avancées en recherche fondamentale et appliquée aussi bien que dans les applications industrielles (découpe au laser), médicales (chirurgie au laser) ou grand public.

La puissance des lasers a évolué de plus de dix ordres de grandeur depuis leur création. Ces évolutions se sont faites progressivement au rythme des avancées technologiques qui ont permis d'extraire de plus en plus d'énergie des milieux amplificateurs tout en réduisant la durée d'impulsion. Au tout début, ils n'étaient capables de délivrer que quelques millijoules sur des durées d'impulsion microsecondes. Des améliorations techniques successives (modulation du facteur de qualité de la cavité, laser à blocage de modes) ont réduit les durées d'impulsion à la picoseconde. En 1977, les lasers à CO_2 (longueur d'onde de 10.6 μm) délivraient quelques 10^{16} W/cm^2 pendant quelques nanosecondes, point d'orgue de la technologie à blocage de modes qui stagna jusqu'au milieu de années 80 où une rupture technologique majeure permit un gain de plusieurs ordres de grandeur en termes d'intensités disponibles comme le montre la Figure 1.1.

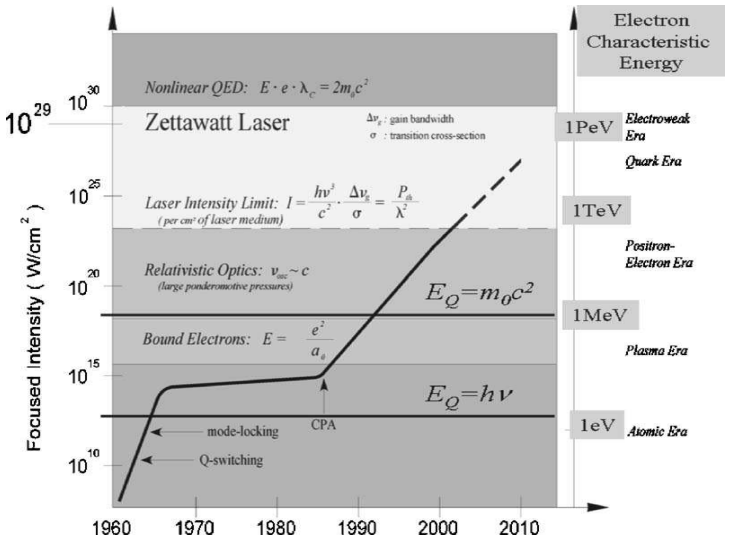


FIGURE 1.1 – *Evolution en fonction du temps des intensités lasers. Figure extraite de la référence [Mourou 06].*

1.1.2 Lasers femtosecondes à ultra-haute intensité

D'une manière générale, l'énergie par unité de surface qui peut être extraite d'un milieu amplificateur est du même ordre de grandeur que la fluence de saturation du matériau : $F_{sat} = \hbar\omega_0/\sigma$ avec $\hbar$ la constante de Planck normalisée à 2π, ω_0 la pulsation laser et σ la section efficace d'émission stimulée. Jusque dans le milieu des années 80, les lasers de puissance disponibles avaient des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde et des intensités crêtes de quelques 10^{14-16} W/cm^2. Un premier pas a été franchi en remplaçant les excimères et dymères des années 60 par des cristaux de type saphir-titane ou des verres au néodyme qui ont augmenté de 3-4 ordres de grandeur la fluence de saturation et donc l'énergie que l'on peut en extraire. La mise au point du Chirped Pulse Amplification dans le milieu des années 80 [Strickland 85, Maine 88] a permis de réduire significativement la durée d'impulsion (de 10^{-12} à 10^{-15} secondes) tout en limitant les effets non linéaires liés à l'indice de réfraction. Ces effets non linéaires de l'indice de réfraction sont mesurés par l'intégrale :

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

avec n_2 qui est de l'ordre de 5×10^{-16} cm^2/W pour le saphir-titane (n_2 désigne le premier coefficient non linéaire de l'indice optique : $n = n_1 + n_2 I$). Cette intégrale traduit la perturbation spatiale du front d'onde accumulée sur une distance de propagation L [1]. Pour des applications à ultra-haute intensité, cette intégrale ne doit pas dépasser quelques dixièmes de radian. Au-delà, les variations spatiales d'indice sont à l'origine de l'autofocalisation de l'onde et de sa filamentation et donc d'une

1. Extraire 1 J/cm^2 dans un pulse de 100 fs (qui correspond à une intensité $I = 10^{13}$ W/cm^2) avec des longueurs caratéristiques de propagation dans le milieu amplificateur de l'ordre de 10 cm conduit à $B \sim 3.14 \times 10^3$ pour une longueur d'onde de 1 μm.

dégradation de l'impulsion. Pour maintenir ces perturbations à un niveau acceptable, l'onde est d'abord étirée temporellement, grâce à une paire de réseaux de diffraction, d'un facteur 10^3 à 10^6. L'énergie contenue dans l'onde reste constante. Cette onde est ensuite envoyée dans un amplificateur où l'énergie est multipliée par un facteur 10^6 à 10^{12} avant d'être recomprimée. Le principe d'amplification par CPA est résumé sur la Figure 1.2. Ainsi, il est possible d'atteindre des énergies de quelques joules pour des intensités crêtes de 10^{20} W/cm^2 et des durées d'impulsion de la dizaine/centaine de femtosecondes.

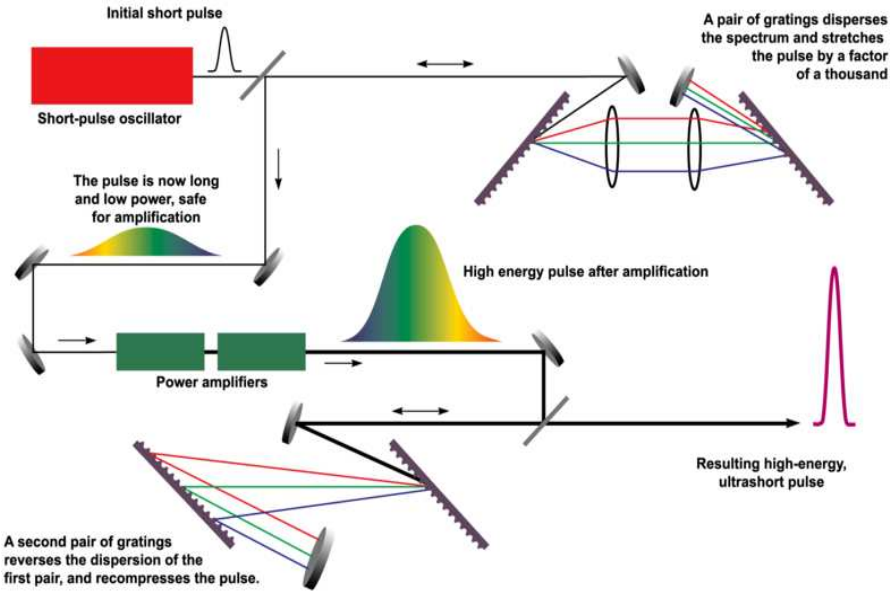


FIGURE 1.2 – *Principe de l'amplification par étirement de l'onde laser (Source : Departement of Energy).*

1.1.3 Amélioration du contraste

Lors de l'amplification, l'onde mais aussi les bruits parasites (d'origine thermique) et les défauts de la chaîne laser sont amplifiés et peuvent atteindre des niveaux tels que ces pré-impulsions peuvent perturber l'interaction de la cible avec le maximum de l'impulsion. Sur une installation laser standard, le contraste (rapport entre l'intensité crête et le niveau de la pré-impulsion) est de l'ordre de 10^6. Pour des intensités crêtes de l'ordre de 10^{19} W/cm^2, l'intensité de la pré-impulsion atteint des niveaux élevés de l'ordre de 10^{13} W/cm^2 sur des durées de l'ordre de la centaine de picosecondes. Compte tenu des intensités atteintes et des durées d'interaction, un plasma peut se former en face avant et perturber l'interaction de l'impulsion crête avec la cible (cet effet sera discuté dans un contexte différent, celui de l'allongement de la durée d'impulsion, dans la partie 4.3). Pour s'en affranchir, il faut être capable de nettoyer l'impulsion principale du piédestal. Il existe deux techniques expérimentales qui ont permis le développement de l'interaction laser-matière à ultra-haut contraste et à ultra-haute intensité : le double miroir plasma

[Dromey 04] et le XPW [Jullien 05] (acronyme pour Crossed Polarized Wave generation). Ainsi, il a été possible de développer la génération d'harmoniques sur cible solide [Thaury 09] et l'accélération de protons avec des cibles nanométriques non perturbées [Ceccotti 07].

Le miroir plasma

Le principe de fonctionnement du miroir plasma peut être décrit de la façon suivante : lorque l'impulsion laser est focalisée sur un diélectrique, le comportement du matériau va différer selon qu'il interagit avec le piédestal ou le pic principal. En d'autres termes, le diélectrique, en deçà d'une certaine intensité, est transparent. La quasi-totalité du piédestal est transmise à travers le miroir. A partir d'une certaine intensité, atteinte au cours de la montée temporelle vers le pic principal, l'intensité de l'impulsion devient telle qu'elle est capable d'ioniser le diélectrique par avalanche électronique ou excitation multiphotonique. Un plasma est ainsi généré au point d'interaction. Comme nous le verrons dans la partie 1.4, ce plasma est réfléchissant pour une impulsion laser de longueur d'onde infrarouge ou visible. Cette ionisation étant un phénomène très rapide (de l'ordre de la femtoseconde), si l'intensité seuil est atteinte dès le début du front montant de l'onde laser, celle-ci sera entièrement réfléchie alors que le piédestal aura été transmis : l'impulsion principale se retrouve donc nettoyée et le contraste peut atteindre 10^8. Pour des expériences d'accélération de protons sur des cibles nanométriques ou de génération d'harmoniques, il est préférable d'augmenter encore le contraste de manière à limiter les perturbations des faces (avant et/ou arrière) de la cible, avant l'arrivée du maximum de l'impulsion. Il est possible de gagner encore deux ordres de grandeur en utilisant non plus un, mais deux miroirs plasma comme décrit dans la référence [Lévy 07].

Le XPW

Le XPW est une technique de filtrage non linéaire basée sur l'utilisation du tenseur d'ordre 3 de certains cristaux (en particulier le fluorure de baryum BaF_2). L'amélioration du contraste réside dans le fait que la rotation de la polarisation du champ électrique à la sortie du cristal dépend de l'intensité à l'entrée du cristal à la puissance 3. Il est donc possible de sélectionner, en utilisant des polariseurs en sortie du cristal, la partie principale de l'impulsion sans le piédestal. Ces deux techniques permettent à l'heure actuelle d'obtenir des contrastes de l'ordre de 10^8 à 10^{10}.

1.2 Ionisation par effet de champ

L'objectif de cette section est de présenter l'effet d'une impulsion laser ultra-intense sur la matière à partir de considérations atomiques simples. Cette description va nous permettre d'évaluer l'ordre de grandeur du champ électrique, et donc de l'intensité laser, auquel doit être soumis un atome pour perdre au moins un électron. Dans une onde laser ultra-intense, les phénomènes d'ionisation sont principalement des processus multiphotoniques [Mainfray 91] : un électron absorbe

plusieurs photons avant d'atteindre un état libre. Ces processus multiphoniques sont facilités par l'effet tunnel qui augmente la probabilité pour un électron de franchir la barrière de potentiel qui le lie à l'atome. Le modèle hydrogénoïde de Bohr suffit pour considérer l'ordre de grandeur des champs électriques qui lient les électrons des couches externes au noyau. Dans le modèle de Bohr, l'atome d'hydrogène est modélisé par un électron chargé négativement de masse m_e et tournant autour d'un proton infiniment lourd chargé positivement. En tenant compte de la quantification du moment cinétique de l'électron, la résolution de l'équation du mouvement classique donne l'expression du rayon atomique de Bohr correspondant à la première orbitale $n = 1$:

$$r_b = \frac{\hbar}{m_e e^2} = 5.3 \times 10^{-9} \text{ cm}.$$

A une distance égale au rayon de Bohr, le champ électrique s'estime à partir de la force de Coulomb :

$$E_b = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_b^2} \simeq 5.1 \times 10^7 \text{ V/cm}.$$

Cette expression permet de déterminer l'intensité laser à partir de laquelle le champ électrique du laser est de l'ordre de grandeur du champ électrique de liaison entre l'électron et l'atome :

$$I_b = \frac{\epsilon_0 c E_b^2}{2} \simeq 3.51 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2.$$

Dès que l'intensité de l'onde laser devient de l'ordre de grandeur de I_b, le champ coulombien ressenti par l'électron est modifié et la barrière de potentiel qui le lie au noyau est abaissée. Une image classique de ce phénomène est décrite par le modèle de Bethe [Bethe 72] dans lequel le potentiel coulombien de l'atome est diminué par la présence d'un champ électrique homogène et stationnaire :

$$V(r) = -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} - Er.$$

Z est le nombre d'électrons. Le deuxième terme correspond à la perturbation liée au champ électrique extérieur E. Cette expression montre que pour $r \gg r_{max}$, le potentiel est inférieur au potentiel non perturbé. Ce potentiel est maximal en $r_{max} = (Ze/4\pi\epsilon_0 E)^{1/2}$, et on pose $eV(r_{max}) = \Phi_{ion}$ le travail qu'il faut fournir aux électrons pour atteindre l'état d'ionisation correspondant. Le champ électrique en $r = r_{max}$ est alors donné par :

$$E = \frac{\Phi_{ion}^2 \pi \epsilon_0}{Ze^3}.$$

On peut ainsi définir une intensité :

$$I = \frac{c\epsilon_0 E^2}{2}.$$

Pour l'atome d'hydrogène, $Z = 1$ et $\Phi_{ion} = 13.6\ eV$. L'application numérique donne une intensité laser de 1.4×10^{14} W/cm^2. Ce simple calcul permet de justifier

qu'une cible soit instantanément ionisée lors de l'interaction avec une onde laser ultra-intense. Ainsi, l'essentiel de l'impulsion interagit avec le plasma qui se forme durant le front montant de l'onde.

On vient de donner une image simplifiée de la création d'un plasma au niveau du point d'interaction du laser avec la cible. L'ionisation de la face arrière se produit par un tout autre mécanisme : les densités de cibles utilisées dans ce contexte sont telles que le rayonnement laser ne peut se propager à l'intérieur. Pour comprendre comment un plasma peut alors être créé en face arrière, et ainsi permettre l'observation de particules énergétiques, il faut imaginer, lors de l'interaction de l'impulsion laser avec la face avant de la cible, que des électrons sont injectés à l'intérieur de la cible avec des vitesses proches de la célérité de la lumière. Ces électrons débouchent en face arrière et sont soumis progressivement au champ électrostatique qu'ils génèrent par séparation de charge (compte tenu de leur inertie, les ions sont immobiles sur l'échelle de temps caractéristique du mouvement électronique que nous évaluerons plus tard). Le champ électrostatique ainsi créé peut s'écrire dans le cadre d'une approche simplifiée [Fill 01] :

$$E_{max} \simeq 6.4 \times 10^{12} \gamma_0^{1/2} \beta_0 \text{ V/m}.$$

γ_0 et β_0 sont les facteurs relativistes du faisceau d'électrons injecté dans la cible. On comprend ainsi qu'un faisceau d'électrons relativistes produit en face avant et traversant la cible génère un champ électrostatique en face arrière bien supérieur au champ coulombien créé par un noyau atomique. Les atomes situés sur la face arrière de la cible se trouvent donc ionisés de manière quasi-instantanée et accélérés par le champ de séparation de charge induit dans le vide par les électrons rapides.

1.3 Mouvement d'un électron dans une onde laser

Le point de départ de l'interaction laser-matière est l'étude du mouvement d'un électron dans une onde électromagnétique plane. Ce problème peut être résolu exactement [Landau 62]. On en rappelle ici les principales lignes dans le cas d'une onde plane, monochromatique. Le mouvement d'une particule dans un champ électromagnétique $\left(\vec{E}, \vec{B}\right)$ est entièrement décrit par l'équation de Lorentz :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right).$$

L'énergie de la particule obéit à l'équation d'évolution :

$$\frac{d}{dt}\left(\gamma m_e c^2\right) = -e\vec{v}.\vec{E},$$

où $\vec{p} = \gamma m_e \vec{v}$ et $\gamma = \sqrt{1 + \left(\vec{p}/m_e c\right)^2}$.

1.3.1 Equation relativiste du mouvement

Pour résoudre le mouvement de l'électron, on considère une onde plane, progressive se propageant dans la direction $+x$ et représentée par son potentiel vecteur :

$$\vec{A}(\omega_0, \vec{k_0}) = (0, pA_0\cos(\phi), \sqrt{1-p^2}A_0\sin(\phi)),$$

avec $\phi = \omega_0 t - k_0 x$ la phase de l'onde, $A_0 = E_0/\omega_0$ l'amplitude du potentiel vecteur exprimée en fonction du champ électrique laser, et p le paramètre de polarisation tel que $p = (\pm 1, 0)$ pour une onde polarisée linéairement et $p = \pm 1/\sqrt{2}$ pour une onde polarisée circulairement. On introduit les variables adimensionnées : $t \to \omega_0 t$, $x \to k_0 x$, $\vec{v} \to \vec{v}/c$, $\vec{p} \to \vec{p}/m_e c$ et $\vec{A} \to e\vec{A}/m_e c$. La résolution des équations du mouvement et de l'énergie, en considérant initialement un électron au repos, conduit à l'expression des trois composantes de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire en fonction de A_0 et du paramètre de polarisation :

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{A_0^2}{4}[1 + (2p^2 - 1)\cos(2\phi)], \\ p_y &= pA_0\cos(\phi), \\ p_z &= \sqrt{1-p^2}A_0\sin(\phi). \end{aligned}$$

On définit le paramètre a_0 comme étant égal à l'impulsion transverse maximale de l'électron dans l'onde ramenée à son impulsion au repos $m_e c$. Pour une onde plane polarisée linéairement ($p = 1$) et se propageant dans la direction des x croissants, on obtient [1] :

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

Dans la limite classique, a_0 mesure le rapport $v_\perp/c$. En fonction des paramètres laser et en utilisant la relation $I/c = \epsilon_0 E_0^2/2$, où I est l'intensité laser et E_0 l'amplitude maximale du champ électrique, cette expression s'écrit :

$$a_0 = 0.85\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu m}^2}.$$

I_{18} est l'intensité laser exprimée en unité de 10^{18} W/cm^2 et $\lambda_{\mu m}$ la longueur d'onde laser en μm. [2] Pour un électron initialement au repos, on a $p_x = p_\perp^2/2$, $d\phi/dt = 1/\gamma$ et $\vec{p} = d\vec{r}/d\phi$. Le système précédent peut alors être intégré et on obtient l'orbite d'un électron dans le référentiel du laboratoire pour une polarisation quelconque p :

$$\begin{aligned} x &= \frac{A_0^2}{4}[\phi + \frac{(2p^2-1)}{2}\sin(2\phi)], \\ y &= pA_0\sin(\phi), \\ z &= -\sqrt{1-p^2}A_0\cos(\phi). \end{aligned}$$

Quelle que soit la polarisation de l'onde, la solution de l'équation du mouvement fait apparaître un terme séculaire dans la direction de propagation du laser $+x$

1. Le symbole $\perp$ représente le plan orthogonal à la direction de propagation du laser.

2. A titre d'exemple, pour une longueur d'onde laser $\lambda = 1$ μm, le mouvement de l'électron dans l'onde est relativiste, i.e. $a_0 \geq 1$, pour des intensités $I \geq 1.38 \times 10^{18}$ W/cm^2.

et un terme oscillant à 2ϕ. On peut aussi remarquer que pour une polarisation circulaire, $p = \pm 1/\sqrt{2}$, la composante haute fréquence du mouvement longitudinal disparaît et le mouvement transversal est circulaire. Avant d'aller plus loin, il faut aussi noter qu'un tel mécanisme ne permet pas à un électron de gagner de l'énergie dans l'onde laser : un électron initialement au repos retourne au repos sitôt l'onde passée.

1.3.2 Force pondéromotrice

Dans la réalité, l'onde électromagnétique possède une forme temporelle et spatiale finie, le plus souvent gaussienne, ce qui remet en cause les hypothèses d'onde plane et d'amplitude constante dans le temps de la description précédente. L'interaction d'une onde laser ultra-courte focalisée avec la matière tend à créer des gradients de champ électrique sur des distances de l'ordre de quelques longueurs d'onde et à rompre l'adiabaticité : l'électron peut alors gagner une partie de l'énergie laser. Pour rendre compte de l'influence des gradients de champ électrique, on considère la réponse d'un plasma homogène soumis à un champ électrique sinusoïdal dont l'amplitude dépend de x. On écrit l'équation du mouvement pour les électrons dans la limite classique i.e. $|\vec{v}| \ll c$, assimilés à un fluide, en ne gardant que les termes d'ordre 1 et 2. On suppose de plus que la solution s'écrit comme la somme d'un terme linéaire $\vec{v}_l$, et d'un terme non linéaire, $\vec{v}_{nl}$, avec $|\vec{v}_{nl}| \ll |\vec{v}_l|$:

$$\frac{\partial \vec{v}_l}{\partial t} + \vec{v}_l \frac{\partial \vec{v}_l}{\partial x} + \frac{\partial \vec{v}_{nl}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e}\vec{E}(x)\sin(\omega_0 t).$$

A l'ordre le plus bas, on a :

$$\vec{v}_l = \frac{e\vec{E}(x)}{m_e\omega_0}\cos(\omega_0 t).$$

En reportant cette expression dans l'équation du mouvement, on obtient pour la partie non linéaire de la vitesse :

$$\frac{\partial \vec{v}_{nl}}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e^2\omega_0^2}\vec{E}(x)\frac{\partial \vec{E}(x)}{\partial x}\cos^2(\omega_0 t).$$

En multipliant par la masse m_e et en moyennant sur un cycle optique, on obtient l'expression non relativiste de la force pondéromotrice :

$$\vec{f_p} = m_e\left\langle \frac{\partial \vec{v}_{nl}}{\partial t} \right\rangle = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\frac{\partial \vec{E}^2(x)}{\partial x} = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\nabla \vec{E}^2(x). \tag{1.3.1}$$

Ce simple calcul montre que la force pondéromotrice est proportionnelle au gradient d'intensité et tend à expulser toutes les particules, quel que soit leur signe, des zones de champ fort vers les zones de champ faible. Elle est aussi inversement proportionnelle à la masse de la particule : les particules légères, en l'occurence les électrons, sont plus facilement mises en mouvement que les protons, et à plus forte raison, que les ions plus lourds. L'extension relativiste de cette force peut se retrouver en

raisonnant directement en terme de potentiel vecteur et en décomposant l'impulsion électronique en un terme rapide et en un terme lent. La composante rapide de l'impulsion suit le potentiel vecteur. En moyennant ensuite sur un cycle optique, la composante lente donne la force pondéromotrice [Bauer 95, Startsev 97] :

$$\vec{f_p} = m_e c^2 \nabla \langle \gamma \rangle ,$$

avec $\gamma = \sqrt{1 + (\vec{p}/m_e c)^2}$.

Cette rapide et sommaire description de l'interaction d'une onde laser avec les constituants de la matière (atomes et électrons) a permis d'introduire les concepts d'onde relativiste - par abus de langage, on dit qu'une onde est relativiste lorsque la vitesse transversale d'oscillation d'un électron dans l'onde est proche de la vitesse de la lumière - et de force pondéromotrice, ainsi que les différents ordres de grandeur des champs électriques en jeu lors de l'interaction laser-plasma. Les intensités laser considérées dans nos études dépassant les 10^{18} W/cm^2, on se placera toujours dans un contexte favorable où le laser ionise la matière et crée un plasma au point d'interaction. Les cibles utilisées dans les simulations seront donc entièrement ionisées. Avant de décrire les différents mécanismes qui permettent un transfert de l'énergie laser vers les différents constituants du milieu, nous allons dans un premier temps définir les grandeurs caractérisques de la propagation d'une onde laser dans un plasma homogène à la densité n_0.

1.4 Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma

Lors de l'interaction du front montant de l'onde avec la cible, un plasma de densité voisine de la densité solide est créé au point d'interaction. Pour qu'une onde laser pénètre dans un plasma, la densité électronique doit être inférieure à la densité critique, densité au-delà de laquelle le vecteur d'onde du laser devient imaginaire.

1.4.1 Relation de dispersion et densité critique

Nous allons, dans cette section, décrire d'une manière simplifiée les caractéristiques d'une onde électromagnétique évanescente dans un plasma surcritique. Par surcritique, on comprend une densité du plasma pour laquelle une onde électromagnétique d'amplitude donnée ne peut plus se propager, donnant ainsi naissance à une onde réfléchie et à une onde transmise (en partie ou évanescente). On considère donc une onde plane, harmonique, progressive de la forme $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} \vec{e}_y$ dans le vide en incidence normale sur un plasma homogène de densité n_0. Le champ électrique est supposé de faible amplitude de manière à pouvoir traiter les oscillations des électrons de manière classique, i.e. $|\vec{v}| \ll c$. Les ions sont supposés immobiles et le plasma est considéré froid tant que la vitesse thermique des électrons $\sqrt{k_B T/m_e}$, où k_B est la constante de Boltzmann et T la température électronique, est négligeable devant leur vitesse d'oscillation dans l'onde. Au premier ordre, l'équation

du mouvement pour un volume élémentaire de fluide électronique s'écrit :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e\vec{E}$$

où l'accélération convective et la composante magnétique de la force de Lorentz, qui sont des termes du deuxième ordre en $\vec{v}$, ont été négligées. En supposant une réponse harmonique du milieu, on obtient l'expression de la vitesse des électrons dans l'onde :

$$\vec{v} = i\frac{e\vec{E}}{m_e\omega_0},$$

et la densité de courant électronique :

$$\vec{j} = -en_0\vec{v} = -i\frac{e^2 n_0 \vec{E}}{\omega_0 m_e}. \tag{1.4.1}$$

Pour trouver la relation de dispersion, on écrit les équations de Maxwell :

$$div(\vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \tag{1.4.2}$$

$$div(\vec{B}) = 0, \tag{1.4.3}$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{1.4.4}$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0\vec{j} + \mu_0\epsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \tag{1.4.5}$$

où ρ et $\vec{j}$ sont respectivement les densités de charge et de courant. Les équations (1.4.4) et (1.4.5) permettent d'établir d'une manière générale l'équation que vérifient la densité de courant $\vec{j}$ et le champ électrique :

$$\overrightarrow{grad}(div\vec{E}) - \overrightarrow{grad}(\overrightarrow{grad}\vec{E}) = -\mu_0\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \tag{1.4.6}$$

En supposant $div(\vec{E}) = 0$ et en utilisant la relation (1.4.1) pour la densité de courant électronique, l'équation précédente conduit à la relation de dispersion de l'onde :

$$k_0^2 c^2 = \omega_0^2 - \omega_{pe}^2, \tag{1.4.7}$$

avec

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{m_e \epsilon_0}}$$

la pulsation plasma électronique. A la limite, $k_0 = 0$, on a $\omega_0 = \omega_{pe}$ définissant ainsi la densité critique, densité pour laquelle le vecteur d'onde dans le plasma est nul. On obtient :

$$\begin{aligned} n_c &= \frac{\epsilon_0 m_e 4\pi^2 c^2}{e^2\lambda_0^2} \\ &= 1.1 \times 10^{21}\lambda_{\mu m}^{-2}\ \mathrm{cm}^{-3}. \end{aligned}$$

Dans le cas où la densité du plasma est supérieure à la densité critique, k_0^2 devient négatif dans le plasma et le vecteur d'onde est imaginaire pur : il apparaît alors un champ électrique évanescent à l'intérieur du plasma. Si l'on tient compte du mouvement des ions dans la relation de dispersion (1.4.7), celle-ci devient :

$$k_0^2 c^2 = \omega_0^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{pi}^2,$$

avec

$$\omega_{pi} = \sqrt{Ze^2 n_0/m_i\epsilon_0} = \sqrt{Zm_e/m_i}\ \omega_{pe}$$

la pulsation plasma ionique, $\sqrt{Zm_e/m_i}$ fois plus petite que la pulsation plasma électronique (excepté dans le cas où masses électronique et des particules chargées positivement sont équivalentes, gaz de positrons et d'électrons par exemple).

1.4.2 L'effet de peau

Comme nous l'avons vu précédemment, quand la pulsation laser est supérieure à la pulsation plasma électronique, l'onde peut se propager. Dès que $\omega_0 < \omega_{pe}$, les électrons ont le temps de répondre à la perturbation créée par l'onde, s'opposant ainsi à sa propagation dans le plasma. La solution du champ électrique dans le plasma en tenant compte de nos hypothèses (champ électrique polarisé linéairement selon $\vec{e}_y$ en incidence normale) s'écrit :

$$\vec{E} = E_0 e^{-kx} e^{i\omega_0 t}\vec{e}_y,$$

où $k = \dfrac{\omega_0}{c}\left(\dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} - 1\right)^{1/2} = \dfrac{\omega_0}{c}\left(\dfrac{n_0}{n_c} - 1\right)^{1/2}$ dans le plasma. n_0 est la densité du plasma et n_c la densité critique. k^{-1} est homogène à une longueur et est appelé épaisseur de peau, distance pour laquelle l'amplitude du champ électrique est diminuée d'un facteur $1/e_N$ où $e_N = 2.718...$ est le nombre de Néper. Pour illustrer l'effet de peau, on résout l'équation (1.4.6) pour une onde plane, progressive ($\propto e^{i(\omega_0 t - k_0 x)}$ dans le vide), polarisée linéairement selon $\vec{e}_y$ et en incidence normale sur un plasma dense à bords raides. L'équation d'onde se réduit à :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right)E_y = 0, \tag{1.4.8}$$

pour un mode purement transverse. En polarisation linéaire et en incidence normale, il n'y pas de couplage entre les modes électromagnétique et électrostatique contrairement à ce que nous verrons dans la partie 1.5.3 pour une onde en incidence oblique. La résolution de l'équation précédente dans le vide ($x < 0$) donne pour la partie spatiale du champ :

$$E_y(x) = 2E_0 \sin(k_0 x + \phi), \tag{1.4.9}$$

avec ϕ qui reste à déterminer. Dans le plasma, on l'a vu précédemment, le champ électrique est évanescent et s'écrit :

$$E_y(x) = E(x=0)e^{-x/l_s}, \tag{1.4.10}$$

avec $l_s = k^{-1} = \frac{c}{\omega_0}\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} - 1\right)^{-1/2}$ l'épaisseur de peau. Pour trouver les deux constantes, $E(x=0)$ et ϕ, on exprime la continuité de la composante tangentielle du champ électrique et celle du potentiel à l'interface ($x = 0$). On trouve :

$$E(0) = 2E_0 \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} = 2E_0 \sqrt{\frac{n_c}{n_0}}, \tag{1.4.11}$$

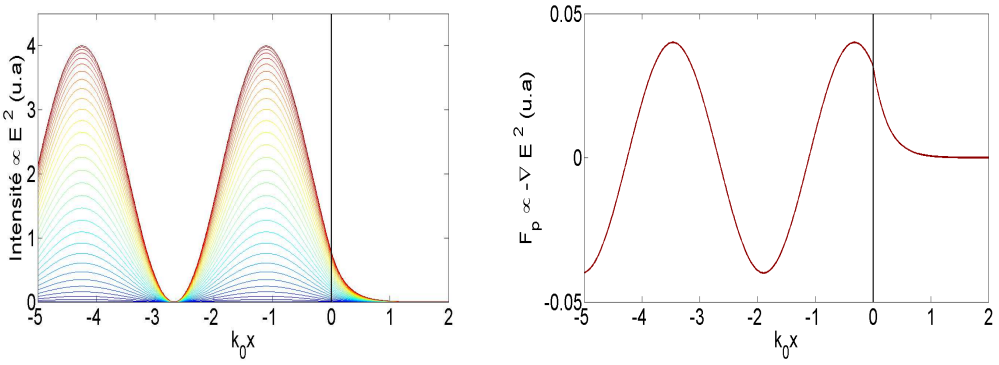
$$\tan\phi = -l_s \frac{\omega_0}{c}. \tag{1.4.12}$$

Au final, le champ électrique s'écrit :

$$E_y(x) = 2E_0 \sin(k_0 x + \phi)\cos\omega_0 t \qquad \text{pour } x < 0, \tag{1.4.13}$$

$$E_y(x) = 2E_0 \sqrt{\frac{n_c}{n_0}} e^{-x/l_s} \cos\omega_0 t \qquad \text{pour } x \geq 0. \tag{1.4.14}$$

On a donc une onde stationnaire dans le vide et une onde évanescente dans le plasma. Un exemple de cette solution à différents instants est visible sur la Figure 1.3(a) où est représentée l'intensité, proportionnelle au carré du champ électrique, pour $E_0 = 1$ et $n_0 = 5$. On peut ainsi observer l'onde stationnaire dans le vide et la décroissance exponentielle de cette même onde dans le plasma.



(a) (b)

FIGURE 1.3 – *a) Intensité laser et b) force pondéromotrice d'après la relation (1.3.1) exprimée en unités arbitraires. La ligne noire représente l'interface vide/plasma. Dans (a), le code de couleur correspond à la phase $\omega_0 t$ (0 correspond au rouge et $\pi/2$ au bleu).*

Cet exemple simplifié qui permet d'écrire de manière analytique les différents champs n'enlève rien à la généralité du problème. Pour pousser plus loin cette visualisation, comme nous connaissons le champ électrique dans le vide et dans le plasma, il est possible de visualiser la force pondéromotrice en accord avec la relation (1.3.1) en prenant l'opposé du gradient du champ électrique élevé au carré. Cette force est orthogonale au champ électrique, qui est transverse dans notre cas. elle est donc dirigée selon $\vec{e}_x$. La Figure 1.3(b) permet de visualiser la force pondéromotrice en fonction de x pour les paramètres de la Figure 1.3(a).

1.4.3 Effets relativistes

Tant que le paramètre a_0 défini précédemment reste inférieur à 1, le mouvement de l'électron dans l'onde est classique et la composante magnétique de la force de Lorentz reste négligeable devant la composante électrique. Dès que l'intensité, et donc le champ électrique de l'onde incidente augmentent, le terme magnétique devient de l'ordre de grandeur du champ électrique et des termes non linéaires apparaissent dans les équations précédentes. Il n'existe pas de relation simple et générale traduisant la condition de propagation d'une onde relativiste dans un plasma. Rares sont les cas qui se prêtent à un traitement analytique. De nombreuses non-linéarités apparaissent à cause du couplage entre les différentes composantes de l'impulsion, du gamma etc. On peut cependant avoir une idée en remplaçant la masse par la masse relativiste dans la pulsation plasma électronique, qui diminue donc d'un facteur $\sqrt{\gamma}$. Ces effets relativistes font apparaître la notion de transparence induite : quand l'onde est suffisamment intense, la masse de l'électron augmente par effet relativiste. La fréquence plasma diminue et l'onde ne se propage plus jusqu'à n_c mais jusqu'à γn_c [Lefebvre 95]. Par accroissement de la masse, l'onde peut donc pénétrer dans le plasma sur des distances plus grandes, de l'ordre de l'épaisseur de peau relativiste que l'on peut estimer : $l_s = \dfrac{c}{\omega_0}\left(\dfrac{n_0}{\gamma n_c} - 1\right)^{-1/2}$.

1.5 Absorption d'une onde électromagnétique dans un plasma sur-critique

1.5.1 Collisionnalité des plasmas étudiés

Un plasma sera considéré comme collisionnel si les fréquences de collisions des différentes espèces composant le plasma sont supérieures à la pulsation plasma ω_p des espèces considérées, i.e. si le temps d'échange d'énergie entre les différentes espèces par transfert d'impulsion est petit devant le temps caractéristique de réponse à une perturbation électromagnétique. Dans leurs formulations classiques, pour un plasma composé d'électrons et d'ions de charge Z, les fréquences de collisions électron-ion, électron-electron et ion-ion ramenées à la pulsation laser ω_0 pour le transfert d'impulsion sont [Goldston 95] :

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_0} = 5.42 \times 10^{-5}\ \frac{n_i Z^2 \ln\Lambda_{ei}}{\lambda_0 T_e^{3/2}} \text{ avec } \Lambda_{ei} = 12\pi\epsilon_0 k_B T_e \lambda_{De}/Ze^2,$$
$$\frac{\nu_{ee}}{\omega_0} = 3.9 \times 10^{-5}\ \frac{n_e \ln\Lambda_{ee}}{\lambda_0 T_e^{3/2}} \text{ avec } \Lambda_{ee} = 12\pi\epsilon_0 k_B T_e \lambda_{De}/e^2,$$
$$\frac{\nu_{ii}}{\omega_0} = 3.9 \times 10^{-5}\ \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\frac{n_i Z^4 \ln\Lambda_{ii}}{\lambda_0 T_i^{3/2}} \text{ avec } \Lambda_{ii} = 12\pi\epsilon_0 k_B T_i \lambda_{Di}/Ze^2.$$

avec Z la charge des ions, $n_{e,i}$ les densités électronique et ionique exprimées en unités de la densité critique n_c, λ_0 la longueur d'onde laser en μm, $T_{e,i}$ les températures électronique et ionique en keV, $\ln\Lambda_{ei,ee,ii}$ les logarithmes coulombiens et

$\lambda_{De,i}$ les longueurs de Debye électronique et ionique. Pour les plasmas que nous simulons dans la suite de ce manuscrit (électrons + protons avec $n_e = 100n_c$), les températures électroniques initiales sont de l'ordre de 10 keV et les logarithmes coulombiens n'excèdent jamais 10. Pour une longueur d'onde laser de 1 μm, on a donc $\nu_{ei}/\omega_0 \sim 2 \times 10^{-3} > \nu_{ee}/\omega_0 > \nu_{ii}/\omega_0$. Le temps caractéristique de collision est donc du même ordre de grandeur que les durées de simulations effectuées. On justifie alors que les plasmas simulés sont non collisionnels.

1.5.2 Absorption collisionnelle

Nous venons de voir que nous pouvions négliger les collisions dans nos simulations. En fait, nous justifions ici le fait que l'absorption collisonnelle, qui a longtemps été le seul mécanisme connu d'absorption d'une partie de l'énergie de l'onde laser, est responsable du chauffage du plasma à des températures qui permettent par la suite de négliger les collisions, point de départ de nos simulations. L'absorption collisionnelle se fait sur toute la longueur du plasma pour un plasma sous-dense et sur l'épaisseur de peau pour un plasma surdense. Les électrons absorbent une partie de l'énergie laser par effet Bremsstrahlung Inverse : un électron absorbe un photon du laser lors de la collision avec un ion ou un autre électron. Par les collisions, le mouvement des électrons va devenir de plus en plus désordonné. L'absorption qui en découle est donnée par [Rozmus 96] :

$$A = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \left(\frac{8\nu_{ei}}{\omega_0} \right)^{1/2} \propto \frac{Z^{1/2}}{T_e^{3/4}},$$

où Z est le degré d'ionisation du plasma, T_e la température électronique, et ν_{ei} la fréquence de collision électron-ion. Cette relation montre simplement que l'absorption collisionnelle décroît quand la température électronique augmente. Ensuite, la température initiale d'un plasma est déterminée par les conditions d'ionisation du milieu. En général elle ne dépasse guère les 100 eV, ce qui est bien inférieur aux quelques keV nécessaires pour obtenir un plasma non-collisionnel. Toutefois, le mécanisme d'absorption collisionnelle qui se produit pendant les premiers instants de l'interaction suffit à porter la température du plasma à quelques keV [Lefebvre 96]. De plus, à haut éclairement, le calcul de la fréquence de collision électron-ion ne dépend plus de la vitesse thermique de la distribution électronique mais de la vitesse d'oscillation de l'électron dans l'onde laser [Silin 65]. La combinaison de ces deux effets à ultra-haute intensité réduit drastiquement l'absorption collisionnelle qui devient alors négligeable. C'est donc l'absorption collisionnelle qui n'est pas décrite dans nos codes de calcul qui justifie la montée en température du plasma pour de faibles éclairements ou bien pendant les premiers instants de l'interaction d'une impulsion à ultra-haute intensité.

1.5.3 Mécanismes d'origine non-collisionnels

Absorption résonnante

L'absorption résonnante correspond à un couplage entre une onde électromagnétique et une onde électrostatique. Elle met en jeu une onde polarisée p, i.e. en incidence oblique avec son champ électrique contenu dans le plan d'incidence, et un plasma non-homogène (présentant un gradient de densité par exemple) comme le montre la Figure 1.4. L'onde laser en incidence oblique va se propager sur l'épaisseur de peau non plus jusqu'à la densité critique n_c mais jusqu'à $n_e = n_c \cos^2\theta$ où θ est l'angle d'incidence [Kruer 88]. Un champ électrique E_x normal au plasma est alors créé par interférence entre l'onde laser incidente et l'onde réfléchie. Ce champ électrique crée une onde plasma électronique : la densité électronique, sous l'effet du champ électrique, se met à osciller à la pulsation de l'onde dans la direction normale à la surface du plasma. A la densité critique (voir Figure 1.4), la pulsation naturelle des électrons est égale à la pulsation de l'onde laser : un phénomène de résonance apparaît et l'amplitude de l'onde plasma augmente. Cependant, cette onde ne va pas croître indéfiniment et son amplitude va être limitée par des mécanismes dissipatifs parmi lesquels on peut citer les collisions, le déferlement et la convection thermique [Freidberg 72].

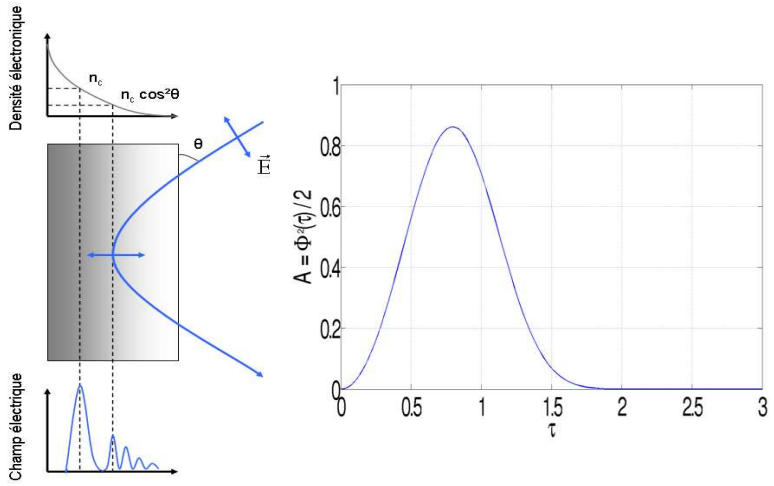


FIGURE 1.4 – *Principe de l'absorption résonnante et valeur de la fonction* Φ *en fonction de* τ *telle que calculée par [Kruer 88] pour un gradient de densité linéaire.*

L'absorption est alors donnée, en première approximation pour un gradient de densité linéaire, par [Kruer 88] :

$$A \simeq \frac{\Phi^2(\tau)}{2},$$

avec $\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin\theta$ et $\Phi(\tau) = 2.3\tau \exp(-2\tau^3/3)$. L représente la longueur caractéristique du gradient de densité (pour un gradient de densité linéaire, il s'agit de la pente). L'angle optimal maximisant l'absorption est donné par $\tau \simeq 0.8$ et vaut

$\theta = \arcsin\left(0.8/(k_0 L)^{1/3}\right)$. Ce calcul n'est qu'une approximation et a tendance à surestimer l'absorption [1].

Chauffage pondéromoteur

Le chauffage de type $\vec{j} \times \vec{B}$ prend en compte les aspects non linéaires de l'interaction d'un électron avec une onde électromagnétique. Pour l'illustrer, on considère une onde plane de la forme $\vec{E} = E(x)\cos(\omega_0 t)\vec{e}_y$ polarisée linéairement selon $+y$. La dépendance en x du champ électrique dans le plasma, parce qu'il existe une onde évanescente sur une distance de l'ordre de l'épaisseur de peau par exemple, et donc un gradient d'intensité, donne naissance à la force pondéromotrice :

$$f_p(x) = -\frac{e^2}{2m_e\omega_0^2}\nabla\vec{E}^2(x)\cos^2(\omega_0 t) = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\nabla\vec{E}^2(x)\left[1+\cos(2\omega_0 t)\right].$$

La composante continue pousse les électrons dans la direction de propagation du laser des zones de champ fort vers les zones de champ faible comme nous l'avons déjà évoqué, alors que la composante oscillante à $2\omega_0$ est responsable du chauffage des électrons qui peuvent être accélérés deux fois par période laser.

L'énergie maximale que peuvent gagner les électrons par ce mécanisme est approximée par le potentiel pondéromoteur Φ_p associé au mouvement purement transverse qu'aurait un électron dans une onde plane. Leur énergie cinétique moyenne, ou température, est alors donnée par [Wilks 92] :

$$T \simeq \Phi_p = m_e c^2\left(\sqrt{1+a_0^2}-1\right).$$

Cette loi surestime grandement l'énergie moyenne des électrons en présence d'un gradient de densité raide, i.e. quand la longueur caractéristique du gradient de densité est petite devant la longueur d'onde du laser. Par contre, pour des longueurs caractéristiques de l'ordre de la longueur d'onde, cette loi donne des résultats en accord aussi bien avec des simulations [Lefebvre 96], qu'avec les résultats expérimentaux [Malka 96].

Chauffage par effet de peau et chauffage par le vide

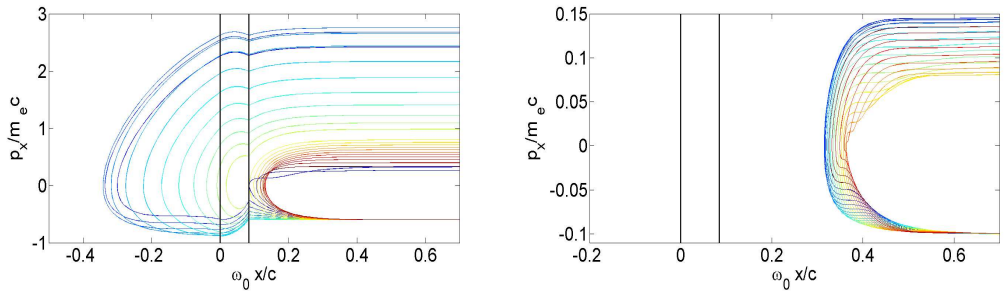
Dans un plasma surdense, l'onde laser ne peut se propager à l'intérieur de la cible. Le champ électromagnétique de l'onde laser est atténué sur une distance caractéristique de l'ordre de l'épaisseur de peau. Bauer *et al.* [Bauer 07] ont interprété le chauffage par effet de peau et par le vide en termes particulaires. Les auteurs soulignent le manque de précision dans la définition de ces phénomènes et s'attaquent à ce problème grâce à un modèle de particules tests. La première interprétation du chauffage par le vide remonte à la fin des années 80. Ce mécanisme d'absorption par un plasma dense à bords raides a été mis en évidence par F. Brunel [Brunel 87, Brunel 88]. Le champ longitudinal créé par la superposition des

1. L'absorption est plutôt de l'ordre de 50-60 % dans le cas où un préplasma est initialement présent d'après les simulations PIC que nous avons effectuées.

ondes incidente et réfléchie arrache les électrons de la surface et les accélère dans le vide pendant une demi-période laser. La demi-période suivante, le champ électrique longitudinal change de signe et les électrons sont réinjectés dans le plasma. Il faut garder à l'esprit que le plasma est surcritique et que le champ électrique qui existe en surface sur l'épaisseur de peau est évanescent : les électrons réinjectés dans le plasma peuvent donc conserver une grande partie de l'impulsion longitudinale qu'ils gagnent dans l'onde stationnaire.

L'analyse numérique menée par les auteurs les amène à penser le chauffage par le vide et par l'effet de peau comme un gain en énergie lié à différents groupes d'électrons. Le gain (ou la perte) en énergie se passe sur une demi-période laser et dépend essentiellement de deux paramètres initiaux : le moment où les électrons sont injectés dans l'onde et leur impulsion initiale. Si des électrons sont injectés avec une faible impulsion longitudinale, il peuvent ne pas gagner suffisamment d'énergie pour être transmis dans l'onde stationnaire et sont ainsi réfléchis dans l'épaisseur de peau. Le même sort arrive à des particules qui auraient une énergie suffisante mais une phase d'injection défavorable. Dans ce cas là, la perte d'énergie peut être telle que ces particules font marche arrière dans le plasma avant même d'atteindre le bord. Ces électrons contribuent au phénomène d'absorption par effet de peau. Par contre, les électrons qui ont la bonne énergie et la bonne phase d'injection peuvent gagner de l'énergie dans l'onde avant d'être réinjectés dans le plasma. Pour les auteurs, il est logique de considérer ces électrons comme contribuant au "chauffage par le vide" ou "vacuum heating" en anglais.

Pour illustrer ces propos, nous utilisons le code de particules tests monodimensionnel que nous présenterons plus en détail chapitre 6.4. Ce code résout l'équation du mouvement relativiste pour un électron en tenant compte de la solution de l'équation (1.4.8) dans le plasma et dans le vide pour une onde plane, progressive. De plus, nous avons tenu compte de l'équilibre entre pressions radiative et électrostatique. La Figure 1.5 représente l'espace des phases (x, p_x) dans le cas où les conditions initiales permettent aux électrons d'être injectés dans l'onde stationnaire et dans le cas contraire.



(a) (b)

FIGURE 1.5 – *Espace des phases (x, p_x) pour des électrons injectés depuis la droite vers la gauche avec $a_0 = 3$ et $n_0 = 50n_c$. L'impulsion initiale d'injection vaut (a) $p_{xi}/m_e c = -0.7$, et (b) $p_{xi}/m_e c = -0.1$. Le code de couleur correspond à la phase d'injection (rouge pour $\omega_0 t = 0$ et bleu pour $\omega_0 t = \pi/2$) pour 50 électrons tests.*

Le plasma occupe le demi-espace positif. Le deuxième trait correspond à la position d'équilibre entre pressions électrostatique et radiative. L'onde plane, monochromatique et progressive arrive depuis la gauche, se réfléchit entièrement à l'interface vide/plasma en $x = 0$ et établit une onde stationnaire dans le demi-espace négatif. A travers ces graphiques, on voit que les électrons qui possèdent une faible impulsion d'injection n'arrivent pas à franchir l'interface vide/plasma et se réfléchissent même à l'intérieur du plasma. Par contre, si l'impulsion est suffisamment importante, ils sont injectés dans l'onde stationnaire puis réinjectés dans le plasma avec un gain significatif en impulsion, et donc en énergie, dépendant de la phase d'injection. Les électrons qui sont réinjectés dans le plasma le sont avec un gain en énergie cinétique moyenne non nul. D'où l'absorption d'une partie de l'énergie de l'onde laser [Bauer 07].

Effet de peau anormal et Sheath Inverse Bremsstrahlung

Quand l'intensité laser augmente, on a vu précédemment que l'absorption collisonnelle devient négligeable. Le libre parcours moyen des électrons peut alors être supérieur à l'épaisseur de peau où deux phénomènes d'absorption de nature non-collisionnelle opèrent : l'absorption par effet de peau anormal et l'absorption par "Sheath Inverse Bremsstrahlung". Ces deux phénomènes sont les cas limites du même mécanisme d'absorption décrit par Yang *et al.* [Yang 95] valables respectivement pour $\omega_0^2 c^2 \ll \omega_{pe}^2 v_{th}^2$ et $\omega_0^2 c^2 \gg \omega_{pe}^2 v_{th}^2$ où v_{th} est la vitesse thermique des électrons.

L'absorption par effet de peau anormal traduit l'augmentation du libre parcours moyen des électrons qui sont capables de transporter une partie de l'énergie laser sur une distance plus grande que l'épaisseur de peau. L'absorption correspondante, dans la limite de l'effet de peau anormal, est [Yang 95] :

$$A_{EPA} = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_{pe} v_{th}}{\omega_0 c} \right)^{1/3}.$$

L'absorption par Sheath Inverse Bremsstrahlung correspond à un gain d'énergie pour un électron du plasma qui rencontre sur son parcours une "couche" (sheath en anglais) de potentiel qui peut être le potentiel pondéromoteur ou n'importe quel potentiel ambipolaire - celui créé par une séparation de charge par exemple. Cependant, pour absorber efficacement de l'énergie, le temps de réflexion de l'électron, qui correspond à son temps de transit à l'intérieur du potentiel $\propto d_{sheath}/v_{e^-}$, doit être suffisamment petit par rapport à la période de l'onde. Dans ce cas, l'absorption est donnée par :

$$A_{SIB} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{v_{th}^2}{c^2}.$$

Autres mécanismes

Lorsqu'une onde se propage dans un plasma, les équations d'évolution des modes propres du plasma vont être couplées par des termes non linéaires qui peuvent donner naissance à des instabilités paramétriques. Ces instabilités apparaissent comme

un mécanisme de conversion de mode. Une onde mère (ou onde pompe) se décompose en deux (ou plusieurs) ondes filles auxquelles elle cède une partie de son énergie. L'instabilité de diffusion Raman stimulée, où l'onde laser se décompose en une onde électromagnétique diffusée et une onde plasma électronique, peut produire des électrons suprathermiques par amortissement des ondes plasma : les électrons sont piégés par l'onde et accélérés juqu'à des vitesses relativistes. Cette instabilité ne se déclenche que pour des densités électroniques inférieures à $n_c/4$. Elle peut apparaître dans des plasmas légèrement surcritiques, quand le phénomène de transparence auto-induite [Lefebvre 96] permet de diminuer l'indice du milieu : on parle alors d'instabilité Raman généralisée [Guérin 95].

On peut aussi citer le chauffage stochastique comme mécanisme d'absorption. Pour un gradient de densité plus grand que la longueur d'onde laser, le chauffage électronique peut aussi être le résultat de l'interaction des électrons avec l'onde stationnaire formée par les ondes incidente et réfléchie. Dans le cas d'une onde de grande amplitude, les électrons subissent des oscillations chaotiques et peuvent être accélérés à des énergies de l'ordre de deux fois le potentiel pondéromoteur [Bourdier 05].

1.6 Applications de l'interaction à ultra-haute intensité

1.6.1 Génération d'électrons pour l'allumage rapide

L'objectif de la fusion par confinement inertiel (FCI) est d'amorcer une réaction de fusion auto-entretenue dans un plasma de deutérium et tritium selon le schéma :

$$D + T \rightarrow {}^4_2He \text{ (3.5 MeV)} + n \text{ (14.1 MeV)}.$$

En plus du défi technologique que représente le captage de l'énergie cinétique des particules produites, l'ignition et l'auto-entretien de la réaction imposent des contraintes drastiques sur le laser et la cible de mélange deutérium-tritium (DT). Le mélange de DT prend la forme d'un micro-ballon de quelques milligrammes de matière que l'on va d'abord chercher à comprimer puis à chauffer au moyen d'impulsions laser relativement longues (de l'ordre de la nanoseconde) et d'intensité modérée (quelques 10^{15-16} W/cm^2). Ces paramètres sont choisis pour maximiser le gain de la cible, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie dégagée par les réactions de fusion et l'énergie apportée au milieu par les lasers. Dans cette logique, il est plus avantageux de créer un point chaud qui vérifie les conditions d'allumage plutôt que de chauffer entièrement (et uniformément !) l'ensemble de la cible. L'onde de combustion initiée au point chaud doit alors se propager aux couches froides du combustible.

Le schéma classique de la FCI repose sur le dépôt d'une grande quantité d'énergie X ou laser (de l'ordre du mégajoule) sur une coquille qui constitue l'enveloppe du combustible à comprimer. La surface de la cible est alors instantanément ionisée et sa détente provoque, par réaction, l'implosion de la cible. Le point chaud est alors créé au centre de la cible, au point de convergence des ondes de choc

issues de l'ablation des couches externes. Pour que cela soit réalisable, la symétrie sphérique doit être conservée au cours de l'implosion à mieux qu'un pourcent (d'où l'utilisation d'un grand nombre de faisceaux laser $\simeq 200$) tout en limitant les instabilités hydrodynamiques liées à la compression, susceptibles d'altérer l'interface combustible-coquille et de conduire à un mélange des milieux chaud et froid. Ces contraintes expliquent tout l'intérêt porté au schéma d'attaque indirecte - où la cible est comprimée de manière homogène par les rayons X d'une cavité sur les parois de laquelle sont focalisés les faisceaux laser - aux dépens de l'attaque directe dans laquelle les faisceaux illuminent directement la cible. Mais d'autres instabilités, dites paramétriques, se manifestent alors et peuvent entraver la propagation des faisceaux dans la cavité [Schmitt 98].

Le schéma par allumage rapide produit le point chaud par une source d'énergie externe. Les phases de compression et de chauffage de la cible sont ainsi découplées, cette dernière étant assurée par des lasers ultra-intenses en plus des lasers nanosecondes réalisant l'implosion. Pour des raisons évidentes de couplage, l'énergie additionnelle doit être fournie par un faisceau collimaté, capable de se propager dans la matière dense qui constitue la cible comprimée sans subir de pertes importantes et d'interagir fortement avec le mélange de DT au plus près du cœur de la cible. Or pour un faisceau laser aussi intense soit-il, le plasma proche du cœur apparaît opaque. Le dépôt d'énergie ne peut donc être assuré par les photons eux-mêmes. Tabak *et al.* [Tabak 94] envisagent que cette énergie puisse être délivrée en profondeur par des électrons rapides capables de se propager au-delà du canal creusé par le laser.

En découplant le chauffage de la compression, les contraintes sur la qualité des faisceaux nanosecondes et la symétrie de l'implosion sont réduites. Une plus grande tolérance aux instabilités hydrodynamiques serait également permise. Cependant, il faut tenir compte du courant d'électrons limite qui peut se propager avant que les champs magnétiques générés par ce même courant deviennent tellement intenses qu'ils s'opposeraient à sa propagation. Pour une température d'ignition T_{ig}= 10 keV, un point chaud réaliste de rayon $r = 20$ μm et de densité 300 g/cm^3, l'énergie transportée par les électrons doit être d'environ $U_{ig} \simeq 20$ kJ [Atzeni 99]. Avec un temps de décompression t_d estimé à $r/c_s \simeq 20$ ps (c_s étant la vitesse acoustique électronique), on obtient un courant d'électrons qui doit être voisin de $U_{ig}/T_{ig}t_d \simeq 1$ GA alors que le courant limite (courant d'Alfvén) est de 47 kA pour une énergie cinétique moyenne des électrons d'environ 1 MeV. Autrement dit, un tel courant ne peut exister que s'il est compensé par un courant de retour équivalent. Et c'est précisément dans cette configuration que l'instabilité de Weibel se manifeste : le faisceau d'électrons se scinde en une multitude de filaments réduisant ainsi les chances d'atteindre un tel courant. De plus, les effets de résistivité [Davies 04] peuvent empêcher un tel courant de retour de se mettre en place.

Une variante du cadre original défini par Tabak *et al.* fait appel à des cibles d'implosion coniques, s'abstrayant ainsi du creusement du canal. Cette alternative a récemment été proposée par Norreys *et al.* [Norreys 00] et testée à une échelle réduite sur l'installation japonaise GEKKO XII [Kodama 01]. Les premiers résultats sont prometteurs : l'utilisation du cône aboutit à des énergies électroniques plus élevées, mais surtout à une hausse substantielle ($\times$ 2-3) du taux de conversion

en électrons rapides par rapport à une cible plane. Ces effets bénéfiques ont été depuis reproduits par des simulations PIC 3D qui les ont corrélés au guidage de l'impulsion laser opéré par le cône [Sentoku 04]. Mais des travaux mettent aussi en évidence la forte sensibilité de ce schéma "conique" à un préplasma bouchant le cône, et les simulations 2D sur des temps longs ne confirment pas l'existence du scénario de guidage le long des parois [Baton 08].

