RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ DE MÉDÉA

FACULTÉ DES SCIENCES

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de **Master**

En physique

Spécialité : Physique Théorique

Par :

BOULESNAM Nour el Houda

ADJAIMI Ahmed

Thème :

Étude de l'accélération Ionique dans

L'interaction Laser-Matière

Soutenue publiquement le : 10/09/2020, Devant le jury composé de :

KOUADIK Smain	Grade : Pr	Etablissement	Président
DEKAR Liès	Grade : MCA	Etablissement	Examinateur
CHEROUD Athman	Grade : MCB	Etablissement	Examinateur
ZITOUNI Hannachi	Grade : MCA	Etablissement	Encadreur
HOUATIS Djamel	Grade : MCB	Etablissement	Co-encadreur

Année universitaire 2019-2020

Résumé

Les innovations continues et rapides des lasers ultra-intenses ont ouvert la voie scientifique pour explorer une nouvelle physique fondamentale avec un riche potentiel d'applications et un grand d'intérêt par ses nombreux usages dans le domaine industriel. Agissant à des intensités lumineuses supérieures à 10^{18} W/cm^2, ces lasers ultra-intenses ont ainsi donné accès à l'expansion d'un plasma vers le vide associé à l'accélération des ions. Notre mémoire est composé de trois chapitres. Le premier chapitre traite des généralités sur le plasma qui est le quatrième état de la matière. On y donne les importantes propriétés du plasma à savoir les paramètres d'ionisation, de couplages, de quasi-neutralité, d'oscillation plasma et d'écrantage de Debye.

Dans le second chapitre nous abordons l'interaction d'un rayon laser très intense et pulsé de courte durée avec le plasma. Nous évoquons la production de faisceaux d'ions de haute énergie par des accélérateurs conventionnels puis par laser pulsé. On y présente le mécanisme de l'absorption du rayon laser dans le plasma, et on passe en revue les différents processus d'absorption : par résonance, de Brunnel et relativiste « j × B ». A la fin du chapitre nous présentons les différents mécanismes d'accélération par laser qui sont : TNSA, RPA et BOA.

Dans le dernier chapitre, nous étudions l'expansion du plasma par le mécanisme TNSA dans le régime relativiste et non relativiste. Dans ce contexte, on considère deux approches à savoir le modèle fluide de Mora et le modèle quasi-statique de Passoni-Lontano. Par cette étude, nous arrivons aux expressions du champ électrique accélérateur des ions au-delà de la face arrière de la cible solide et mince. On obtient aussi, la densité des ions, le potentiel électrique, et l'énergie cinétique des ions. A la fin on donne l'ordre de grandeur de l'énergie maximale que peut atteindre les ions accélérés suivant les paramètres adoptés comme l'intensité du laser, la durée de la pulsion, la longueur d'onde, l'épaisseur de la cible etc.

Mots clés : interaction laser-plasma, expansion d'un plasma vers le vide, accélération d'ions, ultra-énergie, ultra-court, ultra-mince, impulsion, propagation, force pondéromotrice, absorption.

Abstract

The continuous and rapid innovations of ultra-intense lasers opened the scientific road to explore a new fundamental physics with potential rich in applications and great interest by its many uses in the industrial field, annoying at light intensities higher than 10^{18} W/cm^2 thus gave access to the expansion of a plasma towards the vacuum associated with the acceleration of ions. Our memory is composed of three chapters, where we will give in the first chapter generalities on the plasma which is the fourth state of matter. The important properties of the plasma are given, namely the ionization parameters, couplings, quasi-neutrality, plasma oscillation and Debye screening.

In the second chapter we will talk about the interaction of the very intense and short-lived pulsed laser beam with the plasma. We will discuss the production of high energy ion beams by conventional accelerators and then by pulsed laser. We will present the absorption of the laser beam in the plasma and the different absorption processes, namely resonance absorption, Brunnel absorption and the relativistic absorption "j × B". At the end of the chapter we will present the different laser acceleration mechanisms which are: TNSA, RPA and BOA.

In the last chapter