Une alternative plus prometteuse encore est de remplacer les électrons par des protons pour produire le point chaud. Les faisceaux de protons produits par laser présentent naturellement l'avantage d'être laminaires avec une faible divergence, et des durées d'impulsion de l'ordre de la picoseconde qui sont de l'ordre de grandeur des durées d'impulsion nécessaires pour l'allumage rapide définies par Atzeni [Atzeni 99]. En plus de se propager quasiment en ligne droite, ils peuvent traverser sans dommage des plasmas peu denses et déposer l'essentiel de leur énergie en fin de parcours dans le pic de Bragg. Une étude récente a montré la faisabilité d'utiliser ces faisceaux de protons pour produire le point chaud central nécessaire à l'allumage des réactions de fusion [Roth 01]. Cependant, cette étude met en avant la nécessité d'avoir une efficacité de conversion d'environ 10 % pour des protons d'énergies supérieures à 15 MeV ce qui n'est possible qu'avec des lasers énergétiques de classe Petawatt [Cowan 04] (et même dans ce cas, 10 % ça fait beaucoup !).

1.6.2 Génération de rayonnements X et harmoniques

Les électrons suprathermiques créés à la surface d'un plasma lors de l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense peuvent émettre du rayonnement X dans le domaine du MeV. En effet, le rayonnement émis par un faisceau d'électrons dans la matière dense est la juxtaposition d'un ensemble de raies d'ionisation du milieu (transition libre-lié) et d'un fond continu dû au rayonnement Bremsstrahlung des électrons (transition libre-libre). Si les électrons sont assez énergétiques, il est possible d'atteindre des énergies de rayonnement comparables au rayonnement γ (photons très énergétiques $\sim$ MeV). Ce mécanisme de rayonnement est actuellement très étudié en tant qu'alternative aux sources Bremsstrahlung traditionnelles. Il est possible d'obtenir des sources très intenses avec des énergies de photons qui peuvent atteindre 20 MeV [Courtois 09].

Par ailleurs, lorqu'un faisceau intense est focalisé sur une cible solide, cette dernière est rapidement ionisée en surface et forme un plasma dense qui réfléchit le champ incident. Pour des éclairements lasers supérieurs à quelques 10^{15} W/cm^2, cette réflexion peut s'accompagner de la génération d'harmoniques d'ordres élevés de la fréquence laser, associées dans le domaine temporel à un train d'impulsions attosecondes (10^{-18} s) [Thaury 09].

1.6.3 Accélération de particules : vers des structures de type table-top

Les plasmas produits par les lasers dont l'éclairement est supérieur à quelques 10^{18} W/cm^2 sont des sources intéressantes d'électrons relativistes [Modena 95] et d'ions énergétiques [Fews 94, Hegelich 02]. Il est aujourd'hui possible d'accélérer

des électrons à des énergies de plus de 200 MeV grâce à l'accélération par sillage [Faure 04]. Ces faisceaux d'électrons ont de plus une faible émittance. Le régime de la bulle et l'injection optique froide [Davoine 09] permettent de contrôler l'injection des électrons du plasma dans l'onde de sillage et de produire des faisceaux d'électrons de bien meilleure qualité avec une distribution quasi mono-énergétique et des charges de plusieurs dizaines de pC. Actuellement, il est possible d'accélérer des faisceaux à des énergies de l'ordre du GeV [Leemans 06] avec une distribution énergétique étendue, ou alors, avoir une distribution quasi mono-énergétique, mais des énergies plus basses de l'ordre de la centaine de MeV [Faure 04].

1.6.4 Applications médicales

L'utilisation à des fins médicales de particules énergétiques produites par laser est sûrement l'application la plus importante en termes de retombées sociétales. Actuellement, deux applications médicales sont envisagées pour les sources de protons obtenues par interaction laser-plasma. La première est l'utilisation de faisceaux très énergétiques ($\geq$ 200 MeV) pour le traitement de tumeurs cancéreuses qui, du fait de leur présence près d'organes sensibles, nécessitent un traitement très précis. Les propriétés de dépôt d'énergie des ions (notamment le pic de Bragg et la faible pénombre latérale lors du ralentissement, contrairement aux électrons) sont ici mises à contribution par rapport aux méthodes utilisant électrons ou rayons X [Malka 04, Bulanov 02]. Quand il sera possible d'atteindre des énergies supérieures à 200 MeV/nucléon, de telles structures permettront de réduire de manière conséquente la taille des installations et de déplacer l'accélérateur à l'hôpital. Aujourd'hui, les centres de traitement se trouvent sur des lignes d'extraction d'accélérateurs circulaires conventionnels (synchrotron, cyclotron). La deuxième application est l'utilisation de faisceaux d'ions pour irradier des cibles de bore ou d'oxygène afin de produire des traceurs radioactifs nécessaires à la tomographie par émission de positrons [Nemoto 01, Ledingham 04].

1.6.5 Chauffage isochore

Les qualités géométriques des faisceaux de protons accelérés par laser (laminarité, courte durée d'impulsion, faible divergence [Cowan 04]) permettent de les utiliser pour créer de la matière dense et chaude à des densités de l'ordre de la densité du solide et à des températures de quelques dizaines d'eV [Patel 03, Mancic 10]. Cette partie du diagramme (ρ, T) reste la plus difficile à explorer à la fois expérimentalement et théoriquement. En effet, les températures atteintes induisent des pressions au sein de l'échantillon de quelques 10^6 fois la pression atmosphérique et le plasma se détend très vite. La courte durée d'impulsion du faisceau de protons (de l'ordre de la picoseconde au niveau de la cible à chauffer) permet ainsi de chauffer des échantillons micrométriques avant même que la cible ne se détende. De plus, les protons déposent leur énergie essentiellement dans le pic de Bragg ce qui permet de localiser le dépôt. L'utilisation d'une cible concave, afin de focaliser le faisceau de protons en un point, a permis à une équipe du LLNL de chauffer de façon isochore à quelques 20 eV un échantillon d'aluminium sur une zone de

50 μm de diamètre [Patel 03]. Les mesures faites au cours de telles expériences sont essentielles à la validation de modèles théoriques et permettent d'obtenir des données fondamentales pour contraindre certains modèles de physique des plasmas [Dyer 08, Lévy 09, Faussurier 10, Mancic 10].

1.7 Etat de l'art

Dans les sections précédentes, nous avons introduit les concepts fondamentaux qui permettent d'aborder l'interaction laser-plasma. Notamment les phénomènes d'ionisation par champ laser pour la face illuminée et par champ électrostatique pour la face arrière, les notions de pénétration d'une onde électromagnétique (sous forme évanescente) dans une cible surcritique, ainsi que le transfert d'énergie de l'onde laser vers les électrons. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.3.1, le mouvement transverse de l'électron dans l'onde laser devient relativiste pour des intensités de l'ordre de 10^{18} W/cm^2. Pour que le mouvement transverse d'un proton devienne relativiste, les intensités nécessaires doivent être dans le rapport des masses m_p/m_e au carré, soit de l'ordre de 4×10^{24} W/cm^2 ! Un tel éclairement est bien au-delà des installations laser actuelles et même futures (le projet APOLLON prévoit un laser d'une intensité de 10^{23} W/cm^2 à l'horizon 2015). La nature étant cependant bien faite, ce sont les électrons qui vont servir de milieu "médiateur" et vont permettre de transférer une partie de l'énergie laser, via la création de champs ambipolaires, aux ions créés en face avant et en face arrière.

Développement historique

L'idée d'accélérer des particules par laser ne date pas d'hier. En fait, elle remonte aux années 60 qui ont vu naître les premiers laser [Linlor 63]. Il aura fallu attendre une trentaine d'années pour qu'apparaîssent, à la fin des années 80, les premiers lasers de puissance capables de produire des impulsions propres avec des intensités relativistes grâce à la technologie du Chirped Pulse Amplification. La production de protons énergétiques grâce à l'interaction laser-plasma à haute intensité a depuis le début des années 2000 reçu un intérêt renouvelé, même si les premières observations et preuves expérimentales datent du progamme Helios de Los Alamos [Gitomer 86]. Notamment grâce à la miniaturisation que permettent les installations lasers à côté des sources classiques que sont cyclotrons pour la plus petite et autres accélérateurs de particules conventionnels (synchrotons, linac). Cette miniaturisation permet aux scientifiques de disposer de sources de particules suffisamment énergétiques pour des applications de laboratoires telles que la production de radio-isotopes [Ledingham 04] ou la génération de neutrons [Yang 04], la création de matière dense et chaude (Warm Dense Matter) [Patel 03], la radiographie de plasma [Borghesi 02] et quand des énergies de l'ordre de la centaine de MeV/nucléon seront atteintes, la protonthérapie [Bulanov 02]. Pour en revenir au programme Helios de Los Alamos, un signal d'ions rapides avait été diagnostiqué. Il n'était fait que de protons indépendamment de la composition de la cible. Il a

été attribué à des contaminants hydrogénés présents sur la surface de la cible [1]. Pendant les années 90, d'autres équipes ont réussi à produire des faisceaux de protons énergétiques [Fews 94, Clark 99]. Elles ont ainsi pu mettre en évidence les principales caractéristiques des faisceaux de protons accélérés par laser.

Aspects expérimentaux : gain en énergie maximale

Après ces premières expériences, l'objectif principal des expériences d'accélération de protons a été d'augmenter l'énergie maximale que pouvaient atteindre ces particules. Celle-ci est passée de quelques centaines de keV à plusieurs dizaines de MeV grâce notamment aux progrès réalisés par les lasers en termes d'intensité et d'énergie [Clark 00]. Au Lawrence Livermore National Laboratory, des expériences menées avec un laser Petawatt [Hatchett 00, Snavely 00], ont mesuré des énergies de protons allant jusqu'à 58 MeV en focalisant sur des cibles de plastique minces une intensité de 3×10^{20} W/cm^2.

Les recherches se sont orientées en parallèle de manière à savoir comment obtenir les protons les plus énergétiques avec des énergies laser raisonnables (de l'ordre du Joule). Les progrès technologiques ont donc concerné la focalisation, les courtes durées d'impulsion, l'amélioration du contraste laser et la fréquence de tir. Cette période a permis d'étudier comment les caractéristiques du faisceau de protons émis dépendaient des paramètres du laser et de ceux de la cible. Des expériences avec des intensités de l'ordre de 10^{18} W/cm^2 [Maksimchuk 00] ont conclu que l'énergie maximale des protons accélérés dépendait de l'intensité laser selon une loi de puissance I^α, avec α compris entre 0.3 et 0.4. Les auteurs de [Sentoku 02] ont obtenu une dépendance de l'énergie maximale proportionnelle à l'intensité avec des intensités sub-relativistes, et une loi d'échelle en racine carré de l'intensité pour des intensités relativistes ($> 10^{18}$ W/cm^2). A partir de 2002, les expériences d'accélération de protons avec des lasers à impulsions courtes et à hautes fréquences de tir se sont généralisées. Ainsi, le Laboratoire d'Optique Appliquée situé à Palaiseau a obtenu des protons de 10 MeV avec un laser saphir-titane capable de délivrer des impulsions d'une durée de 36 fs et une intensité sur cible de l'ordre de 6×10^{19} W/cm^2 [Fritzler 03].

Les lasers énergétiques comme celui de Livermore ou du LULI à l'Ecole Polytechnique ont un taux de répétition de 1 tir toutes les 20 minutes ce qui peut les rendre moins intéressants pour des application cadencées. Mais avec plusieurs dizaines ou centaines de joules par impulsion, il permettent d'obtenir facilement des protons d'une vingtaine de MeV avec des cibles de plusieurs dizaines de microns d'épaisseur. En 2002, des expériences de Mackinnon *et al.* [Mackinnon 02] de Livermore ont montré une forte augmentation de l'énergie maximale des protons quand l'épaisseur de la cible diminuait. Ce résultat a été rendu possible par l'amélioration significative du contraste laser. Ils ont obtenu des protons de 24 MeV avec un laser fournissant des impulsions de 100 fs et une intensité de 6.4×10^{19} W/cm^2 sur une cible de 3 μm d'épaisseur. L'augmentation de l'énergie maximale des protons en

1. On va principalement retrouver sur les cibles d'expérience de l'hydrogène et de l'oxygène provenant de la vapeur d'eau contenue dans la chambre à vide et de l'oxydation de la cible, ainsi que des hydrocarbures qui viennent de l'huile contenue dans les pompes à vide.

diminuant l'épaisseur de la cible pour des impulsions courtes (plusieurs dizaines de fs) a depuis été confirmée par des simulations PIC et des expériences sur le laser Terawatt de Saclay [Ceccotti 07].

Caractérisation et propriétés des faisceaux

Après la course à l'énergie maximale et à la compréhension des mécanismes d'accélération grâce à des variations paramétriques, l'intérêt s'est tourné vers une meilleure caractérisation des faisceaux d'ions accélérés par interaction laser-plasma. Récemment, Ter-Avetisyan *et al.* ont étudié expérimentalement les corrélations spatiales, spectrales et angulaires d'un faisceau de protons accélérés par interaction laser-plasma [Ter-Avetisyan 09]. Ces faisceaux ont des propriétés uniques notamment en termes de laminarité, d'émittance (environ cent fois meilleures que les accélérateurs à cavités radio-fréquences classiques), de diamètre (plusieurs dizaines de microns) et de durée (quelques ps à la source). C'est cette dernière propriété, combinée au spectre énergétique des protons que l'on obtient naturellement, qui va rendre ces faisceaux intéressants pour des applications telles que le chauffage isochore [Patel 03] et la radiographie de plasmas [Borghesi 02]. L' efficacité de conversion, i.e. l'énergie laser qui est transférée aux protons, est de l'ordre du pourcent [Fuchs 06] avec un record établi à 12 % [Cowan 04].

Les différents mécanismes d'accélération ionique

En même temps que ces expériences se développaient et avancaient à grande vitesse, il a fallu développer des modèles de calcul pour permettre de les interpréter et de comprendre les mécanismes sous-jacents de l'interaction laser-plasma. Aujourd'hui, avec la puissance de calcul et l'espace de stockage disponibles, il est possible de raffiner la description de l'interaction en prenant en compte des phénomènes qui au départ n'étaient pas inclus dans les codes, comme l'ionisation par exemple. Historiquement, les premières études numériques sur l'accélération de protons ont porté sur la détente dans le vide de plasmas chauds. Ces études utilisaient des codes hydrodynamiques pour l'essentiel monodimensionnels [Widner 71, Crow 75, Denavit 79]. Toutes ces études ont permis d'avoir une meilleure compréhension du phénomène. Elles ont par la suite été complétées par les travaux analytiques de Mora [Mora 03] qui permettent de déduire l'énergie maximale des ions au cours du temps ainsi que la forme du spectre obtenu. Ces résultats sont toutefois obtenus sous l'hypothèse d'une détente isotherme, i.e. à température électronique constante : les électrons constituent un réservoir d'énergie infini. A la suite de cette étude, d'autres auteurs ont essayé de préciser ce modèle en tenant compte de l'épaisseur finie de la cible [Betti 05], de la diminution de l'énergie du réservoir d'électrons [Grismayer 08], de l'existence de plusieurs populations ioniques et électroniques [Bychenkov 04, Passoni 04].

Ensuite, l'utilisation de codes PIC a permis d'identifier l'ensemble des mécanismes responsables de l'émission de protons depuis la face avant ou la face arrière. L'ensemble des résultats expérimentaux s'accompagnent de simulations numériques afin de mettre en lumière les différents processus qui permettent d'expliquer les ré-

sultats observés. Des premières simulations PIC au début des années 90 [Wilks 92] aux simulations tridimensionnelles d'aujourd'hui [Chen 09], tous les résultats numériques s'accordent à dire qu'il existe deux régimes d'accélération : le régime du TNSA pour Target Normal Sheath Acceleration et le régime du RPA pour Radiation Pressure Acceleration. Ces deux régimes correspondent à des intensités de 10^{18} à 10^{23} W/cm^2 pour le premier et au-delà de 10^{23} W/cm^2 pour le second. Il est possible de rajouter un troisième régime qui correspond à l'accélération par choc électrostatique. Les études de Silva *et al.* [Silva 04] ont ainsi montré que pour des intensités élevées et dans certaines conditions de densité de cible et d'épaisseur, des protons de la face avant peuvent être accélérés à des énergies considérables par un choc électrostatique possédant une vitesse élevée sur lequel les protons peuvent se réfléchir.

Le régime du RPA et ses variantes, qui correspondent à un régime où la pression de radiation est telle qu'elle est capable de mettre en mouvement simultanément protons et électrons à des énergie relativistes, a été intensivement étudié de manière paramétrique. Un nombre importants d'auteurs se sont intéressés à l'énergie maximale qu'il est possible d'atteindre en fonction de paramètres tels que (liste non exhaustive) la polarisation du laser [Rykovanov 08], l'intensité [Davis 09], la présence d'un gradient de densité [Holkundkar 08], la forme temporelle de l'impulsion [Chen 08], les instabilités du type Rayleigh-Taylor [Qiao 09]. Sans la simulation numérique, ces études n'auraient pas été possibles simplement parce que les intensités nécessaires sont encore hors de portée des installations laser actuelles.

1.8 Enjeux et objectifs

Au moment où débutait cette thèse au mois de Février 2008, et ce jusqu'à mi-2009 environ, 2-3 articles par mois en moyenne, traitant du RPA et ses variantes, étaient publiés dans des revues majeures telles que *Physics of Plasmas* et *Physical Review Letters*. Nous aurions pu faire un choix "stratégique", en termes de publications, et orienter les travaux de thèse en ce sens. Seulement, le domaine d'intensité que recouvrent ces mécanismes est encore hors de portée (et pour quelques années encore) des installations laser actuelles (qui ont des intensité crêtes jusqu'à 10^{21} W/cm^2 pour l'instant). D'autant plus, avec le recul de ces trois années, qu'une description théorique complète du mécanisme que nous allons étudier tout au long de ce manuscrit, le TNSA [1], reste une tâche très ardue à laquelle personne n'a encore trouvé de réponse satisfaisante (contrairement au RPA), donnant du fil à retordre à l'ensemble de la communauté travaillant sur ce mécanisme d'accélération, à savoir l'ensemble de la communauté expérimentale et les équipes de numériciens/théoriciens associées. Des études à ultra-hautes intensités, peu importe le mécanisme, sont donc nécessaires pour estimer le chemin qu'il reste à parcourir avant d'obtenir des sources de particules de plusieurs centaines de MeV/nucléon et qui rendront des applications, comme la protonthérapie, possibles.

Les progrès faits aux cours des dix dernières années en matière de technologie laser, ont permis d'aborder un régime particulier d'interaction où le maximum

1. Target Normal Sheath Acceleration.

de l'intensité de l'onde laser interagit avec une cible exempte de toutes perturbations, grâce notamment à l'utilisation de techniques qui permettent d'obtenir des impulsions ultra-intenses avec un constraste (rapport entre l'intensité crête et la pré-impulsion) de l'ordre de 10^{10} pour des intensités maximale de 10^{19-20} W/cm^2. Le contraste joue un rôle fondamental dans la physique de l'interaction. En effet, les mécanismes de couplage de l'énergie laser aux électrons du plasma, et les conséquences que cela peut avoir sur l'accélération d'ions, diffèrent selon qu'un préplasma est présent ou pas.

L'étude de ces différents régimes d'interaction est primordiale pour comprendre l'influence des paramètres du laser (durée d'impulsion, intensité, énergie, angle d'incidence) et de la cible (épaisseur, densité, composition) sur le processus d'accélération ionique. Compte tenu de la multitude de paramètres qui peuvent varier au cours de l'interaction et des relations complexes qui peuvent exister entre eux, les travaux théoriques et numériques sont un moyen privilégié pour décrire et expliquer les résultats expérimentaux, mais également pour étudier la physique sous-jacente. La simulation représente aussi le seul outil à notre disposition pour réaliser des études prospectives permettant de lier les propriétés des faisceaux qui pourront être produits aux caractéristiques des futures installations laser.

Dans ce contexte, le travail réalisé au cours cette thèse repose exclusivement sur l'étude théorique et numérique de l'accélération de protons par laser avec des cibles surdenses, et l'application des faisceaux produits au chauffage isochore. La plupart des résultats obtenus ont pu être confrontés à des expériences réalisées par l'équipe du SPL au LOA, pour la partie accélération, et à des publications récentes pour la partie chauffage isochore. Une partie importante de cette thèse est donc consacrée à l'étude de l'influence de certains paramètres (laser et/ou cible) sur l'accélération de protons, notamment pour la partie chauffage isochore. Nous avons aussi développé un modèle semi-analytique simple pour rendre compte de la dépendance de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité et de l'angle d'incidence. Ce modèle nous a permis, entre autres, d'estimer les intensités laser nécessaires en vue d'applications, notamment la protonthérapie, s'inscrivant dans un contexte où les durées des impulsions laser sont destinées à devenir de plus en plus courtes (de l'ordre de la dizaine de fs).

Plan du manuscrit

Le manuscrit est ainsi divisé en trois parties. Nous avons déjà présenté les bases physiques nécessaires à la compréhension de l'accélération de protons par laser, notamment les mécanismes qui permettent de transférer une partie de l'énergie laser aux électrons du plasma. Dans la suite, nous décrivons, étape par étape, le mécanisme du TNSA à travers une simulation PIC et un modèle d'expansion fluide isotherme. La simulation PIC permet de décomposer la chronologie des événements de manière visible, alors que le modèle fluide permet d'introduire les dépendances qui peuvent exister entre les différents paramètres qui contrôlent l'accélération.

Ces deux approches permettent, dans une deuxième partie, d'expliquer les résultats obtenus à partir de simulations numériques originales où nous nous sommes intéressés à l'influence de la durée d'impulsion du laser dans un premier temps. Ces

résultats ont permis d'expliquer une série d'expériences réalisées au sein de l'équipe SPL du LOA, confirmant ainsi les liens qui existent entre durée d'impulsion, adoucissement du gradient de densité en face avant et temps d'accélération des protons. Dans un deuxième temps, nous avons voulu développer un modèle semi-analytique appuyé par des simulations 2D, pour décrire les variations de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité et de l'angle d'incidence du laser pour des durées ultra-courtes, correspondant à la future génération d'installation laser (projets LUIRE et APOLLON).

Enfin, la troisième et dernière partie est une application des protons produits par laser au chauffage isochore, i.e. à volume constant. On s'intéresse à la production d'état de la matière à des densités proches de la densité du solide avec des températures allant jusqu'au million de degrés Kelvin (~ 100 eV [1]). Nous explorons toute une gamme de paramètres (laser et cible) de manière à obtenir le chauffage le plus homogène possible sur des temps inférieurs à la détente hydrodynamique.

1. 1 eV = 11954 K.

Chapitre 2

Description cinétique et code PIC

La façon triviale de décrire un plasma soumis à l'action du champ électromagnétique d'une onde laser et des propres champs qu'il génère consiste à résoudre l'équation du mouvement pour chacune des particules constituant le plasma. Si l'on souhaite étudier l'évolution d'un plasma de quelques μm^3 composé d'électrons et de protons à la densité solide, $n \sim 10^{11}$ μm^{-3}, il faut suivre l'évolution dans le temps des six variables (en 3D) x, p_x, y, p_y, z, p_z pour chacune des quelques 10^{11} particules qui composent notre plasma. Le pas d'intégration étant de l'ordre du temps mis par une particule pour parcourir la distance interparticulaire $\propto n^{-1/3}$, soit environ 3×10^{-19} s pour une vitesse de l'ordre de la vitesse de la lumière, il faut donc environ 3×10^7 itérations pour décrire l'évolution du plasma sur une centaine de femtosecondes. Sur un processeur cadencé au gigahertz, si l'intégration prend 10^{-9} s (soyons vraiment optimiste !), un tel calcul prendrait environ $2 \times 10^{-9} \times 10^{11} \times 3 \times 10^7$ s soit environ 7×10^4 jours (presque deux siècles) ! Sans compter sur les gigaoctets de données générés qu'il faut traiter. Une telle approche est tout simplement impensable. Un tel raffinement n'est toutefois pas nécessaire à la caractérisation du système. Compte tenu du nombre élevé de particules, une approche probabiliste s'avère suffisante : on ne s'intéresse plus à chaque particule individuellement mais à un ensemble de particules dont l'évolution dans l'espace et le temps est régie par une fonction de densité de probabilité.

2.1 Description cinétique

Il existe différents niveaux de description pour l'évolution d'un tel système. La méthode de résolution choisie dépend essentiellement des différentes échelles spatio-temporelles que l'on veut résoudre. La Figure 2.1 résume de manière simplifiée les différentes approches (microscopique, cinétique ou macroscopique) en fonction des échelles spatiales et temporelles caractéristiques à considérer pour suivre l'évolution du système. Entre l'approche fluide qui décrit l'évolution de grands systèmes (à notre échelle, cela correspond à des systèmes picosecondes et micrométriques) et l'approche microscopique qui s'intéresse aux processus atomiques et moléculaires, on trouve l'approche cinétique qui permet d'étudier des phénomènes de l'ordre de la femtoseconde sur des distances nanométriques. Ces ordres de grandeur sont

caractéristiques des phénomènes chaotiques, de déferlements d'onde, de piégeage de particules qui vont être à l'origine de nombreux mécanismes de chauffage de plasma, de génération d'ondes et d'accélération de particules.

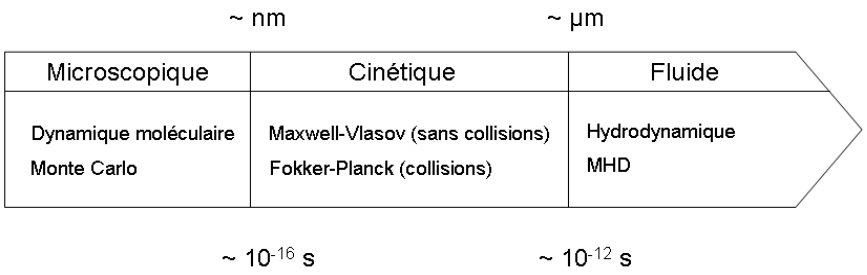


FIGURE 2.1 – *Les trois niveaux de résolution d'un système plasma en fonction des échelles d'espace et de temps caractéristiques.*

Pour décrire la physique de l'interaction laser-plasma, les équations de Maxwell permettent de modéliser la partie électromagnétique du problème. Il reste ensuite à décrire le comportement du plasma soumis à la fois au champ laser extérieur, mais aussi aux champs auto-consistants qu'il génère de par les différents termes sources (densités de courant et de charge) contenus dans les équations de Maxwell. Ce plasma peut être entièrement caractérisé par la donnée des trois coordonnées spatiales $\vec{r_i}$ et d'impulsion $\vec{p_i}$ de chaque particle i. L'état du plasma (contenant N particules) est alors caractérisé par un point à $6N$ coordonnées $(\vec{r}_1..\vec{r}_N, \vec{p}_i..\vec{p}_N)$ dans l'espace des phases à $6N$ dimensions. La probabilité que le plasma soit dans cet état à un instant t est donnée par :

$$P\left(\vec{r_1}..\vec{r}_N, \vec{p}_1..\vec{p}_N, t\right) = f\left(\vec{r}_1..\vec{r}_N, \vec{p}_1..\vec{p}_N, t\right) d\vec{r}_1..d\vec{r}_N, d\vec{p}_1..d\vec{p}_N,$$

où $f\left(\vec{r}_1.., \vec{p}_1.., t\right)$ est la densité de probabilité correspondant à l'état $(\vec{r}_1.., \vec{p}_1.., t)$ du plasma. Dit en d'autres termes, $P\left(\vec{r_1}..\vec{r}_N, \vec{p}_1..\vec{p}_N, t\right)$ correspond à la probabilité que la particule 1 se trouve dans un volume $d\vec{r}_1$ autour de $\vec{r}_1$ avec une impulsion $\vec{p}_1$ dont l'extrémité pointe dans un volume $d\vec{p}_1$ dans l'espace des impulsions de l'espèce 1 et ainsi de suite pour les autres particules jusqu'à la particule N. L'évolution de la densité de probabilité est donnée par l'équation de Liouville :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial \vec{r}_j}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial \vec{r}_j} + \sum_j \frac{\partial \vec{p}_j}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial \vec{p}_j} = 0.$$

Cette équation différentielle sur la densité de probabilité traduit la conservation dans le temps du volume occupé par le système dans l'espace des phases. Le volume correspondant se déforme sous l'action des différents champs mais reste constant le long d'une trajectoire (succession dans le temps des différents états du plasma). La résolution de cette équation est analytiquement très difficile et numériquement, il faut trouver une solution à une équation différentielle dans un espace à $6N$ dimensions. Même numériquement, on ne peut se permettre une telle résolution qui serait extrêmement coûteuse en matière de ressources informatiques. On va

donc chercher à simplifier le problème en introduisant des densités de probabilité partielles et définies de la manière suivante :

$$f_k\left(\vec{r}_1..\vec{r}_k,\vec{p}_1..\vec{p}_k,t\right)=\int f\left(\vec{r}_1..\vec{r}_N,\vec{p}_1..\vec{p}_N,t\right)d\vec{r}_{k+1}..d\vec{r}_N,d\vec{p}_{k+1}..d\vec{p}_N.$$

Ainsi, on considère un nombre k de particules, et $f_k\left(\vec{r}_1..\vec{r}_k,\vec{p}_1..\vec{p}_k,t\right)$ correspond à la probabilité à l'instant t que ces particules se trouvent en $(\vec{r}_1..\vec{r}_k,\vec{p}_1..\vec{p}_k)$. On écrit ensuite l'équation du mouvement pour la particule i :

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt}=\vec{F}_i^{ext}+\sum_j\vec{F}_{j\to i},$$

où $\vec{F}_i^{ext}$ est la force extérieure s'appliquant sur la particule i et $\vec{F}_{j\to i}$ représente l'action de la particule j sur la particule i. Chaque fonction f_k vérifie alors l'équation :

$$\begin{aligned}\frac{\partial f_k}{\partial t}+\sum_{i=1}^{k}\frac{\partial\vec{r}_i}{\partial t}\frac{\partial f_k}{\partial\vec{r}_i}+\sum_{i=1}^{k}\left(\vec{F}_i^{ext}+\sum_j^k\vec{F}_{j\to i}\right)\frac{\partial f_k}{\partial\vec{p}_i}=\\-\sum_{i=1}^{k}\left(N-k\right)\frac{\partial}{\partial\vec{p}_i}\int\vec{F}_{k+1\to i}f_{k+1}d\vec{r}_{k+1}d\vec{p}_{k+1}.\end{aligned}\tag{2.1.1}$$

En particulier, pour $k=1$, on obtient :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+\frac{\partial\vec{r}_1}{\partial t}\frac{\partial f_1}{\partial\vec{r}_1}+\vec{F}_i^{ext}\frac{\partial f_1}{\partial\vec{p}_1}=-\left(N-1\right)\frac{\partial}{\partial\vec{p}_1}\int\vec{F}_{2\to1}f_2\left(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)d\vec{r}_2d\vec{p}_2.\tag{2.1.2}$$

A partir de l'équation de Liouville, on obtient donc un système de N équations plus simples couplées de proche en proche : l'équation pour f_2 s'exprime en fonction de f_3 et ainsi de suite. Ce système est appelé système BBGKY pour Born-Bogoliubov-Green-Kirkwood-Yvon. Dans le cadre de notre étude, les plasmas considérés sont non collisionnels. On peut donc considérer qu'il n'y a pas de corrélation entre les particules. Cela revient à écrire que :

$$f_2\left(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)=f_1\left(\vec{r}_1,\vec{p}_1\right)f_1\left(\vec{r}_2,\vec{p}_2\right).$$

On obtient alors :

$$-\left(N-1\right)\frac{\partial}{\partial\vec{p}_1}\int\vec{F}_{1\to2}f_2d\vec{r}_2d\vec{p}_2=-\vec{F}_1^{\,plas}\frac{\partial f}{\partial\vec{p}_1},$$

où $\vec{F}_1^{plas}$ correspond à la force excercée par les $(N-1)$ autres particules du système sur la particule $k=1$. Cette force est définie de la manière suivante :

$$\vec{F}_1^{plas}=\left(N-1\right)\int\vec{F}_{1\to2}f\left(\vec{r}_2,\vec{p}_2\right)d\vec{r}_2d\vec{p}_2$$

Par la suite, seules les forces d'origine électromagnétique sont prises en compte (le champ laser et les champs auto-générés par le plasma liés aux termes sources des équations de Maxwell) :

$$\begin{aligned}\vec{F}_{ext}&=q_1\left(\vec{E}_1^{ext}+\vec{v}_1\times\vec{B}_1^{ext}\right),\\\vec{F}_{plas}&=q_1\left(\vec{E}_1^{plas}+\vec{v}_1\times\vec{B}_1^{plas}\right),\end{aligned}$$

où $v_1 = \dfrac{d\vec{r}_1}{dt}$ est la vitesse de la particule et q_1 sa charge. $\vec{E}_1^{ext}$ et $\vec{B}_1^{ext}$ sont les champs électrique et magnétique extérieurs (créés par le laser), $\vec{E}_1^{plas}$ et $\vec{B}_1^{plas}$ les champs crées par le plasma. Les champs venant des termes sources des équations de Maxwell sont dits "auto-consistants". On obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\partial \vec{r}_1}{\partial t}\frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + q_1\left(\vec{E}_1 + \vec{v}_1 \times \vec{B}_1\right)\frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = 0,$$

avec $\vec{E}_1 = \vec{E}_1^{ext} + \vec{E}_1^{plas}$ et $\vec{B}_1 = \vec{B}_1^{ext} + \vec{B}_1^{plas}$. D'après sa définition, la densité de probabilité $f_1(\vec{r},\vec{p})$ donne la probabilité qu'une particule se trouve dans le volume élémentaire défini par $(d\vec{r}, d\vec{p})$. A la limite, $N \to \infty$, la densité de probabilité en $(\vec{r},\vec{p})$ sera égale à $N f_1(\vec{r},\vec{p},t) \equiv f(\vec{r},\vec{p},t)$. On définit ainsi la densité de probabilité (ou fonction de distribution) f qui satisfait l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)\frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0.$$

Cette équation permet de calculer les trajectoires dans l'espace des phases $(\vec{r},\vec{p})$ des particules plongées dans des champs extérieurs et dans les champs auto-générés. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont donnés par la résolution des équations de Maxwell que l'on rappelle ici :

$$\begin{aligned}
div\vec{E} =& \frac{\rho}{\epsilon_0},\\
div\vec{B} =& 0,\\
\overrightarrow{rot}\vec{E} =& -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},\\
\overrightarrow{rot}\vec{B} =& -\mu_0\vec{j} + \mu_0\epsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.
\end{aligned}$$

Ces équations nécessitent de connaître la densité de charge $\rho(\vec{r})$ et la densité de courant $\vec{j}(\vec{r})$ créées dans le plasma. Ces deux grandeurs peuvent être obtenues en calculant les deux premiers moments de la densité de probabilité f :

$$\begin{aligned}
\rho(\vec{r},t) &= \int q f(\vec{r},\vec{p},t)\, d\vec{p},\\
\vec{j}(\vec{r},t) &= \int q\vec{v} f(\vec{r},\vec{p},t)\, d\vec{p}.
\end{aligned}$$

Dans des plasmas multi-espèces, il suffit de sommer pour chaque espèce densité et courant pour obtenir la densité et le courant total. En résumé, les deux équations précédentes, couplées aux équations de Maxwell et à l'équation de Vlasov décrivant l'évolution de la fonction de distribution pour chaque espèce, forment un système d'équations dit de Maxwell-Vlasov. Ce système permet de décrire l'évolution d'un plasma où les collisions sont négligées. Au final, les simplifications faites ont permis de ramener un problème à $6N$ dimensions à un problème à 6 dimensions - trois en espace et trois en impulsion - pour chaque espèce décrite par une fonction

de distribution. Dans le cas général, le mouvement des particules étudiées dans le contexte de l'interaction laser-plasma à ultra-haute intensité est relativiste. L'ensemble des phénomènes résultants des mouvements collectifs des particules ainsi que de leur action réciproque sur les champs extérieurs sont non linéaires et ne peuvent être décrits correctement qu'avec l'utilisation de codes numériques. La méthode Particle-In-Cell (PIC) est l'une des méthodes employées pour résoudre le système d'équations Maxwell-Vlasov.

2.2 Méthode PIC

L'approche particulaire résout le système d'équations Maxwell-Vlasov et l'équation du mouvement (relativiste dans le cas général) pour un ensemble de particules, appelées macroparticules, dont le rapport charge sur masse est identique à la particule seule. Ces macroparticules ne sont pas des objets ponctuels mais ont un certain volume. Pour simplifier la visualisation, dans une approche monodimensionnelle, le volume devient une largeur. Pour la méthode PIC, cette largeur est celle de la maille Δx. La macroparticule est alors une fonction porte de largeur Δx centrée sur la position de la macroparticule. Chaque macroparticule contribue aux densités de charge et de courant des deux nœuds du maillage à proximité immédiate de la macroparticule (Figure 2.2). La partie de la porte qui appartient à $[x_{i-1}, x_{i-1+1/2}]$

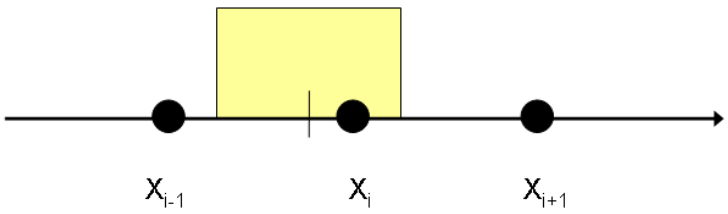


FIGURE 2.2 – *Méthode d'assignation du poids d'une particule aux nœuds du maillage où les densités de courant et de charge sont calculées.*

contribue au calcul des courants et densités sur le nœud x_{i-1}, l'autre partie contribue au calcul sur le nœud x_i. Cette notion se généralise à un rectangle en deux dimensions, et à un volume en trois dimensions. L'assignation des macroparticules pour le calcul des densités de charge et de courant utilise alors respectivement quatre et huit nœuds. Le calcul de ρ et $\vec{j}$ aux nœuds du maillage nécessite, en plus de l'aspect géométrique de l'assignation, qu'on attribue à chaque macroparticule un poids qui représente une certaine densité.

2.2.1 Le code Calder

Le code Calder développé par Erik Lefebvre [Lefebvre 03] est un code particulaire multi-dimensionnel (1, 2 et 3D), parallèle et non collisionnel qui résout l'ensemble des équations Maxwell-Vlasov. Pour chaque espèce α du plasma, Calder

résout donc l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}\frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)\frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}} = 0,$$

ainsi que l'équation relativiste du mouvement pour chaque macroparticule l de l'espèce α :

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\gamma_{l,\alpha}\vec{v}_{l,\alpha} =& \frac{q_\alpha}{m_\alpha}\left(\vec{E} + \vec{v}_{l,\alpha} \times \vec{B}\right), \\ \gamma_{l,\alpha} =& \left(1 - \frac{v_{l,\alpha}^2}{c^2}\right)^{-1/2}.\end{aligned}$$

Les différents champs (extérieurs et auto-consistants) sont calculés à partir des équations de Maxwell rappelées précédemment. Le couplage avec l'équation de Vlasov s'effectue à travers le calcul des densités et courants de charge pour chaque espèce (les intégrales se transforment en somme discrète) :

$$\begin{aligned}\rho\left(\vec{r}_{i,j,k}, t\right) =& \sum_l q_l \Gamma_l W\left(\vec{r}_{i,j,k} - \vec{r}_l\right), \\ \vec{j}\left(\vec{r}_{i,j,k}, t\right) =& \sum_l q_l \vec{v}_l \Gamma_l W\left(\vec{r}_{i,j,k} - \vec{r}_l\right).\end{aligned}$$

Ces équations sont ensuite projetées sur un maillage spatial 1, 2 ou 3D et résolues grâce à un schéma aux différences finies. Γ_l représente le poids attribué à la macroparticule l. W est ce que l'on appelle le facteur de forme. A l'ordre le plus bas, cette fonction W est égale à 1 à l'endroit où se trouve la particule. Il existe différents facteurs de forme d'ordre plus élevés permettant d'obtenir des résultats plus précis au détriment d'un temps de calcul plus élevé. Calder possède des facteurs de forme jusqu'à l'ordre 3. Concernant l'algorithme, les macroparticules sont d'abord initialisées sur le maillage avec un certain profil de densité et une vitesse tirée aléatoirement dans la fonction de distribution initiale. Connaissant les positions et les vitesses, les densités et les courants sont déterminés aux nœuds du maillage. Ces densités et courants sont ensuite insérés dans les équations de Maxwell permettant ainsi de déterminer les champs auto-consistants. Ces champs servent ensuite à la résolution des équations du mouvement pour chaque macroparticule afin de calculer les nouvelles positions. Ces nouvelles positions permettent de déterminer les nouvelles valeurs des densités et courants aux nœuds du maillage et ainsi de suite. Le cycle de résolution peut être résumé schématiquement par :

$$(\vec{r}, \vec{p}) \rightarrow \left(\rho, \vec{j}\right) \rightarrow \left(\vec{E}, \vec{B}\right) \rightarrow (\vec{r}, \vec{p}) \rightarrow ...$$

Le pas temporel de cette procédure doit être suffisamment petit pour résoudre la plus petite échelle de temps caractéristique d'un tel système qui est la période plasma électronique pour un plasma surdense : $\delta t \simeq 2\pi/\omega_{pe} = 2\pi\sqrt{m_e\epsilon_0/n_e e^2}$ où m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron. n_e est la densité

électronique du plasma. Ensuite, le pas d'espace doit être plus petit que la longueur de Debye électronique $\lambda_{De} = (\epsilon_0 k_B T_e / n_e e^2)^{1/2}$. La longueur de Debye correspond à l'ordre de grandeur spatial des phénomènes collectifs du plasma.

Le code cinétique Calder est un code parallélisé : le domaine de simulation est par exemple découpé en tranches horizontales de même épaisseur. Chaque bande est affectée à un processeur qui résout le système d'équations Maxwell-Vlasov dans le domaine qui lui a été attribué. Le schéma de résolution sur chaque domaine se complique quand des particules changent de domaine. Les processeurs doivent alors échanger des messages pour communiquer les différentes informations relatives aux particules qui changent de domaine. De plus, la résolution relativiste des équations du mouvement prend plus de temps qu'une résolution classique. On se garde donc la possibilité de traiter les ions de manière classique. Il est aussi possible d'améliorer le temps de résolution en remarquant que la dynamique des particules lourdes est beaucoup plus lente que la dynamique électronique. Celles-ci peuvent donc être déplacées avec une périodicité supérieure à celle du mouvement électronique : c'est le subcycling. Durant les itérations où ces particules ne sont pas avancées, leurs contributions aux densités totales de charge et de courant sont interpolées linéairement.

Les particules se déplacent dans un espace limité correspondant à la boîte de simulation. Des conditions aux limites doivent donc être imposées pour statuer sur leur devenir lorsqu'elles atteignent les bords du domaine. Plusieurs conditions existent. Il va de soi que ces conditions doivent respecter la neutralité globale à l'intérieur du système pour éviter l'apparition de champs électriques qui n'auraient rien de physique et qui feraient diverger le calcul. Ces conditions peuvent être périodiques, réfléchissantes ou absorbantes. Cette dernière consiste à réinjecter la particule qui sort de la boîte avec une vitesse tirée aléatoirement selon la distribution thermique initiale. Si la particule qui sort en premier (en général un électron) est suivie de près par une particule de charge opposée, alors les deux particules sont extraites du système. L'onde laser est quant à elle injectée depuis un bord de la boîte de simulation. Il est possible d'injecter plusieurs ondes laser. Le fichier de paramètres permet de déterminer leurs profils spatiaux et temporels ainsi que l'angle d'incidence. Là aussi, les conditions aux limites sont soit périodiques, réfléchissantes ou absorbantes avec des contraintes supplémentaires liées à la résolution des équations de Maxwell.

2.2.2 Diagnostics et unités

Un grand nombre de diagnostics sont disponibles dans Calder. Une liste exhaustive ne serait pas d'une grande utilité puisqu'on découvrira au cours de la lecture un grand nombre de visualisations possibles. Cependant, il est possible de les grouper en plusieurs catégories : grandeurs électromagnétiques, espace des phases des particules, fonction de distribution, suivi de particule test, grandeurs scalaires temporelles etc. Dans une onde laser, toutes les variables peuvent s'exprimer en fonction de son éclairement et de sa longueur d'onde. Ainsi, tous les paramètres du code seront normalisés par des variables déterminées en imposant une valeur de λ_0. Toutes les variables, et par conséquent les équations résolues dans le code,

	Variables	Valeur
Masse	m_e	9.1×10^{-31} kg
Densité	n_c	$1.1 \times 10^{27}\mathrm{m}^{-3}$
Vitesse	c	3×10^{8} m/s
Distance	c/ω_0	1.59×10^{-7} m
Temps	$1/\omega_0$	0.531×10^{-15} s
Impulsion	$m_e c$	27.3×10^{-23} kg.m.s^{-1}
Energie, température	$m_e c^2$	81.9×10^{-15} J
Densité de courant	$n_c e c$	4.8×10^{6} A.m^{-2}
Champ électrique	$m_e \omega_0 c/e$	3.2×10^{12} V/m
Champ magnétique	$m_e \omega_0 / e$	1.1×10^{4} V.s/m^2

TABLE 2.1 – *Unités plasma de normalisation pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1$ μm.*

sont adimensionnées. Nous indiquons dans le Tableau 2.2.2 les variables utilisées dans l'adimensionnement avec leurs correspondances en unités usuelles pour une longueur d'onde laser de référence de 1 micromètre.

2.2.3 Limitation des codes PIC

La stabilité des schémas numériques utilisés impose des conditions particulières sur le choix des pas spatiaux et temporels. D'une part, le couplage d'une méthode particulaire avec les équations de Maxwell impose que le pas d'espace soit inférieur à $3\lambda_{De}$. Si initialement cette condition est remplie, le schéma est stable. Pour des valeurs supérieures, les électrons du plasma deviennent de plus en plus chauds, i.e. ils gagnent artificiellement de l'énergie : c'est ce que l'on nomme le "chauffage numérique" qui dépend aussi de l'ordre d'interpolation utilisé et du nombre de particules par maille. Cependant, il est possible de choisir un pas d'espace jusqu'à $5\lambda_{De}$ tout en maintenant le chauffage numérique à des niveaux acceptables [Toupin 99]. Ensuite, la stabilité de la discrétisation temporelle des équations du mouvement implique $\Delta t \leq 2\omega_{pe}^{-1}$.

Les schémas de discrétisation utilisés dans Calder sont des schémas de type explicite : la valeur d'un champ par exemple, à un instant donné, s'exprime en fonction de ce même champ aux instants antérieurs. Il faut donc que l'information numérique "se déplace" plus vite que la particule pour pouvoir être traitée correctement. Cette condition, connue sous le nom de condition CFL pour Courant-Friedrichs-Lewy, impose que les pas d'espace et temporel vérifient l'inégalité suivante (en 3D) :

$$\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \leq \frac{1}{(c\Delta t)^2}.$$

Les codes particulaires présentent tous un mécanisme d'auto-chauffage. Comparé aux critères de stabilité précédents, il n'y a aucun moyen de l'éviter si ce n'est par l'utilisation de schémas numériques de type implicite qui théoriquement lèvent la contrainte sur le choix des pas spatiaux et temporels : il est alors possible de choisir indépendamment pas spatial et pas temporel [Drouin 09]. Ce chauffage

numérique provient des erreurs de troncature, de l'utilisation de la méthode d'assignation des charges sur les nœuds du maillage et de l'interpolation des champs qui en résulte. Les particules y sont d'autant plus sensibles qu'elles sont légères, en particulier les électrons. Toutefois, si l'énergie laser introduite dans la boîte est suffisamment importante comparée au chauffage numérique, celui-ci n'a que peu d'influence. A contrario, si le chauffage induit par l'onde laser est faible, le contrôle du chauffage numérique à des niveaux faibles est crucial. Le chauffage numérique peut être limité, au détriment d'un temps de calcul plus important, en augmentant le nombre de particules par maille et/ou en utilisant des ordres d'interpolation élevés (ordre 3 en général). Un simple bilan d'énergie permet de quantifier son importance [1].

Notons bien que les résultats numériques des simulations faites avec des codes PIC peuvent dépendre étroitement des conditions aux limites appliquées aux frontières de la boîte de simulation, aussi bien sur les champs que sur les particules. Les conditions périodiques appliquées systématiquement aux champs dans la direction transverse ne semblent pas très justifiées mais simplifient énormément les schémas de résolution numériques des champs. De même, les particules sortantes sont souvent réinjectées avec leur vitesse thermique initiale. Il s'avère que ces conditions aux limites "artificielles" créent l'équivalent d'un champ ambipolaire aux frontières du système. On prendra donc le plus grand soin à dimensionner les boîtes de simulation de façon à limiter au maximum l'influence de ces conditions aux limites.

1. Dans toutes les simulations PIC présentées par la suite, le chauffage numérique reste inférieur à 5%.

Chapitre 3

Dynamique ionique : mécanisme du TNSA

Dans les chapitres précédents, nous avons introduit les bases fondamentales nécessaires à la compréhension du mécanisme d'accélération qui va nous intéresser tout au long de ce manuscrit : le Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Nous nous sommes d'abord attachés à décrire simplement la forme des champs électromagnétiques dans un plasma surdense et dans le vide. Nous avons ensuite vu comment cette onde électromagnétique pouvait transmettre une partie de son énergie aux électrons sous forme d'énergie cinétique. Ces électrons, une fois chauffés par le laser, traversent la cible et commencent à se détendre dans le vide. L'inertie élevée des ions laisse du temps aux électrons pour établir un champ électrostatique ambipolaire. C'est ce champ électrostatique, de l'ordre du TV/m, qui va être responsable de l'ionisation quasi-instantanée des atomes situés en surface et de leur accélération. L'expansion des électrons se fait aussi bien en face avant qu'en face arrière faisant du TNSA un mécanisme d'accélération symétrique dans des situations de haut contraste [Ceccotti 07]. Dans ce chapitre composé de deux parties, nous décrivons en premier lieu le TNSA à partir d'une simulation PIC 2D, avant de présenter l'approche fluide isotherme développée dans la référence [Mora 03]. Cette approche théorique simplifiée va nous permettre d'expliciter les liens qui existent entre les différents paramètres de l'interaction laser-plasma et qui influencent l'accélération des protons (ions).

3.1 Target Normal Sheath Acceleration : approche particulaire

Comme nous avons pu le souligner précédemment, la masse des protons ne leur permet pas d'être mis en mouvement directement par le champ électrique de l'onde laser pour des intensités laser inférieures à 10^{24} W/cm^2 (intensité à partir de laquelle le mouvement d'un proton dans l'onde laser devient relativiste). Il faut utiliser un intermédiaire, un milieu "médiateur", en l'occurence les électrons et leur inertie quasi-nulle, pour transférer une partie de l'énergie laser aux protons. Aux intensités considérées - à partir de 10^{18} W/cm^2 - les phénomènes non collisionnels,

en particulier l'absorption résonnante [Wilks 97], le chauffage par le "vide" ou vacuum heating [Bauer 07] et le chauffage pondéromoteur [Gibbon 96] jouent un rôle prépondérant dans le chauffage électronique. Nous présentons par la suite, à l'aide d'une simulation PIC de référence, le fonctionnement du mécanisme d'accélération des protons par TNSA.

3.1.1 Principe : interaction laser-plasma en incidence oblique

On considère une impulsion laser polarisée p, i.e. dont le champ électrique est dans le plan d'incidence, de longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm, avec un angle d'incidence de 45°, une intensité $I = 4.5 \times 10^{19}$ W/cm^2, une forme temporelle [1] gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de l'intensité de 50 fs, et une tache focale, gaussienne elle aussi, de largeur 5 μm. L'onde est incidente sur une cible solide micrométrique de densité $100n_c$ comme le montre la Figure 3.1. De cette manière, tous les ingrédients sont réunis pour mettre en œuvre l'absorption non collisionnelle décrite précédemment. D'ailleurs, c'est la configuration que l'on retrouve sur les expériences actuelles d'accélération par TNSA (installations du LOA, Saclay). Comme nous le verrons plus tard et comme cela a déjà été précisé section 1.5.3, l'absence d'un gradient de densité en face avant ne permet pas d'absorption résonnante. Les mécanismes d'absorption, dans le cas d'une cible à gradient raide, sont donc principalement le chauffage pondéromoteur et le chauffage par le "vide". Pour se figurer les différentes étapes du processus d'accélération, nous allons les décrire une par une. Sauf cas contraire, les plasmas utilisés dans nos simulations sont des plasmas déjà ionisés, composés exclusivement d'électrons et de protons [2]. Par ailleurs, on note habituellement n_i et n_e les densités des particules (protons/ions et électrons) et non des charges.

La Figure 3.1(b) fait apparaître les interférences entre le champ incident et le champ réfléchi. Le champ stationnaire qui naît de la superposition des champs incident et réfléchi, est responsable d'une partie du transfert d'énergie de l'onde vers les électrons. Ces derniers peuvent être réinjectés dans le plasma après un passage dans l'onde stationnaire, ou au contraire s'échapper du système, en emportant avec eux une fraction de l'énergie de l'onde. Ensuite, la Figure 3.2 montre la densité des électrons d'énergies supérieures à 1 MeV. Elle fait apparaître deux structures spatiales régulières. Dans le vide, l'espace entre deux jets d'électrons est de λ_0 qui correspond à des électrons accélérés directement par le champ laser. Dans le plasma, on observe la signature de la composantes à $2\omega_0$ de la force pondéromotrice : l'espacement entre deux jets d'électrons est de $\lambda_0/2$. On remarque aussi, en observant attentivement la Figure 3.2(a), la courbure liée à l'enfoncement de la face avant sous l'effet de la composante continue de la force pondéromotrice (encadré).

1. Sauf indication contraire, durée d'impulsion et largeur de tache focale sont toujours données à mi-hauteur de l'intensité.

2. Les champs ambipolaires créés sont de l'ordre du TV/m bien supérieurs aux quelques GV/m que requiert l'ionisation du premier électron dans le cadre du modèle de Bohr. L'état d'ionisation est donc initialement imposé.

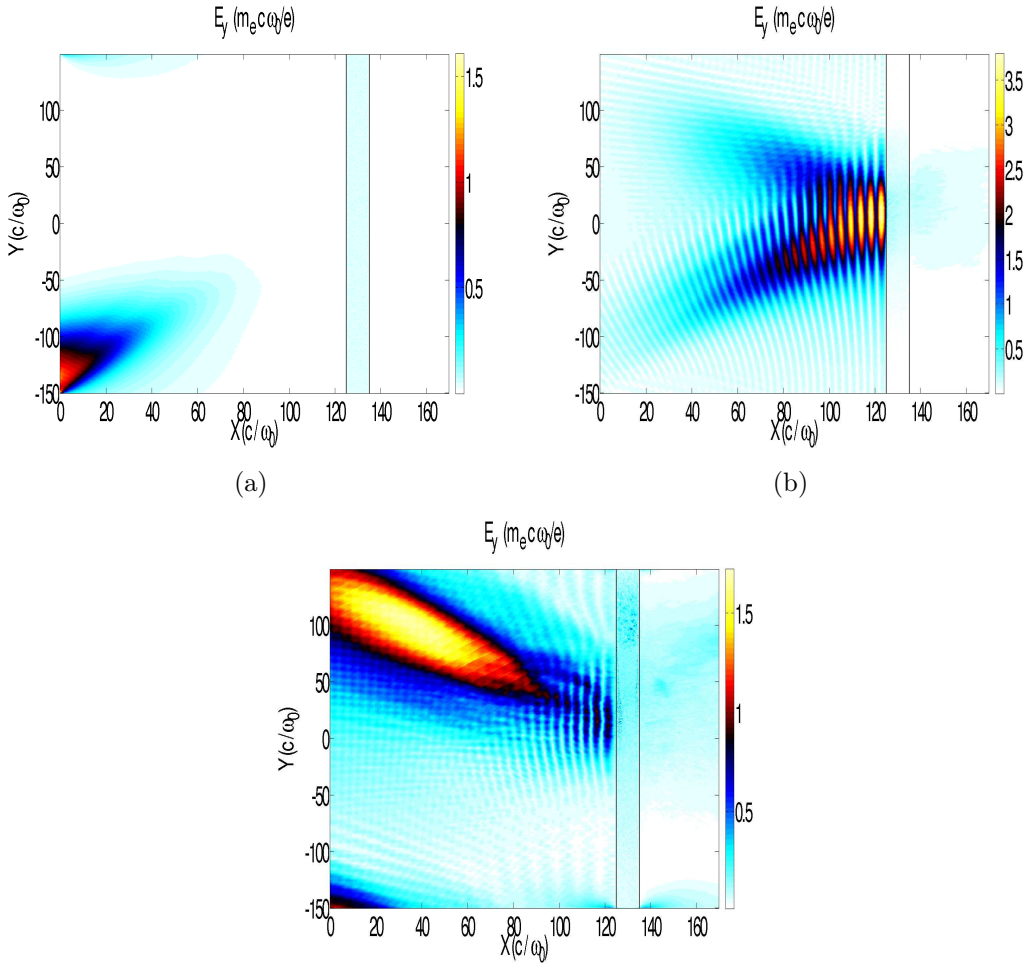
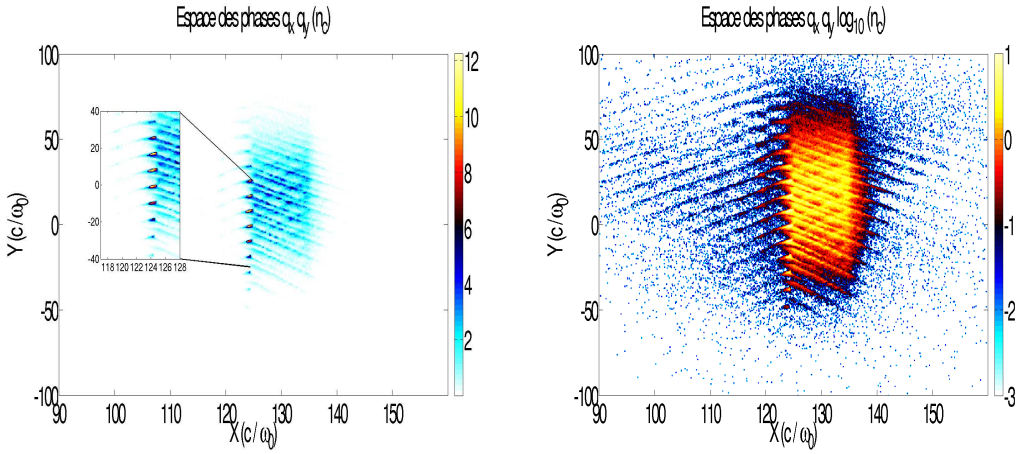


FIGURE 3.1 – *Moyenne quadratique du champ électrique E_y pris à trois instants différents : a) $t = 130\ \omega_0^{-1}$, b) $t = 390\ \omega_0^{-1}$ (maximum de l'impulsion sur cible), et c) $t = 520\ \omega_0^{-1}$. Les lignes verticales repèrent la position de la cible.*

3.1.2 Génération d'électrons dits "chauds"

Au fur et à mesure de l'interaction de l'onde laser avec la face avant de la cible, une partie de l'énergie laser est transférée aux électrons par le biais des divers mécanismes de chauffage. Ce transfert d'énergie est responsable de la création de deux populations électroniques [Wilks 92, Malka 96, Passoni 04] : une population dite froide, de température caractéristique T_c, et une population dite chaude, de température caractéristique T_h. La Figure 3.3 montre ces deux populations dans le spectre électronique juste après l'interaction du maximum de l'impulsion. On voit clairement apparaître les deux populations. Ce que l'on appelle température correspond à la pente des fonctions de distribution qui peuvent facilement être représentées par des maxwelliennes en énergie cinétique de la forme $f(\epsilon) = Ae^{-\epsilon/T}$. f est la fonction de distribution, A une constante, ϵ l'énergie cinétique et T la température de la distribution. Sous l'effet de l'agitation thermique et de la pression



(a) (b)

FIGURE 3.2 – *Densité électronique a) en unité de n_c et b) en échelle logarithmique au moment où le maximum de l'impulsion interagit avec la face avant de la cible. Seuls les électrons d'énergies supérieures à 1 MeV sont représentés.*

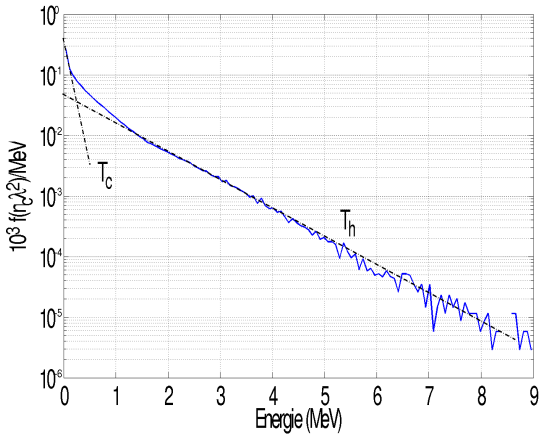


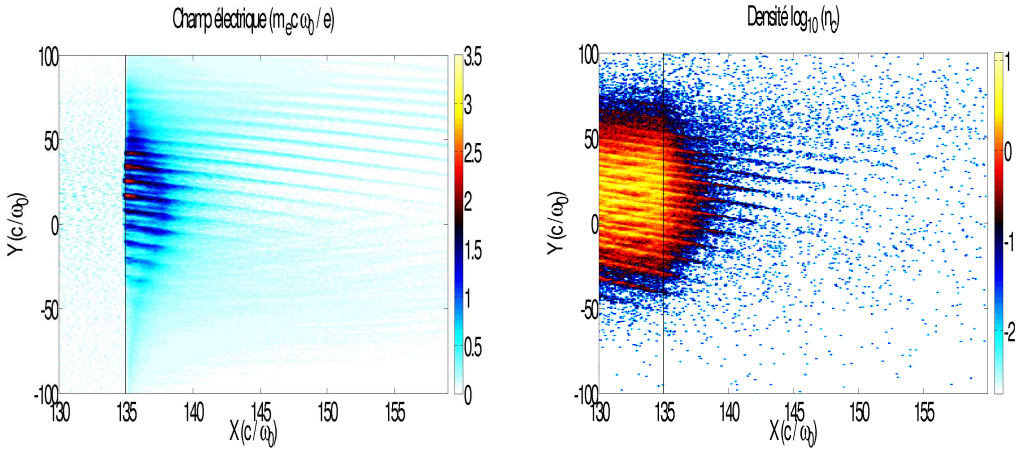
FIGURE 3.3 – *Distribution électronique mesurée après l'interaction du maximum de l'impulsion. Les pentes des deux populations sont matérialisées par les droites en pointillés noirs.*

qui augmentent, les électrons chauds se détendent autour de la cible et la fonction de distribution évolue au cours du temps. La cible se charge positivement. Un champ électrostatique de plusieurs TV/m est alors créé au niveau des deux faces. Ce champ est suffisamment intense pour accélérer les protons présents sur les deux faces à des énergies de plusieurs MeV.

3.1.3 Lien entre champ ambipolaire et densité d'électrons chauds

Pour illustrer le fait que les électrons chauds sont responsables de la génération du champ électrique, nous représentons Figure 3.4, le champ électrique E_x en

face arrière, lors de l'interaction du pic d'intensité avec la cible, en regard de la densité des électrons d'énergies supérieures à 0.2 MeV [1]. Les modulations spatiales du champ électrique que l'on observe se superposent aux modulations de la densité électronique (liées à la composante à $2\omega_0$ de la force pondéromotrice). En observant la Figure 3.4(a), on voit clairement apparaître la limite du champ électrique qui se superpose parfaitement avec les électrons accumulés en face arrière. C'est cette composante continue (par opposition aux modulations qui cessent une fois l'onde passée) qui est responsable de l'accélération des protons localisés en face arrière (il en va de même pour l'accélération face avant).



(a) (b)

FIGURE 3.4 – *a) Champ électrique E_x et b) densité des électrons chauds (d'énergies supérieures à 0.2 MeV). La ligne verticale noire représente la face arrière de la cible.*

Le champ électrique à l'arrière de la cible est maximal juste après l'interaction du pic de l'impulsion avec l'avant de la cible. Il décroît ensuite au fur et à mesure que les électrons donnent une partie de leur énergie aux protons par l'intermédiaire du champ électrostatique. La Figure 3.5 montre l'évolution de l'énergie cinétique totale des deux espèces (électrons et protons) et du maximum du champ longitudinal E_x mesuré à l'arrière de la cible (frontière vide/plasma). Le transfert d'énergie de l'onde vers les électrons pendant les premiers instants de l'interaction apparaît clairement : l'énergie cinétique électronique augmente, de la même manière que l'amplitude du champ électrique à l'interface vide/plasma qui est maximal quand le maximum de l'impulsion atteint la cible. L'énergie cinétique électronique totale est maximale une fois l'onde entièrement réfléchie (i.e. quand l'interaction est finie). Le champ que nous avons représenté ici est le maximum du champ électrique longitudinal E_x à la frontière vide-plasma. Il est normal que ce champ s'éteigne une fois l'onde passée (avancée des protons et retour à la quasi-neutralité). Cependant, compte tenu de leur inertie élevée, les protons ne rattrapent pas instantanément

1. Il est d'usage de considérer comme chauds les électrons d'énergies supérieures à l'énergie définie par l'intersection des pentes des populations froide et chaude sur la fonction de distribution Figure 3.3.

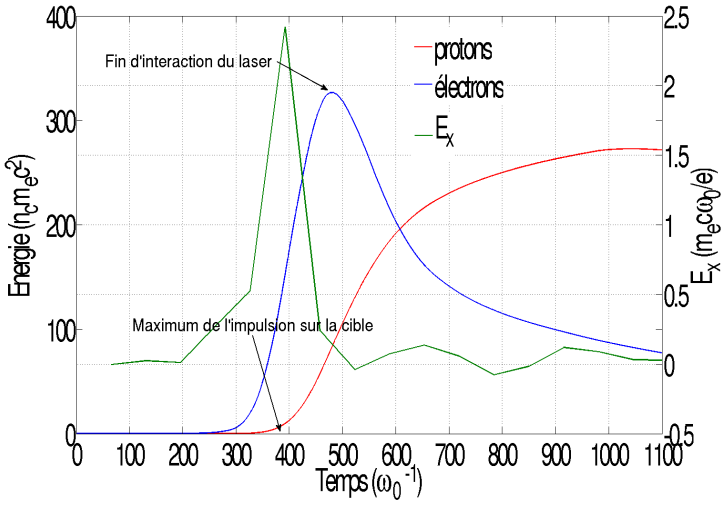


FIGURE 3.5 – *Energies cinétiques totales électronique (bleu), protonique (rouge) et maximum du champ électrostatique (vert) mesuré à l'arrière de la cible en fonction du temps.*

les électrons. Le champ ambipolaire généré existe tant que les protons n'ont pas rattrapé les électrons, et décroît dans le temps au fur et à mesure de la détente ionique. C'est l'existence de ce front qui explique la décroissance de l'énergie cinétique totale des électrons au profit de l'énergie cinétique totale des protons. Enfin, la Figure 3.6 montre la carte de densité électronique à la fin de la simulation. Le front ionique est repéré par les lignes noires.

3.1.4 Accélération de protons

Nous avons maintenant une image claire de l'interaction laser-plasma et de ce qu'il se passe pour comprendre l'accélération des protons : le laser transmet une partie de son énergie aux électrons sous forme cinétique par le biais de divers mécanismes de chauffage. Ces électrons "chauds", sous l'effet de l'agitation thermique et de la pression interne qui augmentent, se détendent autour de la cible (à l'image de la Figure 3.6). Compte tenu de leur inertie, les protons réagissent avec un temps de retard par rapport aux électrons laissant ainsi à ces derniers le temps d'établir un champ ambipolaire comme le montre la Figure 3.4(a). C'est ce même champ électrostatique qui est responsable de l'accélération des protons. Les différentes caractéristiques de ce mécanisme apparaisssent en détail si l'on regarde l'espace des phases $(q_x p_x)$ des protons. Sur la Figure 3.7 apparaissent deux caractéristiques essentielles de l'interaction laser-plasma. La première est le pic que l'on observe, lié à la composante continue de la force pondéromotrice et qui a tendance à enfoncer les électrons dans la cible (compression). Le champ électrique naissant de la séparation de charge accélère une partie des protons de la face avant dans la cible. La deuxième caractéristique, propre au mécanisme du TNSA, est l'accélération des protons, plus ou moins symétrique, face avant et face arrière. Enfin, la fonction de distribution des protons accélérés, Figure 3.8, est une conséquence de la distribu-

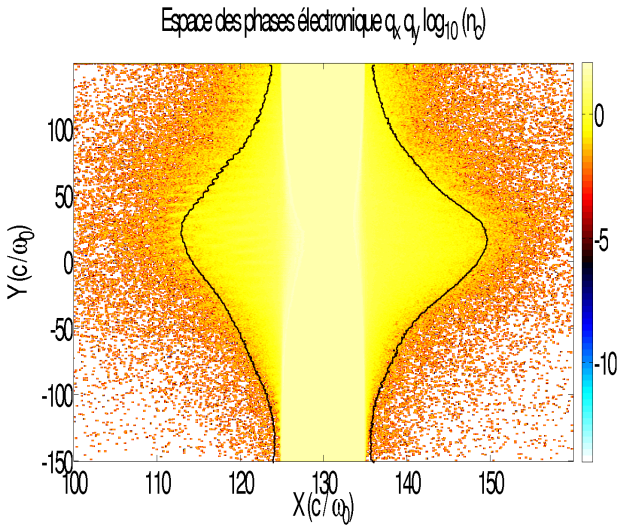
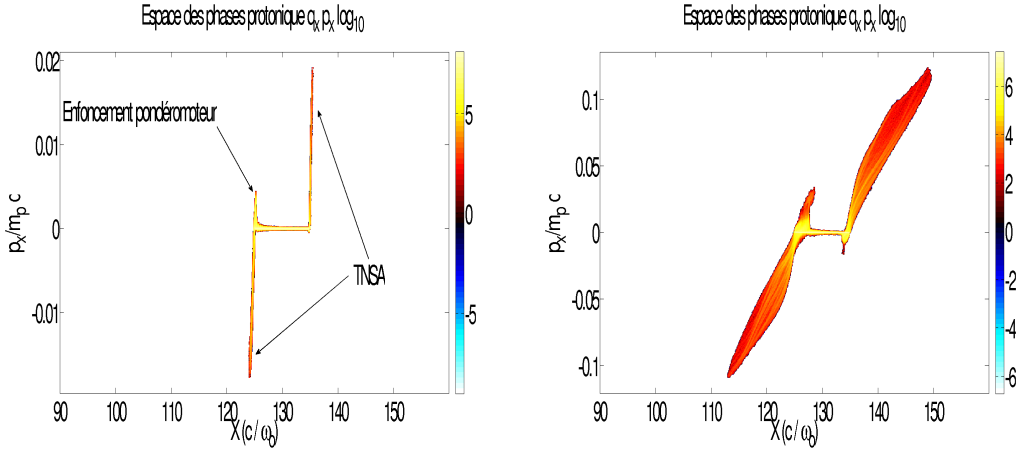


FIGURE 3.6 – *Carte de densité électronique après le passage de l'onde. Le front ionique est matérialisé par les lignes noires. Il apparaît clairement l'existence d'un champ ambipolaire - des électrons sont présents à l'avant du front ionique - responsable de l'expansion du plasma après que le laser est passé.*



(a) (b)

FIGURE 3.7 – *Espace des phases ($q_x p_x$) des protons a) au moment où le maximum de l'impulsion interagit avec la cible et b) après le passage de l'onde.*

tion spatiale de la densité électronique et du champ électrostatique qui en découle : en fonction de leur position initiale sur les faces avant et arrière, les protons vont ressentir un champ accélérateur différent, qui décroît quand on s'éloigne de l'axe laser. Cette fonction de distribution, tout comme celle des électrons, évolue au cours de la simulation : quand on mesure l'énergie cinétique maximale des protons dans les simulations, on parle de la coupure que l'on observe à hautes énergies en s'assurant que celle-ci n'évolue plus dans le temps.

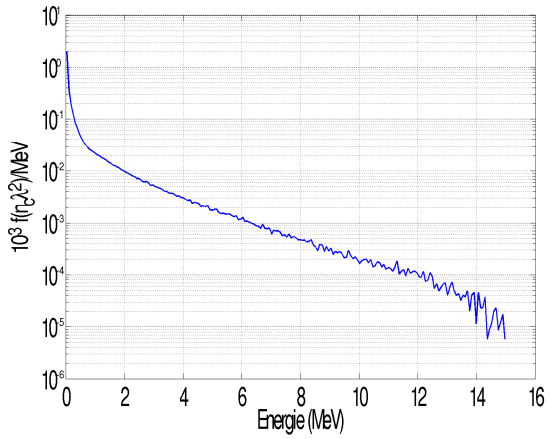


FIGURE 3.8 – *Distribution des protons accélérés à partir de la face arrière à la fin de la simulation PIC.*

3.1.5 Conclusions

Nous venons de présenter le mécanisme du Target Normal Sheath Acceleration pour l'accélération de protons (d'ions). C'est un mécanisme simple en apparence qui repose sur une séparation spatiale des charges positives et négatives. La séparation de charge s'établissant autant en face arrière qu'en face avant, c'est un mécanisme d'accélération qui reste symétrique à ultra-haut contraste. Cette symétrie a été récemment observée dans la référence [Ceccotti 08]. La difficulté de compréhension de ce mécanisme réside dans la façon dont est transférée l'énergie du laser aux électrons : les équations gouvernant l'évolution d'un tel système (Maxwell-Vlasov non collisionnel) sont fortement couplées et non linéaires, nécessitant l'utilisation intensive des moyens de calculs modernes pour les résoudre (calculateurs parallélisés). On peut aussi noter que le TNSA est un mécanisme qui conduit intrinsèquement à une dispersion en énergie des particules accélérées. Cette dispersion peut s'avérer utile dans certains cas, comme la radiographie de plasmas [Borghesi 02], où un spectre large en énergie permet de sonder à différents instants les champs électrique et magnétique à l'intérieur du plasma. Cependant, pour des applications précises comme la protonthérapie où il est nécessaire, pour cibler une tumeur, d'avoir une énergie bien définie avec une dispersion inférieure au pourcent [Bulanov 02, Malka 04], un tel mécanisme ne peut être utilisé en l'état. Il existe des mécanismes d'accélération qui permettent de produire des ions avec des énergies de l'ordre du GeV/nucléon tout en ayant un contrôle précis de la dispersion en énergie. Malheureusement, ces mécanismes apparaissent pour des intensités laser supérieures à 10^{23} W/cm^2 et restent donc purement théoriques pour le moment.

3.2 Autres mécanismes d'accélération

Dans une limite extrême, pour des intensités supérieures à 10^{23}W/cm^2 la pression de radiation est tellement intense que l'onde laser met en mouvement l'ensemble des composants de la cible (ions + électrons). Diverses études numériques

[Pukhov 03, Esirkepov 04, Holkundkar 08, Bulanov 10a, Bulanov 10b] ont montré qu'il est possible d'accélérer directement des protons à des énergies relativistes en irradiant une cible mince (de la dizaines de nanomètre au micromètre) en incidence normale et en polarisation circulaire pour supprimer la composante haute fréquence de la force pondéromotrice et ainsi éviter le chauffage des électrons. Dans ce mécanisme, la pression de radiation du laser[1] $P_0 = I_0/c$, est suffisamment intense pour accélérer en bloc l'ensemble des particules de la cible. Dès lors, il est possible d'obtenir des faisceaux d'ions monoénergétiques. Expérimentalement, ce régime d'accélération n'a pas encore été observé : les lasers actuellement disponibles sont en deçà des intensités requises pour observer de tels phénomènes. On peut aussi noter une autre difficulté expérimentale : quand l'intensité laser augmente, la polarisation devient difficile à contrôler, et en-dessous d'une ellipticité limite, des simulations montrent qu'on n'obtient plus de pic énergétique dans la fonction de distribution protonique mais un spectre plat [Rykovanov 08].

A des intensités plus raisonnables, il existe d'autres mécanismes d'accélération d'ions qui ont été identifiés, parmi lesquels on peut citer l'accélération par choc électrostatique [Silva 04] et le laser Break-Out Afterburner [Yin 06, Yan 10]. Dans le premier cas, l'impulsion laser pousse les électrons à l'intérieur de la cible par l'intermédiaire de la force pondéromotrice. On se trouve alors avec une surdensité d'électrons à l'endroit où ils ont été poussés et un excès de charges positives au niveau de la surface. Cette séparation de charge génère localement un champ électrostatique qui met cette structure en mouvement dans le sens de propagation du laser (le début de l'interaction ressemble au mécanisme du RPA). A ce champ, on peut associer un potentiel électrostatique sur lequel des ions initialement immobiles dans la cible vont pouvoir se réfléchir à une vitesse double de celle de l'onde. Dans le mécanisme du Break-Out Afterburner, l'épaisseur de peau est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la cible la rendant ainsi transparente. L'ensemble des électrons de la cible est alors chauffé à très hautes énergies et le champ ambipolaire, résultant de la séparation de charge, est couplé à celui du laser via son interaction avec les électrons de la cible par effet de transparence. Le champ électrique du TNSA se retrouve ainsi renforcé. Des simulations faisant intervenir une impulsion laser de 10^{21} W/cm^2 et une cible de 30 nm montrent des ions carbone accélérés à des énergies de 150 MeV/nucléon.

3.3 Description théorique du TNSA : approche fluide isotherme

Nous avons vu, à partir d'un exemple issu de la simulation numérique, le principe de l'accélération par TNSA. Cet exemple, qui n'avait d'autre but que celui d'être pédagogique, avant de rentrer dans une description détaillée de l'accélération en elle-même et des paramètres qui peuvent l'influencer, a fait apparaître certaines grandeurs comme la température de la distribution électronique, la relation apparente entre densité d'électrons chauds et champ électrostatique accélérateur, sans

1. Une intensité laser de 10^{23} W/cm^2 représente l'équivalent d'une pression de 3×10^4 gigabars !

expliciter les liens qui peuvent exister entre ces différentes grandeurs et l'énergie maximale des protons accélérés. Le modèle fluide isotherme développé dans la référence [Mora 03] et que nous présentons par la suite, est une extension de travaux théoriques effectués au début des années 80 sur l'expansion d'un plasma chaud, isotherme. Ce modèle permet d'établir d'une manière précise le lien qui existe entre température électronique, densité d'électrons chauds, champ électrostatique accélérateur et énergie maximale des protons.

3.4 Détente auto-similaire d'un plasma

On peut d'ores et déjà comprendre que le mécanisme responsable de l'accélération des protons les plus énergétiques lors de l'interaction d'une impulsion laser à haute intensité avec une cible solide est l'expansion du plasma d'électrons chauds créé par le laser comme peut en témoigner la Figure 3.6 : les électrons chauffés par le laser se répartissent autour de la cible entraînant avec eux les protons localisés sur les surfaces par l'intermédiaire d'un champ électrostatique. L'expansion d'un plasma chaud avait déjà fait l'objet de travaux théoriques bien avant l'arrivée des lasers de puissance sans porter attention à la dynamique ionique, le but étant l'obtention de solutions auto-similaires [Widner 71, Crow 75].

Pour trouver de telles solutions dans le cas de l'expansion d'un plasma chaud, on considère un plasma semi-infini qui occupe le demi-espace $x \leq 0$. Pour $x \leq 0$, les ions de densité $n_i = n_{i0}$ sont froids et initialement au repos. Pour $x > 0$, on a $n_i = 0$. Cette approche monodimensionnelle néglige par ailleurs l'inertie des électrons (devant celle des ions) et considère ces derniers comme un fluide à l'équilibre thermodynamique. La température du fluide électronique, T_e, est supposée constante dans le temps (hypothèse isotherme). Si l'on néglige la température ionique devant la température électronique, la pression P du plasma considéré comme un gaz parfait s'écrit :

$$P = n_e k_B T_e. \tag{3.4.1}$$

De plus, l'équation du mouvement électronique donne (en négligeant l'inertie des électrons) :

$$e n_e E = -\frac{\partial P}{\partial x}, \tag{3.4.2}$$

où E est le champ électrique. Ces hypothèses imposent que la densité électronique varie comme :

$$n_e\left(x,t\right) = n_{e0} e^{e\Phi(x,t)/k_B T_e}, \tag{3.4.3}$$

où n_{e0} est la densité électronique non perturbée, i.e. pour $x \to -\infty$, Φ le potentiel électrostatique et T_e la température du fluide électronique. Loin du front ionique, quand $x \to -\infty$, on a la condition $\Phi\left(-\infty, t\right) = 0$ et $n_{e0} = Z n_{i0}$ qui traduit la neutralité électrique quel que soit t. Z est la charge d'un ion. La Figure 3.9 montre l'état initial à partir duquel notre système va évoluer. Le potentiel Φ vérifie l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{e}{\varepsilon_0}\left(n_e - Z n_i\right). \tag{3.4.4}$$

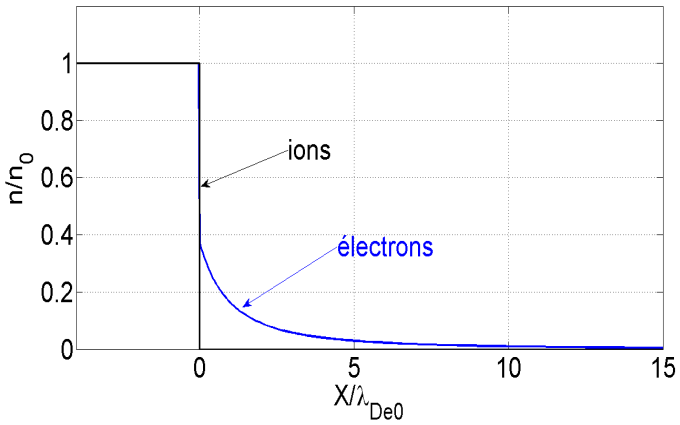


FIGURE 3.9 – *Situation initiale pour l'expansion d'un plasma chaud à bord raide. Les ions occupent le demi-espace négatif.*

Le champ électrique initial en $x = 0$ peut être déterminé en intégrant l'équation (3.4.4) entre $x = 0$ et $x = +\infty$ où la densité ionique est nulle. On obtient :

$$E(x = 0, t = 0) = \sqrt{\frac{2}{e_N}} E_0, \tag{3.4.5}$$

avec $E_0 = \sqrt{n_{e0} k_B T_e / \epsilon_0} = k_B T_e / e\lambda_{D0}$. $\lambda_{D0} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / n_{e0} e^2}$ est la longueur de Debye électronique initiale. Ce modèle ne prend en compte que la population d'électrons chauds. Il est possible d'inclure la température associée aux électrons froids, mais alors très vite, seuls les électrons chauds participent à la détente [Passoni 04].

Pour $t > 0$, on considère que les électrons restent à l'équilibre de manière à ce que les équations (3.4.4) et (3.4.3) restent valables alors que l'expansion des ions dans le plasma est décrite par les équations de continuité et du mouvement :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = 0, \tag{3.4.6}$$

et

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = \frac{-Ze}{m_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \tag{3.4.7}$$

où v_i est la vitesse des ions. La résolution complète de ce système sous forme algébrique est faite dans la référence [Eliezer 03] en supposant que le plasma en expansion est quasi-neutre, i.e. $n_e = Z n_i$. On trouve alors que pour $x + c_s t > 0$, la vitesse ionique présente une solution auto-semblable de la forme :

$$v_i = c_s + \frac{x}{t}, \tag{3.4.8}$$

où $c_s = \sqrt{Z k_B T_e / m_i}$ est la vitesse acoustique ionique avec m_i la masse des ions. Il s'ensuit :

$$n_e = Z n_i = n_{e0} e^{-1 - \frac{x}{c_s t}}. \tag{3.4.9}$$

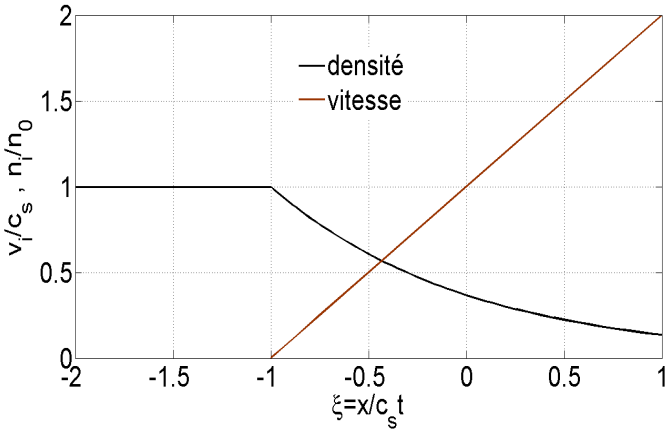


FIGURE 3.10 – *Solutions auto-semblables pour la densité ionique normalisée à n_0 et la vitesse ionique normalisée à c_s en fonction de la variable auto-semblable $\xi = x/c_s t$.*

Le champ électrique auto-semblable se déduit des équations (3.4.2) et (3.4.9) :

$$E = \frac{k_B T_e}{e c_s t} = \frac{E_0}{\omega_{pi} t}, \tag{3.4.10}$$

avec $\omega_{pi} = \sqrt{n_{i0} Z e^2 / m_i \epsilon_0}$ la pulsation plasma ionique. Nous représentons Figure 3.10 les solutions auto-semblables normalisées pour la densité $n = n_i/n_{i0}$, et la vitesse $v = v_i/c_s$, en fonction de la variable adimensionnée $\xi = x/c_s t$. La solution de ce sytème traduit l'expansion d'un plasma dans la direction $+x$ à la vitesse v_i, et en même temps, la propagation d'une onde de raréfaction se déplaçant à la vitesse c_s dans la direction $-x$. Cette onde de raréfaction arrive à la position $x = -c_s t$ à l'instant t, soit $\xi = -1$. Pour cette raison, il faut imposer $n_i = n_{i0}$ en $\xi = -1$.

En regardant l'expression (3.4.10) du champ électrique, on voit qu'un problème de divergence se pose pour $t \to 0$. Cette solution auto-semblable n'est donc pas valable pour des temps très courts (les premiers instants de la détente). En fait, cette solution n'a pas de sens tant que la longueur de Debye électronique initiale $\lambda_{D0} = (\epsilon_0 k_B T_e / n_{e0} e^2)^{1/2}$ est supérieure au gradient de densité auto-semblable $c_s t$, i.e. pour $\omega_{pi} t < 1$. Pour $\omega_{pi} t \gg 1$, la théorie auto-semblable prévoit une vitesse qui tend vers l'infini quand x tend vers l'infini. Or physiquement, la vitesse des ions est limitée, l'accélération ne peut être infinie. Les vitesses et positions du front ionique peuvent être estimées en considérant que la solution auto-semblable n'est plus valable dès que la longueur de Debye électronique $\lambda_D = (n_e/n_{e0})^{1/2} \lambda_{D0}$ est égale au gradient de densité $c_s t$ [Pearlman 78]. Cette égalité conduit à $1 + x/c_s t = 2 \ln(\omega_{pi} t)$. On en déduit donc la vitesse du front ionique : $v_{if} = 2 c_s \ln(\omega_{pi} t)$. En dérivant cette expression par rapport au temps et en multipliant par m_i, on obtient l'équation de mouvement du front ionique, et donc, l'expression du champ électrique au front : $E_f = 2E_0/\omega_{pi} t$.

3.5 Le modèle de Mora

La théorie auto-semblable décrit correctement l'expansion du plasma quand celui-ci s'approche de la quasi-neutralité c'est-à-dire aux temps longs. Pour avoir une idée précise de ce qu'il se passe pendant les premiers instants de la détente tels que $\omega_{pi}t < 1$, l'auteur de la référence [Mora 03] résout numériquement, à l'aide d'un code lagrangien, les équations (3.4.3), (3.4.4), (3.4.6) et (3.4.7) en considérant toujours une température électronique T_e constante. L'intégration numérique permet d'obtenir une expression précise de l'évolution du champ électrique au front. A partir de cette expression, il est possible d'intégrer l'équation du mouvement pour le front ionique afin d'obtenir l'expression de la vitesse du front en fonction du temps. On obtient respectivement, pour le champ électrique et la vitesse du front :

$$E_f = \frac{2E_0}{\sqrt{2e_N + (\omega_{pi}t)^2}},$$
$$v_f = 2c_s \ln\left(\tau + \sqrt{1+\tau^2}\right),$$

avec $\tau = \omega_{pi}t/\sqrt{2e_N}$. L'énergie classique des ions initialement au repos est alors donnée par :

$$E_{max} = \frac{1}{2}m_i v_f^2 = 2Zk_BT_e \ln\left(\tau + \sqrt{1+\tau^2}\right)^2. \tag{3.5.1}$$

Ce modèle prédit une énergie infinie quand t tend vers l'infini. Pour tenir compte de la réalité expérimentale, il faut être capable d'arrêter cette accélération. Des études expérimentales récentes [Fuchs 06] montrent que ce modèle reproduit assez fidèlement les énergies maximales de protons mesurées en prenant un temps d'accélération $t_{acc} = 1.3 \times \tau_p$ où τ_p est la durée de l'impulsion laser. La température électronique est prise égale au potentiel pondéromoteur de Wilks, $T_e = m_ec^2\left(\sqrt{1+a_0^2}-1\right)$. Des études plus récentes [Mora 05, Grismayer 08] ont complété ce modèle en tenant compte de l'épaisseur finie du plasma et de la diminution de la température électronique au cours de la détente.

3.5.1 Cas où un préplasma est initialement présent

Pour aller plus loin, on pourrait imaginer la présence d'un gradient de densité au lieu d'une interface raide comme le montre la Figure 3.11. On choisit un préplasma avec un profil de densité de la forme $n_i = n_{i0}e^{-x/l_{back}}$ où l_{back} est la longueur caractéristique du gradient de densité en face arrière. Dans la région neutre où $n_e = Zn_i$, l'équation du mouvement électronique, dont l'inertie est toujours négligée, donne :

$$en_eE = -k_BT_e\frac{\partial n_e}{\partial x} = k_BT_e\frac{n_e}{l_{back}}. \tag{3.5.2}$$

Au final, le champ électrique dans la région neutre ne dépend plus de la densité des électrons chauds mais seulement de la température et de la longueur caractéristique du gradient de densité :

$$E = \frac{k_BT_e}{el_{ss}} = \frac{E_0\lambda_{D0}}{l_{back}}. \tag{3.5.3}$$

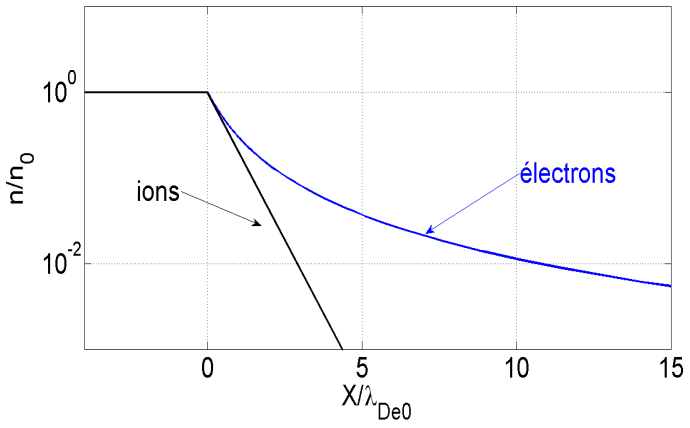


FIGURE 3.11 – *Densités ionique et électronique dans le cas où un préplasma est initialement présent.*

Dans la limite $l_{back} \to 0$, on doit retrouver la valeur du champ électrique pour une interface raide $E = \sqrt{2}E_0/\sqrt{e_N}$. On comprend donc que la présence initiale d'un gradient de densité abaisse le champ électrique accélérateur : il y a écrantage du champ électrique par les ions [Grismayer 06a].

3.5.2 Forme du spectre ionique

L'énergie maximale des ions donnée par l'expression (3.5.1) représente l'énergie de coupure de la fonction de distribution des ions accélérés. Il est possible de déduire une forme du spectre énergétique à partir des solutions auto-semblables. Le nombre d'ions accélérés par unité de surface à un temps donné vaut, dans le cadre du modèle auto-semblable [Grismayer 06b] :

$$N = \int_{c_s t}^{x} n_i dx = n_{i0} c_{s0} t \left(1 - e^{-\frac{x}{c_{s0}t} - 1}\right). \tag{3.5.4}$$

En posant $\epsilon = m_i v_i^2/2$, avec v_i donnée par la relation (3.4.8), on calcule le nombre d'ions accélérés par unité d'énergie et de surface :

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \frac{n_{i0} c_{s0} t}{\sqrt{2\epsilon\epsilon_0}} e^{-\sqrt{2\epsilon/\epsilon_0}}, \tag{3.5.5}$$

où on note, ici uniquement, $\epsilon_0 = Z k_B T_e$.

3.6 Conclusions

Nous venons de voir comment il était possible, grâce au modèle isotherme de l'expansion d'un plasma chaud, de relier champ électrique accélérateur, densité d'électrons chauds, température électronique et énergie maximale des ions. En ne tenant pas compte de la décroissance du champ électrique accélérateur au cours du temps, il est essentiel, pour la suite du manuscrit, de retenir qu'en fonction

des conditions initiales, interface raide ou gradient de densité, le champ électrique accélérateur ne dépend pas de la même manière de la température électronique, de la densité d'électrons chauds ou du gradient de densité. Dans le cas d'une interface raide, le champ électrique varie selon $\sqrt{n_e T_e}$, alors que dans le cas d'un gradient de densité, le champ ne dépend plus de la densité mais de la température et du gradient de densité par la relation $E_x \propto T_e/l_{back}$. [1] Densité d'électrons chauds, température électronique, et gradient de densité sont les grandeurs du plasma influençant l'accélération des protons dans le cadre du TNSA. Cependant, ces différentes grandeurs dépendent des paramètres de l'interaction laser-plasma. Nous allons voir, à travers des études numériques originales, comment la variation de certains paramètres tels que l'intensité, la durée d'impulsion, l'épaisseur de la cible ou l'angle d'incidence peuvent influencer l'énergie maximale des protons. Nous aurons l'occasion, dans la partie suivante, de confronter les résultats issus des simulations numériques à l'approche isotherme, ainsi qu'à d'autres modèles, notamment en ce qui concerne l'évaluation de l'énergie cinétique maximale des protons.

1. Sachant que $\lambda_{De} \propto \sqrt{T_e/n_e}$, ces deux lois d'échelle peuvent se mettre plus simplement sous la forme $E_x \propto T_e/max\left(l_{back}, \lambda_{De}\right)$

Deuxième partie

Accélération de protons par laser : études numériques

Chapitre 4

Dépendance avec la durée d'impulsion

4.1 Introduction

L'étude des variations de l'énergie maximale des particules accélérées en fonction des paramètres du laser et de la cible reste une tâche difficile, notamment à cause de la multitude de paramètres qu'il est possible de faire varier (densité et épaisseur de la cible, énergie et intensité laser, durée d'impulsion etc) et de la façon dont ils sont reliés entre eux.

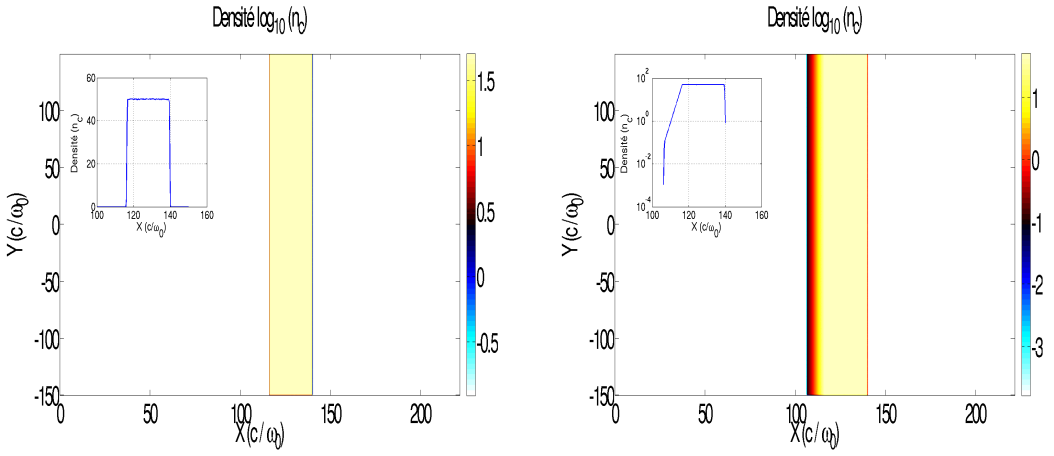
Une autre question récurrente dans l'étude de l'accélération de protons par laser est l'optimisation de l'accélération pour une énergie laser incidente fixée. Cette optimisation est légitime d'un point de vue expérimental pour lequel l'énergie laser est limitée le plus souvent par les capacités de la chaîne d'amplification. Il est alors plus facile, pour faire varier l'intensité laser, d'allonger ou de diminuer la durée d'impulsion. A énergie laser fixée, on peut imaginer deux comportements différents en fonction de la durée d'impulsion : pour des durées d'impulsion courtes et intenses, on peut générer un nombre peu important d'électrons mais des électrons énergétiques. Dans le cas contraire, on génèrera sûrement beaucoup d'électrons mais peu énergétiques. Comment l'accélération varie entre ces deux limites est encore une question ouverte. Des effets additionnels, tels que la variation de l'absorption de l'énergie laser en fonction de la durée d'impulsion, ou la perturbation de la face arrière par le prépulse du laser, ou le préchauffage de la cible par le front montant de l'onde, peuvent modifier la position de l'optimum de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée d'impulsion entre les deux limites pour une énergie laser fixée.

Divers modèles théoriques, parmi lesquels on peut citer [Mora 03, Passoni 04, Mora 05, Schreiber 06], ont essayé de relier les différents paramètres de l'interaction (laser et/ou cible) à l'énergie maximale des protons. Mais l'existence de trop nombreux paramètres libres (comme la relation entre intensité et température électronique, les incertitudes sur la divergence du faisceau d'électrons, sur l'absorption laser qui dépend de manière très sensible des conditions d'interaction) limite leur prédictivité. Dans ce chapitre, nous allons étudier les variations de l'énergie maxi-

male de protons accélérés par laser avec la durée d'impulsion et l'épaisseur de la cible pour une énergie laser fixée.

4.2 Initialisation des calculs

Pour étudier les effets de la durée d'impulsion sur l'énergie maximale des protons, nous avons effectué un ensemble de simulations 2D à l'aide du code Calder. Nous avons utilisé une impulsion laser courte (sub-ps), intense ($> 10^{18}$ W/cm^2) polarisée p, et de longueur d'onde 800 nm. L'onde laser est émise depuis le bord gauche de la boîte de simulation avec un angle d'incidence de 45° et une tache focale gaussienne de largeur à mi-hauteur de l'intensité de 2.8 μm. L'onde laser a un profil temporel gaussien avec une durée d'impulsion (prise à mi-hauteur de l'intensité) τ_p qui varie de 30 à 300 fs. L'énergie laser est maintenue constante et égale à 0.14 J. L'intensité laser varie donc de 3.6×10^{19} à 3.6×10^{18} W/cm^2. Le maximum de l'intensité entre dans la boîte à un instant $t = 1.83 \times \tau_p$. De cette manière, la totalité du front montant de l'onde est décrite. Dans nos simulations, nous avons utilisé deux profils : un premier profil consistant en une cible épaisse de 3 μm et de densité homogène $n = 50n_c$, et un deuxième profil qui correspond au premier auquel on a ajouté un préplasma en face avant avec un profil de densité de la forme $n = 50n_c\ e^{x/l_{front}}$. l_{front} est la longueur caractéristique du gradient de densité et la densité varie de 1% à 100% de $50n_c$ sur une distance de $4.6l_{front}$. La Figure 4.1 présente les deux profils utilisés pour l'ensemble des simulations. La cible est constituée d'hydrogène complètement ionisé et est placée au milieu



(a) (b)

FIGURE 4.1 – *a) Profil à bords raides et b) profil avec préplasma.*

d'une boîte de simulation de 56×38 μm^2. Comme nous l'avons justifié au début de ce manuscrit, l'absorption collisionnelle n'est pas prise en compte et seuls les effets collectifs dominent [Fuchs 07]. Le plasma contient 100 particules par maille et par espèce (protons et électrons). Les pas d'intégration spatiaux et temporels sont respectivement de 11.3 nm dans les deux directions x et y, et 0.0262 fs. De

manière à limiter le chauffage numérique, nous avons utilisé un schéma d'interpolation d'ordre 3. Les conditions aux limites sont périodiques pour les champs selon y et absorbantes selon x, et absorbantes/réinjectantes pour les particules dans les deux directions de manière à limiter l'écart à la neutralité dans la boîte. Enfin, les durées de simulations augmentent avec la durée d'impulsion de manière à mesurer l'énergie maximale des protons i) au même instant pour chaque simulation après l'interaction du maximum de l'impulsion avec la cible et ii) quand l'énergie maximale des proton sature. Ainsi, on s'assure que l'énergie maximale mesurée dans chaque simulation n'évolue plus.

4.3 Influence de la durée d'impulsion

4.3.1 Résultats pour le profil à bords raides

Nous nous intéressons d'abord à l'énergie maximale atteinte et à l'absorption laser pour l'ensemble du set de simulations du profil à bords raides. L'énergie maximale des protons et l'absorption sont rapportées Figure 4.2. On remarque

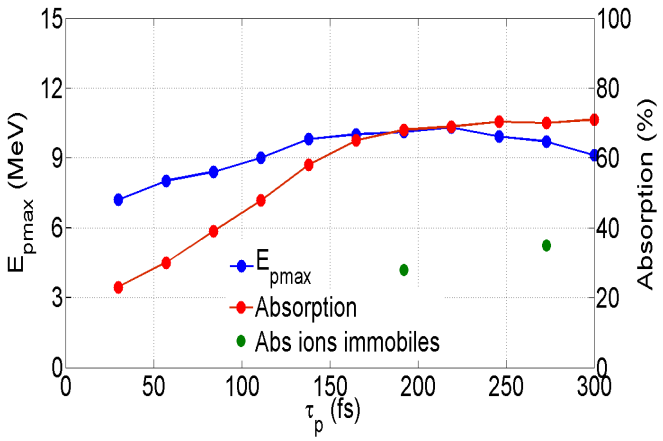


FIGURE 4.2 – *Energies maximales en MeV (courbe bleue) et absorption en % (courbe rouge) pour l'ensemble du set de simulations du profil à bords raides en fonction de la durée d'impulsion. Les points verts représentent l'absorption calculée pour τ_p = 192 et 273 fs avec les ions immobiles.*

tout d'abord une augmentation conjointe de l'énergie maximale des protons et de l'absorption en fonction de la durée d'impulsion τ_p. Pour les longues durées d'impulsion, l'absorption sature à environ 70 % de l'énergie laser incidente. L'énergie maximale, quant à elle, augmente de 7 à 10 MeV entre τ_p= 30 et 219 fs avant de décroître doucement au fur et à mesure que la durée d'impulsion s'allonge, i.e. que l'intensité diminue. Les variations de l'absorption avec la durée d'impulsion s'expliquent en regardant la dynamique du plasma en face avant, pendant les premiers instants de l'interaction.

Une observation attentive de l'espace des phases $(q_x q_y)$ des électrons pour les longues durées d'impulsion montre qu'aux alentours de 10^{17} W/cm^2, c'est-à-dire

pendant l'interaction du front montant de l'onde avec la cible, l'intensité est suffisamment élevée et le temps d'interaction suffisamment long pour que les électrons commencent à se détendre autour de la cible avant l'arrivée du pic d'intensité sur la cible, entraînant avec eux, par l'intermédiaire du champ électrostatique de séparation de charge, les protons. Dans ce contexte, le profil de densité de la face avant présente une partie sous-dense à l'intérieur de laquelle le train arrière de l'onde laser peut interagir plus facilement avec le plasma, et donner une partie de son énergie, en incidence oblique, grâce par exemple à l'absorption résonnante [Lefebvre 97]. La Figure 4.3 montre la détente ionique au cours de l'interaction du front montant de l'onde jusqu'au moment où le maximum de l'intensité atteint la cible. On voit qu'effectivement la face avant se détend. La zone sous-critique (qui s'allonge avec la durée d'impulsion avant l'arrivée du pic d'intensité) permet ainsi un meilleur couplage de l'énergie laser aux électrons du plasma. En effet, l'absorption laser

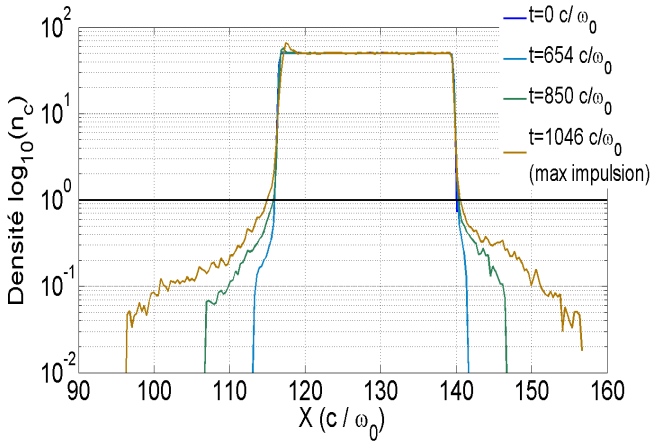


FIGURE 4.3 – *Profil de densité ionique en $y = 0$ pour la durée d'impulsion τ_p=219 fs pris à différents instants de la simulation pour le profil à bords raides. La ligne horizontale noire matérialise la densité critique.*

passe de 22 % pour la durée d'impulsion la plus courte (30 fs) à 70 % pour la durée d'impulsion la plus longue (300 fs). Pour confirmer l'effet de la détente de la face avant sur l'absorption, nous avons refait les simulations pour $\tau_p = 192$ et 273 fs en considérant cette fois-ci les ions immobiles. On empêche ainsi le plasma de se détendre. Et effectivement, l'absorption chute respectivement de 68 à 28 %, et de 70 à 35%.

Cette première observation va à l'encontre du sens commum où l'on aurait naturellement tendance à penser que l'énergie et l'absorption sont maximales pour les intensités les plus élevées, i.e. les durées d'impulsion les plus courtes. Or, ce n'est pas ce que l'on observe. Pour comprendre dans le détail les mécanismes en jeu qui permettent d'expliquer les variations observées de l'énergie maximale des protons, il faut être capable de comparer l'ensemble des simulations précédentes les unes avec les autres. Or les variations d'absorption sont trop importantes pour pouvoir discriminer l'effet du couplage d'énergie avec le plasma. On va donc se placer dans un contexte où l'absorption est du même ordre de grandeur d'une simulation à l'autre en rajoutant un préplasma en face avant.

4.3.2 Ajout d'un préplasma en face avant

Nous avons effectué une série de simulations en ajoutant un préplasma en face avant avec un profil de densité de la forme $n = 50 n_c e^{x/l_{front}}$ où l_{front} est la longueur caractéristique du gradient de densité. La quantité de matière ajoutée doit être petite devant la quantité de matière de la cible à bords raides de manière à pouvoir comparer essentiellement la densité d'électrons chauds. En effet, un ajout de matière trop important aurait pour effet de diluer la quantité d'energie couplée au plasma et de limiter l'accélération [Nuter 08]. On fait donc varier l_{front} de 100 à 600 nm pour la durée d'impulsion de 30 fs. L'énergie maximale des protons et l'absorption sont tracées Figure 4.4.

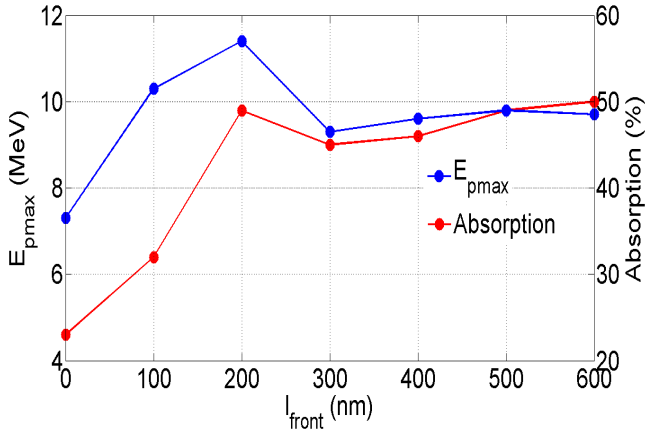


FIGURE 4.4 – *Energie maximale et absorption en fonction de la longueur caractéristique de gradient l_{front} pour la durée d'impulsion de 30 fs.*

On remarque que l'énergie maximale augmente avec l_{front}, est maximale pour une longueur caractéristique de gradient de 200 nm avec nos paramètres, puis diminue quand l_{front} augmente. Cette variation est une illustration de la dilution de l'énergie couplée au plasma. Pour $l_{front} = 200$ nm, l'absorption est de l'ordre de 50 %, alors que pour des longueurs caractéristiques plus importantes, l'absorption n'évolue quasiment plus, l'ajout de matière devient important ainsi que la dilution. On choisit donc une longueur caractéristique de gradient $l_{front} = 200$ nm pour la suite de l'étude.

4.3.3 Résultats avec un profil exponentiel

Nous effectuons le même set de simulations que pour la cible à bords raides en rajoutant le préplasma défini précédemment. L'énergie maximale des protons et l'absorption laser sont présentées Figure 4.5.

On voit apparaître l'effet bénéfique du préplasma en face avant : l'absorption est maintenant de 50 % (contre 20 % pour la cible à bords raides) pour la durée d'impulsion de 30 fs, et de 70 % pour la durée d'impulsion de 300 fs. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'énergie maximale augmente pour les durées d'impulsion les plus courtes comparé à la cible à bords raides. Pour les longues durées d'impulsion,

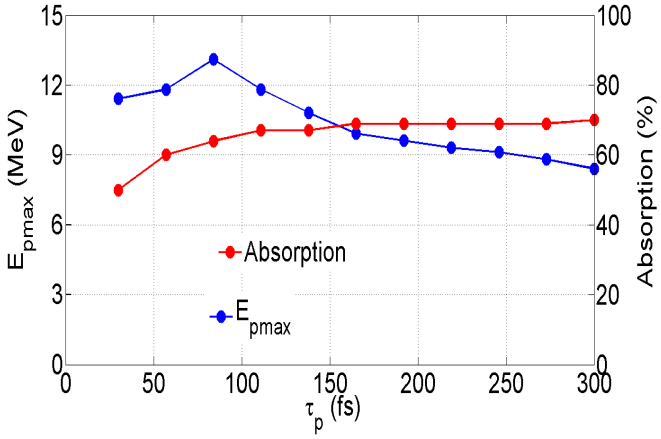


FIGURE 4.5 – *Energies maximales en MeV (courbe bleue) et absorption en % (courbe rouge) pour l'ensemble du set de simulations du profil avec un préplasma en face avant en fonction de la durée d'impulsion.*

on retrouve des niveaux d'énergie et des variations quasi-similaires pour les deux cibles.

4.3.4 Efficacité de conversion laser-protons

Avant de rentrer dans la discussion des résultats obtenus, il peut être instructif de regarder l'efficacité de conversion, i.e. l'énergie mise dans l'ensemble des protons accélérés en face arrière rapportée à l'énergie laser incidente, et de comparer les résultats de nos simulations numériques à des résultats expérimentaux. Les résultats sont rapportés Figure 4.6.

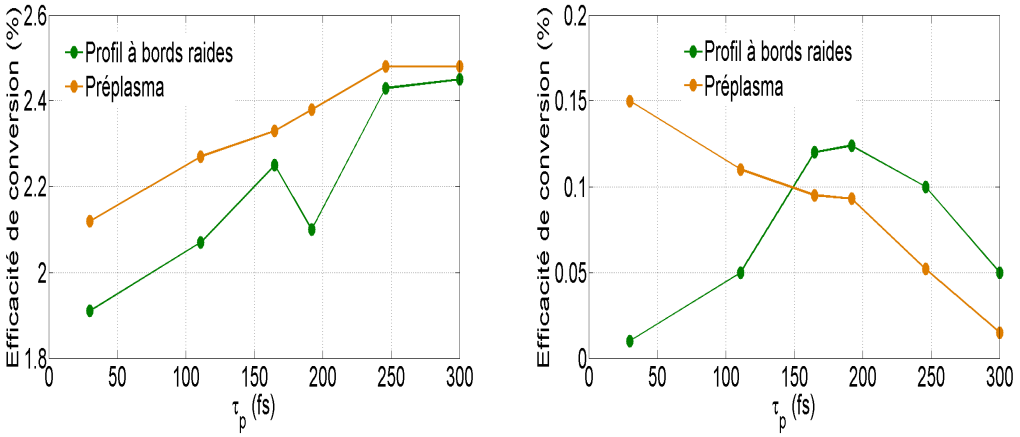


FIGURE 4.6 – *Efficacité de conversion a) pour l'ensemble des protons accélérés en face arrière et b) pour les protons d'énergies supérieures à 4 MeV.*

On remarque que l'efficacité de conversion pour l'ensemble des protons accélérés

en face arrière est légèrement supérieure pour le profil avec le préplasma en face avant. Cet effet est dû à un meilleur transfert d'énergie de l'onde laser vers les électrons mais tend à s'estomper dès que la durée d'impulsion augmente. L'écart est nettement amplifié quand on regarde l'énergie laser couplée aux protons d'énergies supérieures à 4 MeV : pour les courtes durées d'impulsion, on observe jusqu'à dix fois plus d'énergie dans le cas du profil avec préplasma qui favorise une meilleure absorption. Cette tendance s'inverse quand on allonge la durée d'impulsion, et pour les longues durées d'impulsion, on couple plus d'énergie laser dans les protons les plus énergétiques pour le profil à bord raides que dans le cas avec préplasma. Comme nous le verrons par la suite, un meilleur couplage pour les courtes durées d'impulsion grâce au préplasma est synonyme d'une expansion plus rapide. La détente prématurée du plasma, notamment de la face arrière, entraîne une diminution de l'amplitude du champ accélérateur limitant ainsi l'énergie laser transférée aux protons les plus énergétiques.

Les efficacités de conversion totale (de l'ordre de quelques pourcents) et dans les protons d'énergies supérieures à 4 MeV (de l'ordre de 0.1 %) mesurées dans nos simulations, sont du même ordre de grandeur que les valeurs rapportées dans [Fuchs 06]. Des expériences récentes impliquant principalement des durées d'impulsion longues (de plusieurs centaines de fs à la ps) ont obtenu des efficacités de conversion jusqu'à 8 % pour les protons d'énergies supérieures à 4 MeV [Robson 07]. Sur les installations de courtes durées d'impulsion (plusieurs dizaines de fs et quelques joules d'énergie), les efficacités de conversion totale sont de l'ordre de quelques pourcents en règle générale [Neely 06, Schnürer 07].

4.4 Discussions et interprétations

4.4.1 Adoucissement du gradient de densité face avant

D'une manière générale, quand on allonge la durée d'impulsion de l'onde laser incidente, on augmente le temps d'interaction avec la face avant qui a donc plus de temps pour se détendre sous l'effet du chauffage électronique avant l'arrivée du maximum de l'impulsion. Comme le gradient de densité s'adoucit, le front descendant de l'onde est plus efficacement absorbé et de plus en plus d'électrons sont chauffés à des températures élevées [Wilks 92].

4.4.2 Détente de la face arrière

Les électrons, chauffés par le laser, se détendent autour de la cible. L'expansion électronique en face arrière va avoir pour principal effet, sous l'effet du champ électrostatique, d'amorcer l'accélération des protons et donc au final, la détente de la face arrière (au même titre que la face avant) avant même que le maximum de l'impulsion n'atteigne la cible. Sauf que contrairement à la détente de la face avant, qui comme on vient de le voir favorise une meilleure absorption, la détente de la face arrière entraîne une diminution de l'amplitude du champ accélérateur par écrantage [Grismayer 06a, Andreev 06]. L'estimation qualitative de cet effet a

été vue à travers l'approche fluide isotherme de la partie 3.5.1. Nous avons mesuré Figure 4.7 la longueur caractéristique du gradient de densité l_{back} en face arrière pour les deux profils au moment où le maximum de l'impulsion interagit avec la cible.

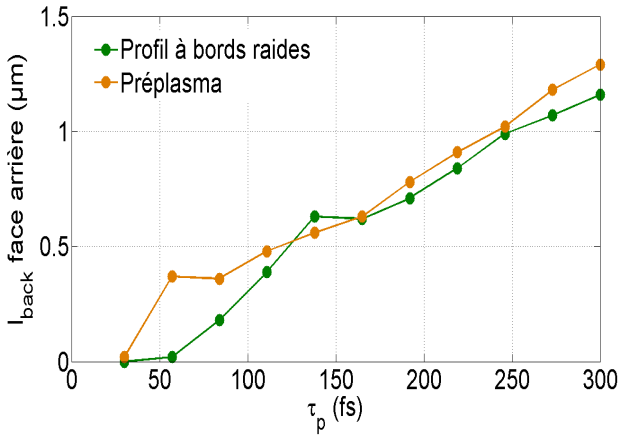


FIGURE 4.7 – *Evolution du gradient de densité l_{back} en face arrière pour la cible à bords raides (courbe verte) et la cible avec préplasma (courbe orange) en fonction de la durée d'impulsion τ_p.*

Il apparaît que quand on augmente la durée d'impulsion, on laisse plus de temps à la détente de la face arrière : l_{back} augmente quand on augmente la durée d'impulsion. Pour les longues durées d'impulsion, la Figure 4.7 montre que l'évolution du gradient de densité est similaire pour les deux profils. Par contre, pour le profil avec préplasma, la détente de la face arrière est beaucoup plus rapide pour les durées d'impulsion les plus courtes (30, 57 et 84 fs) : cet effet est lié à une meilleure absorption du laser (la détente est plus rapide). Cela peut laisser penser à un écrantage du champ électrique qui se mettra en place beaucoup plus tôt pour les courtes durées d'impulsion dans le cas où un préplasma est initialement présent, i.e. où l'on favorise l'absorption.

La Figure 4.8 représente une coupe de l'espace des phases $(q_x q_y)$ des protons en $y = 0$ au maximum de l'impulsion où l'on voit le gradient de densité à l'arrière de la cible (tout comme à l'avant) pour les deux profils de cible. D'après la référence [Grismayer 06a], la présence d'un préplasma en face arrière est responsable de la diminution du champ accélérateur, et donc d'une dégradation de l'énergie cinétique maximale des protons. Or, d'après les Figures 4.2 et 4.5, on observe tout d'abord pour les deux profils une augmentation de l'énergie maximale, qui atteint un optimum en fonction de la durée d'impulsion, avant de décroître de manière plus importante pour le profil avec préplasma.

L'existence de cet optimum suggère en fait l'existence d'un compromis entre l'augmentation de l'absorption, qui va permettre de coupler plus d'énergie au plasma, l'adoucissement du gradient de densité en face arrière, qui va avoir pour effet d'augmenter l'écrantage du champ électrique accélérateur, et le temps caractéristique d'échange d'énergie entre électrons et protons, qui va dépendre de la durée

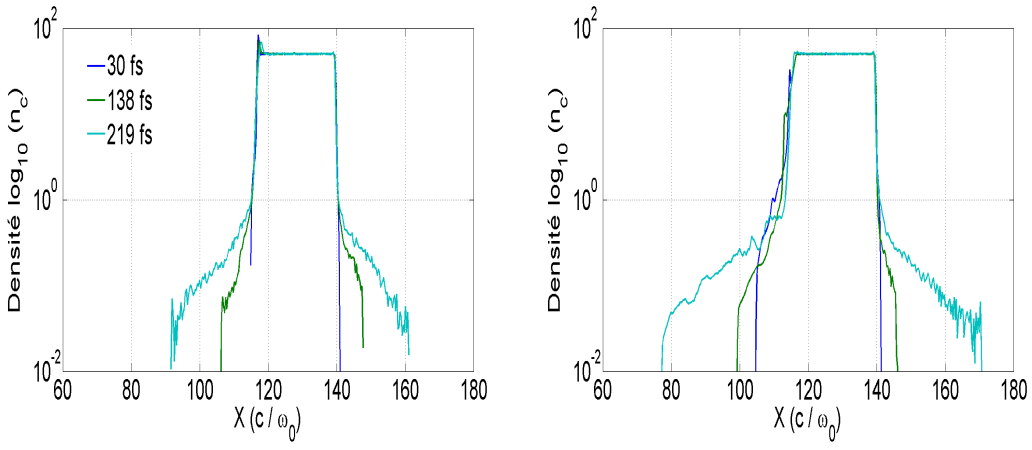


FIGURE 4.8 – *Coupe de l'espace des phases* $(q_x q_y)$ *des protons en* $y = 0$ *pour a) le profil à bords raides et b) le profil avec préplasma.*

d'impulsion. On peut le résumer ainsi : tant que le gain en énergie lié à l'augmentation de l'absorption est plus important que l'écrantage du champ accélérateur, l'énergie maximale des protons augmente. Au contraire, si l'écrantage du champ accélérateur prend le dessus sur l'augmentation de l'absorption, l'énergie maximale décroît. Cet optimum reste cependant peu marqué et dépend des conditions d'interaction. En effet, dans le cadre de nos simulations, l'optimum passe de 219 fs à 84 fs quand on rajoute un préplasma en face avant.

Pour comprendre les variations de l'énergie maximale et les paramètres qui gouvernent l'accélération, nous allons, en accord avec le modèle isotherme, regarder comment varient densité et température des électrons chauds, et champ électrique accélérateur.

4.4.3 Densité et température des électrons chauds

La densité des électrons chauds est mesurée au moment où le maximum de l'impulsion impacte la face avant. La température électronique est déterminée au même instant à partir de la fonction de distribution. Premièrement, on s'attend à ce que la température s'exprime comme le potentiel pondéromoteur de Wilks [Wilks 92] :

$$T_h = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right).$$

C'est en partie ce que l'on observe Figure 4.9 pour les longues durées d'impulsion, quel que soit le profil, où la détente de la face avant (et en particulier la partie sous-dense) est suffisamment importante pour permettre aux électrons de ressentir l'intégralité du potentiel pondéromoteur [Lefebvre 97].

Pour les durées d'impulsion les plus courtes, i.e. les intensités les plus élevées, l'impulsion laser n'a pas beaucoup de temps pour chauffer les électrons limitant ainsi la détente de la face avant. L'absorption est donc limitée et la température

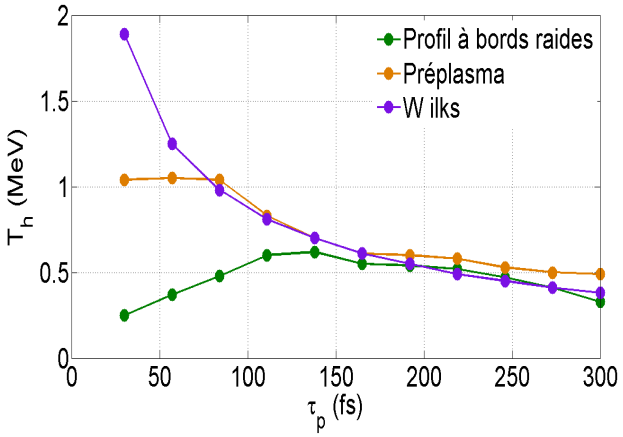


FIGURE 4.9 – *Température des électrons chauds mesurée au moment où le maximum de l'impulsion atteint la cible, en fonction de τ_p, pour la cible à bords raides (courbe verte) et la cible avec préplasma (courbe orange). La courbe violette représente le potentiel pondéromoteur de Wilks.*

est inférieure à l'approximation de Wilks. On obtient donc des températures plus faibles pour les durées d'impulsion les plus courtes. A l'opposé, dans le cas où un préplasma est initialement présent, on observe une plus grande absorption et des températures plus élevées.

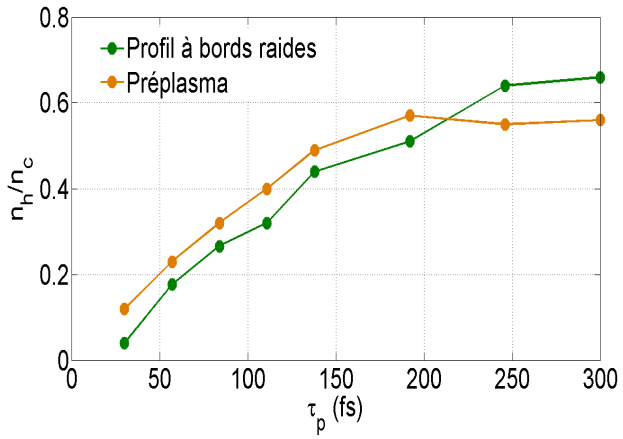


FIGURE 4.10 – *Densité des électrons chauds mesurée au moment où le maximum de l'impulsion atteint la cible, en fonction de τ_p, pour la cible à bords raides (courbe verte) et la cible avec préplasma (courbe orange).*

La Figure 4.10 représente la densité d'électrons chauds d'énergies supérieures à 0.2 MeV. Cette densité augmente pour les deux profils quand on allonge la durée d'impulsion. Les variations de la densité d'électrons chauds s'expliquent à partir de l'observation de deux quantités : l'absorption laser et la température des électrons chauds. En effet, l'énergie totale que l'on couple au plasma (l'absorption) est, à peu de choses près, proportionnelle au produit $N_h \times T_h$, où N_h est la quantité d'élec-

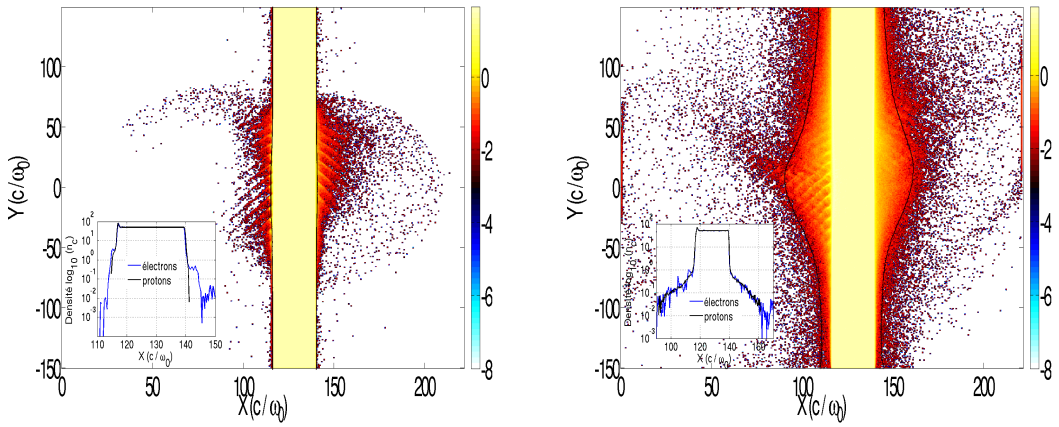
trons chauds produits et T_h l'énergie cinétique moyenne d'un électron [1]. Pour les deux profils, l'absorption augmente avec la durée d'impulsion avant de saturer aux alentours de 70 %. Comme la température augmente pour le profil à bords raides ou reste constante pour le profil avec préplasma pour les courtes durées d'impulsion, la densité d'électrons chauds augmente. Pour les longues durées d'impulsion, la température se rapproche de l'approximation de Wilks (grâce à la détente de la face avant) et l'absorption sature pour les deux cibles. La densité d'électrons chauds doit donc augmenter de manière à ce que l'absorption reste constante puisque la température décroît légèrement. C'est effectivement ce que l'on observe à l'exception des longues durées d'impulsion pour le profil avec préplasma : la température décroît de 12 % entre τ_p= 200 et 300 fs ce qui explique que l'augmentation de la densité d'électrons chauds dans ce cas soit faible par rapport au profil à bords raides où la température est réduite de 37 %.

4.4.4 Champ électrostatique accélérateur

On a vu, à partir du modèle fluide isotherme, que le champ électrique responsable de l'accélération des protons dépendait de la densité des électrons chauds, de la température électronique, et de la longueur caractéristique du gradient de densité. Dans le cas où initialement le gradient de densité est petit devant la longueur de Debye électronique $\lambda_{De} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_h / n_h e^2}$, i.e. $l_{back} \ll \lambda_{De}$, le champ électrique varie comme $\sqrt{n_h T_h}$ où n_h et T_h sont respectivement la densité et la température des électrons chauds. Dans le cas contraire, la détente des protons écrante le champ électrique accélérateur qui devient proportionnel à T_h/l_{back}. Même si fondamentalement les simulations numériques n'ont rien du modèle fluide isotherme, on retrouve des similitudes dans l'accélération des protons. Pour s'en convaincre une nouvelle fois, on représente Figure 4.11 l'espace des phases $(q_x q_y)$ des électrons et le front ionique au moment où le maximum de l'impulsion atteint la cible. On compare cette situation à la situation initale du modèle isotherme, pour le profil à bords raides par exemple, et deux durées d'impulsion $\tau_p = 30$ et 219 fs, grâce à une coupe en $y = 0$ représentant la densité du plasma.

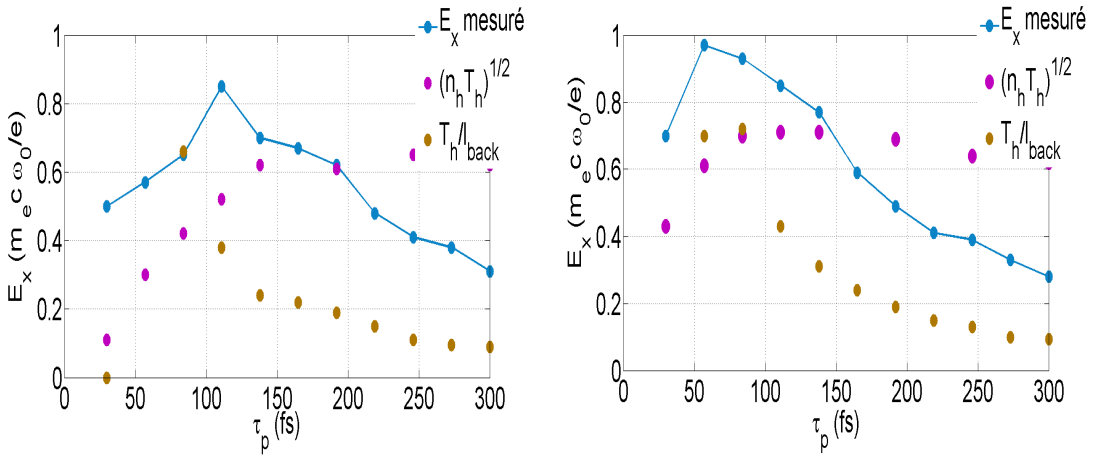
On observe des différences avec le modèle isotherme. Premièrement, le plasma simulé est de taille finie (on peut aussi remarquer la symétrie dans l'expansion des deux faces). Deuxièmement, si l'on regarde seulement l'accélération face arrière (pour faire l'analogie avec le modèle isotherme), le front électronique possède une extension finie. Il est cependant remarquable de voir que les profils de densité électronique et protonique en face arrière ressemblent à ceux déduits pour le modèle isotherme. On mesure ensuite le champ électrique maximal à l'arrière de la cible au moment où le maximum de l'intensité interagit avec la face avant. Les résultats sont reportés Figure 4.12 pour les deux profils. Nous avons aussi calculé les valeurs du champ électrique données par les deux lois d'échelle $\sqrt{n_h T_h}$ et T_h/l_{back}. Ces deux graphiques montrent l'accord qualitatif entre le champ électrique accélérateur mesuré à l'arrière de la cible et les deux lois d'échelle données par le modèle isotherme

1. Compte tenu de l'aspect maxwellien de la fonction de distribution électronique, la température peut être assimilée en première approximation à l'énergie cinétique moyenne d'un électron.



(a) (b)

FIGURE 4.11 – *Espace des phases $(q_x q_y)$ des électrons (en échelle logarithmique) pour le profil à bords raides au moment où le maximum de l'impulsion impacte la face avant de la cible pour a) $\tau_p = 30$ fs et b) $\tau_p = 219$ fs . Le front ionique est matérialisé par les lignes noires. Les inserts représentent la densité des électrons (courbe bleue) et des protons (courbe noire) en $y = 0$.*



(a) (b)

FIGURE 4.12 – *Champ électrique E_x mesuré à l'arrière de la cible à l'endroit où le champ est maximal à la frontière vide/plasma (courbe bleue), et valeurs calculées à partir des lois d'échelle (points ocres et violets) au maximum de l'impulsion en fonction de la durée d'impulsion τ_p pour a) le profil à bords raides et b) la cible avec préplasma.*

pour les deux profils. Il apparaît que le champ électrique obtenu est une combinaison de ces deux lois d'échelle dépendant de la durée d'impulsion τ_p. Dans le cas de la cible avec préplasma, pour les courtes durées d'impulsion, la température électronique est voisine de 1 MeV, la densité d'électrons chauds augmente et le gradient de densité en face arrière est trop petit pour pouvoir écranter le champ électrique : l'amplitude du champ électrique, et donc l'énergie cinétique maximale des protons

augmentent. On remarque aussi que le maximum en énergie en fonction de la durée d'impulsion (Figure 4.5) coïncide presque avec le maximum du champ électrique Figure 4.12(b). Pour les durées d'impulsion plus longues, la densité d'électrons chauds continue à augmenter alors que la température électronique se rapproche du potentiel pondéromoteur de Wilks et que le gradient de densité en face arrière augmente. En conséquence, l'énergie maximale des protons diminue quand la durée d'impulsion augmente pour $\tau_p > 100$ fs. Pour la cible à bords raides, on observe des variations identiques dans le champ électrique accélérateur, le maximum étant décalé vers les longues durées d'impulsion. Ce décalage s'explique par l'absence de préplasma en face avant : le couplage devient efficace quand la face avant présente un gradient de densité suffisant, c'est-à-dire pour des durées d'impulsion plus longues. Ces variations se retrouvent dans l'énergie maximale des protons. Dans les deux cas, le champ électrique accélérateur se comporte comme $\sqrt{n_h T_h}$ ou T_h/l_{back} en fonction du rapport entre la longueur caractéristique du gradient de densité l_{back} et la longueur de Debye électronique.

Si les variations sont analogues entre simulations et modèles, on peut cependant noter l'écart en valeur entre le maximum du champ électrique mesuré en face arrière et le champ électrique donné par les deux lois d'échelle. On observe quasiment un facteur 2 (voire plus) entre la valeur mesurée et les valeurs calculées par les lois d'échelle pour les deux profils. Nous avons donc voulu comprendre d'où venaient de tels écarts en se souvenant qu'un facteur 2, compte tenu des lois d'échelle, implique un facteur 4 sur le produit $n_h T_h$ pour la loi d'échelle en $\sqrt{n_h T_h}$, et un facteur 2 sur le rapport T_h/l_{back} dans le cas où ces relations donnent les valeurs exactes du champ électrique. Tout d'abord, le champ électrique mesuré est le champ électrique maximal à l'arrière de la cible, à la frontière vide/plasma. Nous n'avons donc pas d'incertitude sur la mesure du champ électrique en lui-même lié à l'endroit de la mesure (on prend le maximum à la frontière vide/plasma). Ensuite, la température est évaluée en interpolant la partie régulière de la composante chaude de la fonction de distribution par une fonction du type $e^{-\epsilon/T_h}$. Cette partie régulière est suffisamment "lisse" pour que la température de l'exponentielle soit déterminée avec des erreurs relatives de l'ordre de quelques pourcents (typiquement 5 %) entre la fonction d'interpolation et la fonction mesurée. Le raisonnement est identique pour déterminer la longueur caractéristique de gradient en face arrière l_{back} (les erreurs relatives, là aussi, sont de l'ordre de 5 %). On en déduit donc que l'erreur relative sur le rapport T_h/l_{back} est de l'ordre de 10%. L'incertitude la plus importante vient de la mesure de la densité des électrons chauds, n_h, parce qu'il n'existe pas de définition précise pour l'énergie minimale des électrons chauds, ceux-là même qui sont censés participer à la génération du champ électrostatique responsable de l'accélération des protons. Il est cependant communément admis que cette énergie correspond à l'intersection entre les composantes froide et chaude de la fonction de distribution électronique mesurée en face arrière [1]. La densité d'électrons chauds est ensuite mesurée en intégrant la fonction de distribution depuis cette énergie jusqu'à l'énergie maximale de coupure. Une fois estimée, il faut la diviser par une

1. Dans notre étude, on s'intéresse à l'accélération en face arrière. Il en serait de même pour une étude de l'accélération en face avant.

surface (en 2D) pour arriver à une densité. Comme en témoigne la Figure 4.11, la surface dans laquelle se répartissent ces électrons reste difficile à évaluer. Cette surface est estimée à partir de la surface intitale du plasma, et constitue donc la plus grande source d'erreur.

Magré tout, ces différences nous conduisent à nous pencher sur la validité des hypothèses du modèle isotherme. En effet, le modèle isotherme suppose d'une part des électrons en équilibre permanent avec le potentiel électrostatique, et d'autre part, qu'ils constituent un réservoir d'énergie infinie (i.e. leur température reste constante au cours de la détente) ce qui n'est pas vérifié dans les simulations PIC comme le montre la Figure 4.13. On voit tout d'abord que la température électronique augmente au fur et à mesure que le laser donne son énergie aux électrons. Ensuite, la température stagne aux alentours d'une valeur maximale (qui correspond à la phase isotherme de l'expansion), avant de décroître doucement tandis que les électrons continuent à donner une partie de leur énergie aux protons par l'intermédiaire du champ électrostatique (phase adiabatique). On mesure ici température et champ électrique en fonction du temps et on ne suppose pas T_h constant. De plus, le modèle isotherme suppose que tous les électrons ont une inertie nulle alors que la dynamique est entièrement décrite grâce au calcul PIC. Ces différences fondamentales peuvent expliquer que les lois d'échelle donnent un accord qualitatif (parce qu'on peut considérer qu'une phase isotherme existe dans les simulations quand le maximum de l'impulsion arrive sur la cible) mais pas quantitatif.

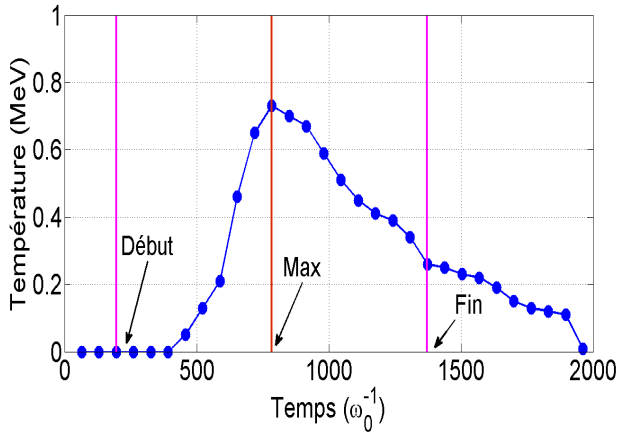


FIGURE 4.13 – *Evolution de la température électronique au cours de la simulation pour le profil exponentiel et la durée d'impulsion τ_p = 138 fs (les traits verticaux violets matérialisent le début et la fin de l'interaction avec le laser et le trait rouge, le maximum de l'impulsion sur la cible).*

4.4.5 Influence du temps d'accélération des protons

Nous avons voulu ensuite vérifier si, comme dans la référence [Fuchs 06], le temps d'accélération était proportionnel à la durée d'impulsion. Dans l'expérience réalisée par Fuchs *et al.*, la durée d'impulsion est de 320 fs. Cette durée étant relativement longue, on peut affirmer sans prendre de risque qu'au moment où le

maximum de l'impulsion interagit avec la face avant de la cible, celle-ci s'est déjà détendue et présente un gradient de densité. Il se trouve que l'énergie cinétique maximale pour les ions donnée par le modèle isotherme permet de retrouver les énergies maximales mesurées expérimentalement en prenant un temps d'accélération $\tau_{acc} = 1.3 \times \tau_p$. Pour de telles impulsions, on peut imaginer un temps d'accélération proportionnel à la durée d'impulsion. Qu'en est-il des impulsions courtes, inférieures à la centaine de fs ?

Pour répondre à cette question, il faut regarder les variations de l'énergie maximale des protons et du champ électrique accélérateur en fonction de la durée d'impulsion Figures 4.2, 4.5 et 4.12. Un œil attentif remarquera que les variations du champ électrique sont plus importantes que celles de l'énergie maximale. Les variations (champ électrique et énergie) étant plus marquées dans le cas de la cible avec préplasma, on utilisera les résultats de cet ensemble de simulations par la suite. On observe ainsi entre $\tau_p = 165$ et 300 fs une diminution du champ électrique d'un facteur 2, alors que l'énergie maximale des ions ne diminue que d'un facteur 1.2. Si l'on considère l'équation du mouvement pour un proton, en négligeant le terme magnétique de la force de Lorentz, on a :

$$m_p \frac{dv}{dt} = eE_x.$$

On s'attend ainsi à ce que l'énergie cinétique ϵ_{max} soit proportionnelle à $(E_x\tau_p)^2$ si $\tau_{acc} \propto \tau_p$ pour un champ électrique constant. De fait, entre $\tau_p = 165$ et 300 fs, le produit $(E_x\tau_p)^2_{165} / (E_x\tau_p)^2_{300}$ est égal à 1.25 (à comparer avec 1.2). On trace alors Figure 4.14 les rapports $\epsilon_{max}/\epsilon^{ref}_{max}$ et $(E_x\tau_p)^2 / (E_x\tau_p)^2_{ref}$. La référence, arbitraire, correspond au cas à 165 fs.

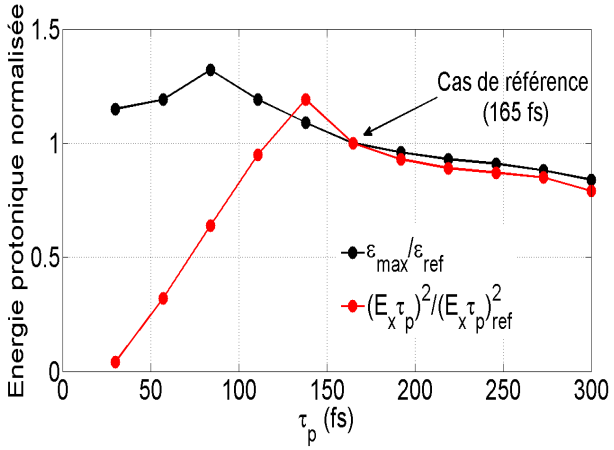


FIGURE 4.14 – $\epsilon_{max}/\epsilon^{ref}_{max}$ *(courbe noire) et* $(E_x\tau_p)^2 / (E_x\tau_p)^2_{ref}$ *(courbe rouge) pour la cible avec préplasma. La référence correspond au cas à 165 fs.*

Si l'énergie maximale des protons varie comme $(E_x\tau_p)^2$, on s'attend à ce que les deux courbes soient identiques. C'est effectivement ce que l'on observe pour les longues durées d'impulsion. Dans ce cas, on peut affirmer que le temps d'accélération est effectivement proportionnel à la durée d'impulsion. Par contre, pour

les courtes durées d'impulsion, on observe un écart relativement important entre les courbes. Cette tendance peut s'expliquer en considérant que le temps caractéristique d'évolution du plasma est le plus grand entre le temps de chauffage, i.e. τ_p, et le temps caractéristique d'échange d'énergie entre électrons et protons. Pour essayer de caractériser ce temps d'échange d'énergie, nous avons effectué une série de simulations PIC 1D, complètement cinétiques, sans source laser, où nous avons simulé un plasma avec des ions initialement froids et des électrons aux température et densité déterminées à partir des mesures relevées dans les simulations PIC 2D. Pour chaque durée d'impulsion, nous avons considéré le couple (n_h, T_h) associé (exprimé en unité de n_c et en MeV). Par exemple, le couple $(n_h = 0.12, T_h = 1)$ est associé à la durée d'impulsion $\tau_p = 30$ fs. La Figure 4.15 montre l'évolution de l'énergie cinétique totale des électrons et des protons pour un plasma de 1 μm d'épaisseur. L'énergie cinétique totale des électrons (initialisés sur cet exemple avec $T_h = 1$ MeV et $n = n_c$) décroît au profit de l'énergie cinétique totale des protons. On pourrait alors définir le temps caractéristique d'échange comme le temps au bout duquel l'énergie cinétique totale des protons sature. Cependant, il est une mesure évidente que l'on peut visualiser tout de suite sans ambiguïté qui est le point d'intersection des deux populations, τ_{ech}, et qui correspond à l'instant où les énergies cinétiques totales sont égales. On voit aussi qu'au-delà de ce point, la progression de l'énergie cinétique totale des protons est plus lente (la pente s'adoucit). On peut donc considérer que le processus d'expansion ralentit pour $t > \tau_{ech}$, ce qui nous donne une bonne mesure du temps caractéristique d'échange d'énergie entre les électrons et les protons.

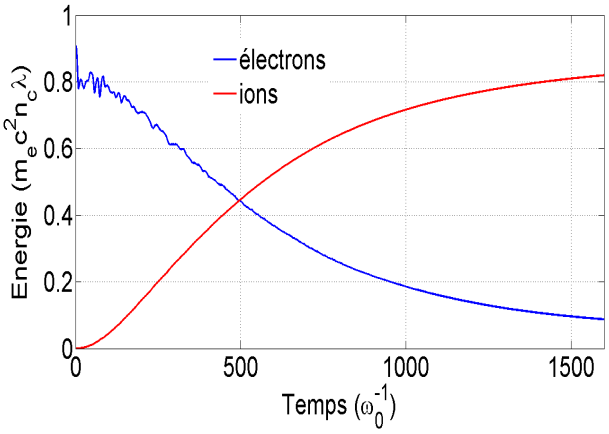


FIGURE 4.15 – *Evolution des énergies cinétiques totales des électrons (courbe bleue) et protons (courbe rouge) pour un plasma de 1 μm d'épaisseur, de densité n_c, et de température T_h=1 MeV. Les ions sont initialement froids.*

La Figure 4.16 présente, pour trois épaisseurs initiales de plasma (0.62, 1.24 et 3.72 μm), les valeurs de τ_{ech} associées aux différentes durées d'impulsion par l'intermédiaire du couple (n_h, T_h) correspondant, et avec lesquelles ces simulations 1D ont été initialisées. Fondamentalement, l'effet de l'épaisseur est de constituer un réservoir plus ou moins important d'énergie. On s'attend donc, en augmentant l'épaisseur du plasma, à augmenter la taille du réservoir d'énergie au départ et

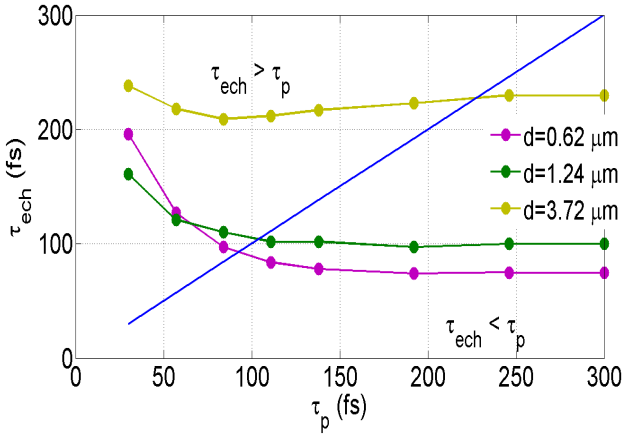


FIGURE 4.16 – τ_{ech} *en fonction de* τ_p *pour trois épaisseurs de plasma.*

donc, à avoir des temps d'expansion plus importants. C'est effectivement ce que l'on observe sur la Figure 4.16 où les valeurs de τ_{ech} mesurées augmentent avec la taille du plasma. Ensuite, on a séparé le graphique en deux zones : la zone au-dessus de la courbe bleue correspond à $\tau_{ech} > \tau_p$ et la zone située au-dessous, à $\tau_{ech} < \tau_p$. Les résultats que l'on observe confirment les variations pour les courtes durées d'impulsion de la Figure 4.14 : pour les couples (n_h, T_h) associés aux courtes durées d'impulsion τ_p, le temps caractéristique d'échange d'énergie entre électrons et protons est supérieur à la durée d'impulsion. Par contre, pour les longues durées d'impulsion, τ_{ech} est inférieur à la durée d'impulsion. On comprend alors que le temps d'acccélération des protons est principalement gouverné par la durée d'impulsion dans ce cas, alors qu'il dépend des paramètres du chauffage électronique dans le premier cas.

4.4.6 Conclusions

Cette étude originale nous a permis d'illustrer d'une part, l'utilisation du modèle isotherme pour déterminer les différentes lois d'échelle du champ électrique accélérateur, et d'autre part, de mettre en avant l'influence de la durée d'impulsion (à énergie laser constante) sur l'énergie maximale des protons que l'on peut accélérer. L'influence de la présence d'un préplasma en face avant comme en face arrière a déjà été étudiée [Andreev 06, Grismayer 06a] et plus récemment [Nuter 08]. Dans ces études, le préplasma est initialement présent au début des simulations. Dans notre cas, c'est l'allongement de la durée d'impulsion qui est responsable de la détente des faces avant et arrière. L'importance de ce phénomène avait été conjecturé pour des impulsions de plusieurs ps [Robson 07], nous avons démontré qu'il intervenait pour des durées de l'ordre de la centaine de fs. Cela nous a permis de mettre en évidence trois facteurs distincts influençant directement l'accélération des protons : l'adoucissement du gradient de densité en face avant, la détente de la face arrière due au chauffage important avant l'arrivée du maximum de l'impulsion sur la cible, et le temps d'accélération. On a vu que l'adoucissement du gradient en face avant favorise un meilleur couplage de l'énergie laser vers les électrons du plasma. Tant

que le gradient de densité en face arrière l_{back} reste petit devant la longueur de Debye électronique, le champ électrique varie comme $\sqrt{n_h T_h}$. Dès que $l_{back} \gg \lambda_{De}$, i.e. pour les longues durées d'impulsion essentiellement, le champ électrique dépend de T_h/l_{back}. Enfin, on a montré que le temps d'accélération augmentait avec la durée d'impulsion, ce qui a pour principal effet de contrer les réductions plus importantes du champ électrique accélérateur. La combinaison de ces trois effets explique l'existence d'un optimum en fonction de la durée d'impulsion et contrairement à l'intuition, l'énergie des protons n'est pas maximale pour la durée d'impulsion la plus courte, i.e. l'intensité la plus élevée (à énergie laser constante). Pour la cible à bords raides, l'absorption est une fonction qui augmente rapidement et l'énergie maximale des protons semble dépendre faiblement de la durée d'impulsion. Dans le cas avec préplasma, on mesure une absorption plus importante pour les courtes durées d'impulsion et une détente de la face arrière plus rapide, ce qui explique que l'on mesure des énergies protoniques plus élevées mais aussi que l'optimum, plus marqué, est décalé vers les courtes durées d'impulsion.

4.5 Résultats expérimentaux

Les résultats obtenus précédemment ont aidé à l'interprétation d'une expérience réalisée au Laboratoire d'Optique Appliqué (LOA) courant 2009 [Flacco 10]. Dans cette expérience, l'équipe du LOA a mesuré l'énergie maximale de protons accélérés au cours de l'interaction laser-plasma pour des épaisseurs de cible et des durées d'impulsion variables. Les résultats obtenus, corroborés par l'ensemble des simulations que nous avons effectuées, ont permis de démontrer expérimentalement l'existence des deux régimes d'accélération qui dépendent de la comparaison entre la longueur caractéristique du gradient de densité en face arrière l_{back}, et la longueur de Debye électronique λ_{De}. Dans cette partie, nous présentons ces résultats expérimentaux appuyés par nos simulations numériques.

4.5.1 Paramètres de l'expérience

Cette expérience d'interaction laser-plasma a été réalisée avec le laser multi-terawatt de la *Salle Jaune* du LOA. Il s'agit d'un laser saphir-titane de longueur d'onde 800 nm capable de délivrer environ 1 J dans une impulsion laser gaussienne de 30 fs (largeur à mi-hauteur de l'intensité). La tache focale du laser est de 2.3 μm (largeur à mi-hauteur de l'intensité) et l'énergie focalisée sur cible représente environ 70 % de l'énergie laser totale. Le contraste laser au cours de cette expérience est de l'ordre de 10^{10} obtenu grâce à un XPW (voir partie 1.1.3). L'intensité maximale étant de 4×10^{19} W/cm^2 à 30 fs, cela représente une intensité dans le piédestal de l'ordre de 4×10^9 W/cm^2, soit un niveau largement inférieur au seuil d'ionisation. L'onde laser est en incidence oblique à 45° sur une cible d'aluminium d'épaisseur variable.

4.5.2 Mesure de l'énergie maximale des protons

Le système de mesure de l'énergie des protons (parabole Thomson couplée à un détecteur MCP dont le principe de fonctionnement est décrit dans la référence [Flacco 10]) permet d'analyser en temps réel l'énergie des particules. La Figure 4.17 montre l'énergie maximale mesurée pour deux épaisseurs de cible (1.5 et 15 μm) et des durées d'impulsion qui varient de $\tau_p = 30$ à 700 fs.

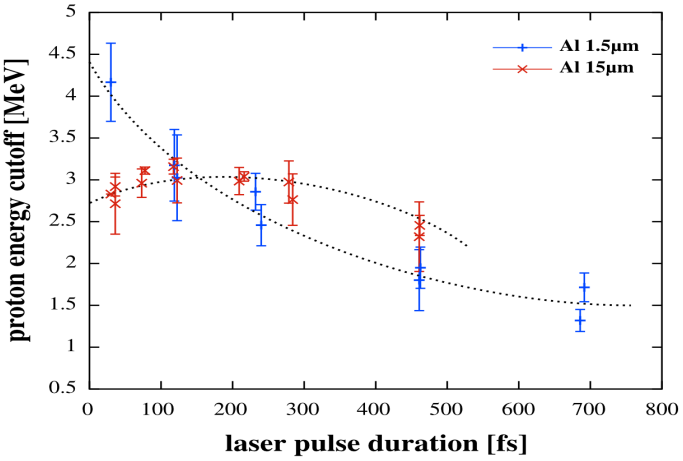


FIGURE 4.17 – *Energie maximale des protons en fonction de la durée d'impulsion τ_p pour deux épaisseurs de cibles (1.5 μm en rouge et 15 μm en bleu). Les lignes en pointillés servent de guide pour l'oeil. Graphique extrait de la référence [Flacco 10].*

On remarque que les variations de l'énergie maximale pour l'épaisseur de cible de 15 μm sont similaires à nos simulations pour le profil à bords raides Figure 4.2 : l'énergie augmente d'abord avec la durée d'impulsion, atteint un optimum aux alentours de 200 fs, puis décroît au fur et à mesure que la durée d'impulsion s'allonge. Pour la cible fine de 1.5 μm, on observe des énergies plus élevées pour les courtes durées d'impulsion mais une décroissance régulière et plus importante avec la durée d'impulsion. Nous avons voulu vérifier par la simulation numérique ce comportement pour des cibles fines. On rappelle que nos simulations numériques ont été faites précédemment avec une épaisseur de cible de 3 μm avec ou sans préplasma. Nous avons donc fait une série de cinq simulations avec une épaisseur de cible à bords raides de 0.9 μm que l'on compare au cas à 3 μm. Les résultats sont reportés Figure 4.18. La première chose que l'on remarque, même si les énergies mesurées sont supérieures dans les simulations [1], c'est que l'on obtient les mêmes sens de variation. Nous avons dans la section précédente expliqué le comportement de l'énergie maximale des protons pour une épaisseur de cible de 3 μm, dont le rapprochement peut être fait avec la cible la plus épaisse expérimentalement. En suivant le même raisonnement, nous présentons l'analyse qui permet d'expliquer les variations de l'énergie maximale quand on diminue l'épaisseur de la cible.

1. N'oublions pas que les simulations sont faites avec la partie focalisée proprement de l'impulsion. Dit autrement, 100 % de l'énergie est focalisée utilement sur la cible dans nos simulations. Plus important encore, les épaisseurs de cibles simulées sont inférieures aux épaisseurs expérimentales, et la géométrie 2D majore probablement l'accélération ionique.

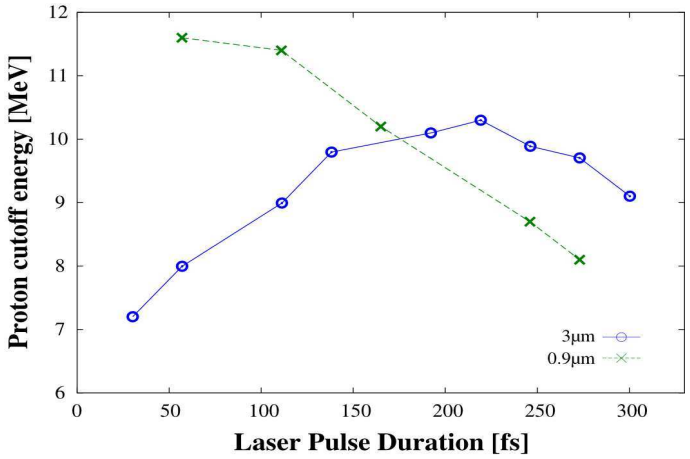


FIGURE 4.18 – *Energie maximale des protons en fonction de la durée d'impulsion τ_p mesurées dans nos simulations pour deux épaisseurs de cibles (3 μm en bleu et 0.9 μm en vert).*

4.5.3 Influence de l'épaisseur de la cible

Des études expérimentales [Kaluza 04, Ceccotti 08] et numériques [d'Humières 06] ont mis en évidence l'existence d'un maximum en énergie en fonction de l'épaisseur de la cible. Quand on diminue l'épaisseur de la cible, on augmente la densité d'électrons chauds [1]. On augmente ainsi l'amplitude du champ électrique accélérateur (en se rappelant que ce champ varie comme $\sqrt{n_h T_h}$) tant que le gradient de densité en face arrière est petit devant la longueur de Debye, i.e. $l_{back} \ll \lambda_{De}$. Quand on continue encore à diminuer l'épaisseur de la cible, la pré-impulsion (dans le cas d'un mauvais constraste), ou bien l'onde de choc générée par le laser, peuvent perturber l'état de la surface arrière. Le champ accélérateur s'en trouve dégradé et l'énergie maximale des protons diminue [Ceccotti 08].

Les Figures 4.17 et 4.18 montrent que l'on obtient des énergies maximales plus élevées quand on diminue l'épaisseur de la cible pour les courtes durées d'impulsion. On voit ensuite que l'énergie maximale des protons décroît quand on augmente la durée d'impulsion, et pour les longues durées d'impulsion, on obtient même des énergies qui sont inférieures au cas avec la cible épaisse. Comme le paramètre principal qui gouverne l'accélération est le champ électrique, on va s'intéresser à la densité d'électrons chauds, à la température électronique, et à la longueur caractéristique du gradient de densité en face arrière. La Figure 4.19 représente la température des électrons chauds pour les cibles de 3 et 0.9 μm. Il apparaît que la température des électrons chauds ne dépend pas de l'épaisseur de la cible. La Figure 4.20 représente sur un même graphe la densité d'électrons chauds et la longueur caractéristique du gradient de densité en face arrière mesurées au moment où le maximum de l'impulsion arrive sur la cible.

Tout comme la température, on s'aperçoit que le gradient de densité l_{back} ne

1. Cette augmentation est mécanique : quand on diminue l'épaisseur de la cible, les électrons piégés dans le potentiel électrostatique face avant et face arrière recirculent plus rapidement. On a donc plus d'électrons en moyenne.

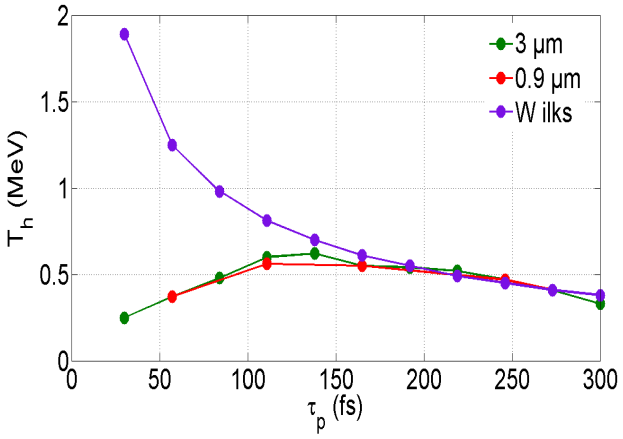


FIGURE 4.19 – *Température des électrons chauds en fonction de τ_p mesurée dans nos simulations pour deux épaisseurs de cible (3 µm en vert et 0.9 µm en rouge). Le potentiel pondéromoteur de Wilks est représenté en violet.*

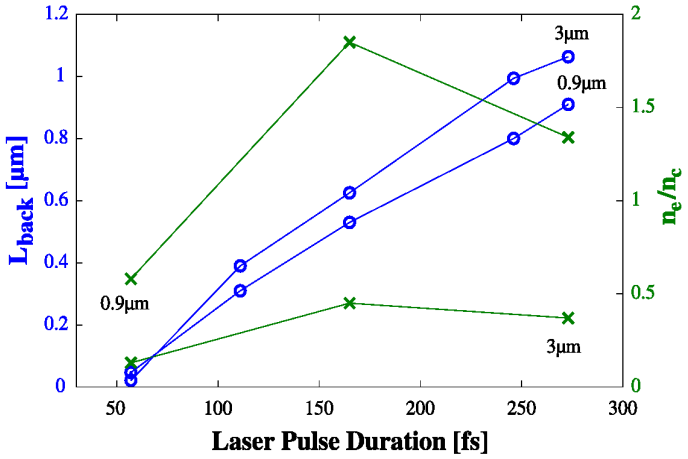


FIGURE 4.20 – *Densité des électrons chauds (croix vertes) et gradient de densité l_{back} (cercles bleus) en fonction de la durée d'impulsion τ_p mesurées dans nos simulations pour deux épaisseurs de cibles.*

dépend pas de l'épaisseur de la cible. Par contre, on observe quasiment un facteur 5 sur les densités électroniques ce qui explique que l'on observe des énergies protoniques beaucoup plus élevées pour les courtes durées d'impulsion dans le cas de cibles fines. Ces densités électroniques, plus importantes, impliquent une longueur de Debye plus faible ($\lambda_{De} \propto 1/n_h^{1/2}$). Dès que la durée d'impulsion augmente, l'inégalité $l_{back} \gg \lambda_{De}$ se vérifie même pour les très courtes durées d'impulsions, et très rapidement, le champ électrique suit la loi d'échelle en T_{hot}/l_{back}, expliquant ainsi la décroissance observée.

4.6 Conclusions

Les résultats obtenus par l'équipe du LOA ont mis en évidence l'existence d'un optimum pour l'énergie maximale des protons accélérés en fonction de la durée d'impulsion. Ces résultats ont été confirmés par la simulation numérique. Il apparaît clairement que l'énergie maximale n'est pas obtenue pour les durées d'impulsion les plus courtes, i.e. les intensités les plus élevées. Il a été observé et montré que la présence d'un préplasma en face avant favorise l'absorption et permet d'augmenter l'énergie maximale des protons. Cependant, le chauffage électronique doit rester limité pour éviter la détente de la face arrière avant l'arrivée du maximum de l'impulsion sur la cible. Cette détente écrante le champ accélérateur avec pour conséquence une réduction de l'énergie maximale qu'il est possible d'atteindre. Dans le cas où l'on réduit l'épaisseur de la cible, le gain en énergie est maximal pour les durées d'impulsion les plus courtes. Cet effet est lié à l'augmentation de la densité d'électrons chauds. En effet, en augmentant la densité, on réduit la longueur de Debye. De plus, l'évolution du gradient de densité en face arrière est indépendant de l'épaisseur de la cible. On a donc rapidement $l_{back} \gg \lambda_{De}$ et un champ accélérateur qui varie comme T_{hot}/l_{back} expliquant ainsi la décroissance de l'énergie maximale des protons quand on augmente la durée d'impulsion pour des cibles fines.

Chapitre 5

Un modèle semi-analytique du TNSA

5.1 Description

Dans la partie 3.3, nous avons présenté l'accélération de protons à partir d'une description fluide isotherme de l'expansion d'un plasma chaud. Il est aussi possible de décrire le processus d'accélération à partir de la fonction de distribution électronique comme cela est fait dans la référence [Passoni 08]. Cette description permet un traitement quasistatique de l'accélération des ions qui sont traités comme des particules tests. Le principal apport d'une telle approche est d'introduire une distance caractéristique au-delà de laquelle potentiel, champ électrique et densité sont nuls contrairement à la description fluide où les électrons s'étendent jusqu'à l'infini. C'est d'ailleurs cette extension qui est responsable de la divergence de l'énergie maximale ionique avec le temps dans le modèle isotherme. Les électrons ne s'étendent donc plus à l'infini et sont présents dans une fine couche localisée sur les deux faces et d'épaisseur caractéristique $\lambda_{De} = v_{the}/\omega_{pe} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_h / n_h e^2}$, la longueur de Debye électronique. n_h et T_h sont respectivement la densité et la température des électrons chauds. La longueur de Debye dépend à la fois de la température et de la densité électronique. Elle donne l'ordre de grandeur caractéristique de la distance au-delà de laquelle les champs collectifs sont écrantés par les charges du plasma. Le modèle développé par Passoni *et al.* [Passoni 08] prend en compte plusieurs hypothèses que nous rappelons ici :

- les électrons chauds sont à l'origine des zones d'espace non-neutres source du champ électrostatique,
- les électrons chauds restent isothermes durant le temps effectif d'accélération des ions les plus énergétiques (le refroidissement n'intervient que sur des temps supérieurs au temps d'accélération des ions),
- le nombre d'ions accélérés reste largement inférieur au nombre d'électrons chauds : le champ n'est donc pas perturbé par l'avancée du front ionique.

Ce modèle considère que, pour une durée inférieure au temps caractéristique de déplacement des protons ω_{pi}^{-1}, les électrons établissent sur la face arrière un équilibre quasistatique avant que les premiers protons ne soient accélérés et que le refroidis-

sement des électrons ne prenne place. L'idée est alors de considérer, du moins en 1D, que les électrons chauffés par le laser sont piégés par le potentiel qu'ils créent en débouchant en face arrière : on a donc une fonction de distribution tronquée en énergie [Kishimoto 83]. La Figure 5.1 montre schématiquement le piégeage des électrons à l'arrière de la cible.

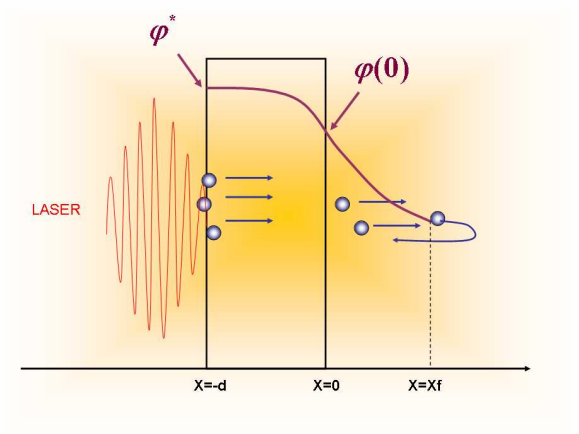


FIGURE 5.1 – *Vue 1D du modèle développé dans la référence [Passoni 08]. Les électrons (sphères bleues) sont injectés dans la cible grâce aux différents mécanismes de chauffage et établissent un potentiel électrostatique en face arrière responsable de l'accélération des ions (non représentés). φ représente le potentiel électrostatique réduit.*

Densité d'électrons piégés

Pour rendre compte des résultats expérimentaux où les électrons créés par laser sont essentiellement relativistes, les auteurs considèrent une fonction de distribution électronique de type Maxwell-Jüttner dans la limite ultra-relativiste ($p \gg m_e c$). La densité d'électrons liés n_l, i.e. retenus dans le potentiel en face arrière avec une impulsion p telle que $0 < |p| < e\Phi/c$, est donnée par :

$$n_l(x) = \int\limits_{0<|p|<e\Phi/c} f_e(x,p)dp \simeq \int\limits_{0<|p|<e\Phi/c} \frac{\tilde{n}}{2m_e c K_1} \exp\left(-\frac{c|p| - e\Phi}{T_h}\right) dp.$$

L'intégration donne, dans la limite ultra-relativiste $p/m_e c \gg 1$:

$$n_l(x) = \frac{\tilde{n} T_h}{m_e c^2 K_1}\left(\exp\left(\frac{e\Phi}{T_h}\right) - 1\right),$$

avec $\tilde{n} = \int_{-\infty}^{+\infty} f_e(x,p)dp$, K_1 la fonction de Bessel du premier ordre d'argument $m_e c^2/T_h$, et T_h la température de la distribution électronique supposée constante. En reprenant les notations des auteurs, on introduit maintenant les variables adimensionnées $\xi = x/\lambda_D$ et $\varphi = e\Phi/T_e$, avec $\lambda_D^2 = \epsilon_0 m_e c^2 K_1/\tilde{n}e^2$.

Champ électrique dans le vide

A droite de la cible, pour $\xi \geq 0$, seuls les électrons liés contribuent au champ électrostatique. L'intégration de l'équation de Poisson donne alors :

$$\frac{d\varphi_{ext}}{d\xi} = -\sqrt{2}\left(e^{\varphi_{ext}} - \varphi_{ext} - 1\right)^{1/2}. \tag{5.1.1}$$

La constante d'intégration a été déterminée en supposant qu'il existe $\xi > 0$ pour lequel φ_{ext} et ses dérivées successives sont nulles. Cette relation traduit l'extension finie du nuage électronique. Ensuite, la séparation des variables conduit à une forme implicite pour le potentiel :

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi_{ext}(\xi)} \frac{d\varphi_{ext}}{\left(e^{\varphi_{ext}} - \varphi_{ext} - 1\right)^{1/2}} = -\sqrt{2}\xi, \tag{5.1.2}$$

où $\varphi_0 = \varphi_{ext}(\xi = 0) = \varphi_{int}(\xi = 0)$ par continuité du potentiel. Il reste maintenant à déterminer φ_0 qui donne l'énergie maximale gagnée par un ion initialement au repos situé en $\xi = 0$. L'énergie maximale est alors donnée par :

$$\epsilon_{max} = ZT_e\varphi_0.$$

Pour trouver φ_0, on écrit l'équation de Poisson dans la cible pour $x < 0$.

Champ électrique dans la cible

En général, on considère qu'il existe dans la cible une composante électronique "froide" de densité n_f. La densité de charge responsable du champ électrique dans la cible est alors $n_l - (Zn_i - n_f)$ où $Zn_i - n_f$ est en première approximation constant. L'équation de Poisson dans la cible s'écrit alors :

$$\frac{d^2\varphi_{int}}{d\xi^2} = e^{\varphi_{int}} - 1 - B, \tag{5.1.3}$$

où $B = m_e c^2 K_1 \left(Zn_i - n_f\right)/T_h\tilde{n}$. Les auteurs supposent que loin du bord $\xi = 0$ le plasma devient localement neutre. On peut donc estimer $B \cong e^{\varphi^*} - 1$ avec $\varphi^* = \varphi_{int}(\xi_d = -d/\lambda_D)$ le potentiel au bord gauche de la cible. En supposant que le champ électrique est nul en $\xi = \xi_d$, l'intégration de l'équation (5.1.3) donne :

$$\frac{d\varphi_{int}}{d\xi} = -\sqrt{2}\left(e^{\varphi_{int}} + e^{\varphi^*}(\varphi^* - 1 - \varphi_{int})\right)^{1/2}. \tag{5.1.4}$$

Energie maximale des ions

Par continuité du champ électrique à l'interface en $\xi = 0$, les deux expressions (5.1.4) et (5.1.1) du champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur de la cible doivent être égales en ce point. Il est alors possible d'exprimer φ_0 en fonction de φ^*. On obtient :

$$\varphi_0 = \frac{e^{\varphi^*}(\varphi^* - 1) + 1}{e^{\varphi^*} - 1}. \tag{5.1.5}$$

Le point crucial dont dépend leur modèle est φ^*, i.e. l'énergie maximale que peut gagner un électron piégé, ramenée à la température de la distribution électronique T_h. Ce paramètre est directement relié à l'absorption de l'énergie laser qui ne possède pas de formulation analytique. Les auteurs s'appuient donc sur des résultats expérimentaux et/ou numériques pour prédire l'évolution de l'énergie maximale des ions accélérés sur les futures installations. Leur procédure est la suivante : connaissant φ_0 pour une large gamme de paramètres laser et de cible à partir d'expériences ou de simulations, il est possible de remonter à $\varphi^* = \epsilon_e^{max}/T_h$, où ϵ_e^{max} est l'énergie cinétique maximale des électrons piégés, en inversant l'équation (5.1.5). Ils en déduisent alors une loi donnant φ^* en fonction de l'énergie laser E_L exprimée en Joules :

$$\varphi^* = \frac{\epsilon_e^{max}}{T_h} = 4.8 + 0.8 \ln E_L.$$

En réinjectant cette expression dans (5.1.5), les auteurs déduisent l'énergie maximale des protons qu'il est possible d'atteindre en fonction de l'énergie laser d'installations actuelles et à venir. La température des électrons chauds est celle donnée par le potentiel pondéromoteur de Wilks [Wilks 92] : $T_h = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1\right)$. Il se trouve que cette approche donne des résultats en bon accord avec des configurations d'expériences très différentes. Le Tableau 5.1 est une sélection de quelques résultats pour illustrer les écarts de configurations expérimentales, notamment au niveau de l'énergie laser et de la durée d'impulsion.

Energie laser (J)	τ_p (fs)	Intensité (W/cm^2)	E_{exp} (MeV)	E_{mod} (MeV)
500 [Snavely 00]	500	3×10^{20}	58	61.7
0.84 [Fritzler 03]	40	6×10^{19}	9.5	8.5
50 [Clark 00]	900	5×10^{19}	18	18.1
0.2 [Hegelich 06]	60	7×10^{18}	1.5	1.39

TABLE 5.1 – *Energies maximales mesurées dans les expériences citées comparées au modèle de la référence [Passoni 08].*

Pour des conditions expérimentales assez éloignées les unes des autres, cette approche monodimensionnelle et statique donne des résultats proches de l'expérience alors que les configurations d'interaction ne sont pas les mêmes selon que l'on utilise une durée d'impulsion longue ou courte comme nous l'avons vu dans la partie 4.3. Pour les durées d'impulsion longues, le maximum de l'impulsion interagit avec un plasma en face avant qui a eu le temps de se détendre. Alors qu'avec une impulsion courte, l'interface vide/plasma reste raide. Ces deux configurations modifient notamment la densité, la température des électrons chauds, et la longueur caractéristique du gradient de densité (aussi bien en face avant qu'en face arrière). Ce modèle, bien que couronné d'un certain succès auprès de la communauté laser-plasma, tout comme le modèle isotherme, n'en reste pas moins une boîte noire qui ne décrit pas la physique de l'interaction, et où les deux paramètres importants que sont la forme maxwellienne de la distribution électronique et le potentiel φ^* sont déduits d'observations, aussi bien numériques qu'expérimentales. Ce modèle est critiquable au même titre que le modèle isotherme, notamment parce qu'il né-

glige l'évolution au cours de l'interaction de la température électronique aussi bien que de la densité des électrons chauds. L'aspect statique de cette approche n'est vérifié ni expérimentalement ni numériquement. Alors que le modèle isotherme a besoin d'un temps d'accélération déduit de l'expérience, ce modèle a besoin d'une estimation du potentiel φ^* en plus de la température.

Nous avons voulu aller plus loin pour voir si ce modèle donne des résultats encore valables pour les projets LUIRE et APOLLON de l'Institut de la Lumière Extrême qui prévoient des intensités laser de l'ordre de 10^{21} W/cm^2 d'ici à 2011 et de 10^{23} W/cm^2 d'ici à 2014.

5.2 Simulations numériques

Les simulations que nous présentons ici ont été effectuées par Rachel Nuter au sein de notre groupe dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut de la Lumière Extrême afin d'étudier l'accélération des protons sur les deux futures installations à ultra-haute intensité que sont LUIRE et APOLLON. Le laser LUIRE aura une longueur d'onde de 800 nm, une énergie de l'ordre de la dizaine de Joules, une durée d'impulsion courte (30 fs) et une tache focale relativement petite de 2.5 μm. Pour déterminer l'énergie maximale des protons qu'il sera possible d'obtenir avec ce premier laser, Rachel Nuter a effectué une simulation en incidence normale et en polarisation linéaire en géométrie 2D avec les paramètres suivants :

- énergie laser = 15 J,
- longueur d'onde = 800 nm,
- τ_p = 30 fs,
- tache focale = 2.5 μm.

L'intensité sur cible est donc de 6.5×10^{21} W/cm^2 ce qui représente un éclairement normalisé $a_0 = 55$. La cible est constituée de protons et d'électrons à la densité $n = 75n_c$. Son épaisseur est de 1 μm avec un préplasma exponentiel en face avant de longueur caractéristique de gradient l_{front} = 200 nm. A la fin de la simulation PIC, on mesure une absorption laser de 45 %. Comme nous l'avons déjà signalé, le préplasma favorise le transfert de l'énergie laser vers les électrons. On mesure ainsi une température électronique de 7 MeV. Pour les protons, on mesure une énergie maximale en face arrière de 150 MeV.

Le projet APOLLON est la deuxième étape en vue d'augmenter l'intensité laser, avec une énergie de l'ordre de 150 J, une durée d'impulsion deux fois plus courte (15 fs) et une tache focale du même ordre de grandeur que LUIRE. Les paramètres de simulation sont les suivants (toujours en incidence normale) :

- énergie laser = 162 J,
- longueur d'onde = 800 nm,
- τ_p = 15 fs,
- tache focale = 2.5 μm.

L'intensité sur cible est donc de 1×10^{23} W/cm^2 ce qui représente un éclairement normalisée $a_0 = 215$. La cible reste identique au cas précédent. A la fin de la simulation PIC, l'absorption laser est de 48 %, la température électronique de 25 MeV,

et l'énergie maximale des protons en face arrière de 560 MeV. On note que dans les deux cas, les distributions électroniques restent maxwelliennes et proportionnelle à $e^{-\epsilon/T_h}$, où ϵ est l'énergie cinétique et T_h la température.

On regroupe dans le Tableau 5.2 les énergies mesurées dans les simulations numériques et celles calculées grâce à l'équation (5.1.5) du modèle de Passoni. Dans le

Projet	Energie laser (J)	T_{Wilks} (MeV)	φ^*	E_{sim} (MeV)	E_{mod} (MeV)
LUIRE	15	27.5	7	150	191.4
APOLLON	162	109.8	8.9	560	977.2

TABLE 5.2 – *Comparaison des énergies maximales protoniques simulations numériques/modèle de Passoni pour les projets LUIRE et APOLLON.*

cas de LUIRE, le modèle développé par Passoni *et al.* donne une énergie maximale supérieure de 27 % par rapport à la simulation. Par contre, l'écart est de 75 % dans le cas d'APOLLON. Ensuite, les températures données par le potentiel pondéromoteur de Wilks [1] sont nettement supérieures aux températures mesurées dans la simulation au moment où le maximum de l'impulsion interagit avec la face avant de la cible. Cependant, malgré les écarts observés entre les différentes variables, le modèle developpé par Passoni *et al.* donne des valeurs proches des résultats numériques et expérimentaux pour des intensités allant jusqu'à 10^{22} W/cm^2. Au-delà, on se rapproche du régime d'accélération par pression de radiation et il n'est pas anormal d'observer des écarts importants entre simulations et modèle. Il y a cependant un point important que la simulation numérique nous a permis d'observer : même pour des intensités élevées de l'ordre de 10^{23} W/cm^2, la distribution des électrons chauds reste maxwellienne. Cette observation constitue une hypothèse de base dans le modèle semi-analytique que nous allons développer pour expliquer les variations de l'énergie maximale des protons en fonction de l'angle d'incidence.

1. Si l'on utilise les températures mesurées dans les simulations, les énergies maximales des protons données par le modèle de Passoni sont diminuées d'un facteur 4 environ.

Chapitre 6

Modèle semi-analytique en incidence oblique

Nous allons essayer de décrire d'un point de vue semi-analytique l'énergie maximale des ions accélérés par TNSA à partir d'une interprétation semblable à celle développée par Passoni *et al.* [Passoni 08] où nous allons nous efforcer de trouver une expression, grâce à un modèle de particules tests, du potentiel φ^* au lieu de l'expression déduite des données expérimentales. Nous voulons aussi aboutir à un modèle incluant une dépendance avec l'angle d'incidence. Pour faciliter la description, il faut se placer dans un système qui idéalement ne dépendrait que d'une seule coordonnée. On passe donc d'une géométrie 2D qui dépend de deux variables d'espace, x et y, à une géométrie 1D qui ne dépend plus que d'une coordonnée par une transformation relativiste dite du "boost" pour reprendre la terminologie de Jackson [Jackson 99] et appliquée dans le cadre de l'interaction laser-plasma dans la référence [Bourdier 83]. Cette transformation est schématisée Figure 6.1. Elle va nous permettre d'écrire simplement les équations des champs électromagnétiques et du mouvement pour un électron afin de déterminer l'impulsion maximale avec laquelle il peut être renvoyé dans le plasma et avoir une estimation du potentiel φ^* introduit dans le chapitre précédent. Pour cette première étude, on se placera dans le cadre d'un plasma semi-infini. Enfin, on essaiera de décrire le processus d'accélération du TNSA pour une cible d'épaisseur finie à partir de l'équation de Poisson.

Avant de commencer, nous avons vu dans les parties précédentes que l'énergie maximale des ions accélérés par le biais du TNSA dépend fortement de la configuration géométrique de la cible (épaisseur), de sa densité, et de la présence ou non de gradient de densité en face avant et/ou en face arrière. La description que l'on met en place ici, compte tenu des équations simplifiées résolues, n'est valable que pour des cibles à gradient très raide et des durées d'impulsion courtes (on limite ainsi l'absorption aux mécanismes de chauffage par le "vide" et pondéromoteur). Nous avons aussi effectué des simulations PIC 2D en faisant varier l'angle d'incidence. Les résultats seront présentés au moment de la confrontation avec notre modèle semi-analytique.

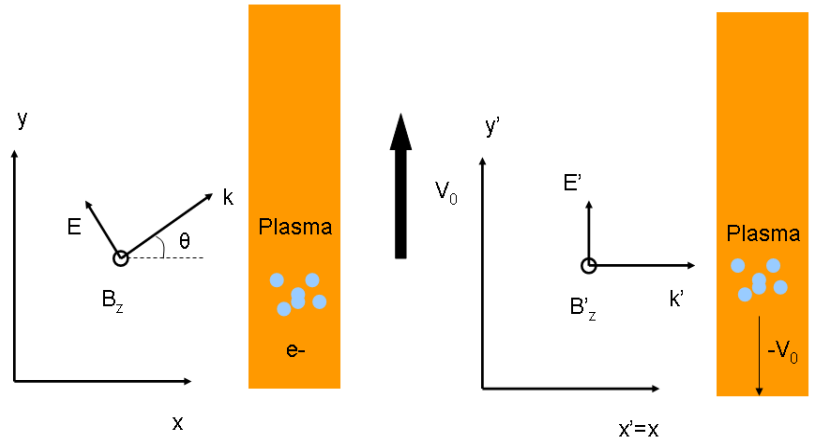


FIGURE 6.1 – *Translation selon $\vec{e}_y$ à la vitesse $V_0\vec{e}_y$. A gauche, repère du laboratoire, à droite, repère en translation.*

6.1 Transformation relativiste

6.1.1 Equation du champ magnétique dans le repère du laboratoire

Pour simplifier notre étude, on considère une onde plane, de faible amplitude, harmonique, de pulsation ω_0 et de vecteur d'onde $\vec{k}_0 = \frac{\omega_0}{c}(\cos\theta\vec{e}_x + \sin\theta\vec{e}_y)$ dans le vide, en incidence oblique et polarisée p comme illustré sur la Figure 6.1. On suppose une réflexion totale sur le plasma de densité n_0 supérieure à la densité critique n_c. Les ions sont immobiles. Le champ magnétique de cette onde n'ayant qu'une composante selon $\vec{e}_z$, il sera plus facile d'écrire les équations de Maxwell en fonction du seul champ magnétique. On suppose que l'ensemble des grandeurs physiques a une dépendance en temps de la forme $e^{i\omega_0 t}$. Pour le développement des calculs et alléger les notations, nous omettrons la dépendance en temps que nous rajouterons seulement à la fin, une fois la forme des champs trouvée. Avec ces hypothèses, le champ magnétique s'écrit :

$$\vec{B} = (0, 0, B_z(x)e^{-ik_0 y sin\theta}).$$

Pour comprendre d'où viennent les équations que nous allons résoudre dans le repère mobile, nous allons détailler l'établissement de l'équation sur le champ magnétique pour des ondes de faibles amplitudes. Nous réécrivons dans un premier temps les équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{6.1.1}$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0\vec{j} + \mu_0\epsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \tag{6.1.2}$$

Dans l'hypothèse d'une réponse linéaire de la matière, la projection selon $\vec{e}_x$ de l'équation (6.1.2) donne, après simplifications :

$$\sin\theta B_z = \frac{E_x}{c}\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} - 1\right), \tag{6.1.3}$$

où l'on a utilisé l'expression de $\vec{j}$ donnée par la relation (1.4.1) et $\dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega_0 \vec{E}$, avec $\omega_{pe}^2 = e^2 n_0/m_e\epsilon_0$ et $\epsilon_0\mu_0 c^2 = 1$. On écrit ensuite l'équation (6.1.2) sous la forme :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{B}) = i\frac{\omega_0}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right)\vec{E}, \tag{6.1.4}$$

On pose $\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2$. En écrivant l'équation de Maxwell-Ampère sous cette forme, on a fait apparaître le terme ϵ qui est négatif pour un plasma surcritique et qui vaut 1 dans le vide ($\omega_{pe} = 0$). On voit donc qu'il dépend de l'endroit où l'on évalue l'onde. Par hypothèse, l'onde interagit avec un plasma surcritique : ϵ est donc toujours différent de zéro. Après avoir pris cette précaution, on divise chaque membre de l'équation (6.1.4) par ϵ et on applique le rotationnel. On obtient :

$$\overrightarrow{rot}\left(\frac{1}{\epsilon}\overrightarrow{rot}\left(\vec{B}\right)\right) = \frac{\omega_0^2}{c^2}\vec{B}. \tag{6.1.5}$$

En développant cette dernière équation vectorielle, on aboutit à une seule composante non nulle selon $\vec{e}_z$ qui donne l'équation différentielle que vérifie B_z et qui ne dépend que de x (les dérivées rondes deviennent des dérivées droites) :

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{\epsilon}\frac{dB_z}{dx}\right) + \frac{1}{\epsilon c^2}\left(\omega_0^2\cos^2\theta - \omega_{pe}^2\right)B_z = 0. \tag{6.1.6}$$

Transformation de Lorentz

Cette transformation consiste à considérer un référentiel en translation uniforme selon $\vec{e}_y$ à la vitesse V_0. Dans ce référentiel, les particules initialement au repos dans le référentiel du laboratoire ont une vitesse $-V_0\vec{e}_y$. La matrice de Lorentz associée à cette transformation s'écrit [Jackson 99] :

$$L_y = \begin{pmatrix} \gamma_0 & 0 & \gamma_0\beta_0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \gamma_0\beta_0 & 0 & \gamma_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Pour le quadrivecteur $\left(\dfrac{\omega_0'}{c}, \vec{k}_0'\right)$ dans le repère mobile [1], on obtient :

$$\begin{aligned} \omega_0' &= \gamma_0(\omega_0 - k_{0y}\beta_0 c), \\ k_{0x}' &= k_{0x}, \\ k_{0y}' &= \gamma_0(k_{0y} - \omega_0\beta_0/c). \end{aligned}$$

1. L'ensemble des grandeurs dans le repère dérivant sont surmontées d'un prime '.

On voit donc qu'en imposant V_0 tel que $k_{0y} = \omega_0\beta_0/c$, c'est-à-dire $V_0/c = \beta_0 = \sin\theta$, la composante k'_{0y} s'annule. On a donc une seule composante $k'_{0x} = k_{0x}$ pour l'onde incidente. Dans le repère transformé, l'onde est en incidence normale sur la cible comme le montre la Figure 6.1, potentiel vecteur et champ électrique orientés selon $\vec{e}_y$. Les différents champs et les différentes quantités plasma se redimensionnent ainsi :

$$\begin{aligned} x =& x', \\ n'_0 =& \gamma_0 n_0, \\ \omega'_{pe} =& \omega_{pe}, \\ \omega'_0 =& \omega_0 \cos\theta, \\ A_y =& \gamma_0 \left(A'_y + \beta_0/c\Phi'\right), \\ B_z =& \gamma_0 \left(B'_z - \beta_0/cE'_x\right), \\ E_x =& \gamma_0 \left(E'_x - V_0 B'_z\right), \\ E_y =& E'_y. \end{aligned}$$

6.1.2 Equation du champ magnétique dans le repère dérivant

Ces correspondances permettent d'écrire les équations (6.1.3) et (6.1.6) dans le repère dérivant. On obtient :

$$\frac{E'_x}{c} - \beta_0 B'_z = -\frac{\beta_0}{\epsilon'}\left(B'_z - \frac{\beta_0}{c}E'_x\right), \tag{6.1.7}$$

et

$$\frac{d}{dx'}\left(\frac{1}{\epsilon'}\frac{d}{dx'}\left(B'_z - \frac{\beta_0}{c}E'_x\right)\right) + \frac{\left(\omega_0'^2 - \omega_{pe}^2\right)}{\epsilon' c^2}\left(B'_z - \frac{\beta_0}{c}E'_x\right) = 0, \tag{6.1.8}$$

avec $\epsilon' = 1 - \dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}(1-\beta_0^2)$, $\beta_0 = \sin\theta$ et $\gamma_0 = 1/\cos\theta$. La composante longitudinale du champ électrique E_x étant continue dans le référentiel du laboratoire, la transformation de Lorentz et la dernière équation nous renseignent au final sur $B'_z - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x$ et $\dfrac{1}{\epsilon'}\dfrac{d}{dx}\left(B'_z - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x\right)$ qui sont continus dans l'espace, en particulier à l'interface en $x' = 0$.

Avant de continuer la résolution, nous allons préciser la façon dont nous avons traité l'enfoncement pondéromoteur. En effet, lorsque le laser impacte la cible, la composante continue de la force pondéromotrice pousse l'ensemble des particules à l'intérieur du plasma. Les électrons étant les particules les plus réactives, il se crée une zone de séparation de charge au niveau de l'enfoncement, et donc un champ électrique orienté vers le plasma. Pour écrire ce champ électrique dans le repère dérivant, qui résulte de l'équilibre entre pression électrostatique et pression de radiation du laser, nous avons, dans l'approximation la plus simple, considéré 100 % de réflexion à l'interface. L'équilibre entre les deux pressions s'écrit alors :

$$2\frac{I'}{c} = n'_0 e\Phi',$$

où I' est l'intensité de l'onde exprimée dans le référentiel dérivant, n'_0 la densité des protons et $\Phi' = en'_0 x'^2/2\epsilon_0$ le potentiel résultant de cette séparation de charge. En utilisant $I/c = n_c m_e a_0^2/2$, on trouve que $I' = I\gamma_0^{-2}$. Au final, la position d'équilibre x'_e s'écrit en unités normalisées :

$$\frac{\omega'_0 x'_e}{c} = \sqrt{2}\frac{n'_c}{n'_0}\frac{a'_0}{\gamma_0^3}.$$

Le champ électrique normalisé résultant de cette séparation de charge s'exprime quant à lui :

$$\frac{eE'_x}{m_e\omega'_0 c}\,(0 < x' \leq x'_e) = \gamma_0^3\frac{n'_c}{n'_0}\frac{\omega'_0 x'}{c}.$$

Tel qu'il est écrit, ce champ électrique n'est pas continu en $x' = x'_e$. Au-delà, le plasma est neutre et le champ électrique est nul. En fait, l'équation de Poisson imposerait que le champ électrique dans le reste du plasma soit égal à sa valeur en $x' = x'_e$. Cependant, dans la réalité, la zone de déplétion n'est pas entièrement balayée de ses électrons : la densité électronique augmente continuement et présente une surdensité en x'_e comme le montre la Figure 6.2 issue d'une simulation PIC 1D "académique". On visualise très bien la zone de déplétion au niveau de la face avant

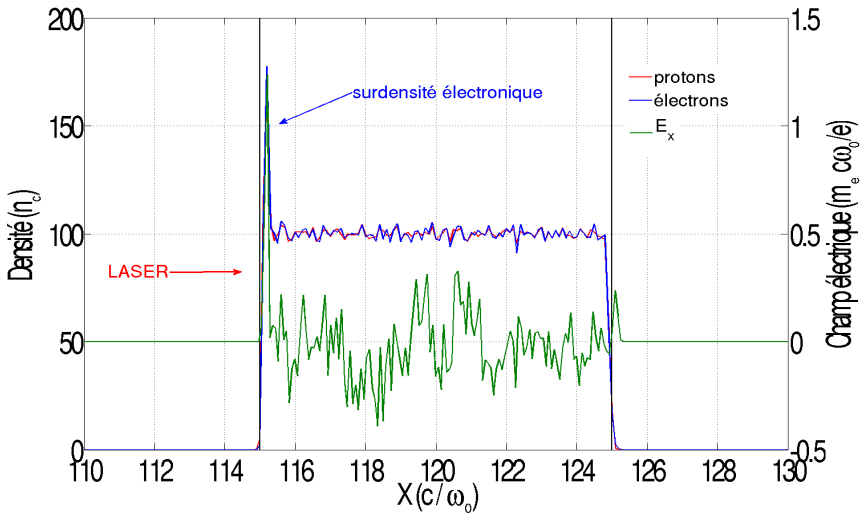


FIGURE 6.2 – *Champ électrique, densités électronique et protonique au moment où le pic de l'intensité laser impacte la face avant de la cible. Les traits verticaux noirs représentent la position initiale des bords du plasma.*

avec la surdensité électronique au niveau de la position d'équilibre, et le champ électrique qui devient très rapidement nul au-delà (le bruit observé dépend du nombre de mailles choisies pour la représentation). La continuité est alors assurée en imposant un champ électrique nul au-delà de x'_e. La décroissance très rapide du champ électrique, au-delà de la position d'équilibre, nous permet d'utiliser en première approximation l'expression précédente, même si fondamentalement, tel quel, le champ électrique n'est pas continu en $x' = x'_e$. C'est ce champ électrique que nous rajouterons lors de la résolution de l'équation du mouvement, en plus des champs électromagnétiques dont nous continuons le calcul ci-dessous.

Résolution dans le vide

Dans le vide, $\epsilon' = 1$ et l'équation (6.1.7) donne $E'_x = 0$. La résolution de l'équation (6.1.8) donne donc :

$$B'_z = 2B'_0 \sin\left(\frac{\omega'_0 x'}{c} + \Psi'\right), \tag{6.1.9}$$

avec B'_0 l'amplitude maximale du champ magnétique et Ψ' une constante à déterminer avec le raccordement des solutions à l'interface.

Résolution dans le plasma

Dans le plasma, $\epsilon' = 1 - \dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}(1 - \beta_0^2)$ reste constant. L'équation (6.1.8) peut être simplifiée et conduit à :

$$B'_z - \frac{\beta_0}{c}E'_x = \left(B'_z(0) - \frac{\beta_0}{c}E'_x(0)\right) e^{-\frac{\omega'_0 x'}{c}\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1}}. \tag{6.1.10}$$

Les équations (6.1.7) et (6.1.10) permettent de remonter au champ magnétique en tout point du plasma :

$$B'_z = \frac{1 - \beta_0^2/\epsilon'}{1 - \beta_0^2}\left(B'_z(0) - \frac{\beta_0}{c}E'_x(0)\right) e^{-\frac{\omega'_0 x'}{c}\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1}}. \tag{6.1.11}$$

Raccordement à l'interface

La continuité des fonctions $B'_z - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x$ et $\dfrac{1}{\epsilon'}\dfrac{d}{dx}\left(B'_z - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x\right)$, en particulier à l'interface $x' = 0$, donne un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} 2B'_0 \sin\Psi' = B'_z(0) - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x(0) \\ 2B'_0 \cos\Psi' = -\dfrac{1}{\epsilon'}\left(B'_z(0) - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x(0)\right)\sqrt{\dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2} - 1} \end{cases}$$

La résolution de ce système mène, après quelques manipulations trigonométriques, à :

$$\begin{cases} \tan\Psi' = -\dfrac{\epsilon'}{\sqrt{\dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2} - 1}} \\ B'_z(0) - \dfrac{\beta_0}{c}E'_x(0) = -\dfrac{2B'_0}{\sqrt{1 + \dfrac{1}{\epsilon'^2}\left(\dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2} - 1\right)}} \end{cases}$$

Solution générale et potentiel vecteur

En remarquant que $\omega_0 t = \omega'_0 t'$, il est alors possible de construire la solution générale pour B'_z. Avec $a'_0 = eB'_0/m_e\omega'_0$ et en normalisant $B'_z \to eB'_z/m_e\omega'_0$, $x' \to \omega'_0 x'/c$ et $t' \to \omega'_0 t'$, on obtient au final :

$$B'_z = 2a'_0 \sin(x' + \Psi') \cos t' \qquad \text{pour } x \leq 0, \qquad (6.1.12)$$

$$B'_z = -\frac{1-\beta_0^2/\epsilon'}{1-\beta_0^2} \times \frac{2a'_0 \cos t'}{\sqrt{1+\frac{1}{\epsilon'^2}\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1\right)}}\, e^{-x'\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1}} \qquad \text{pour } x > 0, \qquad (6.1.13)$$

avec $\epsilon' = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}(1-\beta_0^2)$, $\beta_0 = \sin\theta$ et $\tan\Psi' = -\epsilon'\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1\right)^{-1/2}$. En utilisant $\vec{B'} = \overrightarrow{rot}\ \vec{A'}$ et en supposant les constantes d'intégration nulles, il est possible de remonter au potentiel vecteur en tout point de l'espace. L'expression du potentiel vecteur va nous permettre, un petit peu plus loin, de résoudre l'équation du mouvement électronique dans le repère dérivant. En normalisant $A'_y \to eA'_y/m_e c$, on a l'expression du potentiel vecteur normalisé dans le vide :

$$A'_y = -2a'_0 \cos(x' + \Psi') \cos t', \qquad (6.1.14)$$

et dans le plasma :

$$A'_y = -\frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1}} \times \frac{1-\beta_0^2/\epsilon'}{1-\beta_0^2} \times \frac{2a'_0 \cos t'}{\sqrt{1+\frac{1}{\epsilon'^2}\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1\right)}}\, e^{-x'\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0'^2}-1}}. \qquad (6.1.15)$$

6.2 Equation du mouvement électronique dans le repère dérivant

L'équation du mouvement électronique dans le repère dérivant pour un électron s'écrit dans la jauge de Coulomb ($\Phi' = 0$) :

$$\frac{d\vec{p'}}{dt'} = e\frac{\partial \vec{A'}}{\partial t'} - e\vec{v'} \times \overrightarrow{rot}\ \vec{A'}, \qquad (6.2.1)$$

avec $\vec{v'} = \left(v'_x, v'_y, 0\right)$ et $\vec{A'} = \left(0, A'_y, 0\right)$. La projection de cette équation sur $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ donne respectivement :

$$\frac{dp'_x}{dt'} = -ev'_y \frac{\partial A'_y}{\partial x'}, \qquad (6.2.2)$$

et

$$\frac{dp'_y}{dt'} = e\left(\frac{\partial A'_y}{\partial t'} + v'_x \frac{\partial A'_y}{\partial x'}\right). \qquad (6.2.3)$$

Cette dernière équation peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{dp'_y}{dt'} = e\frac{dA'_y}{dt'}, \tag{6.2.4}$$

qui traduit la conservation du moment canonique transverse. Un électron retournera à son état initial d'impulsion transverse aussitôt l'onde passée, ou hors de sa zone d'influence. On a donc :

$$p'_y = eA'_y + p'_y\left(t' = 0\right). \tag{6.2.5}$$

Nous avons écrit, à l'aide de Matlab, un code de particules tests résolvant les équations (6.2.2) et (6.2.5) en normalisant l'impulsion à $m_e c$ et en remplaçant le temps t' par $\omega'_0 t'$. Le potentiel vecteur est donné par les équations (6.1.14) et (6.1.15).

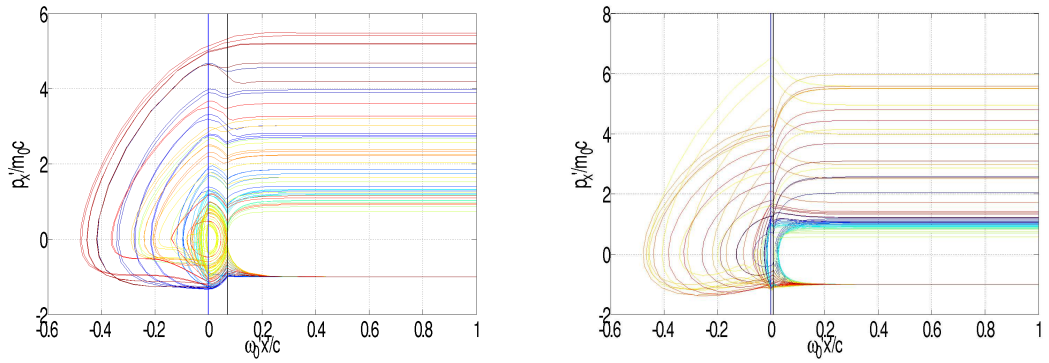
6.2.1 Résolution numérique

Grâce à aux équations précédentes, nous sommes capables de déterminer le mouvement électronique, et en particulier l'impulsion maximale avec laquelle les électrons peuvent être renvoyés dans le plasma en fonction de l'angle d'incidence de l'onde. Dans ce code, nous considérons 100 particules tests injectées à des instants différents, depuis la droite (plasma semi infini pour $x \geq 0$) vers la gauche ($x < 0$) où est établi le potentiel vecteur déterminé précédemment. La densité du plasma est prise cent fois supérieure à la densité critique, i.e. $n = 100 n_c$. Les électrons possèdent initialement une impulsion transverse $p'_y\left(t' = 0\right)/m_e c = \gamma_0 \beta_0 = \tan\theta$ dépendante de la vitesse de dérive et une impulsion longitudinale négative variable. La transformation de Lorentz nous indique que les impulsions longitudinales sont identiques dans les deux référentiels, $p'_x = p_x$. Dans cette résolution, nous avons rajouté en plus à l'équation (6.2.2) le champ électrique résultant de l'équilibre entre pression de radiation et pression électrostatique déterminé précédemment. La Figure 6.3 montre des trajectoires électroniques dans l'espace des phases (x', p'_x) pour $a_0 = 1.5$ et $\theta = 0$ et 60°. Les particules tests sont initialement injectées avec une impulsion longitudinale $p'_x/m_e c = -1$. En observant attentivement ces graphiques, certaines particules, en fonction de leur phase d'injection (code couleur), peuvent être réfléchies (notamment pour le cas $\theta = 60^\circ$) avant même d'atteindre le bord du plasma. On voit aussi que l'enfoncement pondéromoteur diminue avec l'angle.

6.2.2 Variations paramétriques

Pour étudier l'impulsion maximale de retour des électrons dans le plasma, nous utilisons notre code de particules tests et faisons varier trois paramètres qui sont : i) l'impulsion d'injection $p'_{xi}/m_e c$, ii) l'angle d'incidence θ et iii) l'intensité laser à travers le paramètre $a_0 = 0.85\lambda_0\sqrt{I_{18}}$ pour une longueur d'onde (exprimée en micromètre) $\lambda_0 = 0.8$ μm, où I_{18} représente l'intensité exprimée en unité de 10^{18} W/cm^2. Nous présentons respectivement les résultats Figures 6.4, 6.5 et 6.6 pour $a_0 = 3, 7, 15$ et $\theta = 0, 20, 40, 60, 80^\circ$.

L'observation de cette série de graphiques permet de dégager des tendances générales quant au comportement de l'impulsion maximale des électrons qui sont



(a) $\theta = 0^\circ$ (b) $\theta = 60^\circ$

FIGURE 6.3 – *Espace des phases électroniques* (x', p'_x) *pour* $a_0 = 1.5$ *et a)* $\theta = 0^\circ$ *et b)* $\theta = 60^\circ$*. L'impulsion longitudinale initiale est* $p'_x/m_e c = -1$*. Le trait bleu symbolise l'interface vide/plasma et le trait noir, la position d'équilibre entre pressions électrostatique et de radiation. Le code couleur correspond à la phase d'injection.*

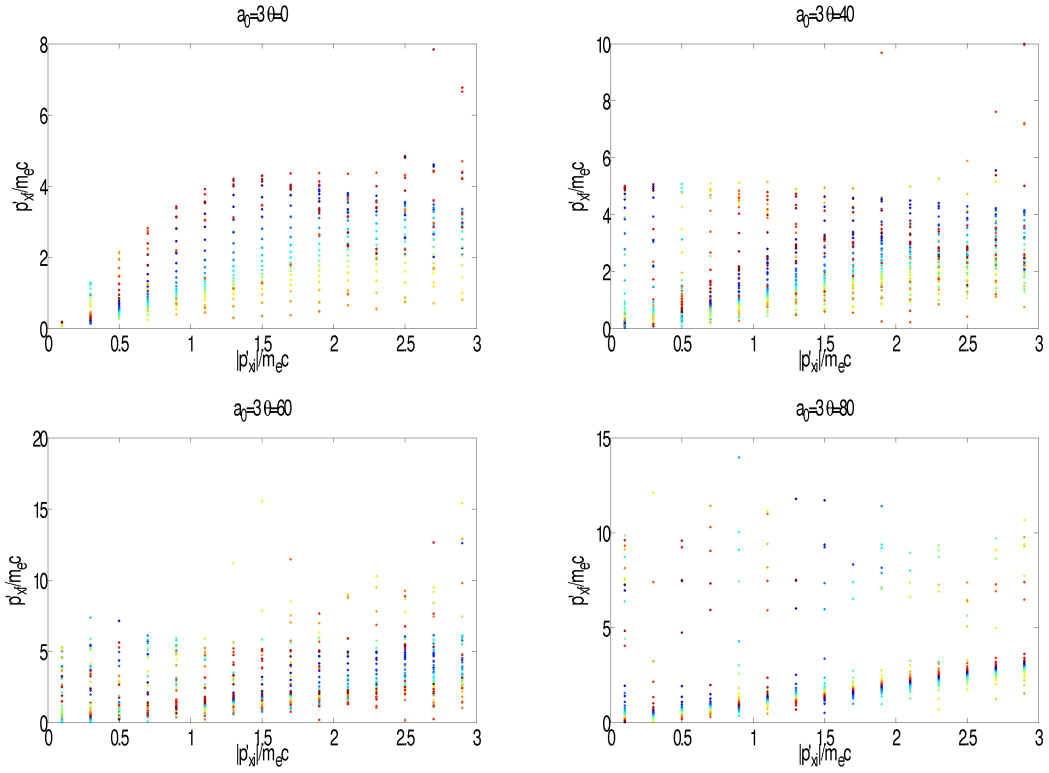


FIGURE 6.4 – *Impulsion finale des électrons réinjectés dans le plasma en fonction de l'angle et de l'impulsion initiale pour* $a_0 = 3$*.*

réinjectés dans le plasma. Avant toute chose, rappelons que le mouvement d'un simple électron dans une onde stationnaire n'est pas intégrable du point de vue de la dynamique hamiltonienne pour des intensités relativistes (qui nous concernent donc), i.e. les états finaux, notamment en termes d'impulsion et d'énergie, de deux

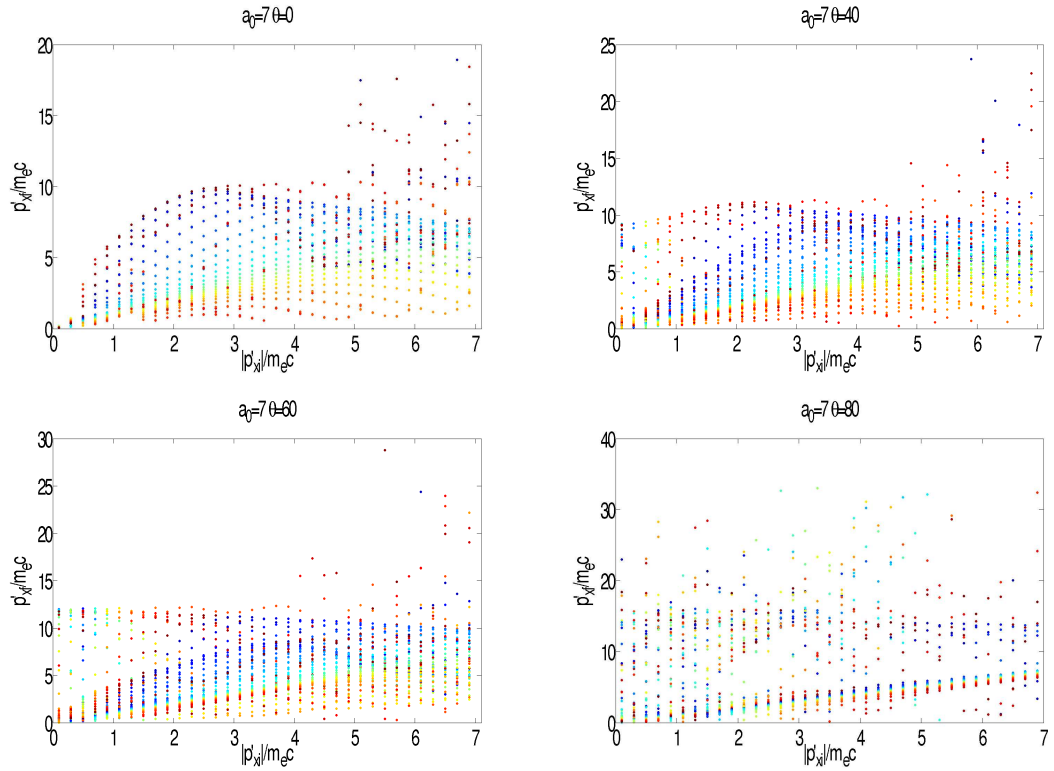


FIGURE 6.5 – *Impulsion finale des électrons réinjectés dans le plasma en fonction de l'angle et de l'impulsion initiale pour* $a_0 = 7$.

électrons ayant des conditions initiales infiniment proches, peuvent être très différents [Bourdier 83, Bauer 95, Lefebvre 97]. C'est ce que l'on observe sur l'ensemble des graphiques où l'impulsion finale mesurée semble d'abord évoluer de manière régulière quand on augmente l'impulsion initale des électrons, puis, pour des impulsions initiales $p'_{xi}/m_e c$ proches de a_0, ou bien quand l'angle d'incidence augmente, on observe cet aspect chaotique dans l'impulsion finale pour des électrons ayant initialement la même impulsion mais des phases d'injection différentes. Cette modélisation suppose l'existence d'une onde stationnaire infinie, et par conséquent, le temps d'intégration devrait être infini, ce qui n'est pas possible d'un point de vue pratique. Pour pouvoir arrêter l'intégration, nous avons considéré une borne supérieure en temps t_f correspondante à quinze oscillations laser soit $\omega'_0 t'_f = \omega_0 t_f = 30\pi$ ce qui représente une durée d'impulsion d'environ 40 fs pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 0.8\ \mu$m.

Une analyse attentive des valeurs finales montre que l'impulsion sature vers $1.5a_0$ quand on augmente l'impulsion initiale pour les cas où la progression de l'impulsion finale est régulière, en particulier pour des angles proches de l'incidence normale. On retrouve cette loi d'échelle dans la référence [Kemp 09]. Quand on augmente l'angle d'incidence ou bien l'impulsion initiale, on observe le comportement chaotique des électrons. Cependant, l'impulsion finale à la fin de l'intégration ne dépasse jamais $3a_0$ pour des angles d'incidence inférieurs à environ 60° d'après notre modèle de particules tests, et $4a_0$ pour des angles supérieurs à 60°. Si les

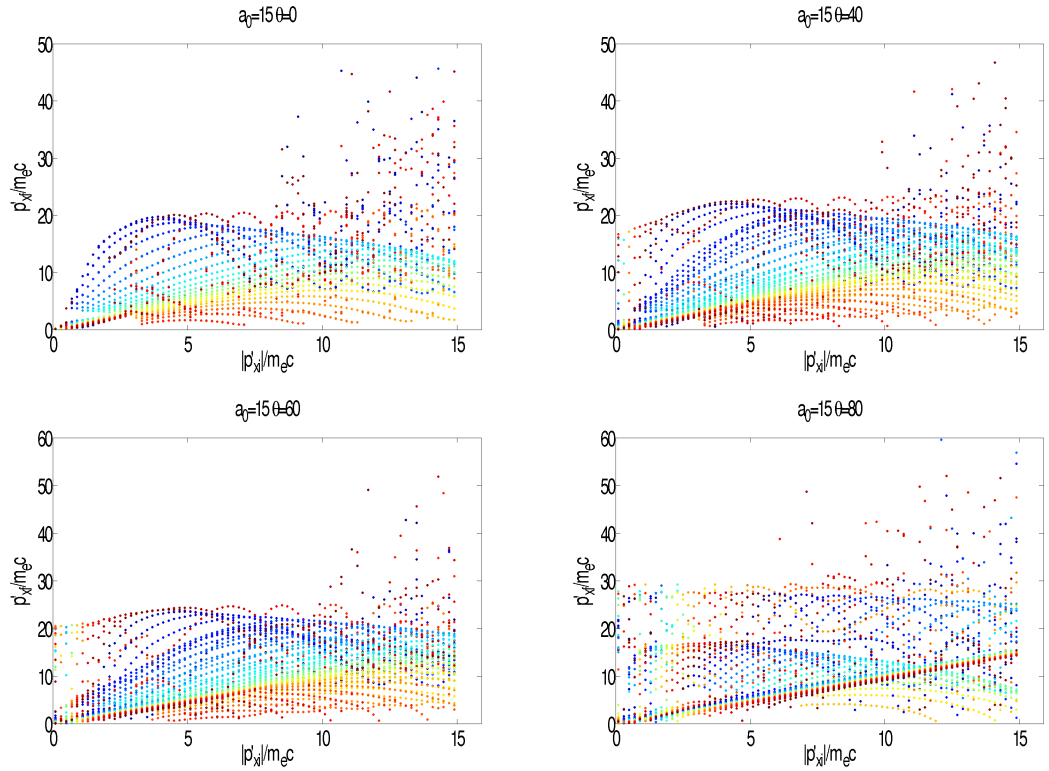


FIGURE 6.6 – *Impulsion finale des électrons réinjectés dans le plasma en fonction de l'angle et de l'impulsion initiale pour* $a_0 = 15$.

variations de l'impulsion finale étaient régulières en fonction de a_0, de l'angle d'incidence et de l'impulsion d'injection, nous pourrions mener une étude correcte de l'énergie des protons en fonction de ces trois paramètres. Mais compte tenu de l'aspect chaotique du comportement des électrons, pour mener une étude simple, et à la limite borner l'énergie maximale des protons, nous allons nous appuyer sur ces observations, à savoir que l'impulsion maximale des électrons qui sont réinjectés dans le plasma varie comme $\alpha \times a_0$ où α=1.5, 3 ou 4, fournissant ainsi un ingrédient important et nouveau du modèle de Passoni.

6.3 Extension du modèle de Passoni

6.3.1 Transformation de la fonction de distribution

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, la fonction de distribution électronique mesurée dans les simulations et dans les expériences est de la forme $f_e(\epsilon) = Ce^{-\epsilon/T_h}$, où ϵ est l'énergie cinétique, C une constante et T_h la température de la distribution. Nous allons considérer par la suite une fonction de distribution électronique dans le repère du laboratoire de la forme :

$$f_e(\epsilon) = Ce^{-(\epsilon - e\Phi)/T_h}, \tag{6.3.1}$$

où Φ est le potentiel électrostatique généré par les électrons chauds. La transformation de Lorentz nous permet d'exprimer énergie cinétique et potentiel dans le repère dérivant. Cependant, elle ne nous dit pas comment se transforme la température T_h. Dans le fond, cela ne nous pose pas réellement de problème à partir du moment où celle-ci est supposée constante. Elle le reste dans le repère dérivant. On suppose donc que T_h se transforme en une quantité homogène à une énergie que nous appellerons T'_h par analogie avec la température dans le repère du laboratoire, sans connaître la relation entre les deux quantités. En appliquant la transformation de Lorentz, on obtient :

$$f_e(\epsilon, \Phi) = Ce^{-(\epsilon - e\Phi)/T_h} = C'e^{-\gamma_0(\epsilon' - e\Phi')/T'_h}, \tag{6.3.2}$$

où C' est l'expression de la nouvelle constante, Φ' le potentiel et ϵ' l'énergie cinétique exprimés dans le repère dérivant. A'_y est nul à l'arrière de la cible qui est opaque au laser. Cette dernière égalité correspond à la forme de la fonction de distribution dans le repère dérivant. Soit f'_e la fonction de distribution dans ce même repère. On a alors

$$f'_e(\epsilon', \Phi') = C'e^{-\gamma_0(\epsilon' - e\Phi')/T'_h} \tag{6.3.3}$$

pour les électrons piégés en face arrière. Si, à première vue, travailler dans le repère dérivant peut sembler une opération complexe compte tenu des différentes transformations à effectuer, c'est maintenant que l'on va se rendre compte de son utilité, en plus d'apporter la dépendance en angle. En effet, dans le repère du laboratoire, nous ne pourrions pas travailler directement avec des intégrales en énergie parce qu'il faudrait tenir compte, dans les intégrations, des variations de l'impulsion transverse des particules p_y à travers la relation $\epsilon = m_e c^2 (\gamma - 1)$, ce qui compliquerait grandement la tâche. Alors que dans le repère dérivant, grâce à la conservation du moment canonique transverse, une fois l'électron hors de la zone d'influence du laser (où $A'_y = 0$), p'_y retourne à sa valeur initiale, à savoir celle fixée par le mouvement de dérive. L'intégration de la fonction de distribution pour les électrons qui sont réinjectés dans la cible (et qui sont piégés en face arrière) ne dépend plus que de la seule variable p'_x. Pour être rigoureux et faire apparaître tous les termes, il faudrait écrire la fonction de distribution en fonction de l'impulsion. Cela ne ferait qu'alourdir les écritures puisque travailler directement en énergie donne les mêmes résultats d'intégration.

Densité d'électrons chauds

Dans cette partie, on considère une cible d'épaisseur finie comprise entre $x = x' = -d$ et $x = x' = 0$ comme le montre la Figure 6.1. Les électrons, qui ont été accélérés en face avant et qui sont réinjectés dans la cible avec une impulsion transverse égale à l'impulsion de dérive, ne pourront s'échapper de l'influence du champ électrostatique de rappel qu'ils créent que si leur énergie cinétique est supérieure à la barrière de potentiel qu'ils doivent traverser (qu'ils créent eux-mêmes et qui est statique dans notre cas). En supposant que tous les électrons qui traversent la cible sont piégés par le potentiel électrostatique qu'ils génèrent en face arrière, on peut estimer la hauteur de cette barrière à l'énergie maximale ϵ'_{max} avec laquelle

ils ont été envoyés dans la cible. La densité d'électrons liés n'_l s'écrit alors :

$$n'_l = \int_{\epsilon'_{min}}^{\epsilon'_{max}} e^{e\gamma_0\Phi'/T'_h} f'_e(\epsilon')d\epsilon' = n'_h \; e^{e\gamma_0\Phi'/T'_h}, \tag{6.3.4}$$

avec $n'_h = \int_{\epsilon'_{min}}^{\epsilon'_{max}} C' e^{-\gamma_0\epsilon'/T'_h} d\epsilon'$ et $\epsilon'_{min} = m_e c^2 \left(\sqrt{1+\gamma_0^2\beta_0^2} - 1\right)$ l'énergie cinétique minimale liée à la dérive.

Equation de Poisson dans le vide $x' \geq 0$

Le raisonnement est le même que celui de la partie 5.1. L'équation de Poisson pour $x' \geq 0$ s'écrit, en supposant que le potentiel ne dépend que de x' :

$$\frac{d^2\Phi'_{ext}}{dx'^2} = \frac{e}{\epsilon_0} n'_h e^{e\gamma_0\Phi'/T'_h} \tag{6.3.5}$$

On pose $\varphi'_{ext} = e\gamma_0\Phi'_{ext}/T'_h$ et $X' = x'/\lambda'_D$ avec $\lambda'_D = \left(\epsilon_0 T'_h/\gamma_0 e^2 n'_h\right)^{1/2}$ la longueur de Debye électronique dans le repère mobile. Il est alors possible d'intégrer (sans faire d'approximation sur le caractère relativiste des électrons puisqu'on utilise la variable ϵ') l'équation de Poisson :

$$\frac{d\varphi'_{ext}}{dX'} = -\sqrt{2}\left(e^{\varphi'_{ext}} - 1\right)^{1/2}. \tag{6.3.6}$$

Les constantes ont été déterminées en supposant l'existence d'un X' tel que le potentiel et ses dérivées soient nuls au-delà.

Equation de Poisson dans le plasma $-d \leq x' < 0$

On suppose dans la cible l'existence d'électrons froids à la densité n'_f. La source de l'équation de Poisson est alors donnée par $n'_l - \left(Zn'_i - n'_f\right)$. Elle est de plus supposée constante. En suivant le raisonnement du chapitre 5.1, on obtient :

$$\frac{d\varphi'_{int}}{dX'} = -\sqrt{2}\left(e^{\varphi'_{int}} - e^{\varphi'_{-d}} - \varphi'_{int}\; e^{\varphi'_{-d}} + \varphi'_{-d}\; e^{\varphi'_{-d}}\right)^{1/2}. \tag{6.3.7}$$

Les constantes ont été déterminées en supposant que loin de la face arrière, à l'intérieur de la cible près de $X' = -d/\lambda'_D$, le plasma redevient quasineutre, i.e. le champ électrique est nul et le potentiel $\varphi'_{-d} = \varphi'_{int}\left(X' = -d/\lambda'_D\right)$ est constant.

Raccordement à l'interface en $X' = 0$

Ces deux dernières équations (6.3.6) et (6.3.7) permettent d'écrire la continuité du champ électrique au niveau de la face arrière en $X' = 0$. On obtient ainsi une relation entre le potentiel en $X' = -d/\lambda'_D$ et le potentiel en $X' = 0$.

$$\varphi'(0) = \frac{e^{\varphi'_{-d}}\left(\varphi'_{-d} - 1\right) + 1}{e^{\varphi'_{-d}}}. \tag{6.3.8}$$

Gain en énergie des ions localisés en face arrière

Grâce à cette dernière relation, nous avons le gain en énergie lié au potentiel électrostatique généré par les électrons piégés à l'arrière de la cible. En supposant la conservation de l'énergie totale pour un ion de charge Z, on doit rajouter le terme lié à la dérive. On obtient alors l'énergie cinétique maximale qu'il lui est possible d'atteindre, dans le cas où il traverse l'intégralité du potentiel :

$$\epsilon'_{ion} = Ze\Phi' + m_p c^2 \left(\sqrt{1+\beta_0^2\gamma_0^2} - 1 \right) = \frac{T'_h \varphi'(0)}{\gamma_0} + m_p c^2 \left(\sqrt{1+\beta_0^2\gamma_0^2} - 1 \right), \tag{6.3.9}$$

avec $\varphi'(0)$ relié à φ'_{-d} par la relation (6.3.8). Il reste maintenant à évaluer le potentiel au point d'interaction $\varphi'(0)$ et la température équivalente T'_h.

6.3.2 Evaluation de φ'_{-d} et de T'_h

Détermination de φ'_{-d}

Pour qu'un électron soit piégé en face arrière, son énergie cinétique doit être inférieure ou égale à la barrière de potentiel qu'il doit traverser depuis la face avant. Nous avons estimé la hauteur de cette barrière à l'énergie maximale ϵ'_{max} avec laquelle un électron peut être injecté dans le plasma et à laquelle il faut enlever l'énergie liée à la dérive pour n'avoir que la partie cinétique, d'après la conservation de l'énergie. On a donc, pour l'expression du potentiel en $X' = -d/\lambda'_D$:

$$\begin{aligned} \varphi'_{-d} =& \frac{\gamma_0 m_e c^2}{T'_h} \left[(\gamma'_{max} - 1) - \left(\sqrt{1+\gamma_0^2\beta_0^2} - 1 \right) \right] \\ =& \frac{\gamma_0 m_e c^2}{T'_h} \left(\sqrt{1+(p'^2_{xf}/m_e c)^2 + \gamma_0^2\beta_0^2} - \sqrt{1+\gamma_0^2\beta_0^2} \right) \end{aligned} \tag{6.3.10}$$

avec $p'_{xf}/m_e c = \alpha \times a_0$ l'impulsion maximale des électrons réinjectés dans le plasma où α vaut 1.5, 3 ou 4 d'après les observations faites à partir du modèle de particules tests.

Détermination de T'_h

Déterminer la température des électrons chaud est encore aujourd'hui une question ouverte. Il n'existe pas de théorie unifiée pour exprimer cette quantité, qui représente en quelque sorte, l'énergie cinétique moyenne des électrons. Elle dépend sensiblement des conditions d'interaction (énergie, intensité, tache focale du laser, présence d'un préplasma etc). En effet, dans la cas où un préplasma est présent en face avant lors de l'interaction du laser avec la cible, les travaux de Wilks *et al.* [Wilks 92] estiment cette température au potentiel pondéromoteur :

$$T_h^W = m_e c^2 \left(\sqrt{1+a_0^2} - 1 \right). \tag{6.3.11}$$

Plus récemment, Haines *et al.* [Haines 09] évaluent cette température à

$$T_h^{Ha} = m_e c^2 \left(\sqrt{1+\sqrt{2}a_0} - 1 \right) \tag{6.3.12}$$

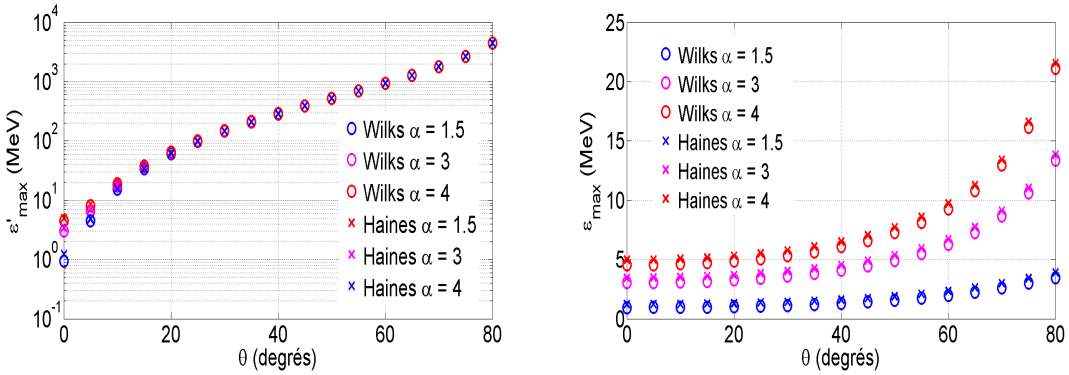
pour un plasma à bords raides. Aucune des deux températures ne tient compte de l'angle d'incidence alors que les simulations numériques que nous avons effectuées montrent le contraire. Cependant, n'ayant pas de meilleure estimation, et en considérant que la vérité se trouve entre le plasma à bords raides et le plasma détendu, nous allons considérer les deux températures. Le paramètre $a_0 = eB_0/m_e\omega_0 = eB_0'/m_e\omega_0'$ étant invariant, on conserve donc ces deux expressions. En faisant ce choix, on impose implicitement que les températures soient les mêmes dans les deux référentiels.

6.3.3 Retour dans le repère du laboratoire

Le modèle de particules tests nous a permis d'établir des lois d'échelle même approximatives pour déterminer avec quelle impulsion maximale les électrons peuvent être réinjectés dans le plasma en fonction de l'angle. On utilise ensuite les relations de Wilks et Haines pour calculer T_h'. Après, grâce aux relations (6.3.8) et (6.3.10), nous sommes en mesure de déterminer l'énergie maximale des protons dans le repère dérivant en utilisant la relation (6.3.9). Enfin, pour revenir à l'expression de l'énergie dans le référentiel du laboratoire, on utilise la transformation de Lorentz. Il vient :

$$\epsilon_{max} = \gamma_0 \epsilon'_{max} + m_p c^2 \left(\gamma_0 - 1 - \gamma_0^2 \beta_0^2\right). \tag{6.3.13}$$

La Figure 6.7 représente l'énergie cinétique maximale ϵ'_{max} des protons ($Z = 1$) calculée dans le repère dérivant et dans le repère du laboratoire grâce à la relation (6.3.13) pour $a_0 = 3$ en utilisant la loi $p'_{xf} = \alpha \times a_0$ (α=1.5, 3 et 4).



(a) (b)

FIGURE 6.7 – *a) Energie cinétique des protons dans le repère dérivant et b) énergie cinétique dans le repère du laboratoire en fonction de l'angle d'incidence θ pour $a_0 = 3$ en utilisant $p'_{xf} = \alpha \times a_0$ où α=1.5, 3 et 4. Les températures sont données par les modèles de Wilks (ronds) et de Haines (croix).*

Pour comprendre les variations de ces quantités avec l'angle d'incidence, il faut se rappeler que dans cette modélisation, l'onde stationnaire, tout comme la largeur de la tache focale, sont infinies. Ensuite, l'ensemble des équations a été normalisé, i.e. ni la densité, ni l'épaisseur de la cible n'interviennent directement dans le calcul de l'énergie. De plus, les protons sont supposés traverser l'intégralité du potentiel.

La relation (6.3.9) indique que l'énergie cinétique maximale des protons ϵ'_{max} augmente avec l'angle θ (cet effet est lié à l'augmentation de l'impulsion transverse avec l'angle d'incidence qui tend vers l'infini quand θ tend vers $\pi/2$). Le passage du répère dérivant au repère du laboratoire nous renseigne ensuite sur les variations de l'énergie cinétique maximale ϵ_{max}. On constate qu'elle augmente avec α, mais aussi avec l'angle d'incidence. L'utilisation des températures données par le modèle de Wilks ou de Haines ne semble pas avoir une grande influence sur l'énergie maximale.

Au final, le comportement de l'énergie maximale des protons d'après ce modèle semble somme toute logique. En effet, le seul paramètre influençant directement l'énergie maximale [1] est γ_0 d'après la relation (6.3.10). Et quand on augmente l'angle d'incidence, on augmente γ_0. Ainsi, l'énergie cinétique maximale des protons ne peut qu'augmenter avec l'angle d'incidence.

6.4 Simulations numériques

Dans cette section, nous présentons les résultats des simulations numériques en incidence oblique. Nous avons considéré un plasma composé d'électrons et de protons d'épaisseur 620 nm et de densité $n = 100n_c$, placé au milieu d'une boîte de simulation de 95×160 μm^2. Cette boîte est suffisamment large pour que, compte tenu des conditions aux limites périodiques en y, l'onde puisse ressortir par le bord gauche de la boîte de simulation après réflexion. L'onde est donc injectée depuis la gauche vers la droite, avec un angle d'incidence variable ($\theta = 0, 20, 40, 60, 80^\circ$) et polarisée p. Le profil temporel est gaussien avec une durée d'impulsion de 25 fs. La tache focale, gaussienne elle aussi, fait 5 μm. Nous avons utilisé des intensités de 1.9×10^{19}, 1×10^{20} et 4.8×10^{20} W/cm^2 (respectivement $a_0 = 3, 7, 15$ pour une longueur d'onde laser de 800 nm). Les simulations ont été menées suffisamment longtemps pour que l'énergie maximale des protons sature, i.e. n'évolue plus en fonction du temps.

Résultats

L'ensemble des résultats sont reportés dans les Tableaux 6.1, 6.2 et 6.3 où sont présentées absorption, densité et température des électrons chauds au moment où le maximum de l'impulsion arrive sur la cible pour les trois intensités considérées.

Energie maximale des protons

La Figure 6.8 représente l'énergie cinétique maximale des protons à la fin des simulations PIC. Il apparaît clairement deux comportements en fonction de l'angle d'incidence quand on augmente l'intensité. Pour les faibles intensités ($a_0 = 3$ et 7 dans notre cas), l'énergie maximale augmente avec l'angle d'incidence de l'onde

1. La température T'_h est identique pour tous les angles et la densité des électrons chauds n'intervient pas.

a_0=3					
θ (°)	0	20	40	60	80
Abs (%)	6.1	8.2	14.2	28.5	30.3
Densité $(n_c\lambda^2) > 0.2$ MeV	0.2	0.45	1.4	5.35	3.9
T_h (MeV)	0.18	0.26	0.3	0.49	0.74

TABLE 6.1 – *Absorption, densité et température des électrons chauds pour* $a_0 = 3$.

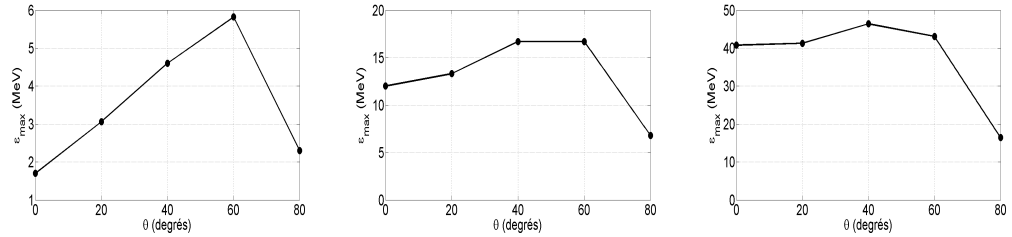
a_0=7					
θ (°)	0	20	40	60	80
Abs (%)	12	13.5	21.6	31.5	27
Densité $(n_c\lambda^2) > 0.2$ MeV	3.5	5.8	7.6	18.1	10.2
T_h (MeV)	0.59	0.68	0.82	1	1.5

TABLE 6.2 – *Absorption, densité et température des électrons chauds pour* $a_0 = 7$.

a_0=15					
θ (°)	0	20	40	60	80
Abs (%)	20	20.1	31.7	33.7	33.7
Densité $(n_c\lambda^2) > 0.2$ MeV	21.8	25.8	28.1	25	22.1
T_h (MeV)	1.8	1.8	2.2	1.8	2.6

TABLE 6.3 – *Absorption, densité et température des électrons chauds pour* $a_0 = 15$.

laser. Pour des angles supérieurs à 60°, l'énergie décroît fortement. Quand on augmente l'intensité, la croissance de l'énergie maximale pour les angles inférieurs à 60° est moins importante, notamment pour $a_0 = 7$ où l'on passe de 12 à 16.7 MeV entre 0 et 60° alors que pour $a_0 = 3$, l'énergie est multipliée par 3.4. Quand on augmente encore l'intensité, on remarque que la croissance avec l'angle d'incidence pour $\theta < 60°$ est très faible. Par contre, on observe toujours la décroissance, qui est même plus marquée, quand l'angle d'incidence se rapproche de 80°. En obser-



(a) $a_0 = 3$. (b) $a_0 = 7$. (c) $a_0 = 15$.

FIGURE 6.8 – *Energie maximale des protons en face arrière pour* $a_0 = 3, 7$ *et* 15.

vant les différents tableaux, on remarque une croissance de la température quand θ augmente pour les faibles intensités ($a_0 = 3$ et 7 dans notre cas) alors que dans notre modèle, la température ne dépend que de a_0. Quant à l'absorption, elle augmente avec l'angle, et sature pour les trois intensités aux alentours de 30 % avec

des variations plus importantes pour les faibles intensités. En effet, l'absorption est multipliée par 5 pour $a_0 = 3$ entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 80^\circ$, alors qu'elle n'est multipliée que par 1.6 pour $a_0 = 15$. Enfin, on peut remarquer que l'énergie cinétique maximale coïncide avec le maximum de la densité des électrons chauds. Au-delà d'un angle limite ($\theta = 60^\circ$ pour $a_0 = 3$ et 7, et $\theta = 40^\circ$ environ pour $a_0 = 15$), la densité décroît, ainsi que l'énergie maximale.

Application du modèle semi-analytique

Comme nous l'avons déjà évoqué, la sensibilité des trajectoires électroniques aux conditions initiales, notamment à l'impulsion d'injection dans l'onde stationnaire, ne permet pas de faire une étude "propre" de l'énergie des protons en fonction de l'angle et de l'intensité : l'impulsion finale dépend sensiblement de l'impulsion d'injection qui a mille et une raisons de varier, et dont la détermination analytique est très ardue. A partir de notre modèle de particules tests, nous sommes en mesure d'évaluer l'impulsion maximale des électrons grâce à notre loi d'échelle $p'_{xf} = \alpha \times a_0$ où α=1.5, 3 ou 4, pour des impulsions d'injection $p'_{xi}/m_e c$ comprises entre 0 et a_0. Cependant, comme le montre la Figure 6.7, l'énergie maximale augmente avec l'angle, alors que dans les simulations, elle décroît pour $\theta > 60^\circ$ environ.

En fait, cet angle correspond à l'angle d'incidence pour lequel la longueur de l'impulsion laser, $\delta = c\tau_p$ où τ_p est la durée d'impulsion, est égale à la largeur de la tache focale (voir Figure 6.9) :

$$\theta_{lim} = \tan^{-1}\left(\frac{c\tau_p}{\Phi}\right).$$

Dans notre ensemble de simulations, cet angle vaut 56° et correspond à la valeur relevée de 60° dans les calculs PIC pour les faibles intensités. Pour les hautes intensités, on ne mesure plus vraiment un optimum, mais l'énergie décroît bien pour des angles supérieurs à 60° . Pour rendre compte de la décroissance de l'énergie maximale pour des angles supérieurs à l'angle limite, on va essayer de modifier notre modèle en raisonnant sur la densité d'électrons chauds produits en s'appuyant sur la Figure 6.9 et les simulations numériques. D'après les Tableaux 6.1, 6.2 et 6.3, l'énergie cinétique des protons est maximale quand la densité d'électrons chauds l'est aussi. La Figure 6.9 montre la géométrie de l'interaction du laser avec la cible. Pour des angles inférieurs à l'angle limite, quand on augmente l'angle d'incidence, la surface éclairée sur la cible augmente. On peut ainsi espérer produire plus d'électrons chauds. Même si le volume dans lequel ces électrons se répartissent augmente, les simulations numériques montrent que la densité augmente aussi. Autrement dit, le nombre d'électrons chauds augmente plus vite que le volume dans lequel ils sont piégés à l'arrière de la cible. Mécaniquement, la densité augmente. Dans notre modèle, toutes les grandeurs étant normalisées, il n'y pas de raison pour que la densité intervienne. Tant qu'elle augmente, cela ne pose pas de problème. Mais c'est justement pour des angles supérieurs à l'angle limite où la densité diminue, que surgissent les complications. Dans notre modélisation, l'énergie cinétique maximale n'augmente pas du fait d'une augmentation de la densité, mais plutôt d'une augmentation de γ_0 à a_0 fixé. Comment alors tenir compte de ce changement

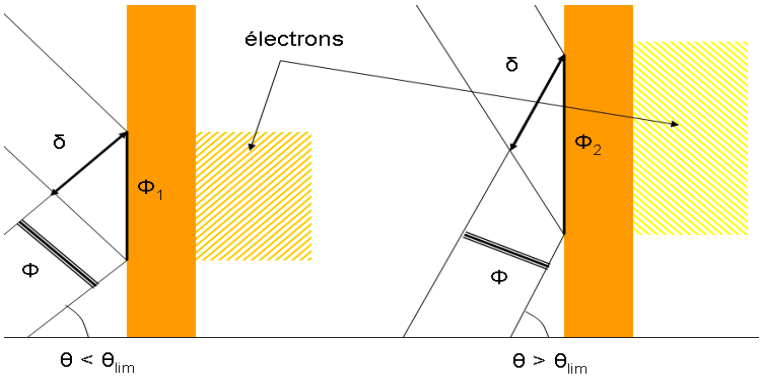


FIGURE 6.9 – *Représentation schématique du front d'onde laser sur la face avant de la cible et du volume dans lequel les électrons chauds sont générés à l'arrière de la cible pour $\theta < \theta_{lim}$ (gauche) et $\theta > \theta_{lim}$ (droite).*

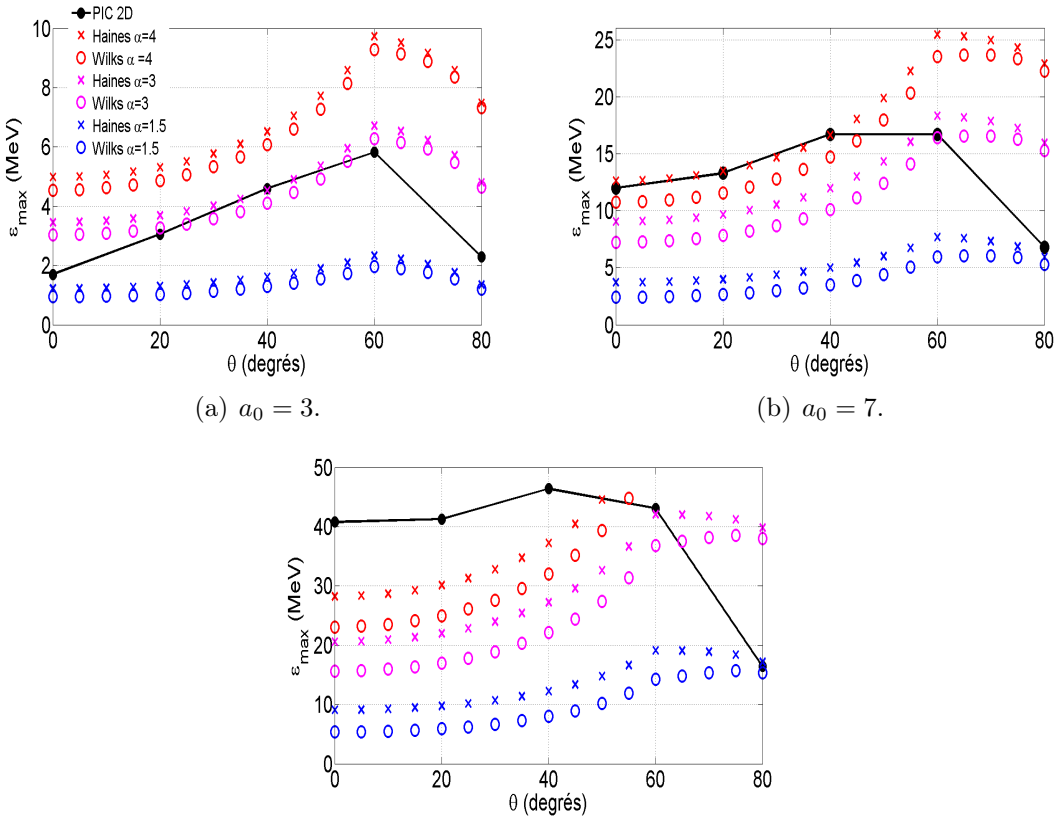
de variation pour la densité des électrons chauds, sachant que dans nos équations celle-ci n'intervient pas ?

On peut essayer de trouver une solution en regardant la Figure 6.9 et en raisonnant dans le repère du laboratoire : pour des angles supérieurs à l'angle limite, la différence de marche est telle que des électrons (ceux qui ont été générés en premier) ont donné une partie de leur énergie au moment où le pic de l'intensité arrive sur la cible. Ainsi, des électrons chauds au départ "se refroidissent" le temps que le maximum de l'impulsion arrive sur la cible. L'augmentation du volume à l'intérieur duquel les électrons se répartissent et la diminution du nombre d'électrons chauds (même si l'on produit plus d'électrons parce que la surface illuminée augmente avec θ) explique mécaniquement la diminution de la densité une fois l'angle limite passé. On peut donc estimer une diminution du potentiel accélérateur donnée par l'expression (6.3.8) d'un facteur $\Phi_2/\Phi_1 = \cos\theta/\cos\theta_{lim}$ correspondant au rapport des surfaces Figure 6.9 (en se rappelant que dans l'équation de Poisson, $\Phi'_0 \propto n'_h$). Φ'_{-d} n'est pas modifié parce qu'il ne dépend que de l'impulsion avec laquelle les électrons sont renvoyés dans le plasma.

Les énergies maximales calculées avec notre modèle, en tenant compte de la correction sur la dilution des électrons chauds, sont représentées Figure 6.10 pour les différentes valeurs de α. Effectivement, on s'aperçoit que pour des angles supérieurs à l'angle limite, et pour les faibles intensités, l'introduction de ce facteur de dilution dans l'expression du potentiel φ'_0 conduit à des valeurs proches des énergies mesurées dans les simulations PIC. Il n'en reste pas moins que les écarts avec la simulation numérique sont importants pour les très hautes intensités. Mais l'énergie maximale donnée par notre modèle pour l'angle limite reproduit très bien l'énergie maximale mesurée dans Calder en utilisant la loi $p'_{xf}/m_e c = 3a_0$. L'emploi de la température de Wilks ou de Haines donne des énergies semblables, excepté pour $a_0 = 15$. Au final, c'est quand même la comparaison avec les simulations PIC qui nous permet d'estimer grossièrement la transition entre les différentes valeurs de α pour l'estimation de $p'_{xf}/m_e c$, de manière à se rapprocher des résultats numériques. Pour les faibles intensités, on a $p'_{xf}/m_e c$ qui est compris entre 1.5 et $3a_0$ pour θ compris entre 0 et θ_{lim}. Au-delà de θ_{lim}, $p'_{xf}/m_e c$ semble décroître vers

$1.5a_0$. Pour les hautes intensités, $a_0 = 15$ dans notre cas, on ne reproduit pas les énergies mesurées pour les angles inférieurs à l'angle limite. On observe presque un facteur 2 pour $\theta = 0$ entre le calcul PIC et notre modèle. Cet écart diminue quand θ tend vers θ_{lim}. Par contre, pour les trois cas considérés, les variations de l'énergie maximale des protons est bien reproduite pour $\theta > \theta_{lim}$ avec $p'_{xf}/m_e c$ qui décroît de 3 à $1.5a_0$.

Au final, on ne peut donc pas vraiment tirer de loi générale quant à quelle loi choisir en fonction de l'angle. Par contre, on voit que pour les trois intensités, l'énergie maximale calculée pour l'angle limite est très proche de celle donnée par les simulations. Cette remarque va nous permettre d'extrapoler l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité.



(a) $a_0 = 3$.

(b) $a_0 = 7$.

(c) $a_0 = 15$.

FIGURE 6.10 – *Energie maximale des protons en face arrière pour* $a_0 = 3, 7$ *et* 15. *Les courbes noires représentent les énergies maximales mesurées dans les simulations PIC 2D.*

6.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle semi-analytique capable de reproduire les variations de l'énergie maximale des protons en fonction de l'angle et de l'intensité pour des configurations d'interaction particulières, où seuls les mécanismes de chauffage par le "vide" et pondéromoteur interviennent. Pour valider

cette approche, nous avons effectué une série de simulations 2D en se plaçant dans de telles conditions (courtes durées d'impulsion) et vérifié que les énergies mesurées dans les simulations en fonction de l'angle et de l'intensité sont, avec une bonne approximation, reproduites par l'approche que nous avons developpée. Pour les faibles intensités, on observe que l'énergie maximale des protons augmente avec l'angle d'incidence, atteint un optimum pour $\theta = \theta_{lim} = \tan^{-1}(c\tau_p/\Phi)$, avant de décroître pour des angles élevés. Quand on augmente l'intensité, l'augmentation de l'énergie maximale avec l'angle d'incidence semble de moins en moins importante comparée aux faibles intensités. Par contre, on observe toujours la décroissance de l'énergie maximale quand θ tend vers $\pi/2$.

Ensuite, grâce à la transformation dite du "boost", nous avons été capables d'évaluer φ'_{-d} dans le référentiel mobile à l'aide d'un modèle simplifié de particules tests. Enfin, les critiques que nous avons faites pour les modèles isotherme et de Passoni s'appliquent tout aussi bien à ce modèle qui n'en reste pas moins une boîte noire ne traitant pas l'interaction laser-plasma et utilisant par hypothèses (vérifiées dans les simulations), des fonctions de distribution électroniques maxwelliennes, i.e. proportionnelles à $e^{-\epsilon/T}$. On pourrait faire une dernière critique en notant que les équations sur le champ magnétique ont été écrites pour des ondes de faibles amplitudes (quelques unités de a_0 tout au plus) et pour une interface qui reste plane. Au-delà, les développements effectués ne sont plus corrects (notamment l'expression de la conductivité électrique), et les mouvements de la surface, sous l'effet du champ laser grandissant, peuvent modifier la dynamique des champs électromagnétiques. Mais malgré ces approximations, les résultats obtenus donnent le bon ordre de grandeur des énergies que l'on obtient avec les simulations. Cette étude sur la dépendance de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité et de l'angle d'incidence, nous amène naturellement à considérer les différentes lois d'échelle, issues pour la plupart de résultats expérimentaux, donnant les variations de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité.

6.6 Lois d'échelle pour l'énergie maximale des protons

Nous concluons cette partie sur l'étude de l'accélération de protons en comparant les énergies données par différentes lois d'échelle et le modèle que nous venons de développer. Un des intérêts du développement de modèle analytique et de l'établissement de lois d'échelle, est de prévoir l'énergie maximale des protons (ou ions) qu'il est possible d'atteindre en augmentant l'intensité, i.e. prédire les énergies que produiront les futures installations laser. L'effet de l'intensité laser a été étudié théoriquement et expérimentalement par un certain nombre d'auteurs depuis le début des années 2000 : Maksimchuk *et al.* [Maksimchuk 00] ont étudié la dépendance de l'énergie maximale des protons pour des intensités laser de 10^{17} à 3×10^{18} W/cm^2 et une durée d'impulsion de 400 fs. Ils ont observé une dépendance de l'énergie maximale avec l'intensité proportionnelle à $I^{0.3-0.4}$. En 2005, Oishi *et al.* ont mené une expérience similaire en faisant varier l'intensité de 8.5×10^{17} à 1.1×10^{19} W/cm^2. Pour une durée d'impulsion de 55 fs fixe, ils ont mesuré des

énergies maximales protoniques en accord avec le modèle isotherme de Mora. Sentoku *et al.* [Sentoku 02] ont étudié le problème à l'aide de simulations numériques. Ils ont obtenu une énergie maximale des protons qui variait comme l'intensité pour des intensités sub-relativistes ($< 10^{18}$ W/cm^2) et comme $\sqrt{I}$ pour des intensités relativistes.

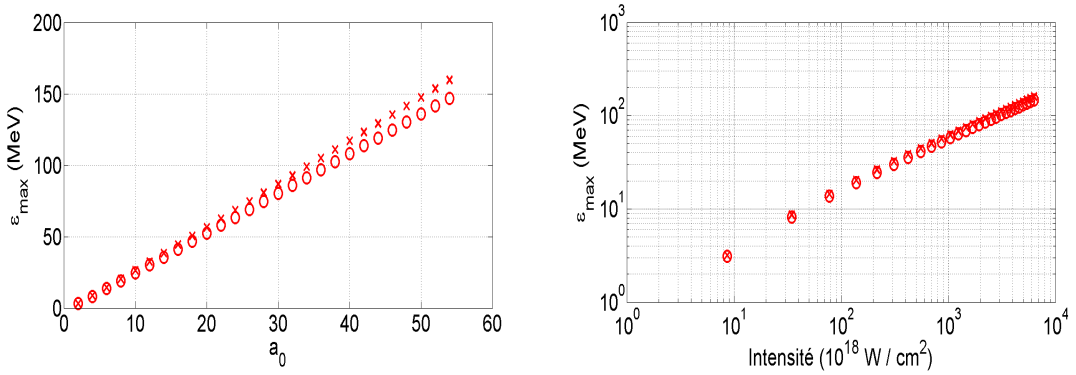
Nous représentons dans le Tableau 6.4 les énergies maximales tirées d'expériences récentes et impliquant des lasers à très courtes durées d'impulsion. Les

Référence	τ_p (fs)	θ ($^\circ$)	I (10^{18} W/cm^2)	a_0	$\epsilon_{max}^{exp}(MeV)$	ϵ_{max}^{mod} (MeV)
[McKenna 02]	60	0	5	1.5	1.5	0.4
[Fritzler 03]	40	45	60	5.4	10	8.4-9.7
[Ceccotti 07]	65	45	5	1.5	5	0.5
[Flacco 10]	30	45	40	4.4	5	6.7-7.7

TABLE 6.4 – *Expériences d'accélération de protons récentes avec des laser à courtes durées d'impulsion et comparaison avec notre modèle. Les deux valeurs pour les énergies correspondent respectivement à l'utilisation de T_h^W et T_h^{Ha}. En fonction de l'angle, nous avons choisi $\alpha = 1.5$ (3) pour $\theta = 0^\circ$ (45°).*

énergies données par le modèle que nous avons développé sont en bon accord avec des mesures faites expérimentalement pour des intensités de quelques unités de a_0. Les écart que l'on observe pour $a_0 = 1.5$ sont relativement importants mais pour la référence [Ceccotti 07], les auteurs ont utilisé des cibles nanométriques augmentant la densité des électrons chauds alors que la densité n'est pas un paramètre de notre modèle.

Pour augmenter l'intensité laser, il y a deux possibilités : augmenter l'énergie, ou diminuer la durée d'impulsion. Les solutions retenues (notamment pour les projets LUIRE et APOLLON) correspondent à la diminution de la durée d'impulsion. Pour le laser avec les caractéristiques de LUIRE - durée d'impulsion de 30 fs avec une tache focale de 2.5 μm et une longueur d'onde de 800 nm - on reporte Figure 6.11 les énergies maximales des protons calculées pour l'angle limite ($\theta_{lim} = 74.4^\circ$) à partir de notre modèle avec $p'_{xf}/m_e c = 3a_0$. La Figure 6.11(a) montre que l'énergie cinétique maximale varie linéairement avec le paramètre $a_0 = 0.85\lambda_{\mu m}\sqrt{I_{18}}$. Ces résultats rejoignent les mesures faites dans les références [Maksimchuk 00] et [Sentoku 02] où les auteurs observent une énergie maximale qui varie selon $\sqrt{I}$. Pour les paramètres laser de LUIRE, les 150 MeV requis pour envisager la protonthérapie sont atteints pour des intensités de l'ordre de 6×10^{21} W/cm^2.



(a) (b)

FIGURE 6.11 – *Energie maximale des protons calculée pour l'angle limite, en utilisant* $p'_{xf}/m_e c = 3a_0$ *avec les paramètres du laser LUIRE a) en fonction de* a_0 *et b) en fonction de l'intensité pour* T_h^W *(ronds) et* T_h^{Ha} *(croix).*

Troisième partie

Application des faisceaux de protons accélérés par laser au chauffage isochore

Chapitre 7

Introduction

7.1 Présentation de l'étude

La dernière partie de cette thèse concerne l'application des protons accélérés par laser au chauffage isochore, c'est-à-dire au chauffage de la matière à volume constant, et donc, à densité constante. L'utilisation des lasers à ultra-haute intensité pour produire des particules énergétiques a apporté à la communauté scientifique un outil précieux d'analyse de la matière et des plasmas, dont la taille n'a plus rien à voir avec la taille des grands instruments capables de produire des particules énergétiques (cyclotron, synchrotron, linac). En effet, les installations laser d'aujourd'hui permettent d'atteindre couramment des énergies de l'ordre de la dizaine de MeV/nucléon [1]. Ces énergies et les caractéristiques spectrales qui découlent du mécanisme d'accélération du TNSA permettent d'envisager des applications telles que la radiographie de plasma [Borghesi 02], la production d'isotopes pour la médecine nucléaire [Nemoto 01, Ledingham 04] et le chauffage isochore [Patel 03, Lévy 09, Mancic 10] qui fait l'objet de cette dernière partie. Avant de présenter les caractéristiques des faisceaux produits par laser, nous allons montrer l'intérêt de chauffer la matière à des températures extrêmes (de l'ordre de l'eV [2] jusqu'à la centaine d'eV).

1. La production de particules plus énergétiques (> 20 MeV) est réservée aux installations laser capables de fournir des énergies laser de l'ordre de la dizaine de Joules et au-delà.

2. 1 eV = 11954 K.

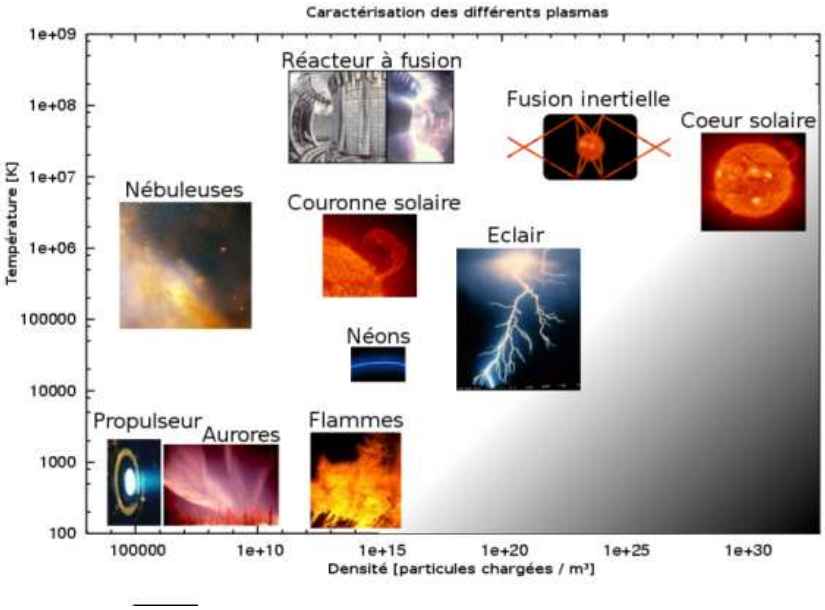


FIGURE 7.1 – *Diagramme de phase* $(\rho - T)$ *des différents plasmas. La production de matière dense et chaude (ou WDM) correspond à plusieurs eV à la densité solide* ($\sim 10^{29}$ *particules/m*^{3}*). Source : portail de la physique Wikipedia.*

La Figure 7.1 représente les conditions de température et de densité pour différents plasmas. La partie du diagramme $(\rho - T)$ qui correspond à la densité solide et à des températures allant d'un eV à la centaine d'eV correspond à un état particulier de la matière appelé Warm Dense Matter. Cette gamme de température et de densité correspond à un changement d'état de la matière qui passe de l'état solide, ordonné, à l'état de plasma relativement dense et désordonné. D'un point de vue théorique, cet état reste relativement difficile à décrire compte tenu de l'existence des deux phases et des liens qu'il peut y avoir entre elles : on est à la frontière entre physique atomique, physique de la matière condensée et physique des plasmas où certains effets quantiques comme la dégénérescence et/ou la corrélation des différents états ioniques et électroniques doivent être pris en compte [Lévy 09]. Expérimentalement, si ces états peuvent être créés et caractérisés, notamment en étant capable de mesurer, entre autres, la température du milieu, le rayonnement émis, il est alors possible de comparer les mesures obtenues aux prédictions faites par les différents modèles théoriques et ainsi valider, améliorer ou infirmer ces derniers. Il est aussi possible d'extraire de cet état de la matière des données fondamentales des matériaux comme l'équation d'état [Dyer 08], l'opacité [Faussurier 10]. Cependant, il y a une condition nécessaire pour pouvoir obtenir ces données : durant toute la phase de montée en température de l'échantillon, la densité doit rester proche de la densité du solide. Dans ce cas là, on parlera de chauffage isochore.

Avant d'imaginer utiliser des faisceaux de particules pour produire de la matière dense et chaude, ayant à notre disposition des lasers intenses et/ou énergétiques, nous pourrions imaginer les utiliser directement pour chauffer un échantillon. Cependant, le rayonnement laser a une profondeur de pénétration dans un solide de l'ordre de l'épaisseur de peau (cf. 1.4.2), i.e. de l'ordre de la dizaine de nanomètres

pour une longueur d'onde proche de l'infrarouge. La surface de l'échantillon se trouve chauffée de manière quasi-instantanée alors que les couches en profondeur ne vont pouvoir être chauffées que par conduction thermique sur des échelles de temps beaucoup plus longues que le temps d'isochoricité. Cet effet s'accompagne d'une expansion thermique de l'échantillon, ne pouvant donc maintenir sur les échelles de temps requises, densité et température qui décroissent [Audebert 02].

C'est maintenant que les propriétés géométriques, spatiales et temporelles obtenues naturellement grâce au mécanisme du TNSA interviennent, dans le but de respecter la condition sur la densité pendant la phase de chauffage. Les faisceaux de protons (d'ions) produits par l'interaction laser-plasma sont essentiellement laminaires, c'est-à-dire que les trajectoires restent relativement parallèles entre elles. Ensuite, le nombre de particules que l'on trouve par impulsion est de l'ordre de 10^{10} à 10^{13} particules. Cela représente une charge de l'ordre du nC au μC, alors que dans un accélérateur de particules conventionnel, les charges caractéristiques qui peuvent être produites par impulsion sont de l'ordre du pC au nC. Cette particularité, propre à l'accélération laser-plasma, a des conséquences sur la quantité d'énergie qu'il est possible de déposer dans le cadre d'une expérience de chauffage de la matière. Enfin, les protons (et les ions en général) sont nettement moins sensibles aux interactions électromagnétiques au sein de la matière qu'ils traversent. On aura donc un dépôt, pas nécessairement homogène, mais en tout cas un dépôt qui se fera essentiellement en ligne droite. Les particules lourdes chargées possèdent en plus la propriété de déposer une fraction de leur énergie cinétique de manière très localisée spatialement, dans ce que l'on appelle le pic de Bragg. Pour ce qui est de l'aspect temporel, les faisceaux produits ont des durées de l'ordre de l'impulsion laser allant de la centaine de femtosecondes à plusieurs picosecondes à la source, avec un étalement par temps de vol limité (après 300 μm de propagation, l'écart entre des particules de 0.5 MeV et 5 MeV par exemple est de 20 ps). On peut donc espérer chauffer un échantillon sur des durées inférieures à la détente thermique qui est de l'ordre de d/c_s, où d est la dimension caractéristique de l'échantillon et $c_s = \sqrt{Zk_BT/M}$ la vitesse acoustique ionique.

La première expérience de ce type a été réalisée par Patel *et al.* en 2003 [Patel 03]. Cette expérience a démontré la faisabilité de chauffer de manière isochore un échantillon d'aluminium de 10 μm d'épaisseur. Pour la réaliser, les auteurs ont utilisé un laser capable de délivrer une énergie de 10 J avec une durée d'impulsion de 100 fs. L'impulsion a été défocalisée sur une tache de 50 μm de manière à avoir la zone d'émission de protons la plus large possible tout en gardant une intensité sur cible de l'ordre de 5.5×10^{18} W/cm^2. Ils ont ensuite généré des protons en envoyant cette impulsion sur une cible plane. Ils ont estimé la température de l'échantillon chauffé par ces protons à environ 4 eV par comparaison des mesures avec les résultats d'un code d'hydrodynamique radiative. Ensuite, à l'image d'une lentille convergente, ils ont utilisé une cible hémisphérique pour focaliser les trajectoires des protons accélérés au point focal. Ils ont alors estimé la température de l'échantillon chauffé à 23 eV. En courbant la cible et en focalisant les trajectoires, avec la même énergie laser, il est donc possible d'augmenter la température maximale atteinte. Mais comme le montre la Figure 7.2 extraite de la publication [Patel 03], le volume chauffé semble être moins important. A ce niveau, il peut être

instructif de comparer les résultats précédents avec des expériences de chauffage isochore réalisées auprès d'accélérateurs de particules conventionnels. L'installation du GSI [1] à Darmastdt permet d'utiliser des faisceaux d'uranium $^{238}U^{73+}$ avec une énergie initiale de 350 MeV/nucléon. Les faisceaux d'uranium sont composés d'une succession de paquets (bunch en anglais) comprenant chacun 4×10^9 ions. Ces faisceaux ont des durées de 100 ns et une tache focale inférieure à 300 μm. Les températures typiques qu'il est possible d'atteindre avec une telle installation sont de l'ordre de l'eV d'après la référence [Varentsov 07]. En comparant ces données, on voit donc l'avantage incontestable que représentent les protons accélérés par laser par rapport aux faisceaux de particules obtenus avec des structures classiques.

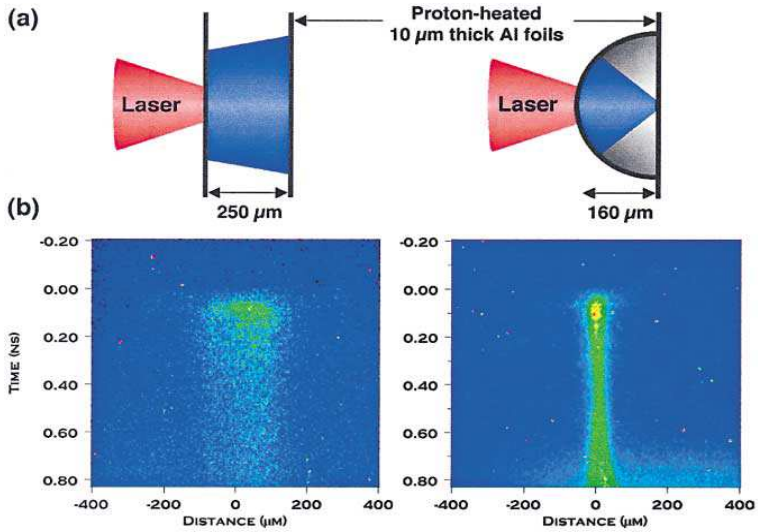


FIGURE 7.2 – *Schéma de l'expérience réalisée par Patel et al. [Patel 03]. a) Géométrie d'interaction cible plane et cible courbe, b) émission thermique à 570 nm de la face arrière en fonction du temps.*

L'objectif principal de cette partie est de déterminer les conditions d'interaction qui sont les plus favorables au chauffage isochore. Nous avons voulu savoir quels sont les temps caractéristiques d'isochoricité en fonction de la température atteinte ainsi que les dimensions caractéristiques sur lesquelles le chauffage est homogène. Ces interrogations sont soulevées par les résolutions spatiales et temporelles des diagnostics utilisés au cours de ces expériences. En effet, les mesures effectuées sont des mesures intégrées en espace et en temps. Sur ces échelles d'espace et de temps (correspondant à la résolution des appareils), les inhomogénéités de température et de densité peuvent être suffisamment importantes au point de remettre en question l'isochoricité du chauffage. Il est donc nécessaire de pouvoir les quantifier afin de dimensionner correctement les expériences à venir. La modélisation de l'ensemble de la physique nécessite l'utilisation de codes capables de décrire les différents processus physiques résumés sur la Figure 7.3 :

- l'interaction laser-matière et l'accélération,
- la propagation jusqu'à la cible à chauffer,

1. Gesellschaft für Schwerionenforschung.

- le dépôt spatial d'énergie ainsi que la détente hydrodynamique.

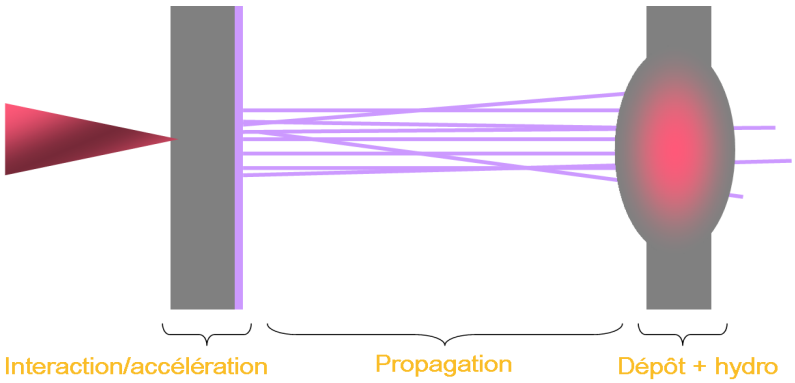


FIGURE 7.3 – *De la production du faisceau de protons au dépôt d'énergie dans une cible secondaire : les trois étapes nécessaires à la modélisation.*

Cette partie est donc organisée comme suit : nous décrivons dans un premier temps l'ensemble des codes relatifs à la propagation et au dépôt d'énergie ainsi qu'à la détente hydrodynamique. Ensuite, nous reprenons l'idée d'Esirkepov *et al.* [Esirkepov 02] suivie d'une étude paramétrique pour optimiser le dépôt d'énergie et l'uniformité de la température lors du chauffage. Enfin, à partir de cibles cylindriques, nous faisons varier le rayon de courbure pour trouver le meilleur compromis entre température maximale atteinte et uniformité transversale du dépôt.

7.2 Codes de calcul

L'accélération d'ions par TNSA et leur ralentissement dans la matière relèvent de processus physiques complètement différents : physique des plasmas non collisionnels et effets collectifs pour l'accélération, dépôt d'énergie, expansion hydrodynamique à travers les pouvoirs d'arrêt, les équations d'état et les conductivités thermiques de la matière pour le ralentissement. Cette suite d'événements physiques peut être décrite par l'utilisation de trois codes distincts : les codes Calder (décrit dans la partie 2.2), Calder Monte Carlo (CMC) et Esther.

7.2.1 Le code Calder Monte Carlo

CMC est un code parallèle multi-dimensionnel qui s'attache à décrire le transport des particules dans la matière. Il utilise les données relatives à chaque particule fournies par le code Calder à la fin d'une simulation PIC (positions, impulsions). Ces particules sont ensuite propagées par le code jusqu'à une cible auxiliaire qui correspond à la cible à chauffer. Le dépôt d'énergie [1], l'élévation de la température et l'ionisation sont ensuite calculées à partir du modèle développé par Mehlhorn [Mehlhorn 81] qui tient compte des variations des pouvoirs d'arrêt en fonction de la

1. Pour le calcul des pouvoirs d'arrêt à basses et hautes énergies, le lecteur trouvera un développement détaillé dans les références [Lindhard 63, Mehlhorn 81, Babonneau 93, Ziegler 99].

température. Sur la gamme de température qui nous intéresse (0.1 à 100 eV environ), pouvoir d'arrêt froid et pouvoir d'arrêt chaud sont voisins pour des épaisseurs de cible de plusieurs dizaines de μm. Pour nous en assurer, nous avons repris le modèle de Ziegler [Ziegler 99] qui calcule les pouvoirs d'arrêt froids que nous avons comparés au modèle de Mehlhorn qui inclut des modifications liées à l'élévation de température. La Figure 7.4 montre le pouvoir d'arrêt de protons de 4 MeV dans de l'aluminium froid, et chauffé à 50 eV à la densité du solide. On constate effectivement que pour des épaisseurs de cible de l'ordre de plusieurs dizaines de μm (cas de cibles réelles expérimentales et utilisées par la suite), les pouvoirs d'arrêt sont du même ordre de grandeur.

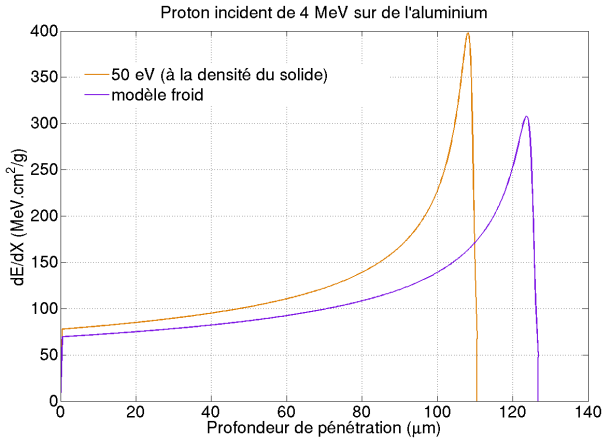


FIGURE 7.4 – *Pouvoir d'arrêt d'un proton incident de 4 MeV dans de l'aluminium froid calculé à partir du modèle de Ziegler [Ziegler 99] (courbe violette) et du modèle de Mehlhorn [Mehlhorn 81] (courbe orange).*

Ensuite, lors de la montée en température, la cible chauffée commence à se détendre sous l'effet de l'élévation de la pression interne. Dans le cadre du chauffage isochore, il faut espérer que cette phase soit suffisamment longue devant le chauffage lui-même pour prétendre faire des mesures à volume constant. CMC permet de visualiser spatialement le dépôt d'énergie et d'estimer sa durée, mais il ne décrit pas l'expansion hydrodynamique qui est le point clé du chauffage isochore.

7.2.2 Le code Esther

Pour décrire la détente, nous avons à notre disposition un troisième code, Esther, qui est un code hydrodynamique développé par P. Combis au sein du département. Il s'agit d'un code 1D, lagrangien, capable de décrire entre autres, le dépôt d'énergie d'un faisceau d'ions dans la matière. Dans Esther, le pouvoir d'arrêt ionique est calculé à partir d'une approche développée par Babonneau *et al.* [Babonneau 93] (comme dans CMC) qui consiste à scinder le pouvoir d'arrêt en deux composantes dépendantes de la température tenant compte des contributions des électrons libres et des électrons liés. L'ionisation moyenne du matériau cible est quant à elle obtenue à partir du modèle de More [More 88], également utilisé dans le code de calcul

CMC. La description du pouvoir d'arrêt aux basses énergies [Combis 09] est prise en compte à partir de la formulation développée par Lindhard *et al.* [Lindhard 63]. La détente hydrodynamique est décrite à partir de la résolution des équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie. Le matériau est modélisé par l'équation d'état de Bushman-Lomonosov-Fortov [Lomonosov 94] et les conductivités thermiques de Ziman-Evans [Rinker 85] qui recouvrent un domaine important de densité et de température (de la phase solide au plasma).

Il faut maintenant passer d'une description multi-dimensionnelle (CMC) à une description 1D (Esther). La façon la plus simple, à défaut de pouvoir décrire l'hydrodynamique de l'ensemble de la cible, consiste à repérer la zone la plus chauffée - qui sera donc susceptible de se détendre rapidement - à partir des simulations CMC (zone d'extension transversale finie mais suffisamment petite pour que le dépôt soit considéré comme homogène) et de construire les données d'entrée pour le code Esther qui sont la distribution ionique et la fluence incidente sur la cible en fonction du temps. Nous avons donc écrit un code, cmc2esth, qui permet à l'utilisateur de sélectionner la zone qui l'intéresse et qui construit ensuite les données nécessaires au calcul du dépôt d'énergie par Esther. La Figure 7.5 illustre l'enchaînement des différents codes de calcul.

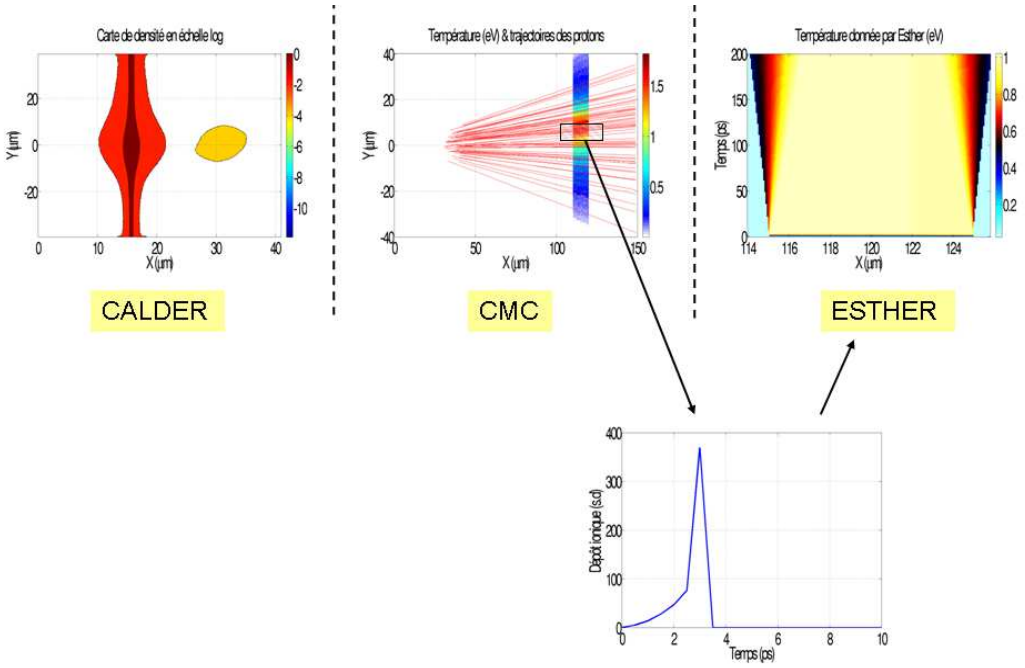


FIGURE 7.5 – *Exemple, à partir d'une configuration typique (dépôt de protons, en jaune, à l'arrière d'un substrat lourd, ici de l'or, en rouge), du chaînage entre les différents codes de calcul. L'interaction laser-plasma est modélisée grâce au code de calcul Calder. Les données relatives à chaque proton sont ensuite injectées dans le code CMC (milieu). Enfin, une sélection de particules (encadré) est envoyée, après traitement, au code Esther.*

Chapitre 8

Etudes préliminaires

Dans cette partie, nous étudions les caractéristiques du chauffage d'une cible secondaire faite d'aluminium de 10 μm d'épaisseur en faisant varier plusieurs paramètres : la densité et la taille transverse du dépôt de protons, l'intensité laser, la taille de la tache focale et la distance à la cible source.

8.1 Configuration de la cible source de protons

Maintenant que nous avons à notre disposition l'outil de calcul numérique, nous allons nous intéresser à la façon de générer le faisceau de protons grâce à l'interaction laser-plasma, de manière à ce que le chauffage de la cible secondaire soit homogène spatialement sur un intervalle de temps inférieur à la détente hydrodynamique. Avant d'étudier le chauffage par protons d'une cible secondaire, il y a une contrainte dont il faut s'affranchir et qui est intrinsèque au phénomène d'accélération par TNSA : la dispersion en énergie de la fonction de distribution des protons (voir la section 3.5.2).

Le pouvoir d'arrêt étant inversement proportionnel au carré de la vitesse, les particules les moins énergétiques, mais aussi les plus nombreuses dans la distribution, déposent toute leur énergie en début de parcours. Elles vont donc être, en grande partie, responsable d'un dépôt d'énergie plus important en entrée de la cible à chauffer qu'en sortie, conduisant ainsi à des inhomogénéités de dépôt. Pour essayer de limiter leurs effets, nous reprenons une idée développée par Esirkepov *et al.* pour l'appliquer au chauffage isochore [Esirkepov 02].

Cette idée consiste à considérer un substrat lourd sur la face arrière duquel est déposée une couche hydrogénée (ou un élément léger) d'extension transverse finie (configuration du plot). Si Z_s est l'état d'ionisation du substrat et Z_{pl} celui du plot, les ions du substrats vont réagir avec un temps caractéristique de l'ordre de $\sqrt{m_s Z_{pl}/m_{pl} Z_s} \times \tau_{pl}$, où τ_{pl} est le temps caractéristique de déplacement des ions du plot et m_s et m_{pl} sont respectivement les masses atomiques du substrat et du plot. Si ce rapport est important, le champ électrique peut exister suffisamment longtemps pour que tous les ions du plot soient accélérés avant que les ions du substrat ne se déplacent de manière significative. En limitant en plus la taille transverse du plot, on diminue certes la quantité de matière accéléré, mais le plot va se trouver

à l'intérieur d'une zone à l'arrière de la cible où le champ électrique est homogène. Ainsi, les ions du plot voient un champ électrique qui varie peu dans l'espace. On peut donc considérer qu'ils sont accélérés de la même manière à des énergies voisines et ainsi espérer limiter les particules de basses énergies. Une faible dispersion en énergie présente aussi l'avantage de limiter l'étalement du faisceau par temps de vol.

Le paramètre principal qui va donc contrôler la brièveté et l'uniformité longitudinale du chauffage de la cible secondaire est la dispersion en énergie de la fonction de distribution. Nous avons voulu savoir, dans un premier temps, quels sont les bénéfices d'une telle configuration sur le spectre énergétique des protons, et les conséquences sur le chauffage d'une cible secondaire. On note que cette configuration a été mise à l'œuvre dans le cadre d'une étude sur l'accélération de protons dans la référence [Schwoerer 06].

Notre étude commence donc avec les trois configurations de cibles sources schématisées sur la Figure 8.1 afin de mettre en évidence l'effet du plot sur la distribution des protons ainsi que les conséquences sur le chauffage d'une cible secondaire.

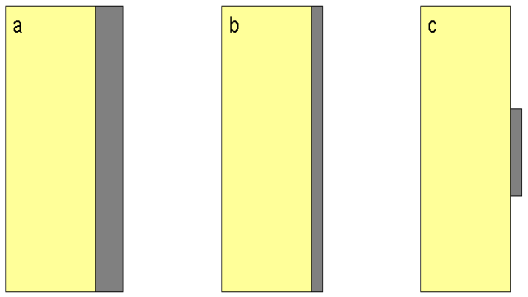


FIGURE 8.1 – *Configuration des trois cibles sources (voir la description dans le texte).*

8.2 Initialisation des simulations PIC

Dans les trois cas, une couche de protons est déposée sur la face arrière d'un substrat lourd, d'épaisseur 140 nm et de densité $n = 100n_c$, où $n_c = 1.7 \times 10^{21}$ cm^{-3} est la densité critique associée à une longueur d'onde de 800 nm. On choisit un ratio charge sur masse $A/Z = 10$ qui correspond à de l'or ionisé 20 fois. Le diamètre du plot dans le cas c est de 8 μm. La densité du dépôt de protons en face arrière est prise à $10n_c$. Son épaisseur est de 40 nm dans le cas a, et de 10 nm dans les cas b et c. Ainsi, la densité surfacique - produit de la densité par l'épaisseur du dépôt de protons - est du même ordre de grandeur que celle mesurée dans l'expérience réalisée par Allen *et al.* : 1.7×10^{16} cm^{-2} dans le cas a, 0.42×10^{16} cm^{-2} dans les cas b et c, et de l'ordre de 10^{15} cm^{-2} dans l'expérience de la référence [Allen 04].

L'ensemble des simulations PIC est réalisé dans une boîte de simulation de 40.8×78.7 μm^2. Les pas spatiaux sont identiques dans les deux directions, $\Delta x = \Delta y = 10.2$ nm. On choisit un pas temporel $\Delta t = 0.023$ fs. 60 (respectivement 20 et 120) particules par maille sont initialisées pour les électrons (respectivement, les

ions du substrat et les protons) afin de limiter le chauffage numérique et d'avoir un nombre suffisant de protons pour une descritption précise du dépôt. Le laser est incident depuis le bord gauche de la boîte avec un angle de 45°, une durée d'impulsion et une tache focale à mi-hauteur de l'intensité respectivement de 50 fs et 5 μm, et une intensité de 1.3×10^{19} W/cm^2. Cela représente une énergie dans l'onde laser de 0.27 J environ.

8.3 Résultats

8.3.1 Simulations PIC

La Figure 8.2 représente les densités du substrat et des protons à la fin de la simulation PIC et les fonctions de distribution protoniques correspondantes. En comparant les Figures 8.2(a) et 8.2(b), on remarque que la diminution de la densité surfacique entraîne un détachement de la fine couche de protons déposée en face arrière au niveau de la région centrale. L'asymétrie haut/bas des simulations est liée à l'arrivée de l'impulsion par le bas. En effet, les électrons sont principalement envoyés dans la direction du laser par la force pondéromotrice. Le champ électrique s'établit donc en premier lieu au-dessus de la zone d'impact du laser. En dehors de la zone délimitée par la tache focale, le champ électrostatique est nettement moins important qu'au centre. De ce fait, la couche de protons ne se déplète pas entièrement et des particules peuvent rester localisées sur la face arrière, ou alors être accélérées à de très faibles énergies comme en témoignent les différentes fonctions de distribution. Dans la configuration du cas *c*, les faibles gains d'énergie à larges rayons liés à un champ électrique décroissant sont supprimés. Le plot se trouve plongé à l'intérieur d'une zone où le champ électrique reste plus ou moins homogène comme en témoigne la Figure 8.3(c) : l'ensemble du plot est accéléré avec pour conséquence de ne pas avoir de particules à basses énergies.

Un lecteur attentif aura remarqué une diminution du nombre de particules dans les fonctions de distribution qui s'explique simplement parce qu'on diminue la densité surfacique ainsi que l'extension radiale - et donc la quantité de matière - entre les cas *a*, *b* et *c*. Cela conduit à une diminution du nombre d'électrons chauds, et donc, à une réduction de l'énergie maximale des protons. En effet, entre les cas *a* et *c*, la densité d'électrons chauds (en unités de n_c) passe de 2.5 à 1.5 alors que la température électronique reste voisine de 0.7 MeV dans les trois cas. Cette diminution de la densité d'électrons chauds entraîne une diminution du champ électrique, et au final, une énergie finale plus faible dans le cas *c* que dans les cas *a* et *b*. Cependant, cette diminution reste faible.

8.3.2 Simulations CMC

La deuxième étape de la modélisation consiste à utiliser le code CMC pour calculer le dépôt d'énergie dans une cible secondaire composée d'aluminium de 10 μm d'épaisseur placée à 100 μm de la source, pour les cas *a*, *b* et *c*. Les résultats de ces simulations sont présentés Figure 8.4.

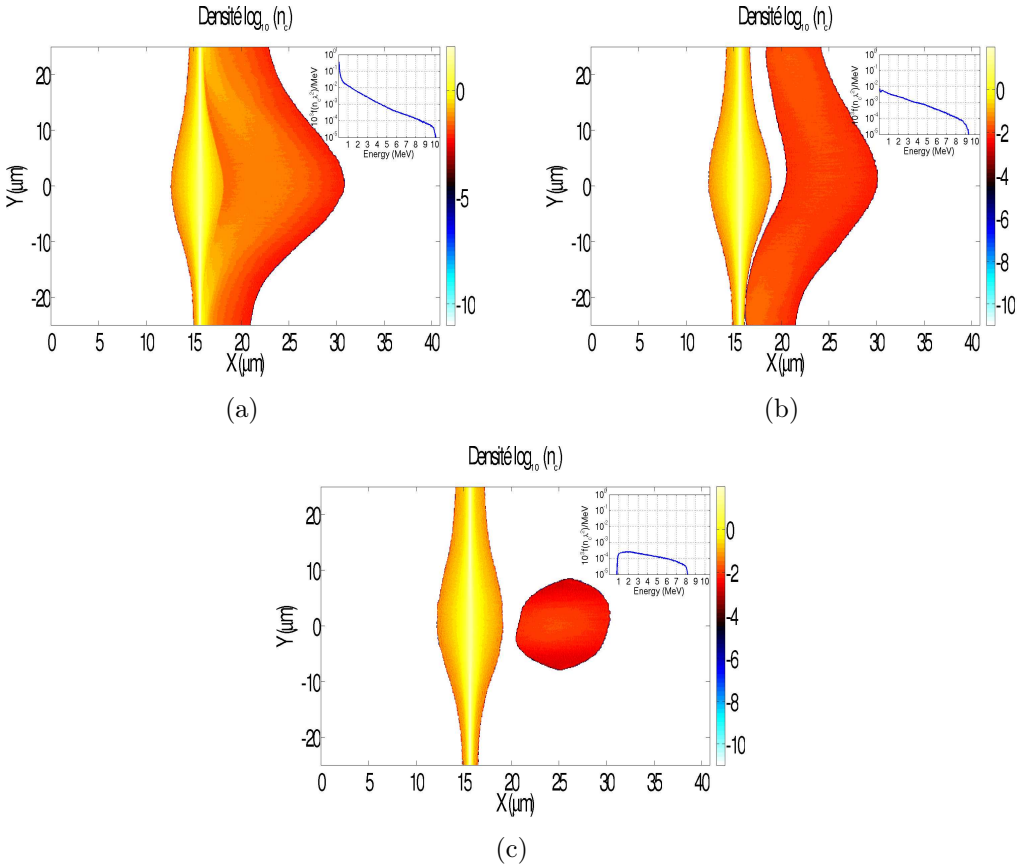


FIGURE 8.2 – *Densité ionique (substrat en jaune et protons en orange) en échelle logarithmique à la fin de la simulation Calder pour les trois configurations (a,b et c). Les distributions correspondantes sont représentées dans les inserts.*

La configuration du plot Figure 8.1(c) conduit à une coupure dans la fonction de distribution à basses énergies. Dans notre cas, cette énergie de coupure est de l'ordre du MeV. Pour traverser une épaisseur de cible d'aluminium de 10 μm, l'énergie minimale requise est de 0.8 MeV (pour un dépôt rectiligne). L'ensemble des protons issus du plot vont donc pouvoir traverser la cible secondaire, déposant ainsi leur énergie de manière homogène. Cependant, et comme on peut le remarquer sur la Figure 8.4(c), la température finale reste inférieure aux cas *a* et *b* mais semble être homogène dans l'épaisseur de la cible.

Dans les cas *a* et *b*, où l'on a utilisé un dépôt de protons disposé sur toute la largeur du substrat, plus de particules à basses énergies sont produites le long de la surface pour les raisons évoquées précédemment, conduisant ainsi à un dépôt inhomogène transversalement comme en témoignent les Figures 8.4(a) et 8.4(b). Et comme le pouvoir d'arrêt est inversement proportionnel à l'énergie des particules, ces particules vont déposer leur énergie plus efficacement sur les premiers micromètres d'épaisseur. La large zone d'émission conduit à un dépôt inhomogène transversalement et la présence de particules à basses énergies entraîne un chauffage non uniforme longitudinalement. En contre partie, il est possible d'atteindre des températures plus élevées quand on augmente la densité surfacique (85 et 22

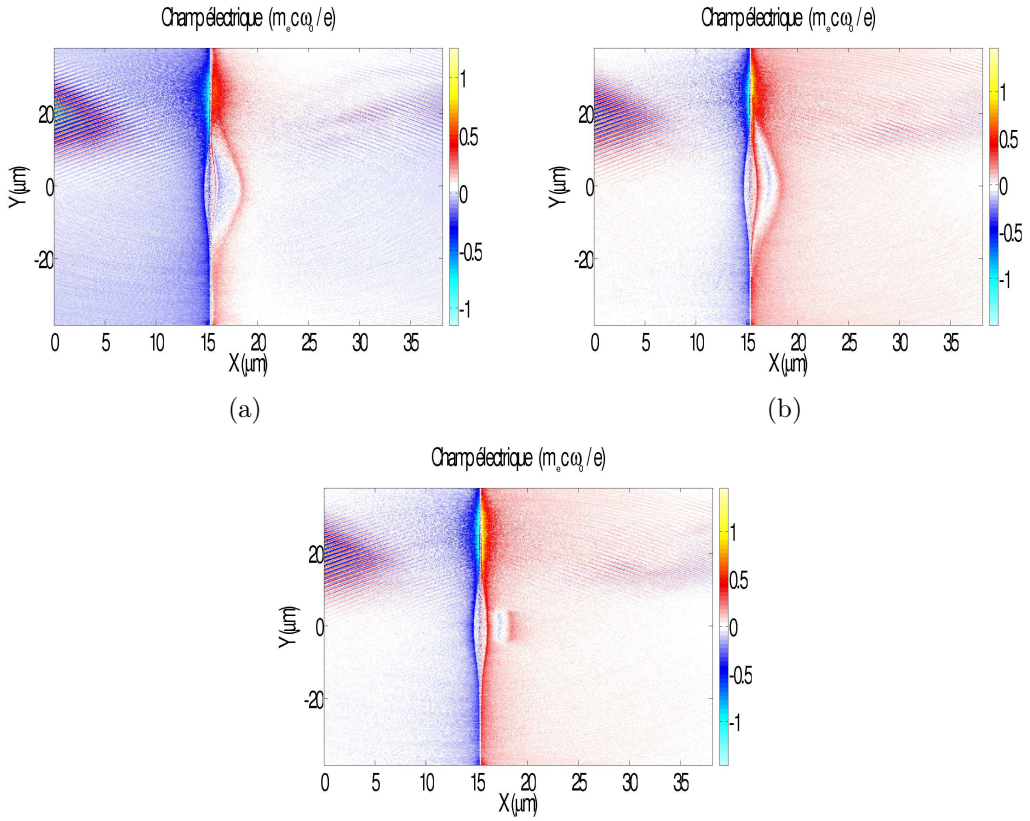


FIGURE 8.3 – *Champ électrique longitudinal dans la boîte de simulation après l'interaction de l'impulsion laser avec la face avant du substrat pour les trois cibles a,b et c.*

eV dans les cas *a* et *b*). Sans même parler d'hydrodynamique, on voit déjà se dessiner un compromis entre température maximale que l'on souhaite atteindre et homogénéité du chauffage.

Pour faciliter la visualisation du dépôt d'énergie, nous avons représenté en rouge sur la Figure 8.4 les trajectoires des particules susceptibles de traverser la cible (énergies supérieures à 0.8 MeV pour une cible d'aluminium de 10 μm d'épaisseur), et en bleu, les particules d'énergies inférieures à 0.8 MeV. On voit tout d'abord que la zone d'émission augmente avec la largeur du dépôt, ainsi que le nombre de trajectoires bleues. Les particules les moins énergétiques sont principalement émises en dehors de la zone délimitée par la tache focale, qui s'étend d'environ $y = -5$ μm à $y = 5$ μm sur la cible. Elles sont également plus sensibles à l'orientation du champ électrique qui n'est plus normale à la cible quand on s'éloigne de la zone d'interaction : les particules émises loin de l'axe ont un angle d'émission plus important [Ter-Avetisyan 09], accentuant ainsi les inhomogénéités transversales du dépôt.

Ensuite, la durée d'impulsion du faisceau de protons dans le cas *c* est d'environ 6.5 ps au niveau de la cible secondaire alors que dans les deux autres, les durées d'impulsion sont de l'ordre de 20 ps. Cette différence s'explique notamment par

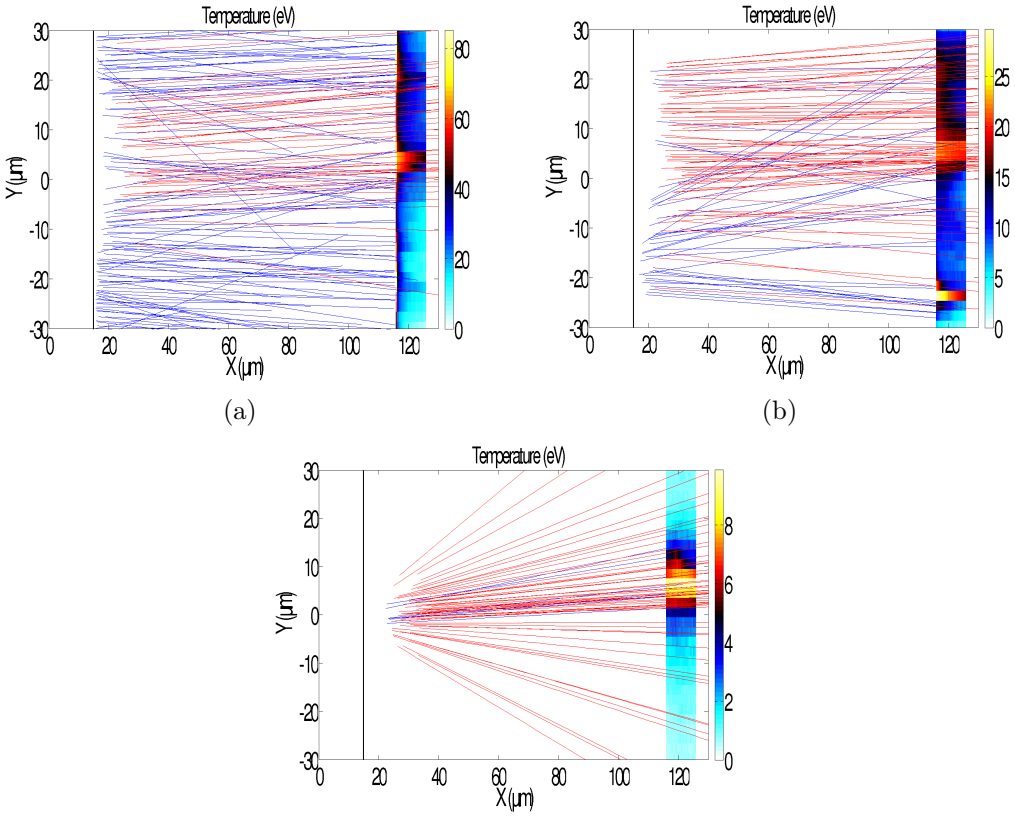


FIGURE 8.4 – *Température CMC pour une cible d'aluminium de 10 µm d'épaisseur et localisée à 100 µm de la source schématisée par le trait vertical noir. Les protons avec une énergie initiale inférieure (supérieure) à 0.8 MeV sont représentés en bleu (rouge).*

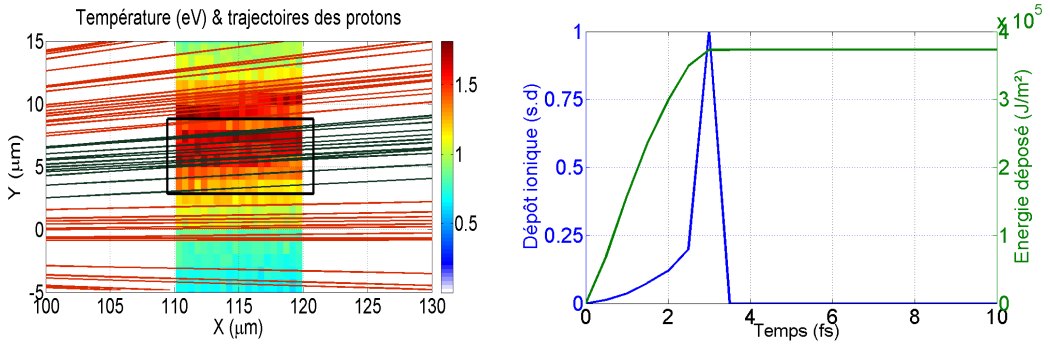
l'absence de particules à basses énergies dans le cas c et donc, un étalement moindre du paquet de protons par temps de vol. En effet, si l'on suppose que toutes les particules sont émises au même moment, dans la même direction (selon $+x$), avec une énergie maximale ϵ_{max} et une dispersion en énergie $\Delta\epsilon$, la différence de temps d'arrivée entre la particule la plus énergétique et la particule la moins énergétique s'écrit, pour une cible secondaire située à une distance d de la source :

$$\Delta\tau = d\sqrt{\frac{m_p}{2}}\left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{max}-\Delta\epsilon}} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{max}}}\right).$$

Quand $\Delta\epsilon \to 0$, l'étalement du bunch de protons au niveau de la cible à chauffer tend lui aussi vers 0. Ensuite, dans les cas a et b, la cible secondaire est chauffée à des températures beaucoup plus élevées que dans le cas c mais aussi beaucoup plus longtemps. Ainsi, pour pouvoir affirmer que le chauffage est effectivement isochore et/ou homogène longitudinalement, nous devons modéliser la dernière partie de cette interaction qu'est l'expansion hydrodynamique grâce au code Esther.

8.3.3 Simulations Esther

Comme il a été expliqué en début de chapitre, le code Esther est un code hydrodynamique capable de décrire, entre autres, le dépôt d'énergie par faisceau de protons. Pour passer d'une description 2D à une description 1D, nous nous attachons à modéliser la zone où le dépôt est le plus important. Ainsi, nous avons une limite inférieure sur le temps d'isochoricité. Dit autrement, il faut qu'à la fin du temps de chauffage, le front de raréfaction [1] soit relativement près de la face d'entrée des protons. Pour effectuer le passage de CMC à Esther, nous avons écrit un code qui permet de sélectionner les particules dont la trajectoire traverse de part en part les faces d'entrée et de sortie sélectionnées. A partir des données relatives à chaque particule, nous reconstruisons la fonction de distribution incidente sur la cible ainsi que l'énergie déposée, comme le montre l'exemple de la Figure 8.5.



(a) (b)

FIGURE 8.5 – *a) Sélection des particules (vert foncé) et b) dépôt ionique en bleu (énergie incidente normalisée au maximum) et énergie déposée en vert par les particules sélectionnées en fonction du temps.*

Les résultats des simulations Esther pour les cas *a*, *b* et *c* sont présentés Figure 8.6 où la fonction de distribution et l'énergie incidente ont été calculées en choisissant un rectangle entre les ordonnées $y = 2.5$ μm et $y = 6.5$ μm de la Figure 8.4. On constate clairement l'effet des particules à basses énergies dans les cas *a* et *b* où des points chauds apparaissent, notamment Figure 8.6(a). Dans le cas *c*, on a au contraire une énergie de coupure autour de 1 MeV, supérieure à l'énergie minimale que les protons doivent avoir pour traverser une cible de 10 μm d'aluminium. Le quasi-totalité du paquet de protons accéléré par laser traverse donc la cible. D'ailleurs, la Figure 8.6(c) montre un dépôt très homogène et une expansion quasi-symétrique indiquant que chauffage et expansion sont découplés dans ce cas.

8.3.4 Conclusions

Cette première étude sur la configuration de la géométrie du dépôt à l'arrière d'un substrat lourd confirme le bien-fondé de l'idée émise par Esirkepov *et al.*

1. Le front de raréfaction correspond à la position dans la cible de la frontière entre la partie de la cible encore à la densité solide et la partie qui s'est détendue.

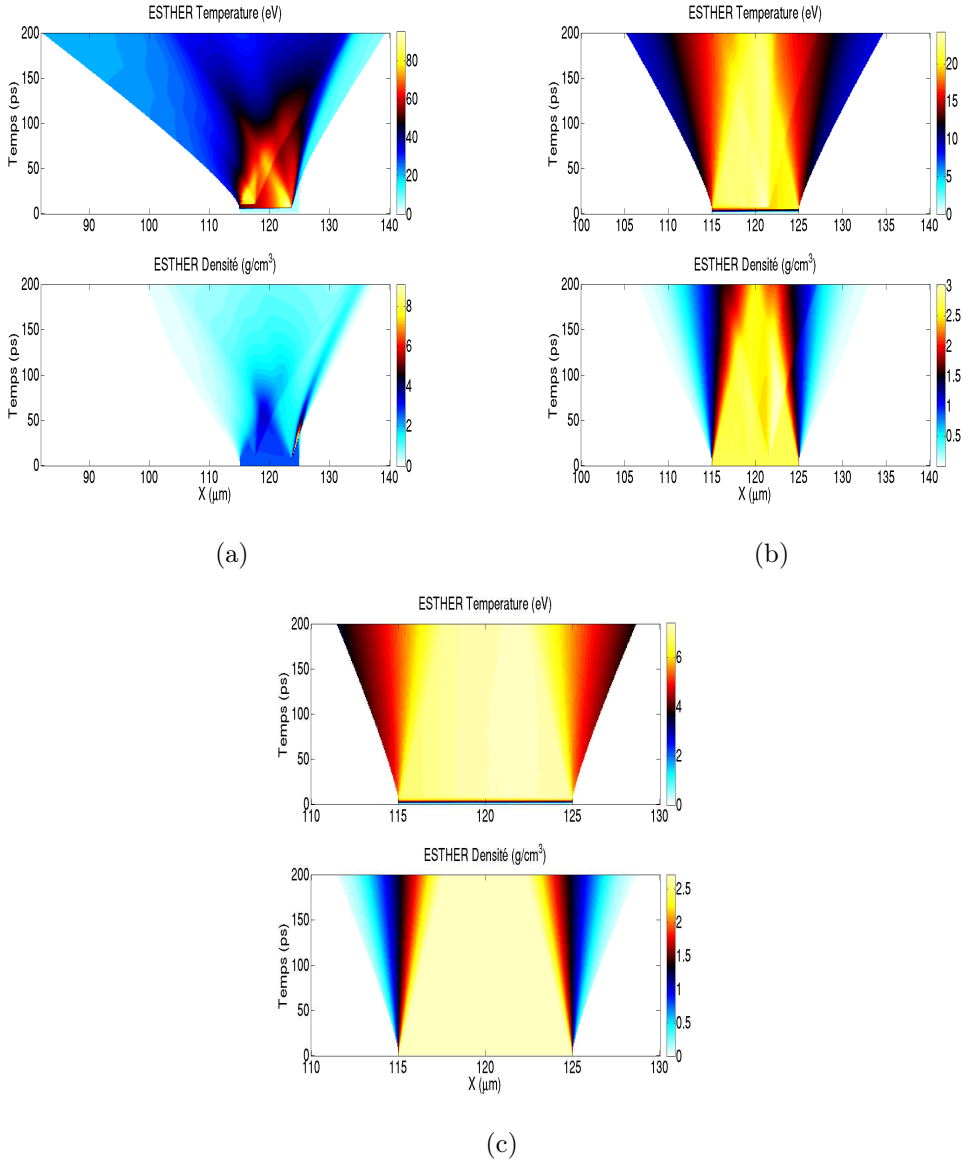


FIGURE 8.6 – *Evolution des densités et températures en fonction du temps pour les cas a, cas b et c.*

[Esirkepov 02] pour limiter les particules à basses énergies. On réussit ainsi à obtenir un dépôt qui est homogène longitudinalement (les aspects transversaux seront abordés plus tard) en remarquant toutefois qu'en supprimant les particules à basses énergies, on supprime au final les particules les plus nombreuses qui déposent très efficacement leur énergie. On limite donc une partie de l'apport en énergie (température maximale de 85, 22 et 9 eV dans les cas *a*, *b* et *c*).

Chapitre 9

Variations paramétriques

Nous poursuivons notre étude du chauffage d'une cible secondaire en gardant la configuration du plot (Figure 8.1(c)). Nous avons aussi vu précédemment qu'une densité surfacique (produit $\rho \times R$) élevée conduisait à la production de particules à basses énergies qui peuvent avoir des effets importants sur l'homogénéité longitudinale du chauffage. Nous allons donc nous intéresser à la densité du plot, en étudiant en plus les effets de la distance entre cible source et cible secondaire, de l'intensité laser, du substrat et de la tache focale.

9.1 Densité du plot et distance à la cible source

Dans cette section, les paramètres laser et le substrat restent identiques à ceux du chapitre 8. Le plot déposé en face arrière fait 10 nm d'épaisseur pour un diamètre de 8 μm. On modifie sa densité surfacique en changeant sa densité ($5, 10$ et $50 n_c$), et on fait varier la distance de la source à la cible secondaire (100, 200 et 300 μm). Expérimentalement, la densité du plot que l'on dépose est difficile à contrôler. La mesure précise ne peut se faire qu'après le dépôt. On peut cependant souligner que la densité de protons contenus dans le plot peut être modifiée en utilisant des composants plastiques (polymères). De tels plots on été utilisés dans la référence [Schwoerer 06] pour étudier l'accélération de protons par TNSA.

Pour chacune des configurations, on regarde la température maximale, le temps de chauffage (qui correspond au moment où toute l'énergie est déposée), la vitesse de l'onde de raréfaction, ainsi que sa position relative à la face d'entrée à la fin du dépôt. A partir des simulations CMC, on calcule une température moyenne :

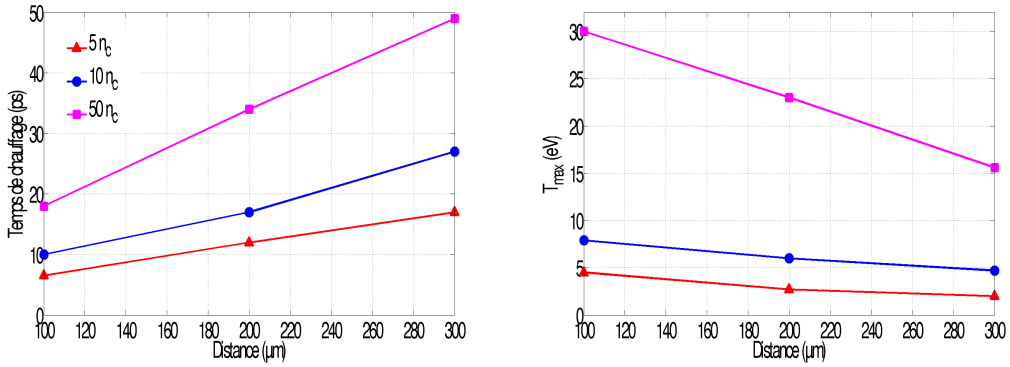
$$T_{av} = \frac{1}{n} \sum_j T_j,$$

et un écart moyen à cette température :

$$\delta T = \left(\frac{1}{n} \sum_j (T_j - T_{av})^2 \right)^{1/2},$$

autour de la zone où le dépôt est le plus important [1] avec n le nombre de mailles incluses dans la sélection. Ces deux informations, T_{av} et δT, vont renseigner directement sur l'uniformité spatiale du chauffage [2].

Nous commençons tout d'abord par nous intéresser au temps de chauffage et à la température maximale atteinte en utilisant le code Esther. On peut remarquer, Figure 9.1(a), que le temps de chauffage augmente avec la densité du plot et la distance à la source. En fait, en augmentant la densité, on augmente le nombre de particules accélérées et en particulier les particules à basses énergies. Ainsi, on allonge la durée du paquet de protons (donc du dépôt) avec la distance par temps de vol. Ensuite, on constate Figure 9.1(b), que la température maximale diminue avec la distance et augmente avec la densité. En effet, en augmentant la densité, on augmente le nombre de protons à basses énergies et donc le dépôt. Cependant, le faisceau de protons possède une divergence naturelle de l'ordre de la dizaine de degrés. Automatiquement, la quantité d'énergie incidente par unité de surface diminue quand on augmente la distance à la source.



(a) (b)

FIGURE 9.1 – *Calculs Esther. a) Temps de chauffage et b) température maximale atteinte en fonction de la distance à la cible source.*

Ensuite, pour quantifier l'homogénéité spatiale, nous traçons Figure 9.2 les valeurs de T_{max} et δT obtenues à partir des simulations CMC à la fin du dépôt. Les différences que l'on observe entre les températures maximales Figure 9.1(b) et les températures moyennes Figure 9.2 viennent des codes de calcul comme précisé dans les légendes. Les écarts sont particulièrement importants pour le plot le plus dense ($50n_c$) et la distance à la source la plus importante (300 μm). En effet, la détente hydrodynamique dans Esther est à l'origine d'une température maximale plus basse comparée aux valeurs mesurées dans CMC qui n'évoluent plus une fois l'énergie déposée. Pour les plots de faibles densités (5 et $10n_c$), on limite l'influence des particules à basses énergies (présence d'un cutoff) et on observe de faibles écarts à la température moyenne. Ce qui signifie que le dépôt d'énergie à tendance à s'homogénéiser. Pour le plot à $50n_c$, on note que les écarts à la température moyenne

1. On choisit un carré centré sur la zone la plus chauffée et de côté égal à l'épaisseur de la cible.
2. En moyennant, on perd l'aspect directionnel de l'information.

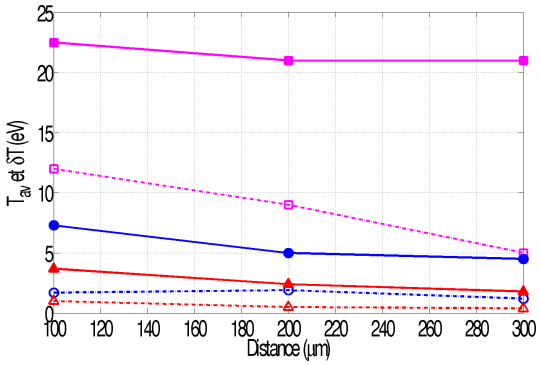
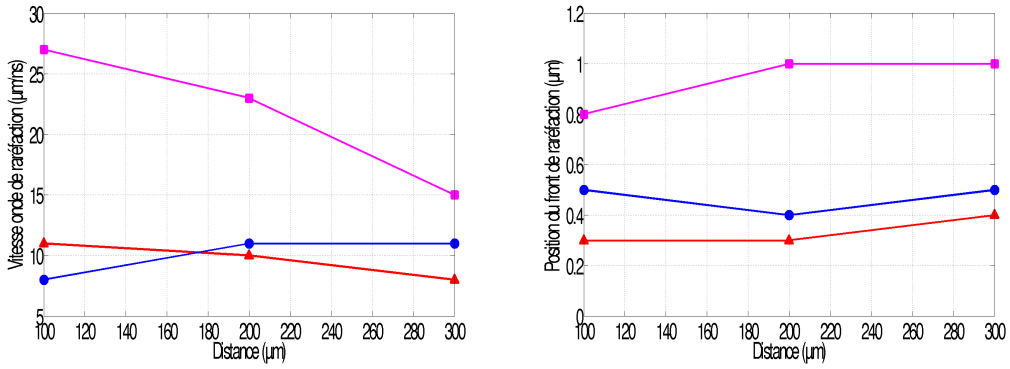


FIGURE 9.2 – *Calculs CMC. Evaluation de la température moyenne T_{av} (traits pleins) et de l'écart moyen à cette température δT (traits pointillés).*

sont beaucoup plus importants (effets des particules à basses énergies) et tendent à diminuer avec la distance.

Pour les plots de basses densités, le problème principal reste la température qu'il est possible d'atteindre. A l'opposé, l'utilisation de plot plus dense permet l'obtention de températures plus élevées mais au détriment d'un dépôt uniforme (écart à la température moyenne δT élevé, jusqu'à 50 %).

Enfin, pour qualifier le chauffage d'isochore, il nous faut des données hydrodynamiques sur l'expansion de la cible secondaire. La Figure 9.3 rapporte vitesse et position du front de raréfaction par rapport à la face d'entrée des protons à la fin du dépôt d'énergie. On voit que vitesse et position restent proportionnelles à la température maximale atteinte qui augmente quand on augmente la densité du plot. Pour le plot à $50n_c$, où une température maximale de 85 eV est atteinte, le front de raréfaction est relativement bien enfoncé à l'intérieur de la cible (à environ 1 μm de la surface), alors que dans les deux autres cas, le front de raréfaction reste proche de la face d'entrée.



(a) (b)

FIGURE 9.3 – *Calculs Esther. a) Vitesse de l'onde de raréfaction et b) position relative à la face d'entrée.*

Conclusions

Pour conclure sur cette première étude paramétrique, nous avons montré que la configuration du plot permet d'accélérer les particules de manière homogène. Nous avons aussi mis en avant l'importance de la densité surfacique dans la production de particules à basses énergies et les conséquences sur l'homogénéité longitudinale du chauffage : quand la densité surfacique diminue, on finit par introduire une coupure à basses énergies dans le spectre des protons, mais au final, on se trouve avec moins de particules pour déposer de l'énergie. Si l'énergie de coupure est supérieure à l'énergie nécessaire pour traverser la cible à chauffer, le dépôt est homogène. Au contraire, pour des plots de densités élevées, on produit des particules à basses énergies responsables d'un dépôt important, mais inhomogène.

Au final, les études hydrodynamiques réalisées avec Esther permettent de donner une estimation du temps pendant lequel le chauffage se fait à densité constante qui est de l'ordre du temps de chauffage ($\sim$ ps), exception faite toutefois des configurations où les températures sont élevées : la cible secondaire commence à se détendre, i.e. la densité diminue, avant même la fin du chauffage.

Comme nous venons de le voir, un plot permet, dans certaines conditions, d'avoir un chauffage longitudinal homogène. Pour améliorer l'homogénité transversale, on se doute qu'il va falloir augmenter la zone à l'arrière de la cible où le champ est homogène. La seule solution consiste à augmenter la taille de la tache focale du laser.

9.2 Tache focale du laser

Sur l'installation Petawatt laser japonaise GEKKO, Snavely *et al.* [Snavely 07] ont réussi à chauffer à l'aide de protons une cible de 10 μm d'aluminium à environ 60-80 eV en utilisant 170 J dans une impulsion laser de 700 fs et une tache focale de 60×40 μm^2. La zone d'émission en face arrière où la température est homogène et maximale est de l'ordre de la taille de la tache focale comme le montre la Figure 9.4 directement extraite de la référence [Snavely 07].

Pour confirmer cette intuition, nous étudions grâce au code CMC l'homogénéité transversale du dépôt d'énergie. On considère, comme précédemment, un substrat d'or de 140 nm d'épaisseur ionisé 20 fois ($A/Z = 10$) sur la face arrière duquel est déposé un plot de protons de densité $10n_c$ et d'épaisseur 10 nm. Le diamètre de ce plot est maintenant changé de 8 à 16 et 30 μm. Les paramètres laser restent identiques au chapitre 8, seule la tache focale passe de 5 à 50 μm. A intensité laser constante, l'énergie contenue dans l'onde est donc multipliée par un facteur 100 ! Pour mettre en avant la dispersion angulaire du faisceau de protons, on utilise toujours une cible d'aluminium, cette fois-ci placée à 200 μm de la source. La Figure 9.5 représente la température mesurée dans CMC pour les plot de 16 et 30 μm. Pour le plot de 16 μm (Figure 9.5(a)), on mesure $T_{av} = 7.5$ eV et $\delta T = 1.9$ eV alors que pour le plot de 30 μm, on a $T_{av} = 12$ eV et $\delta T = 1.4$ eV. En augmentant la taille du plot tout en la laissant inférieure à la taille de la tache focale du laser, on augmente ainsi la température moyenne tout en réduisant les fluctuations.

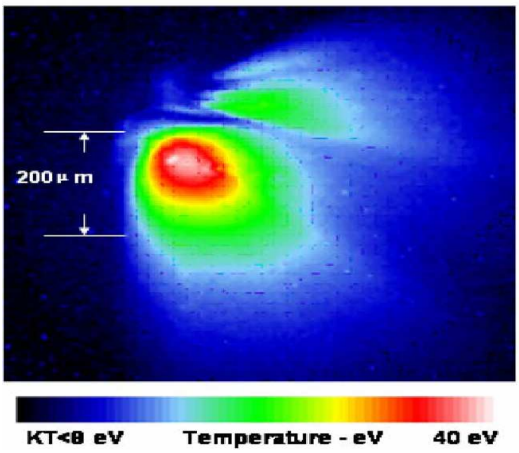
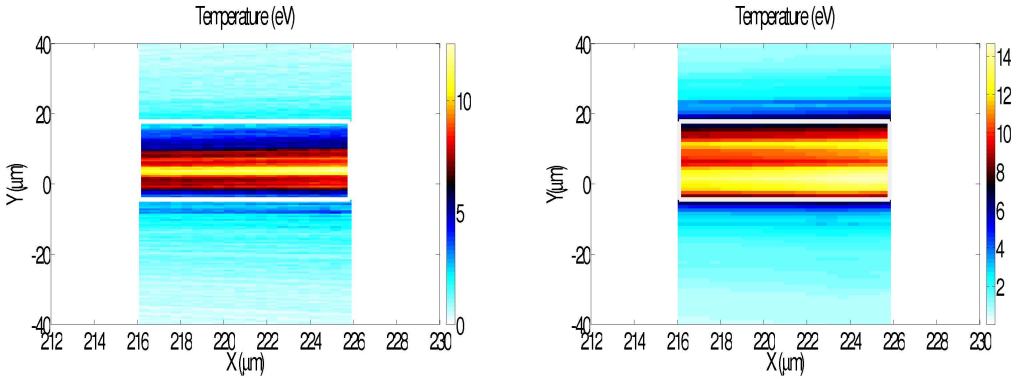


FIGURE 9.4 – *Mesure de l'émission thermique en face arrière après traitement du signal de la cible chauffée par protons. L'échelle permet d'estimer grossièrement une zone de température maximale de la taille de la tache focale.*



(a) (b)

FIGURE 9.5 – *Calculs CMC. Températures obtenues avec les deux diamètres de plot : a) 16 µm et b) 30 µm.*

Après avoir compris comment les paramètres du plot (densité, épaisseur, diamètre, distance à la source) et la tache focale du laser influencent l'homogénéité du chauffage et la température maximale qu'il est possible d'atteindre, qu'en est-il si l'on augmente l'intensité du laser ?

9.3 Intensité laser

Pour cette étude, on considère les mêmes paramètres d'interaction (plot de 10 nm d'épaisseur et de densité $10n_c$ déposé à l'arrière d'un substrat de 140 nm d'épaisseur composé d'or ionisé 20 fois) et on fait varier l'intensité en gardant une tache focale de 5 μm (avec toujours un angle d'incidence de 45°). En augmentant l'intensité, comme nous l'avons vu précédemment, on produit plus de particules énergétiques avec une énergie de coupure plus élévée. Pour examiner les consé-

quences de tels changements sur le chauffage de la cible secondaire, l'intensité qui était précédemment de 1.3×10^{19} W/cm^2 passe à 2.5×10^{19} W/cm^2. La fonction de distribution des protons à la fin des simulations PIC est montrée Figure 9.6. On rappelle que le cas à 1.3×10^{19} W/cm^2 correspond au cas c de la Figure 8.1.

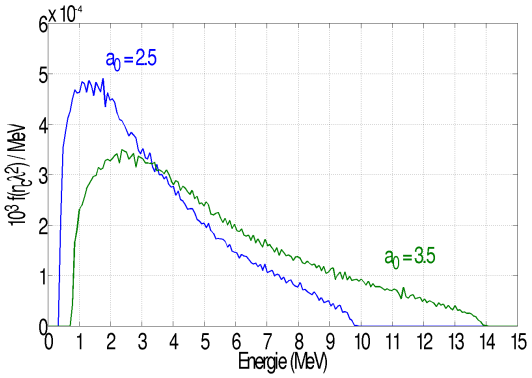


FIGURE 9.6 – *Fonction de distribution des protons à la fin des simulations PIC pour $I = 1.3 \times 10^{19}$ W/cm^2 (courbe bleue) et $I = 2.5 \times 10^{19}$ W/cm^2 (courbe verte).*

Quand l'intensité laser augmente, en gardant les mêmes conditions d'interaction, on observe plus de particules à hautes énergies ainsi qu'une énergie de coupure plus élevée. Au premier abord, on pourrait se dire que la température maximale atteinte dans la cible secondaire devrait augmenter vu que les particules sont plus énergétiques. Il faut cependant garder à l'esprit que le pouvoir d'arrêt d'une particule est inversement proportionnel à son énergie : plus une particule est énergétique, moins elle dépose d'énergie dans la matière. Ainsi, on observe une diminution de la température moyenne T_{av} de 7.3 eV à 4.3 eV pour l'intensité passant de $I = 1.3 \times 10^{19}$ à $I = 2.5 \times 10^{19}$ W/cm^2. L'écart à la température moyenne est diminué d'autant, passant de δT =1.7 à 0.8 eV. On a donc un ratio [1] $\delta T/T_{av} = 0.23$ pour $I = 1.3 \times 10^{19}$ W/cm^2 et $\delta T/T_{av} = 0.19$ pour $I = 2.5 \times 10^{19}$ W/cm^2.

Pour augmenter la température maximale en gardant les mêmes conditions d'interaction, il faut, en accord avec les études précédentes, augmenter le nombre de particules produites, et en particulier les particules à basses énergies. On a donc effectué des simulations supplémentaires en augmentant la densité du plot de 10 à $50n_c$. Le tableau 9.1 résume l'ensemble des résultats pour les deux intensités considérées. On voit clairement, à l'aide de ce tableau, que les températures moyennes les plus élevées sont atteintes pour les faibles intensités où l'on produit plus de particules à basses énergies (voir la Figure 9.6). Cependant, les valeurs importantes du ratio $\delta T/T_{av}$ montrent que le chauffage est non uniforme spatialement : la composante à basses énergies de la fonction de distribution est arrêtée dans la cible. A l'opposé, quand on augmente l'intensité laser, on diminue le nombre de particules à basses énergies tout en augmentant le nombre de particules énergétiques. Ces dernières, déposant peu d'énergie, font que les températures moyennes qu'il

1. Un ratio $\delta T/T_{av} < 1$ traduit une température moyenne grande devant les fluctuations (ou bien un écart très faible à cette température). Dans le cas contraire, les fluctuations sont grandes devant la température moyenne (ou alors la température moyenne est très faible).

densité	$10n_c$		$50n_c$	
Intensité (10^{19} W/cm^2)	1.3	2.5	1.3	2.5
T_{av} (eV)	7.3	4.3	22.5	10.5
δT (eV)	1.7	0.8	12	1.2
$\delta T/T_{av}$	0.23	0.19	0.53	0.11

TABLE 9.1 – *Ensemble des résultats pour $I = 1.3$ et 2.5×10^{19} W/cm^2 et des densités de plot de 10 et $50n_c$.*

est possible d'atteindre restent peu élevées comparées aux cas à faibles intensités. Cependant, à regarder les valeurs de $\delta T/T_{av}$, le chauffage semble être plus uniforme spatialement.

On peut conclure cette étude sur l'intensité laser en notant que des densités surfaciques de plot élevées avec des intensités laser élevées augmentent les températures moyennes (et a fortiori maximales) qu'il est possible d'atteindre avec une uniformité de chauffage accrue. En effet, en augmentant simultanément la densité du plot de 10 à $50n_c$ et l'intensité laser de 1.3 à 2.5×10^{19} W/cm^2, on obtient une température moyenne qui passe de 7.3 à 10.5 eV avec un ratio $\delta T/T_{av}$ qui diminue de 0.23 à 0.11.

9.4 Modifications du chauffage avec les paramètres du substrat

9.4.1 Variations de l'épaisseur du substrat

L'épaisseur du substrat est un paramètre sur lequel on peut agir, mais qui ne va avoir de l'effet que sur l'énergie maximale des protons que l'on est capable d'accélérer. En effet, des études numériques et expérimentales ont mis en évidence l'augmentation de l'énergie maximale quand on diminue l'épaisseur de la cible [d'Humières 06, Ceccotti 07]. Cet effet s'explique en se rappelant que l'amplitude du champ électrique accélérateur est proportionnelle à $\sqrt{n_h T_h}$ en l'absence d'un gradient de densité en face arrière, où n_h est la densité d'électrons chauds créés et T_h la température de la fonction de distribution électronique. En diminuant l'épaisseur, on augmente la densité d'électrons chauds à l'arrière de la cible renforçant ainsi l'amplitude du champ électrique : on augmente à la fois les coupures à basses et hautes énergies de la fonction de distribution.

On considère toujours les paramètres du laser et du plot correspondant au cas *c* de la Figure 8.1. On fait maintenant varier l'épaisseur du substrat de 140 à 80 nm. L'épaisseur de peau, sans tenir compte de l'augmentation relativiste de la masse qui reste raisonnable pour une intensité laser de 1.3×10^{19} W/cm^2, est de 12 nm. La cible à 80 nm est donc toujours opaque au rayonnement laser. La Figure 9.7 montre les fonctions de distribution pour les substrats de 140 et 80 nm avec un plot de densité $10n_c$ déposé en face arrière.

Comme nous l'avons suggéré, nous observons bien une augmentation de l'énergie maximale et minimale de la distribution pour l'épaisseur de 80 nm. Dans ce

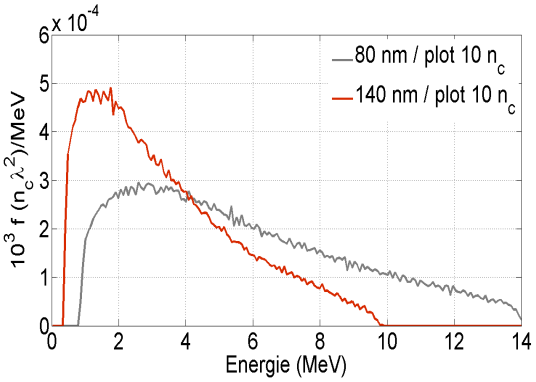


FIGURE 9.7 – *Fonction de distribution des protons à la fin des simulations PIC pour un substrat d'épaisseur 140 nm (courbe rouge) et 80 nm (courbe grise). L'intensité laser reste fixée à* $I = 1.3 \times 10^{19}$ W/cm^2.

cas, la densité d'électrons chauds (d'énergies supérieures à 0.3 MeV) est trois fois supérieure au cas où l'épaisseur est de 140 nm (2.14 contre $0.71n_c$) pour des températures électronique relativement proches (0.82 et 0.62 MeV pour 80 et 140 nm respectivement). On observe dans les simulations un champ électrique accélérateur environ deux fois supérieur pour l'épaisseur de 80 nm comparé au cas à 140 nm. On peut donc tirer profit de ce gain en énergie pour densifier le plot (augmenter la densité surfacique) et ainsi obtenir des températures plus élévées tout en ayant un chauffage homogène. Nous avons donc effectué les deux mêmes simulations en utilisant un plot dont la densité est maintenant de $50n_c$. Le tableau 9.2 permet de comparer les résultats obtenus. Il apparaît clairement qu'en augmentant la densité

densité	$10n_c$		$50n_c$	
Epaisseur du substrat (nm)	80	140	80	140
T_{av} (eV)	3.5	7.3	14.1	22.5
δT (eV)	0.7	1.7	3.7	12
$\delta T/T_{av}$	0.2	0.23	0.26	0.53

TABLE 9.2 – *Ensemble des résultats pour des plots de 10 et* $50n_c$ *et des épaisseurs de substrat de 80 et 140 nm.*

surfacique du plot et en diminuant l'épaisseur du substrat, on augmente la température moyenne tout en maintenant le rapport $\delta T/T_{av}$ a un niveau raisonnable. En tout cas, ce rapport reste un facteur deux plus petit que dans le cas où l'épaisseur du substrat est de 140 nm. Cela vient simplement du fait que l'on produit moins de particules à basses énergies. On monte certes moins haut en température (14.1 contre 22.5 eV), mais un nombre moindre de particules s'arrêtent dans la cible secondaire, améliorant ainsi la qualité du chauffage.

9.4.2 Rapport A/Z

Un dernier paramètre qui peut être amené à varier au cours de l'interaction et sur lequel nous n'avons aucun contrôle est l'ionisation du susbtrat. On imagine

facilement qu'un subtrat très peu ionisé, ou au contraire un substrat dont la quasi totalité des électrons sont arrachés, réagira différemment au champ électrostatique avec des conséquences sur la forme de la fonction de distribution des protons que l'on accélère. Jusqu'à maintenant, nous avions considéré un substrat composé d'or (Z=79 et A=197) de 140 nm d'épaisseur et ionisé 20 fois ($A/Z = 10$). Dans ce qui suit, nous nous plaçons dans le cas limite où l'ensemble des 79 électrons de l'atome sont arrachés, ce qui nous donne un rapport $A/Z = 2.5$. A l'arrière de ce susbtrat, on place, de manière identique au cas c de la Figure 8.1, un dépôt de protons de 10 nm d'épaisseur, de densité $10n_c$, et de diamètre 8 μm. Les paramètres laser sont identiques au chapitre 8 et on compare les résultats obtenus avec ceux correspondants au cas de la Figure 8.1.

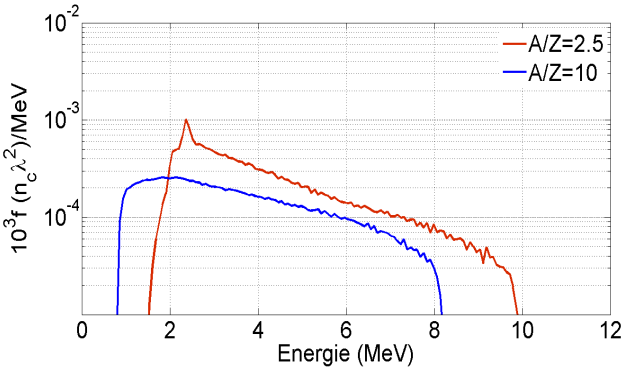
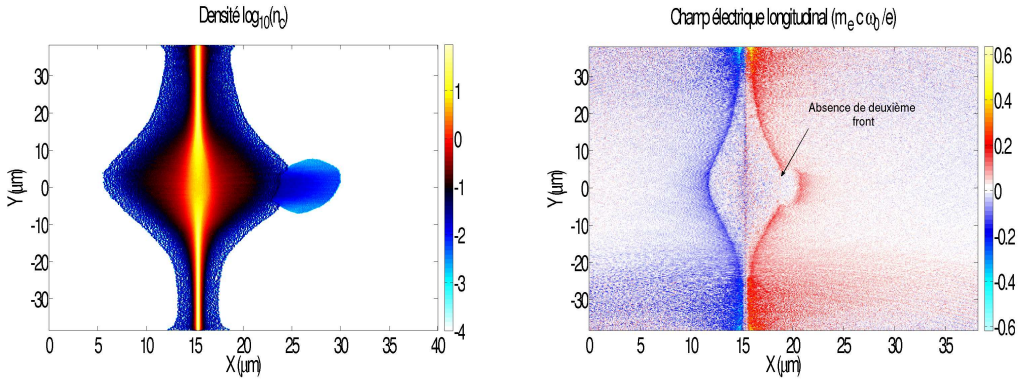


FIGURE 9.8 – *Fonction de distribution des protons à la fin des simulations PIC dans le cas où les atomes du substrat d'or sont totalement ionisés (courbe rouge). La courbe bleue reprend la fonction de distribution des protons Figure 8.1(c).*

On voit clairement l'effet du substrat complètement ionisé sur la forme de la fonction de distribution. Les ions du substrat, qui possèdent un rapport A/Z proche de celui des protons, sont quasiment accélérés de la même manière. Il se passe donc deux choses : premièrement, si les ions du substrat sont accélérés en même temps que les protons, les deux espèces voyagent conjointement Figure 9.9(a) contrairement au cas de la Figure 8.2(c) où l'on observe clairement une séparation spatiale. Ensuite, la proximité des deux espèces a pour effet d'accentuer la répulsion coulombienne entre les ions du substrat les plus en avant, et les protons à l'arrière du paquet de protons, conduisant ainsi au pic de densité que l'on observe dans la fonction de distribution Figure 9.8. Dans ce cas, nous n'observons pas de deuxième zone de charge d'espace à l'arrière du front Figure 9.9(b). De plus, ce pic va avoir tendance à durer pendant le vol de la source à la cible. Dans le cas où $A/Z = 10$, ce pic existe au tout début de l'interaction avant de s'effacer rapidement tout simplement parce que les protons les plus en arrière du paquet sont rappelés par séparation de charge vers le substrat [Brantov 06, Weichsel 08]. Pour l'illustrer, nous représentons Figure 9.10, dans le cas $A/Z = 10$ (qui correspond au cas c de la Figure 8.1), une coupe longitudinale du champ électrique en $y = 0$ et l'espace des phases $(q_x p_x)$ des protons juste après l'interaction du maximum de l'impulsion avec la cible et à deux instants ultérieurs. Sur cette chronologie des événements, on voit



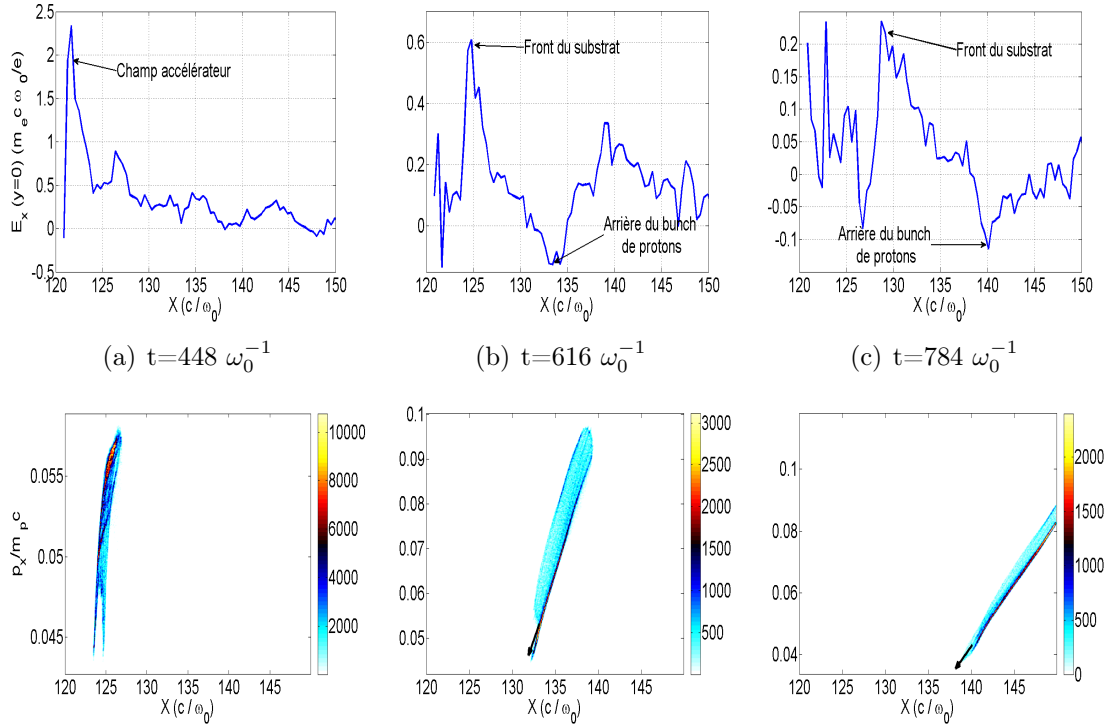
(a) (b)

FIGURE 9.9 – *a) Densité en échelle logarithmique des ions du substrats et des protons (bleu clair), et b) champ électrique longitudinal pris après l'interaction de l'impulsion laser avec la cible.*

tout d'abord l'apparition du champ électrique accélérateur à l'arrière de la cible. Ensuite, comme les ions du substrats restent en retrait par rapport aux protons, une zone de vide comblée par les électrons est responsable d'un champ électrique négatif qui va ralentir les protons situés à l'arrière du paquet. Avec le temps, la zone où le champ électrique est négatif s'étale. C'est ainsi que le pic de densité observé Figure 9.8 ne peut perdurer dans le cas où le rapport A/Z du substrat est grand : les protons sont ralentis, remplissant les parties à basses énergies de la fonction de distribution.

En ce qui concerne le chauffage d'une cible secondaire située à 100 μm de la source, les résultats en termes de températures et d'homogénéité sont identiques au cas des Figures 8.4(c) et 8.6(c). Le pic observé Figure 9.8 n'est pas suffisamment important pour induire une hausse significative de température.

Pour conclure, l'état d'ionisation du substrat agit essentiellement sur le temps de réponse des ions lourds. Pour un état d'ionisation élevé, les ions du substrat vont réagir avec un délai beaucoup plus court. Ils peuvent ainsi être accélérés de la même manière que les protons. On se trouve donc avec un faisceau de particules où les ions du substrats suivent de près les protons. Cette proximité va induire un pic de densité dans la fonction de distribution des protons par répulsion coulombienne. Pour un état d'ionisation moindre, les ions du substrat vont réagir plus lentement au champ électrostatique, permettant ainsi aux protons de pouvoir se détacher entièrement. On a donc une structure spatiale bien définie où les protons sont bien en avant des ions du substrat. Le pic de densité que l'on a observé dans le cas précédent existe seulement durant les premiers instants de l'interaction. Ensuite, le vide entre les protons et les ions est comblé par des électrons, créant ainsi un champ électrique négatif qui va rappeler les protons vers la cible. En terme de chauffage isochore, tant que le pic dans la fonction de distribution n'est pas significatif et que l'énergie de coupure reste supérieure à l'énergie qu'il faut pour pouvoir traverser la cible, les deux configurations restent équivalentes.



(a) t=448 ω_0^{-1} (b) t=616 ω_0^{-1} (c) t=784 ω_0^{-1}

FIGURE 9.10 – *Coupe longitudinale du champ électrique accélérateur en $y = 0$ (haut) et espace des phases $(q_x p_x)$ des protons (bas) pour a) $t = 448\ \omega_0^{-1}$ (juste après l'interaction du maximum de l'impulsion avec la cible), b) 616 ω_0^{-1} et c) 784 ω_0^{-1}. La flèche matérialise le sens d'évolution de l'impulsion des protons à l'arrière du plot.*

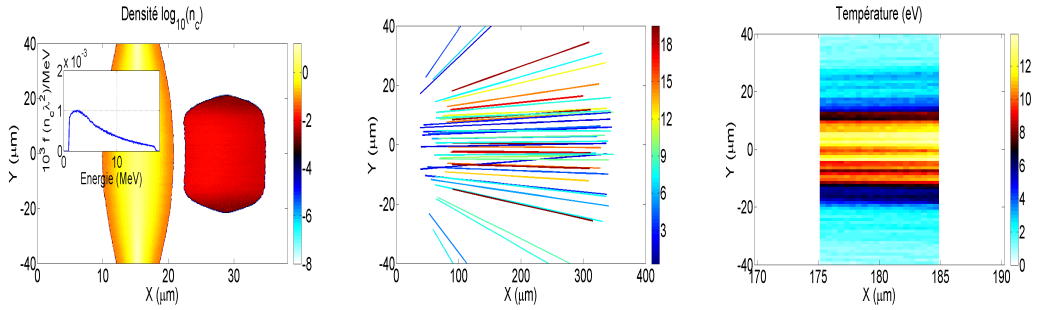
Chapitre 10

Cibles courbes

L'étude paramétrique que nous venons d'effectuer a mis en évidence l'intérêt d'utiliser des plots riches en protons déposés à l'arrière d'un substrat composé d'éléments atomiques lourds (avec un A/Z supérieur à celui des protons). Dans certaines conditions de densité surfacique, il est possible d'accélérer l'ensemble des protons du plot qui peut se détacher entièrement du substrat. Dans ce cas, la fonction de distribution des protons présente une coupure à basses énergies pouvant conduire à un chauffage homogène longitudinal d'une cible secondaire. On a aussi vu que le seul moyen d'obtenir un chauffage transversal homogène était d'augmenter les tailles transverses du plot et de la tache focale. De plus, en augmentant la densité surfacique du plot, on augmente le nombre de particules qui déposent leur énergie dans la cible secondaire. Il est alors possible de chauffer à des températures plus élevées au détriment de l'isochoricité. Pour compléter cette étude, nous avons voulu combiner l'idée du plot avec l'utilisation de cibles courbes [Patel 03], i.e. produire des particules avec une coupure à basses énergies tout en focalisant les trajectoires vers le même point.

10.1 Simulation de référence

Notre simulation de référence correspond à un plot de protons d'épaisseur 10 nm et de rayon 15 μm déposé à l'arrière d'un substrat d'or d'épaisseur 140 nm et de rapport $A/Z = 10$. Les densités de particules sont respectivement de 10 et $100n_c$ pour le plot et le substrat. Nous avons choisi une intensité laser de 1.3×10^{19} W/cm^2, une durée d'impulsion de 100 fs et une tache focale de 50 μm pour se rapprocher des conditions expérimentales de la référence [Patel 03], en incidence normale. Cela représente une énergie laser de 54.1 J dans la tache focale. La Figure 10.1 montre la densité des protons et le dépôt d'énergie correspondant dans une cible d'aluminium de 10 μm d'épaisseur localisée à 150 μm de la source. On obtient une température maximale de l'ordre de 15 eV, une température moyenne T_{av} de 10 eV, et un écart moyen à cette température δT de 1.8 eV. Le calcul Esther, pour une tranche de cible secondaire située entre $y = 0$ μm et $y = 5$ μm, donne une température maximale de 12 eV et un dépôt qui reste homogène longitudinalement. D'après les mêmes simulations hydrodynamiques, la cible n'a pas encore commencé à se détendre



(a) (b) (c)

FIGURE 10.1 – *a) Densité en échelle logarithmique à la fin du calcul Calder (susbtrat en jaune orangé et protons en rouge), b) trajectoires des protons, et c) température CMC. Dans (a), l'insert représente la fonction de distribution des protons à la fin du calcul PIC. Dans (b), le code de couleurs correspond à l'énergie initiale des protons en MeV.*

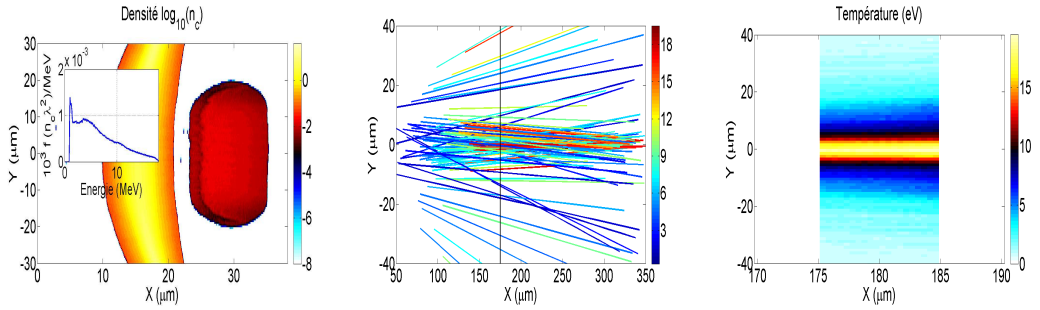
à la fin du dépôt d'énergie. Le chauffage est donc isochore. La faible valeur du rapport $\delta T/T_{av} = 0.18$ indique un chauffage qui reste homogène dans la direction transversale. Les trajectoires des particules sont représentées Figure 10.1(b). On voit clairement que l'ensemble des particules (à l'exception des particules générées sur les bords du plot, les moins énergétiques et les plus sensibles aux effets de bord) sont accélérées normalement à la face arrière de la cible. Maintenant, comment est modifié le chauffage d'une cible secondaire si, au lieu d'utiliser un substrat plan sur la face arrière duquel on a déposé un plot de protons, on utilise un substrat cylindrique à l'intérieur duquel on dépose un plot de protons ?

10.2 Variation du rayon de courbure

Dans cette section, on utilise le même substrat et le même dépôt de protons que précédemment (mêmes densité surfacique et épaisseur) pour deux rayons de courbures différents : 80 et 160 μm. Pour ces deux simulations, on a pris soin d'utiliser exactement le même nombre de protons que pour la simulation de référence, de façon à avoir le même nombre de particules qui déposent leur énergie. Les paramètres laser sont eux aussi identiques à la simulation de référence.

10.2.1 Cas $R_c = 160$ μm

La Figure 10.2(a) montre la densité des ions du substrat et des protons à la fin de la simulation PIC pour la cible avec le rayon de courbure de 160 μm. Malgré l'aspect courbe de la cible source, on voit que l'on produit la même fonction de distribution que dans le cas de référence avec une coupure à basses énergies. On garde donc l'aspect bénéfique du plot. La Figure 10.2(b) montre l'ensemble des trajectoires des protons. Par rapport à la Figure 10.1(b), on voit que les trajectoires sont focalisées, mais pas forcément au point focal attendu qui est le centre du cylindre. Les particules les plus énergétiques, qui sont les particules les moins divergentes,



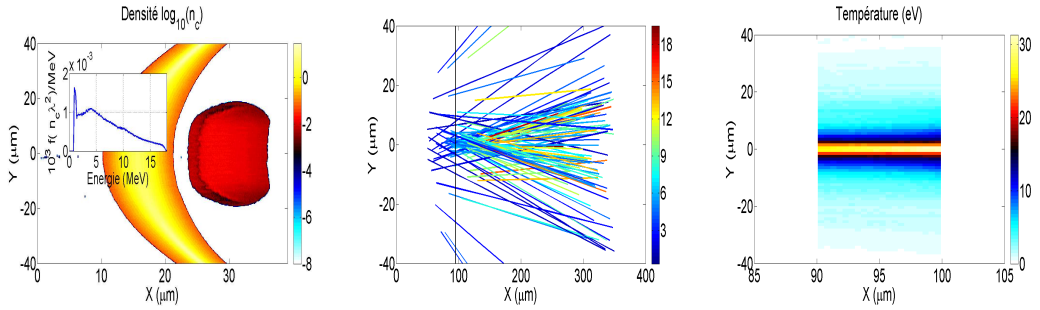
(a) (b) (c)

FIGURE 10.2 – *a) Densité en échelle logarithmique à la fin du calcul Calder (susbtrat en jaune orangé et protons en rouge) pour la simulation avec un rayon de courbure de 160 µm, b) ensemble des trajectoires des protons émis par la cible source, et c) température CMC. Dans (a), l'insert représente la fonction de distribution des protons à la fin du calcul PIC. Dans (b), le code de couleurs correspond à l'énergie initiale des protons en MeV et le trait vertical noir représente l'abscisse du centre du cylindre.*

convergent après le point focal. Par contre, la divergence naturelle des particules les moins énergétiques semble être compensée par le rayon de courbure du cylindre. Le chauffage induit dans une cible secondaire d'aluminium de 10 μm située à 165 μm est présenté Figure 10.2(c). A première vue, le chauffage induit est plus homogène dans la direction longitudinale comparé à la Figure 10.1(c) où la température maximale est de 13 eV. La température maximale atteinte est maintenant de 19 eV. Par contre, la température décroît plus vite quand on s'éloigne de l'axe. Même si l'isochoricité est respectée à la fin du chauffage d'après les simulations Esther, on perd en homogénéité. Le gain sur la température maximale est faible comparé à la perte d'homogénéité dans la direction transverse.

10.2.2 Cas $R_c = 80$ μm

En diminuant le rayon de courbure, on obtient toujours une coupure à basses énergies dans la distribution des protons comme le montre la Figure 10.3(a). Les Figures 10.3(b) et 10.3(c) montrent respectivement les trajectoires des protons et la température induite dans une cible d'aluminium d'épaisseur 10 μm placée au point focal en $x = 95$ μm. En divisant le rayon de courbure par deux, la température maximale est passée de 19 eV à 29 eV, alors que les fonctions de distribution sont quasiment identiques. Les différences que l'on observe, en particulier à basses énergies, ne sont pas significatives pour expliquer à elles seules l'augmentation de la température. Cet effet ne peut donc être lié qu'à une meilleure focalisation du faisceau de protons (autant de particules qui déposent leur énergie dans un volume réduit). Si le gain en température est substantiel, il n'en reste pas moins que la décroissance est encore plus rapide quand on s'éloigne de l'axe, ce qui est le deuxième effet lié à la focalisation. Pour l'illustrer, on représente Figure 10.4 la coupe $T(y)$ prise au milieu de la cible secondaire pour chacune des cibles sources



(a) (b) (c)

FIGURE 10.3 – *a) Densité en échelle logarithmique à la fin du calcul Calder (susbtrat en jaune orangé et protons en rouge) pour la simulation avec un rayon de courbure de 80 µm, b) ensemble des trajectoires des protons émis par la cible source, et c) température CMC. Dans (a), l'insert représente la fonction de distribution des protons à la fin du calcul PIC. Dans (b), le code de couleurs correspond à l'énergie initiale des protons en MeV et le trait vertical noir représente l'abscisse du centre du cylindre.*

(courbes + plan). On remarque que pour les cibles courbes, le profil est piqué au centre avec des variations plus importantes pour le cas où le rayon de courbure vaut 80 μm. En analysant le chauffage induit par les deux cibles courbes, on voit

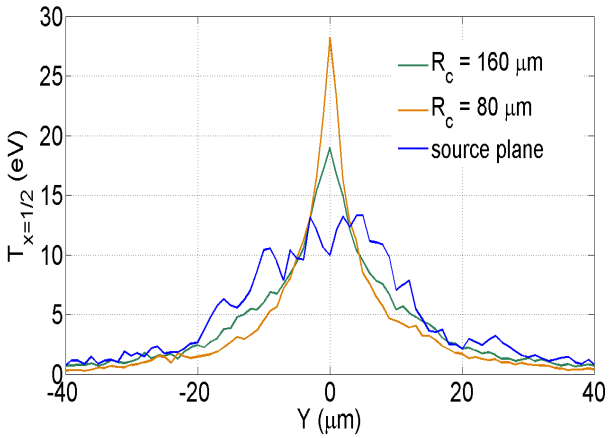


FIGURE 10.4 – *Coupe $T(y)$ prise au milieu de chacune des trois cibles chauffées à partir des deux cibles courbes ($R_c = 160$ μm en vert et $R_c = 80$ μm en orange) et de la cible plane (en bleu).*

se dégager une tendance originale : en diminuant le rayon de courbure (en passant d'une cible plane où le rayon est infini à des cibles cylindriques), et en prenant garde d'accélérer le même nombre de protons avec les mêmes paramètres laser, on augmente la température maximale qu'il est possible d'atteindre grâce à une meilleure focalisation. Par contre, le deuxième effet se traduit par une décroissance plus rapide de la température lorsque l'on s'éloigne de l'axe du laser. Ces deux effets sont en accord qualitatif avec la Figure 7.2 [Patel 03] qui montre une zone

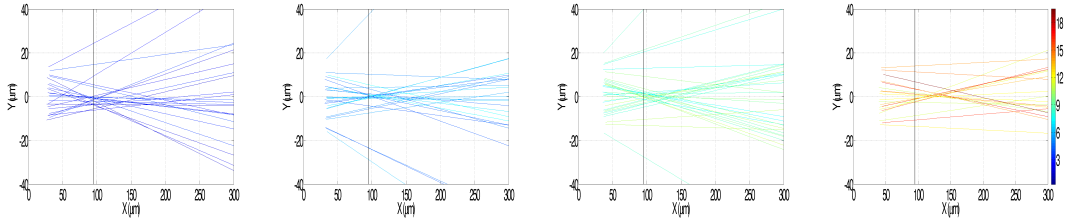
chauffée plus ponctuelle et plus chaude quand la cible source est courbée.

10.3 Chromatisme des cibles cylindriques

Par analogie avec l'optique, le chromatisme d'une cible cylindrique correspond à sa capacité à focaliser les protons d'énergies différentes en différents points. L'idéal serait d'avoir une cible achromatique où tous les protons, quelle que soit leur énergie, sont focalisés au point focal, i.e. au centre du cylindre. Compte tenu des observations précédentes, on imagine d'ores et déjà que les cibles avec les rayons de courbure les plus faibles, ont un comportement achromatique.

Cas $R_c = 80$ μm

Nous représentons, Figure 10.5, les trajectoires des particules pour des énergies comprises entre 0 et 3 MeV, 3 et 6 MeV, 6 et 9 MeV, et au-delà de 9 MeV pour le rayon de courbure 80 μm. D'après ces graphiques, l'estimation du point focal de chaque composante énergétique s'avère difficile. Pour palier cette difficulté, nous



(a) 0 - 3 MeV (b) 3 - 6 MeV (c) 6 - 9 MeV (d) $>$ 9 MeV

FIGURE 10.5 – *Trajectoires des protons en fonction de leur énergie initiale dans le calcul CMC pour la cible de rayon de courbure 80 μm (Le trait vertical noir représente l'abscisse du centre du cylindre).*

traçons Figure 10.6, l'enveloppe du faisceau pour chaque composante énergétique en déterminant, en fonction de x, la valeur moyenne de l'ordonnée du faisceau :

$$\sqrt{\langle y^2 \rangle} = \left(\frac{1}{n} \sum_{j=1}^{n} y_j^2 \right)^{1/2}.$$

L'ensemble des ordonnées y_j de chaque particule est sommé, puis ramené au nombre total de particules considérées. Le minimum de l'enveloppe nous permet de déterminer la position du point focal pour l'ensemble des particules. On relève que les protons convergent à proximité immédiate de la cible avec un waist (par analogie avec les faisceaux gaussiens) relativement petit (~ 2 μm pour chaque composante). On voit donc, grâce à cette représentation, que le volume de focalisation est effectivement restreint, ce qui explique les températures élevées et la décroissance rapide avec y. En ce qui concerne les différentes composantes, on observe que les protons les moins énergétiques focalisent juste avant la cible, alors que les particules d'énergies supérieures à 3 MeV focalisent quasiment toutes au même endroit, juste

derrière la cible. On peut donc estimer que dans cette configuration, on limite les effets liés au chromatisme. On reprend ensuite le même raisonnement pour la cible de rayon de courbure $R_c = 160$ μm.

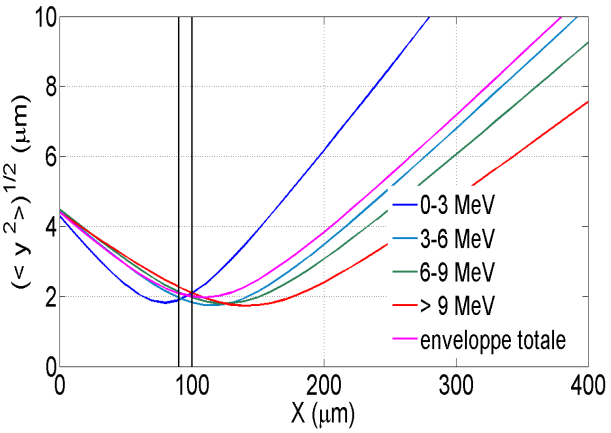
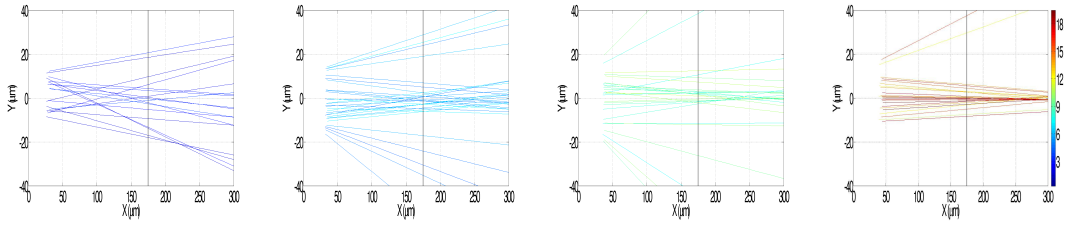


FIGURE 10.6 – *Enveloppes des faisceaux pour les différentes composantes énergétiques pour la cible de rayon de courbure 80 µm. La courbe violette représente l'enveloppe totale. Les traits verticaux représentent la cible secondaire.*

Cas $R_c = 160$ μm

La Figure 10.7 représente les trajectoires des particules pour différentes énergies, et la Figure 10.8, l'enveloppe correspondante calculée de la même manière que précédemment.



(a) 0 - 3 MeV (b) 3 - 6 MeV (c) 6 - 9 MeV (d) > 9 MeV

FIGURE 10.7 – *Trajectoires des protons en fonction de leur énergie initiale dans le calcul CMC pour la cible de rayon de courbure 160 µm. Le trait vertical noir représente l'abscisse du centre du cylindre.*

On observe ici plusieurs différences fondamentales par rapport à la cible avec $R_c = 80$ μm. Tout d'abord, la taille du waist au niveau de la cible est plus importante (5.5 μm si l'on considère que les particules les moins énergétiques, qui sont aussi les plus nombreuses, sont responsables de l'essentiel du chauffage). Etant donné que l'on accélère le même nombre de particules, on a un dépôt d'énergie qui s'effectue sur un volume plus important. On a donc une dilution du dépôt d'énergie qui s'accompagne d'une diminution de la température par rapport au

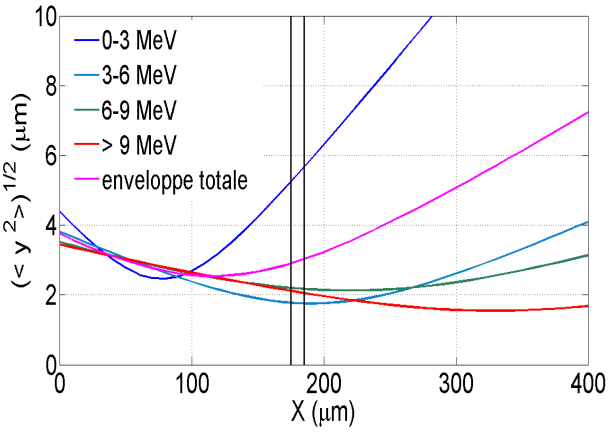


FIGURE 10.8 – *Enveloppes des faisceaux des différentes composantes énergétiques pour la cible de rayon de courbure 160 µm. La courbe violette représente l'enveloppe totale. Les traits verticaux représentent la cible secondaire.*

cas précédent (19 eV contre 29 eV). On remarque aussi que les particules les moins énergétiques semblent focaliser bien avant la cible, alors que le point de focalisation des particules les plus énergétiques est situé à environ 350 μm. Seules les particules d'énergies intermédiaires sont focalisées au niveau de la cible. A travers ces différents graphiques, on comprend très bien la structure en couche du dépôt d'énergie transverse qui conduit à une décroissance très rapide de la température quand on s'éloigne de l'axe laser. Ensuite, pourquoi la cible avec un petit rayon de courbure semble focaliser, de manière indépendante de l'énergie des particules, au centre du cylindre ? La Figure 10.9 donne l'explication. Nous y avons schématisé les deux plots déposés sur le substrat. Dans nos simulations, les plots pour les deux rayons de courbure sont à la même altitude - les rayons de courbure étant très grands devant l'épaisseur du substrat, les plots peuvent être considérés comme plan. Soit h l'altitude du plot, on a $\theta_{1,2} = \arctan(h/R_{1,2})$. L'application numérique donne, dans le cadre de nos simulations avec h=14.8 μm, $\theta_1 = 10.5^\circ$ et $\theta_2 = 5.15^\circ$. On voit donc, si l'on admet une divergence naturelle du faisceau de protons d'une dizaine de degrés [Ter-Avetisyan 09], que les cibles avec des petits rayons de courbure (tout dépend de la hauteur du plot) sont, par construction géométrique, capables de compenser la divergence naturelle du faisceau de protons. Au final, rayon de courbure et hauteur du plot doivent être choisis de manière à contrer la divergence naturelle des protons.

Comparaison avec une cible plane

A ce stade, il peut être intéressant de faire les calculs de foyer pour la cible plane de la simulation de référence. La Figure 10.10 représente les enveloppes des trajectoires des particules pour les différentes énergies. Les particules, indépendamment de leur énergie, semblent toutes provenir du même point qui correspondrait en optique au plan focal image (virtuel) d'une lentille divergente. Ce graphique permet de voir, à travers la simulation, que les particules les plus énergétiques

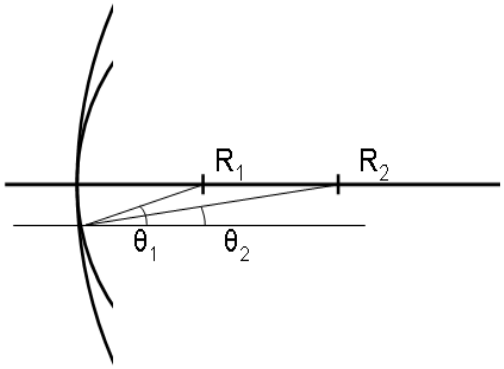


FIGURE 10.9 – *Géométrie du plot pour les deux rayons de courbure.*

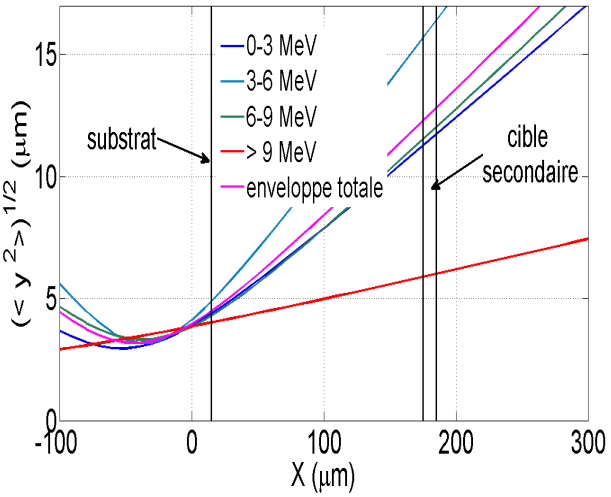


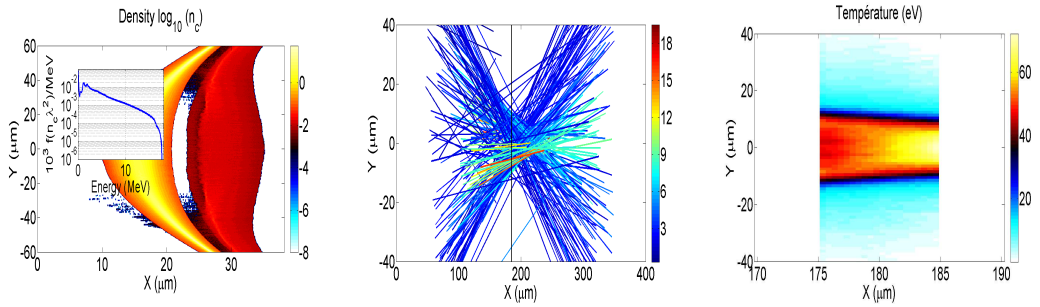
FIGURE 10.10 – *Enveloppes des faisceaux pour les différentes composantes énergétiques issues la cible plane. Les traits verticaux représentent la cible secondaire et le substrat.*

possèdent une divergence plus faible, de l'ordre de quelques degrés, alors que la divergence des particules les moins énergétiques est de l'ordre de la dizaine de degrés. Des conclusions expérimentales identiques ont été établies dans la référence [Ter-Avetisyan 09].

Cas d'un dépôt intégral

Dans cette dernière section, nous étudions l'accélération d'une couche homogène de protons présente sur toute la surface intérieure d'une cible courbe de rayon 160 μm. L'angle limite étant dicté par la tache focale du laser qui est inférieure au diamètre du cylindre dans notre cas, on a, dans cette dernière configuration, un angle limite d'environ 45°, bien supérieur à la dizaine de degrés de divergence naturelle du faisceau de protons. Les caractéristiques de l'interaction restent identiques au cas de référence. La Figure 10.11 représente la densité des ions du substrat et des protons à la fin du calcul PIC. Les conditions aux limites imposées dans cette

simulation, pour éviter la divergence du calcul PIC, sont responsables des protons qui partent vers l'arrière [1]. Cet effet reste cependant sans conséquence sur l'accélération des protons vers l'avant que l'on utilise ensuite dans le calcul CMC. La



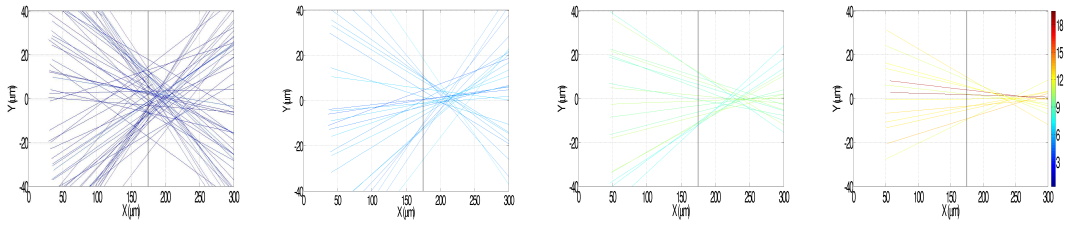
(a) (b) (c)

FIGURE 10.11 – *a) Densité en échelle logarithmique à la fin du calcul Calder (susbtrat en jaune orangé et protons en rouge), b) ensemble des trajectoires des protons émis par la cible source, et c) température CMC. Dans (a), l'insert représente la fonction de distribution des protons à la fin du calcul PIC. Dans (b), le code de couleurs correspond à l'énergie initiale des protons en MeV et le trait vertical noir représente l'abscisse du centre du cylindre.*

première chose que l'on remarque avec un dépôt homogène, c'est que l'on produit un nombre plus important de particules. En effet, le nombre de particules dans ce cas est multiplié par 5 par rapport à la même cible avec un plot correspondant à la Figure 10.2(a). On peut donc s'attendre à un dépôt en énergie plus important et à des températures plus élevées. C'est ce que l'on observe Figure 10.11(c) où la température maximale atteint 72 eV avec de fortes variations longitudinales cette fois-ci liées à la composante à basses énergies de la fonction de distribution. On mesure une température moyenne $T_{av} = 46.9$ eV et un écart à cette température $\delta T = 12.3$ eV, soit un rapport $\delta T/T = 0.26$.

En utilisant un dépôt sur toute la face intérieure, on tire partie de la convergence des protons les plus à l'extérieur comme le suggère la Figure 10.12, où contrairement à la Figure 10.7, les points de focalisation apparaissent plus clairement. Cet effet est essentiellement dû à l'angle limite qui est supérieur à la divergence naturelle du faisceau de protons. C'est effectivement ce que l'on voit Figure 10.13. Le faisceau total focalise sur la cible avec un waist d'environ 10 μm, alors que les composantes plus énergétiques convergent juste derrière la cible. On voit clairement apparaître les différences avec la Figure 10.7 et l'aspect bénéfique de l'angle limite de focalisation. Si l'enveloppe totale et l'enveloppe des particules les moins énergétiques sont confondues, c'est parce que ces dernières sont nettement supérieures en nombre par rapport aux autres composantes énergétiques.

1. Dans cette simulation, les conditions particulaires en y sont réinjectantes, seul moyen de conserver la neutralité dans la boîte de simulation. D'ailleurs, c'est au bord de la boîte que l'on observe cet effet. En fait, les électrons du dépôt, qui sont les particules les plus mobiles, et donc susceptibles de sortir en premier de la boîte, sont réinjectées avec une vitesse prise dans la distribution électronique initiale, près de leur lieu de sortie. On créé ainsi, de manière artificielle, des champs négatifs qui peuvent accélérer des protons du dépôt vers l'arrière.



(a) 0 - 3 MeV (b) 3 - 6 MeV (c) 6 - 9 MeV (d) > 9 MeV

FIGURE 10.12 – *Trajectoires des protons en fonction de leur énergie initiale dans le calcul CMC pour la cible de rayon de courbure 160 µm avec un dépôt de protons homogène sur toute la face intérieure du substrat. Le trait vertical noir représente l'abscisse du centre du cylindre.*

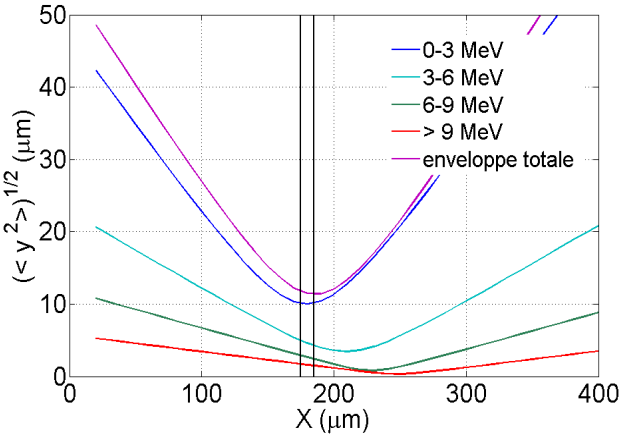


FIGURE 10.13 – *Enveloppes des faisceaux pour les différentes composantes énergétiques pour la cible de rayon de courbure 160 µm avec une couche de protons homogène sur toute la face intérieure du substrat. La courbe violette représente l'enveloppe totale. Les traits verticaux représentent la cible secondaire.*

10.4 Conclusions

Dans cette section, nous avons quantifié l'homogénéité du dépôt d'énergie d'un faisceau de protons généré par une cible courbe sur la face intérieure de laquelle un plot, ou un dépôt homogène de protons a été effectué. On a ainsi combiné l'idée du plot suggérée par Esirkepov *et al.* [Esirkepov 02], et la focalisation du faisceau de protons en utilisant une cible courbe [Patel 03]. Par rapport à une cible plane, sur la face arrière de laquelle un plot de protons a été déposé, on observe une augmentation de la température maximale de la cible secondaire (de 13 à 19 eV) à conditions d'interaction équivalentes (densité, épaisseur, nombre de protons) au détriment de l'homogénéité transversale du dépôt d'énergie, avec cependant, un chauffage homogène longitudinalement. Cet effet est lié à la diminution de la taille transverse du faisceau près du point focal et à la concentration de l'énergie déposée. En diminuant encore le rayon de courbure, on a observé une diminution du chromatisme, i.e. à l'exception des particules les plus énergétiques, les trajectoires

sont focalisées à proximité immédiate du centre du cylindre. En focalisant encore plus, on augmente de manière substantielle la température maximale (on passe de 19 eV à 29 eV avec la même fonction de distribution !) avec une décroissance rapide de la température dans la direction transverse. En utilisant un dépôt homogène sur toute la face intérieure de la cible cylindrique, on augmente naturellement le nombre de particules, en particulier à basses énergies, et donc la température maximale qu'il est possible d'atteindre. On a aussi mis en évidence la combinaison du rayon de courbure du plot et de sa hauteur à travers l'angle limite de focalisation. En diminuant le rayon de courbure, ou en effectuant un dépôt de protons homogène sur la face intérieure d'un substrat de rayon plus élevé, on parvient géométriquement à contrer l'effet de la divergence naturelle du faisceau, et on observe un faisceau presque achromatique.

Conclusions

La mise au point du laser dans les années soixantes suivi d'une des toutes premières observations de particules énergétiques accélérées par laser [Linlor 63], puis, l'observation d'un signal de protons au cours du programme Helios de Los Alamos [Gitomer 86], a ouvert la voie à l'utilisation des lasers de puissance pour accélérer des particules. La suite vient à la fin des années quatre-vingts avec la mise au point du Chirped Pulse Amplification [Strickland 85, Maine 88] qui a permis de réduire les durées d'impulsion ($\sim$ fs) et d'augmenter les intensités crêtes disponibles ($\sim 10^{20}$ W/cm^2). Ces avancées technologiques autorisent aujourd'hui l'utilisation de telles sources de particules comme une alternative aux sources classiques, notamment pour la radiographie de plasma [Borghesi 02], le chauffage isochore [Patel 03] ou la production d'isotopes médicaux [Nemoto 01]. Quand les intensités laser permettront de produire des protons ou des ions de plusieurs centaines de MeV/nucléon (à l'horizon 2015-2020), il sera alors peut être envisageable d'utiliser les faisceaux produits pour la protonthérapie [Bulanov 02, Malka 04].

L'interaction d'un laser avec une cible solide, opaque au rayonnement, reste un phénomène complexe où les échelles caractéristiques d'espace et de temps s'étalent sur plus de trois ordres de grandeur : de la fs à la ps en temps, et du nm au μm en espace. L'outil privilégié pour l'analyse fine de tels systèmes physiques reste la simulation numérique multidimensionnelle qui permet d'étudier et de comprendre les processus qui se déroulent sur les différentes échelles : dynamique et chauffage électronique pour les échelles les plus courtes, et dynamique ionique, expansion hydrodynamique, refroidissement adiabatique des électrons pour les plus échelles les plus longues.

Les intensités laser disponibles aujourd'hui ($< 10^{21}$ W/cm^2) ne permettent d'observer expérimentalement que le mécanisme d'accélération par TNSA. Les techniques expérimentales améliorant le contraste, comme le double miroir plasma ou le XPW, offrent des conditions d'interaction où l'onde laser interagit avec une cible exempte de toutes perturbations. Ces techniques ont naturellement conduit à la génération d'harmoniques sur cible solide [Thaury 09] et à l'accélération de protons avec des cibles nanométriques [Ceccotti 07]. Dans le cas d'un contraste mal contrôlé, la pré-impulsion peut être responsable d'un chauffage prématuré du plasma, provoquant ainsi sa détente et modifiant les conditions d'interaction (jusqu'à la dégradation de l'énergie maximale des protons). Divers auteurs ont étudié numériquement l'effet d'un préplasma initialement présent lors de l'accéleration de protons [Andreev 06, Grismayer 06a], mais personne jusqu'alors ne s'était intéressé à l'influence de la durée d'impulsion, qui peut avoir des conséquences identiques.

Cette interrogation est d'autant plus légitime qu'expérimentalement, il est plus facile de modifier la durée d'impulsion que l'énergie qui est fixée par l'installation laser.

Nous nous sommes donc intéressés, lors de notre première étude numérique, à l'influence de la durée d'impulsion sur l'accélération de protons pour une énergie laser fixée. Les résultats obtenus vont à l'encontre de notre première intuition qui laisserait penser que l'énergie des protons doit être maximale pour l'intensité la plus élevée, i.e. la durée d'impulsion la plus courte. A travers cette étude, nous avons montré que l'énergie maximale des protons résulte d'un compromis entre trois paramètres importants qui sont des conséquences de l'allongement de la durée d'impulsion :

- l'adoucissement du gradient de densité en face avant qui favorise une meilleure absorption de l'énergie laser,
- la détente des protons de la face arrière qui au final écrante le champ accélérateur,
- le temps d'accélération.

Les deux premiers points modifient directement le dépendance du champ accélérateur : tant que le gradient de densité en face arrière l_{back} reste petit devant la longueur de Debye électronique, le champ électrique varie comme $\sqrt{n_h T_h}$. Dès que $l_{back} \gg \lambda_{De}$, i.e. pour les longues durées d'impulsion essentiellement, le champ électrique dépend de T_h/l_{back}. L'augmentation du temps d'accélération des protons avec la durée d'impulsion a pour principal effet de contrer les réductions, plus importantes, du champ électrique accélérateur. La combinaison de ces trois effets conduit à un maximum pour l'énergie des protons en fonction de la durée d'impulsion. Les résultats tirés de cette étude ont permis d'analyser une expérience réalisée au LOA en 2009 [Flacco 10], et qui a mis en évidence l'existence de ce maximum en fonction de la durée d'impulsion.

Dans l'étude de la première partie, les lois de variation du champ accélérateur ont été établies à partir du modèle fluide isotherme développé dans la référence [Mora 03]. Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à différents modèles théoriques décrivant le TNSA. Dans la deuxième partie, nous avons repris et complété l'approche développée par Passoni *et al.* [Passoni 08] en tenant compte de l'angle d'incidence à travers la transformation relativiste dite du "boost". L'approche que nous avons mise au point permet de déterminer de manière auto-consistante un ingrédient essentiel du modèle de Passoni qui est le potentiel généré par les électrons piégés. Pour la température, nous avons utilisé les deux expressions analytiques données par Wilks [Wilks 92] et Haines [Haines 09]. Cette approche n'est cependant valable que pour des conditions d'interaction où seuls les mécanismes de chauffage par le "vide" et pondéromoteur interviennent. Expérimentalement, cela correspond à des durées d'impulsion très courtes et à ultra-haut contraste (il ne doit pas y avoir d'absorption résonnante). L'étude numérique des variations de l'énergie des protons avec l'angle d'incidence a montré l'existence d'un angle limite pour lequel l'énergie cinétique est maximale. Au-delà, elle décroît. Nous avons essayé de rendre compte de cet effet dans notre description à partir de considérations géométriques. L'intérêt de mettre au point un tel modèle est d'établir

des lois d'échelle, i.e. anticiper à moindre frais en termes de calcul les énergies de particules que seront capables de produire les installations laser futures. A titre d'illustration, nous reprenons la Figure 6.11(a) présentant l'énergie cinétique en fonction de l'intensité pour les paramètres du laser LUIRE. D'après ce modèle,

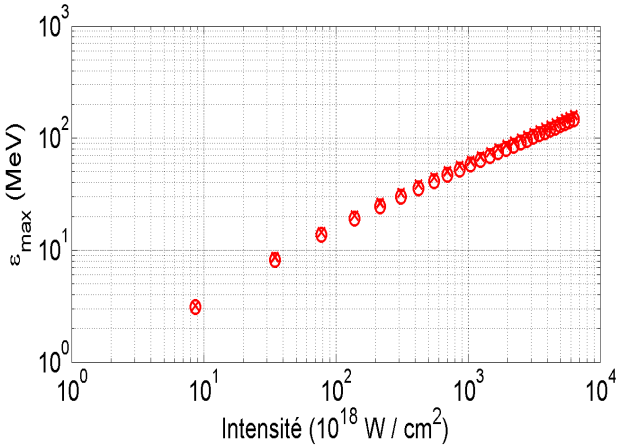


FIGURE 10.14 – *Energie maximale des protons calculée pour l'angle limite avec les paramètres du laser LUIRE en fonction de l'intensité en utilisant la température donnée par les modèles de Wilks (ronds) et de Haines (croix).*

l'énergie maximale varie comme $\sqrt{I}$. Cette dépendance avec l'intensité à été reportée dans plusieurs expériences, notamment dans les références [Maksimchuk 00] et [Sentoku 02]. Cette loi d'échelle permet d'établir que les énergies nécessaires à la protonthérapie ($\sim 150-200$ MeV) ne peuvent être atteintes, par le biais du TNSA, que pour des intensités supérieures à 6×10^{21} W/cm^2. Il est un point expérimental important que suggèrent les résultats des premières parties de ce manuscrit : la voie souvent choisie pour augmenter l'intensité est la réduction de la durée d'impulsion, limitant ainsi l'énergie laser dans la tache focale. Mais nous avons vu qu'un préplasma en face avant (en extrapolant à ultra-haute intensité les résultats du chapitre 4), produit par l'allongement de la durée d'impulsion par exemple, favorise un meilleur couplage de l'énergie laser au plasma, permettant ainsi l'obtention de protons plus énergétiques. Au final, utiliser de très courtes durées d'impulsion n'est peut-être pas la solution optimale en termes de gain d'énergie.

Une autre conclusion intéressante du chapitre 6 est la moindre dépendance avec l'angle d'incidence du laser quand l'intensité augmente. Pour les hautes intensités, l'énergie cinétique maximale des protons semble même ne plus évoluer avec l'angle d'incidence, avant de décroître pour des angles supérieurs à l'angle limite fixé par la durée d'impulsion du laser et la taille de la tache focale. Pour aller plus loin, le modèle de particules tests que nous avons développé, dans le but de déterminer de manière auto-consistante la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons pour s'échapper du système, peut servir, à l'image de l'étude menée dans la référence [Bauer 07], d'outil d'analyse rapide et à moindre frais de la dynamique électronique en champs imposés.

Avant d'en arriver à de telles énergies, il est possible d'utiliser les faisceaux produits avec des intensités moindres ($\sim 10^{18-20}$ W/cm^2), pour des applications

telles que la radiographie de plasmas, la production de radio-isotopes ou le chauffage isochore. Ce dernier point a fait l'objet de la dernière partie de ce manuscrit. Pour chauffer un échantillon à la densité solide et à des températures voisines de la dizaine d'eV, il faut être capable de limiter les protons à basses énergies. Ce constat nous a amenés à considérer une géométrie de cible telle que celle décrite dans la référence [Esirkepov 02] où un plot, de taille et de densité surfacique réduites, est déposé à l'arrière d'un substrat lourd. On parvient de la sorte à accélérer tous les protons jusqu'à introduire une coupure à basses énergies dans la fonction de distribution. Si cette énergie de coupure est supérieure à l'énergie qu'il faut à un proton pour traverser une certaine épaisseur de cible, le dépôt d'énergie est homogène. Dans le cas contraire, les particules déposent préférentiellement leur énergie dans le pic de Bragg à l'intérieur de la cible et le chauffage est inhomogène. Nous avons ensuite fait varier plusieurs paramètres pour comprendre comment les propriétés du plot et du substrat modifiaient le chauffage d'une cible secondaire. Après cette première étude, nous avons étudié le couplage entre les cibles courbes [Patel 03] et la géométrie du plot. Dans cette configuration particulière, on garde les aspects bénéfiques des deux idées, à savoir que l'on arrive à produire une coupure à basses énergies dans le spectre des protons, tout en focalisant leurs trajectoires. Nous avons aussi étudié dans quelles conditions, à l'image de l'optique, une cible courbe pouvait être achromatique.

Perspectives

La mise à disposition dans un futur proche de calculateurs petaflopiques [1] (projet européen PRACE, TGCC, CINES, TERA 100) et l'arrivée de nouvelle architecture (cartes graphiques accélératrices GPGPU) peuvent laisser penser à une profonde modification des codes de calculs actuels pour s'adapter à ces nouveaux outils de recherche. D'un point de vue expérimental, les progrès technologiques, notamment la mise au point de l'amplification paramétrique à dérive de fréquence [Ross 97], et la construction de lasers de très grandes puissances [2] (pétawatt et au-delà), permettent d'envisager le développement d'applications originales où la compréhension du caractère ultra-relativiste de l'interaction entre la lumière et la matière est une question d'un intérêt scientifique fondamentental (optique relativiste des plasmas, accélération électronique et ionique, génération d'harmoniques sur cible solide, électrodynamique quantique etc).

Dès lors, les perspectives liées à ce domaine d'activité sont nombreuses. Tout d'abord, la description de l'interaction laser-plasma va devenir plus fine, plus précise, plus complexe aussi. En effet, les ressources informatiques nécessaires pour traiter l'interaction laser-plasma avec des cibles surdenses ne permettent, la plupart du temps, que des simulations 2D. Même si l'accélération de protons reste un phénomène essentiellement 1D, le transfert d'énergie du laser vers les électrons et leur transport dans le plasma sont 3D, avec des conséquences importantes sur la génération des champs magnétiques en particulier. Les simulations 2D n'enlèvent rien à la généralité du problème, mais dans une approche tri-dimensionnelle, le champ électrique par exemple, décroît en $1/r^2$, et non plus en $1/r$ comme dans les simulations 2D. Les énergies que l'on mesurerait avec des simulations 3D seraient certainement plus proches des résultats expérimentaux. Ainsi, il sera possible de réaliser des simulations 3D réalistes (avec des densités réelles de l'ordre de 1000 fois la densité critique) dans des temps raisonnables.

Certaines équipes proposent déjà des algorithmes de calcul [Cohen 10] hybrides où le plasma est résolu grâce aux équations de Maxwell et à une méthode PIC pour des densités jusqu'à $100n_c$. Au-delà de ces densités, les équations de Maxwell sont résolues en tenant compte de certaines simplifications, par exemple en négligeant l'inertie du fond électronique et/ou le courant de déplacement, mais en tenant compte des collisions. Cette approche permet de décrire de manière précise, dans le cadre de l'allumage rapide pour la fusion, et avec des gains en temps de calcul, l'interaction du laser avec le plasma et le transport des électrons dans les

1. 10^{15} opérations/seconde.
2. Lasers LUIRE d'ici fin 2011 et APOLLON à l'horizon 2015.

parties denses. Cette méthode hybride trouverait des applications dans le cadre de l'accélération de protons.

Toutes ces avancées dans le domaine du calcul scientifique vont permettre une meilleure compréhension de ce mécanisme d'accélération, si simple en apparence, et pourtant si complexe quand on s'intéresse à la dynamique électronique qui constitue la pierre angulaire du TNSA. Cette thèse a été exclusivement consacrée à l'accélération de protons et à l'application des faisceaux produits au chauffage isochore. Au final, nous ne nous sommes intéressés dans le détail qu'à la dernière étape du processus de l'interaction laser-plasma. Les faisceaux d'électrons générés au cours de cette interaction sont à l'origine d'un champ magnétique quasi-statique de l'ordre de 10^4 T, soit 10^9 fois plus intense que le champ magnétique terrestre, et qui agit directement sur les sources qui lui ont donné naissance. Seulement sa durée de vie (de l'ordre de la durée d'impulsion) ne lui permet pas d'avoir une influence remarquable sur les protons. Par contre, la dynamique électronique s'en trouve modifiée [Lasinski 99, Pukhov 01, Borghesi 02].

Ensuite, l'absorption laser dépend sensiblement de la présence ou non d'un préplasma. Là encore, c'est la dynamique électronique, les oscillations de la surface (critique ou du plasma) et la dépendance spatiale des champs qui vont agir directement sur la quantité d'énergie laser qu'il est possible de coupler au plasma. L'arrivée des supercalculateurs et des espaces de stockage grandissant vont permettre une étude détaillée de l'ensemble de ces phénomènes. Au-delà de l'accélération de protons, c'est la génération d'harmoniques qui va pouvoir être étudiée dans le détail [Thaury 09]. Une piste intéressante ouverte par l'équipe du LOA est la corrélation qu'il peut exister entre l'énergie maximale des protons, la polarisation de l'onde laser, et la génération de l'harmonique à 2ω. Une étude préliminaire a été effectuée en polarisation p. Les polarisations intermédiaires entre s (où le champ électrique est orthogonal au plan d'incidence du laser) et p (où le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence du laser), requièrent des simulations 3D pour décrire correctement la polarisation du laser et la dynamique électronique associée. C'est un exemple d'étude qui nécessite de maîtriser parfaitement les conditions d'interaction, compte tenu de la sensibilité à de nombreux paramètres de l'émission d'harmoniques, et des ressources de calculs et de stockage importantes vu la fréquence à laquelle les diagnostics de champs doivent être effectués.

Enfin, sur l'utilisation des faisceaux de protons pour le chauffage isochore, nous avons montré l'utilité de coupler la géométrie du plot avec des cibles courbes. L'étude hydrodynamique que nous avons faite pourrait être améliorée en utilisant des codes multi-dimensionnels et un modèle à $T_e \neq T_i$!

Bibliographie

[Allen 04] Matthew Allen, Pravesh K. Patel, Andrew Mackinnon, Dwight Price, Scott Wilks & Edward Morse. *Direct Experimental Evidence of Back-Surface Ion Acceleration from Laser-Irradiated Gold Foils.* Phys. Rev. Lett., vol. 93, page 265004, 2004.

[Andreev 06] A. A. Andreev, R. Sonobe, S. Kawata, S. Miyazaki, K. Sakai, K. Miyauchi, T. Kikuchi, K. Platonov & K. Nemoto. *Effect of a laser prepulse on fast ion generation in the interaction of ultra-short intense laser pulses with a limited-mass foil target.* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 48, page 1605, 2006.

[Atzeni 99] S. Atzeni. *Inertial fusion fast ignitor : Igniting pulse parameter window vs the penetration depth of the heating particles and the density of the precompressed fuel.* Phys. Plasmas, vol. 6, pages 3316–3326, 1999.

[Audebert 02] P. Audebert, R. Shepherd, K. B. Fournier, O. Peyrusse, D. Price, R. Lee, P. Springer, J.-C. Gauthier & L. Klein. *Heating of Thin Foils with a Relativistic-Intensity Short-Pulse Laser.* Phys. Rev. Lett., vol. 89, page 265001, 2002.

[Babonneau 93] D. Babonneau, L. Bonnet, A. Decoster & X. Fortin. Rapport interne CEA/DAM, 1993.

[Baton 08] S. D. Baton, M. Koenig, J. Fuchs, A. Benuzzi-Mounaix, P. Guillou, B. Loupias, T. Vinci, L. Gremillet, C. Rousseaux, M. Drouin, E. Lefebvre, F. Dorchies, C. Fourment, J. J. Santos, D. Batani, A. Morace, R. Redaelli, M. Nakatsutsumi, R. Kodama, A. Nishida, N. Ozaki, T. Norimatsu, Y. Aglitskiy, S. Atzeni & A. Schiavi. *Inhibition of fast electron energy deposition due to preplasma filling of cone-attached targets.* Phys. Plasmas, vol. 15, page 042706, 2008.

[Bauer 95] D. Bauer, P. Mulser & W. H. Steeb. *Relativistic Ponderomotive Force, Uphill Acceleration, and Transition to Chaos.* Phys. Rev. Lett., vol. 75, pages 4622–4625, 1995.

[Bauer 07] D. Bauer & P. Mulser. *Vacuum heating versus skin layer absorption of intense femtosecond laser pulses.* Phys. Plasmas, vol. 14, page 023301, 2007.

[Bethe 72] H. A. Bethe & E. E. Saltpeter. Quantum mechanics of one- and two-electron atoms. Plenum and New York, 1972.

[Betti 05] S. Betti, F. Ceccherini, F. Cornolti & F. Pegoraro. *Expansion of a finite-size plasma in vacuum.* Plasma Phys. and Control. Fusion, vol. 47, page 521, 2005.

[Borghesi 02] M. Borghesi, D. H. Campbell, A. Schiavi, M. G. Haines, O. Willi, A. J. MacKinnon, P. Patel, L. A. Gizzi, M. Galimberti, R. J. Clarke, F. Pegoraro, H. Ruhl & S. Bulanov. *Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique.* Phys. Plasmas, vol. 9, page 2214, 2002.

[Bourdier 83] A. Bourdier. *Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects.* Phys. Fluids, vol. 26, pages 1804–1807, 1983.

[Bourdier 05] A. Bourdier & D. Patin. *Dynamics of a charged particle in a linearly polarized traveling wave.* Eur. Phys. J. D, vol. 32, pages 361–376, 2005.

[Brantov 06] A. V. Brantov, V. T. Tikhonchuk, O. Klimo, D. V. Romanov, S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, T. Sokollik & P. V. Nickles. *Quasi-mono-energetic ion acceleration from a homogeneous composite target by an intense laser pulse.* Phys. Plasmas, vol. 13, page 122705, 2006.

[Brunel 87] F. Brunel. *Not-so-resonant, resonant absorption.* Phys. Rev. Lett., vol. 59, pages 52–55, 1987.

[Brunel 88] F. Brunel. *Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses.* Phys. Fluids, vol. 31, pages 2714–2719, 1988.

[Bulanov 02] S. V. Bulanov & V. S. Khoroshkov. *Feasibility of Using Laser Ion Accelerators in Proton Therapy.* Plasma Phys. Rep., vol. 28, pages 453–456, 2002.

[Bulanov 10a] S. S. Bulanov, V. Yu. Bychenkov, V. Chvykov, G. Kalinchenko, D. W. Litzenberg, T. Matsuoka, A. G. R. Thomas, L. Willingale, V. Yanovsky, K. Krushelnick & A. Maksimchuk. *Generation of GeV protons from 1 PW laser interaction with near critical density targets.* Phys. Plasmas, vol. 17, page 043105, 2010.

[Bulanov 10b] S. V. Bulanov, E. Yu. Echkina, T. Zh. Esirkepov, I. N. Inovenkov, M. Kando, F. Pegoraro & G. Korn. *Unlimited energy gain in the laser-driven radiation pressure dominant acceleration of ions.* Phys. Plasmas, vol. 17, page 063102, 2010.

[Bychenkov 04] V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov, D. Batani, V. T. Tikhonchuk & S. G. Bochkarev. *Ion acceleration in expanding multispecies plasmas.* Phys. Plasmas, vol. 11, pages 3242–3250, 2004.

[Ceccotti 07] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. d'Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre & Ph. Martin. *Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 99, page 185002, 2007.

[Ceccotti 08] T. Ceccotti, A. Lévy, F. Réau, H. Popescu, P. Monot, E. Lefebvre & P. Martin. *TNSA in the ultra-high contrast regime.* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 50, page 124006, 2008.

[Chen 08] M. Chen, A. Pukhov, Z. M. Sheng & X. Q. Yan. *Laser mode effects on the ion acceleration during circularly polarized laser pulse interaction with foil targets.* Phys. Plasmas, vol. 15, page 113103, 2008.

[Chen 09] M. Chen, A. Pukhov, T. P. Yu & Z. M. Sheng. *Enhanced Collimated GeV Monoenergetic Ion Acceleration from a Shaped Foil Target Irradiated by a Circularly Polarized Laser Pulse.* Phys. Rev. Lett., vol. 103, page 024801, 2009.

[Clark 99] E.L. Clark, M. Zepf, F.N. Beg, M. Tatarakis, C. Escoda, M. Norrefeldt, A.E. Dangor, K. Krushelnick, R.J. Clarke, P.A. Norreys, I. Spencer, & K.W.D. Ledingham. Central Laser Facility RAL Annual Report 1999-2000 (CLRC, 2000, http ://www.clf.rl.ac.uk), 1999.

[Clark 00] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. Machacek, M. I. K. Santala, I. Watts, P. A. Norreys & A. E. Dangor. *Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids.* Phys. Rev. Lett., vol. 85, pages 1654–1657, 2000.

[Cohen 10] B.I. Cohen, A.J. Kemp & L. Divol. *Simulation of laser-plasma interactions and fast-electron transport in inhomogeneous plasma.* Journal of Computational Physics, vol. 229, pages 4591 – 4612, 2010.

[Combis 09] P. Combis, C. Blancard, G. Faussurier & C. Debonnel. Rapport interne CEA/DAM, 2009.

[Courtois 09] C. Courtois, A. Compant La Fontaine, O. Landoas, G. Lidove, V. Méot, P. Morel, R. Nuter, E. Lefebvre, A. Boscheron, J. Grenier, M. M. Aléonard, M. Gerbaux, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J. N. Scheurer & M. Tarisien. *Effect of*

plasma density scale length on the properties of bremsstrahlung x-ray sources created by picosecond laser pulses. Phys. Plasmas, vol. 16, page 013105, 2009.

[Cowan 04] 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 & N. Renard-LeGalloudec. *Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator.* Phys. Rev. Lett., vol. 92, page 204801, 2004.

[Crow 75] J. E. Crow, P. L. Auer & J. E. Allen. *The expansion of a plasma into a vacuum.* J. Plasma Physics, vol. 14, pages 65–76, 1975.

[Davies 04] J. R. Davies. *Alfvén limit in fast ignition.* Phys. Rev. E, vol. 69, page 065402, 2004.

[Davis 09] J. Davis & G. M. Petrov. *Generation of GeV ion bunches from high-intensity laser-target interactions.* Phys. Plasmas, vol. 16, page 023105, 2009.

[Davoine 09] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin, J. Faure & V. Malka. *Cold Optical Injection Producing Monoenergetic, Multi-GeV Electron Bunches.* Phys. Rev. Lett., vol. 102, page 065001, 2009.

[Denavit 79] J. Denavit. *Collisionless plasma expansion into a vacuum.* Phys. Fluids, vol. 22, pages 1384–1392, 1979.

[d'Humières 06] Emmanuel d'Humières. *Accélération de protons par interaction laser-plasma et applications.* PhD thesis, Thèse de l'Université Paris XI, 2006.

[Dromey 04] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf & P. Foster. *The plasma mirror - A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers.* Rev. Sci. Instrum., vol. 75, pages 645–649, 2004.

[Drouin 09] Mathieu Drouin. *Vers la simulation particulaire réaliste de l'interaction laser-plasma surcritique : schéma implicite avec amortissement ajustable et fonctions de forme d'ordre élevé.* PhD thesis, Thèse de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2009.

[Dyer 08] G. M. Dyer, A. C. Bernstein, B. I. Cho, J. Osterholz, W. Grigsby, A. Dalton, R. Shepherd, Y. Ping, H. Chen, K. Widmann & T. Ditmire. *Equation-of-State Measurement of Dense Plasmas Heated With Fast Protons.* Phys. Rev. Lett., vol. 101, page 015002, 2008.

[Eliezer 03] S. Eliezer. The interaction of high-power lasers with plasmas. Institute of Physics Publishing, 2003.

[Esirkepov 02] T. Zh. Esirkepov, S.V. Bulanov, K. Nishihara, T. Tajima, F. Pegoraro, V. S. Khoroshkov, K. Mima, H. Daido, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Nagai & S. Sakabe. *Proposed Double-Layer Target for the Generation of High-Quality Laser-Accelerated Ion Beams.* Phys. Rev. Lett., vol. 89, page 175003, 2002.

[Esirkepov 04] T. Zh. Esirkepov, M. Borghesi, S.V. Bulanov, G. Mourou & T. Tajima. *Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime.* Phys. Rev. Lett., vol. 92, page 175003, 2004.

[Faure 04] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy & V. Malka. *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams.* Nature, vol. 431, page 541, 2004.

[Faussurier 10] G. Faussurier, C. Blancard, P. Cossé & P. Renaudin. *Equation of state, transport coefficients, and stopping power of dense plasmas from the average-atom model self-consistent approach for astrophysical and laboratory plasmas.* Phys. Plasmas, vol. 17, page 052707, 2010.

[Fews 94] A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, P. Lee & S. J. Rose. *Plasma Ion Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets.* Phys. Rev. Lett., vol. 73, pages 1801–1804, 1994.

[Fill 01] Ernst E. Fill. *Relativistic electron beams in conducting solids and dense plasmas : Approximate analytical theory.* Phys. Plasmas, vol. 8, pages 1441–1444, 2001.

[Flacco 10] A. Flacco, F. Sylla, M. Veltcheva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani & V. Malka. *Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration.* Phys. Rev. E, vol. 81, page 036405, 2010.

[Freidberg 72] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse & L. I. Rudsinski. *Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets.* Phys. Rev. Lett., vol. 28, pages 795–799, 1972.

[Fritzler 03] S. Fritzler, V. Malka, G. Grillon, J. P. Rousseau, F. Burgy, E. Lefebvre, E. d'Humières, P. McKenna & K. W. D. Ledingham. *Proton beams generated with high-intensity lasers : Applications to medical isotope production.* Appl. Phys. Lett., vol. 83, pages 3039–3041, 2003.

[Fuchs 06] 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 & P. Audebert. *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase.* Nat. Phys., vol. 2, pages 48–54, 2006.

[Fuchs 07] J. Fuchs, Y. Sentoku, E. d'Humières, T. E. Cowan, 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, S. Karsch, H. Popescu, N. Renard-LeGalloudec, M. Roth, J. Schreiber, R. Stephens & H. Pépin. *Comparative spectra and efficiencies of ions laser-accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils.* Phys. Plasmas, vol. 14, page 053105, 2007.

[Gibbon 96] P. Gibbon & E. Förster. *Short-pulse laser - plasma interactions.* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 38, page 769, 1996.

[Gitomer 86] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart & R. Kristal. *Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction.* Phys. Fluids, vol. 29, pages 2679–2688, 1986.

[Goldston 95] R. J. Goldston & P. H. Rutherford. Introduction to plasma physics. Institute of Physics Publishing, 1995.

[Grismayer 06a] T. Grismayer & P. Mora. *Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum.* Phys. Plasmas, vol. 13, page 032103, 2006.

[Grismayer 06b] Thomas Grismayer. *Étude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma crée par laser : accélération d'ions à haute énergie.* PhD thesis, Thèse de l'École Polytechnique, 2006.

[Grismayer 08] T. Grismayer, P. Mora, J. C. Adam & A. Héron. *Electron kinetic effects in plasma expansion and ion acceleration.* Phys. Rev. E, vol. 77, page 066407, 2008.

[Guérin 95] S. Guérin, G. Laval, P. Mora, J. C. Adam, A. Héron & A. Bendib. *Modulational and Raman instabilities in the relativistic regime.* Phys. Plasmas, vol. 2, pages 2807–2814, 1995.

[Haines 09] M. G. Haines, M. S. Wei, F. N. Beg & R. B. Stephens. *Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition.* Phys. Rev. Lett., vol. 102, page 045008, 2009.

[Hatchett 00] 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 & K. Yasuike. *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets.* Phys. Plasmas, vol. 7, pages 2076–2082, 2000.

[Hegelich 02] 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 & M. Roth. *MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils.* Phys. Rev. Lett., vol. 89, page 085002, 2002.

[Hegelich 06] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze & J. C. Fernández. *Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams.* Nature, vol. 439, pages 441–444, 2006.

[Holkundkar 08] Amol R. Holkundkar & N. K. Gupta. *Effect of initial plasma density on laser induced ion acceleration.* Phys. Plasmas, vol. 15, page 123104, 2008.

[Jackson 99] John David Jackson. Classical electrodynamics, third edition. John Wiley & Sons, Inc, 1999.

[Jullien 05] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, L. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Auge-Rochereau, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski & S. M. Saltiel. 10^{-10} *temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation.* Opt. Lett., vol. 30, pages 920–922, 2005.

[Kaluza 04] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn & K. J. Witte. *Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments.* Phys. Rev. Lett., vol. 93, page 045003, 2004.

[Kemp 09] A. J. Kemp, Y. Sentoku & M. Tabak. *Hot-electron energy coupling in ultraintense laser-matter interaction.* Phys. Rev. E, vol. 79, page 066406, 2009.

[Kishimoto 83] Y. Kishimoto, K. Mima, T. Watanabe & K. Nishikawa. *Analysis of fast-ion velocity distributions in laser plasmas with a truncated Maxwellian velocity distribution of hot electrons.* Phys. Fluids, vol. 26, pages 2308–2315, 1983.

[Kodama 01] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka & M. Zepf. *Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition.* Nature, page 798, 2001.

[Kruer 88] W. L. Kruer. The physics of laser plasma interactions. Addison-Weslay, New-York, 1988.

[Landau 62] L. D. Landau & E. M. Lifshitz. Classical theory of fields. Addison-Wesley, 1962.

[Lasinski 99] B. F. Lasinski, A. B. Langdon, S. P. Hatchett, M. H. Key & M. Tabak. *Particle-in-cell simulations of ultra intense laser pulses propagating through overdense plasma for fast-ignitor and radiography applications.* Phys. Plasmas, vol. 6, pages 2041–2047, 1999.

[Ledingham 04] K. W. D. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, S. Shimizu, J. M. Yang, L. Robson, J. Zweit, J. M. Gillies, J. Bailey, G. N. Chimon, R. J. Clarke, D. Neely, P. A. Norreys, J. L. Collier, R. P. Singhal, M. S. Wei, S. P. D. Mangles, P. Nilson, K. Krushelnick & M. Zepf. *High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography.* J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 37, page 2341, 2004.

[Leemans 06] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder & S. M. Hooker. *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator.* Nat. Phys., vol. 2, page 696, 2006.

[Lefebvre 95] E. Lefebvre & G. Bonnaud. *Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse.* Phys. Rev. Lett., vol. 74, pages 2002–2005, 1995.

[Lefebvre 96] Erik Lefebvre. *Mécanismes d'émission et d'absorption dans l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique.* PhD thesis, Thèse de l'Université Paris XI, 1996.

[Lefebvre 97] E. Lefebvre & G. Bonnaud. *Nonlinear electron heating in ultrahigh intensity laser plasma interaction.* Phys. Rev. E, vol. 55, page 1011, 1997.

[Lefebvre 03] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.-M. Aléonard, J.-F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Méot, P. Morel, M. Rabec Le Gloahec, A. Rouyer, Ch. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Audebert & C. Rousseaux. *Electron and photon production from relativistic laser plasma interactions.* Nucl. Fusion, vol. 43, pages 629–633, 2003.

[Lévy 07] Anna Lévy, Tiberio Ceccotti, Pascal d'Oliveira, Fabrice Réau, Michel Perdrix, Fabien Quéré, Pascal Monot, Michel Bougeard, Hervé Lagadec, Philippe Martin, Jean-Paul Geindre & Patrick Audebert. *Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses.* Opt. Lett., vol. 32, pages 310–312, 2007.

[Lévy 09] A. Lévy, F. Dorchies, M. Harmand, C. Fourment, S. Hulin, O. Peyrusse, J.J. Santos, P. Antici, P. Audebert, J. Fuchs, L. Lancia, A. Mancic, M. Nakatsutsumi, S. Mazevet, V. Recoules, P. Renaudin & S. Fourmaux. *X-ray absorption for the study of warm dense matter.* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 51, page 124021, 2009.

[Lindhard 63] J. Lindhard, M. Scharff & Kgl. H. E. Schiøtt. Mat. Fys. Medd., vol. 33, 1963.

[Linlor 63] William I. Linlor. *Ion energies produced by laser giant pulse.* Appl. Phys. Lett., vol. 3, pages 210–211, 1963.

[Lomonosov 94] I.V. Lomonosov, A.V. Bushman & V.E. Fortov. *Wide-range multi-phase equation of state of metals.* In AIP Conference Proceedings, numéro 309, pages 121–124, 1994.

[Mackinnon 02] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D.W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely & R. R. Freeman. *Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 88, page 215006, 2002.

[Maine 88] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot & G. Mourou. *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification.* IEEE J. Quant. Electron., vol. 24, pages 398–403, 1988.

[Mainfray 91] G. Mainfray & G. Manus. *Multiphoton ionization of atoms.* Reports on Progress in Physics, vol. 54, page 1333, 1991.

[Maksimchuk 00] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter & V. Yu. Bychenkov. *Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser.* Phys. Rev. Lett., vol. 84, pages 4108–4111, 2000.

[Malka 96] G. Malka & J. L. Miquel. *Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target.* Phys. Rev. Lett., vol. 77, pages 75–78, 1996.

[Malka 04] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d'Humières, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albaret, S. Meyroneinc, J.-P. Chambaret, A. Antonetti & D. Hulin. *Practicability of protontherapy using compact laser systems.* Medical Physics, vol. 31, pages 1587–1592, 2004.

[Mancic 10] A. Mancic, J. Robiche, P. Antici, P. Audebert, C. Blancard, P. Combis, F. Dorchies, G. Faussurier, S. Fourmaux, M. Harmand, R. Kodama, L. Lancia, S. Mazevet, M. Nakatsutsumi, O. Peyrusse, V. Recoules, P. Renaudin, R. Shepherd & J. Fuchs. *Isochoric heating of solids by laser-accelerated protons : Experimental characterization and self-consistent hydrodynamic modeling.* High Energy Density Physics, vol. 6, pages 21 – 28, 2010.

[McKenna 02] P. McKenna, K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCany, R. P. Singhal, C. Ziener, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, D. Neely, A. J. Langley,

R. J. Clarke, P. A. Norreys, K. Krushelnick & E. L. Clark. *Characterization of multiterawatt laser-solid interactions for proton acceleration.* Rev. Sci. Instrum., vol. 73, 2002.

[Mehlhorn 81] Thomas A. Mehlhorn. *A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets.* J. Appl. Phys., vol. 52, pages 6522–6532, 1981.

[Modena 95] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely & F. N. Walsh. *Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves.* Nature, vol. 377, page 606, 1995.

[Mora 03] P. Mora. *Plasma Expansion into a Vacuum.* Phys. Rev. Lett., vol. 90, page 185002, 2003.

[Mora 05] P. Mora. *Thin-foil expansion into a vacuum.* Phys. Rev. E, vol. 72, page 056401, 2005.

[More 88] R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young & G. B. Zimmerman. *A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter.* Phys. Fluids, vol. 31, pages 3059–3078, 1988.

[Mourou 06] G. A. Mourou. *Optics in the relativistic regime.* Rev. Mod. Phys, vol. 78, 2006.

[Neely 06] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlström & P. McKenna. *Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses.* Appl. Phys. Lett., vol. 89, page 021502, 2006.

[Nemoto 01] K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee, K. Flippo, G. Mourou, D. Umstadter & V. Yu. Bychenkov. *Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production.* Appl. Phys. Lett, vol. 78, page 595, 2001.

[Norreys 00] P. A. Norreys, R. Allott, R. J. Clarke, J. Collier, D. Neely, S. J. Rose, M. Zepf, M. Santala, A. R. Bell, K. Krushelnick, A. E. Dangor, N. C. Woolsey, R. G. Evans, H. Habara, T. Norimatsu & R. Kodama. *Experimental studies of the advanced fast ignitor scheme.* Phys. Plasmas, vol. 7, pages 3721–3726, 2000.

[Nuter 08] R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco & V. Malka. *Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction.* J. Appl. Phys., vol. 104, page 103307, 2008.

[Passoni 04] M. Passoni, V. T. Tikhonchuk, M. Lontano & V. Yu. Bychenkov. *Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution.* Phys. Rev. E, vol. 69, page 026411, 2004.

[Passoni 08] M. Passoni & M. Lontano. *Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation.* Phys. Rev. Lett., vol. 101, page 115001, 2008.

[Patel 03] 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 & R. Stephens. *Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam.* Phys. Rev. Lett., vol. 91, page 125004, 2003.

[Pearlman 78] J. S. Pearlman & R. L. Morse. *Maximum Expansion Velocities of Laser-Produced Plasmas.* Phys. Rev. Lett., vol. 40, pages 1652–1655, 1978.

[Pukhov 01] A. Pukhov. *Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser.* Phys. Rev. Lett., vol. 86, pages 3562–3565, 2001.

[Pukhov 03] A. Pukhov. *Strong field interaction of laser radiation.* Reports on Progress in Physics, vol. 66, pages 47–101, 2003.

[Qiao 09] B. Qiao, M. Zepf, M. Borghesi & M. Geissler. *Stable GeV Ion-Beam Acceleration from Thin Foils by Circularly Polarized Laser Pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 102, page 145002, 2009.

[Rinker 85] George A. Rinker. *Electrical conductivity of a strongly coupled plasma.* Phys. Rev. B, vol. 31, pages 4207–4219, 1985.

[Robson 07] L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke, K. W. D. Ledingham, O. Lundh F. Lindau, T. McCanny, P. Mora, D. Neely, C.-G. Walhstrom, M. Zepf & P. McKenna. *Scaling of proton acceleration driven by petawatt laser plasma interactions.* Nat. Phys., vol. 3, pages 58–62, 2007.

[Ross 97] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley & J. L. Collier. *The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers.* Opt. Comm., vol. 144, pages 125 – 133, 1997.

[Roth 01] 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 & H. Powell. *Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams.* Phys. Rev. Lett., vol. 86, pages 436–439, 2001.

[Rozmus 96] W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk & R. Cauble. *A model of ultrashort laser pulse absorption in solid targets.* Phys. Plasmas, vol. 3, pages 360–367, 1996.

[Rykovanov 08] S. G. Rykovanov, J. Schreiber, J. Meyer ter Vehn, C. Bellei, A. Henig, H. C. Wu & M. Geissler. *Ion acceleration with ultra-thin foils using elliptically polarized laser pulses.* New Journal of Physics, vol. 10, page 113005, 2008.

[Schmitt 98] Andrew J. Schmitt & Bedros B. Afeyan. *Time-dependent filamentation and stimulated Brillouin forward scattering in inertial confinement fusion plasmas.* Phys. Plasmas, vol. 5, pages 503–517, 1998.

[Schnürer 07] M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, P. V. Nickles & A. A. Andreev. *Influence of target system on the charge state, number, and spectral shape of ion beams accelerated by femtosecond high-intensity laser pulses.* Phys. Plasmas, vol. 14, page 033101, 2007.

[Schreiber 06] 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, & D. Habs. *Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 97, page 045005, 2006.

[Schwoerer 06] H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jackel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham & T. Esirkepov. *Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from, microstructured targets.* Nature, vol. 439, pages 445–448, 2006.

[Sentoku 02] Y. Sentoku, V.Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Mima, G. Mourou, Z.M. Sheng & D. Umstadter. *High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma.* Appl. Phys. B : Lasers Opt., vol. 74, pages 207–215, 2002.

[Sentoku 04] Y. Sentoku, K. Mima, H. Ruhl, Y. Toyama, R. Kodama & T. E. Cowan. *Laser light and hot electron micro focusing using a conical target.* Phys. Plasmas, vol. 11, pages 3083–3087, 2004.

[Silin 65] V. P. Silin. *Nonlinear high-frequency plasma conductivity.* Sov. Phys. JETP, vol. 20, page 1510, 1965.

[Silva 04] L. O. Silva, M. Marti, J. R. Davies, R. A. Fonseca, C. Ren, F. S. Tsung & W. B. Mori. *Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions.* Phys. Rev. Lett., vol. 92, page 015002, 2004.

[Snavely 00] 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 & E. M. Campbell. *Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids.* Phys. Rev. Lett., vol. 85, pages 2945–2948, 2000.

[Snavely 07] R. A. Snavely, B. Zhang, K. Akli, Z. Chen, R. R. Freeman, P. Gu, S. P. Hatchett, D. Hey, J. Hill, M. H. Key, Y. Izawa, J. King, Y. Kitagawa, R. Kodama, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, A. Lei, A. J. MacKinnon, P. Patel, R. Stephens, M. Tampo, K. A. Tanaka, R. Town, Y. Toyama, T. Tsutsumi, S. C. Wilks, T. Yabuuchi & J. Zheng. *Laser generated proton beam focusing and high temperature isochoric heating of solid matter.* Phys. Plasmas, vol. 14, page 092703, 2007.

[Startsev 97] E. A. Startsev & C. J. McKinstrie. *Multiple scale derivation of the relativistic ponderomotive force.* Phys. Rev. E, vol. 55, pages 7527–7535, 1997.

[Strickland 85] D. Strickland & G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses.* Opt. Comm., vol. 56, 1985.

[Tabak 94] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry & R. J. Mason. *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers.* Phys. Plasmas, vol. 1, pages 1626–1634, 1994.

[Ter-Avetisyan 09] S. Ter-Avetisyan, M. Borghesi, M. Schnürer, P. V. Nickles, W. Sandner, A. A. Andreev, T. Nakamura & K. Mima. *Characterization and control of ion sources from ultra-short high-intensity laser-foil interaction.* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 51, page 124046, 2009.

[Thaury 09] Cédric Thaury. *Génération d'harmoniques d'ordres élevés sur miroir plasma.* PhD thesis, Thèse de l'Université Paris XI, 2009.

[Toupin 99] Catherine Toupin. *Interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec un plasma dense : chauffage et transport électronique et ionique.* PhD thesis, Thèse de l'Université Paris XI, 1999.

[Varentsov 07] D. Varentsov, V. Ya. Ternovoi, M. Kulish, D. Fernengel, A. Fertman, A. Hug, J. Menzel, P. Ni, D. N. Nikolaev, N. Shilkin, V. Turtikov, S. Udrea, V. E. Fortov, A. A. Golubev, V. K. Gryaznov, D. H. H. Hoffmann, V. Kim, I. V. Lomonosov, V. Mintsev, B. Yu. Sharkov, A. Shutov, P. Spiller, N. A. Tahir & H. Wahl. *High-energy-density physics experiments with intense heavy ion beams.* Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, vol. 577, pages 262 – 266, 2007.

[Weichsel 08] J. Weichsel, T. Fuchs, E. Lefebvre, E. d'Humières & U. Oelfke. *Spectral features of laser-accelerated protons for radiotherapy applications.* Phys. Med. Biol., vol. 53, page 4383, 2008.

[Widner 71] M. Widner, I. Alexeff & W. D. Jones. *Plasma Expansion into a Vacuum.* Phys. Fluids, vol. 14, pages 795–796, 1971.

[Wilks 92] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak & A. B. Langdon. *Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 69, page 1383, 1992.

[Wilks 97] S. C. Wilks & W. L. Kruer. *Absorption of Ultrashort, Ultra-Intense Laser Light by Solids and Overdense Plasmas.* IEEE J. Quant. Electron., vol. 33, page 1954, 1997.

[Yan 10] X. Yan, T. Tajima, M. Hegelich, L. Yin & D. Habs. *Theory of laser ion acceleration from a foil target of nanometer thickness.* Appl. Phys. B : Las. Opt., vol. 98, pages 711–721, 2010.

[Yang 95] T.-Y. Brian Yang, William L. Kruer, Richard M. More & A. Bruce Langdon. *Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung.* Phys. Plasmas, vol. 2, pages 3146–3154, 1995.

[Yang 04] J. M. Yang, P. McKenna, K. W. D. Ledingham, T. McCanny, L. Robson, S. Shimizu, R. P. Singhal, M. S. Wei, K. Krushelnick, R. J. Clarke, D. Neely & P. A. Norreys. *Neutron production by fast protons from ultraintense laser-plasma interactions.* J. Appl. Physics, vol. 96, pages 6912–6918, 2004.

[Yin 06] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich & J. C. Fernàndez. *GeV laser ion acceleration from ultrathin targets : The laser break-out afterburner.* Las. Part. Beams, vol. 24, pages 291–298, 2006.

[Ziegler 99] J. F. Ziegler. *Stopping of energetic light ions in elemental matter.* J. Appl. Phys., vol. 85, pages 1249–1272, 1999.

Version finale achevée d'imprimer le 8 Mars 2011 au Commissariat à l'Énergie Atomique
et aux Énergies Alternatives
Direction des Applications Militaires - Centre de Bruyères-le-Châtel

Accélération de protons par laser à ultra-haute intensité : étude et application au chauffage isochore

L'interaction d'impulsions lasers brèves et intenses avec un plasma est une source intéressante d'ions énergétiques. Les travaux effectués au cours de cette thèse s'articulent autour de deux grandes thématiques : la production de protons par laser, et leur utilisation pour le chauffage isochore, avec, pour principal outil d'étude, la simulation à l'aide de codes numériques (cinétique particulaire et hydrodynamique). Dans un premier temps, nous avons étudié le comportement de l'énergie cinétique maximale des protons qu'il est possible d'accélérer avec le mécanisme du Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), en régime sub-ps, en fonction de différents paramètres, notamment de la durée d'impulsion laser. Nous avons montré que l'allongement de la durée d'impulsion, à énergie laser constante, est responsable du préchauffage et de la détente du plasma avant l'arrivé du pic d'intensité. Les gradients de densité ainsi produits (face avant et face arrière) peuvent favoriser, ou au contraire pénaliser, le gain en énergie cinétique des protons. Les résultats obtenus ont servi à l'interprétation d'une étude expérimentale réalisée au Laboratoire d'Optique Appliquée. Nos efforts se sont ensuite concentrés sur l'élaboration d'un modèle semi-analytique rendant compte de l'énergie cinétique maximale des protons accélérés par le biais du TNSA. Ce modèle permet de retrouver l'ordre de grandeur des intensités nécessaires, de l'ordre de 6×10^{21} W/cm^2, pour atteindre des énergies de proton supérieures à 150 MeV avec des impulsions laser de quelques joules et plusieurs dizaines de fs. Dans la dernière partie de cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'utilisation de ces faisceaux de protons pour le chauffage isochore. Nous avons caractérisé, dans un premier temps, les fonctions de distribution produites par des cibles composées d'un substrat lourd ($A \gg 1$) sur la face arrière duquel est déposé un plot d'hydrogène (schéma d'Esirkepov). Ensuite, à partir de simulations hydrodynamiques, nous avons étudié le temps caractéristique de détente de la cible chauffée en modifiant des paramètres tels que la distance à la source de protons, l'intensité et la tache focale du laser, et la densité surfacique du plot. Nous avons enfin étendu cette étude aux cibles cylindriques, et nous avons montré qu'il est possible de réduire les effets liés à la divergence naturelle du faisceau de protons, et ainsi d'obtenir des températures plus élevées.

Mots-clés : Interaction laser-plasma - Ultra-haute intensité - Codes particulaires - Target Normal Sheath Acceleration - Chauffage isochore - Cibles cylindriques.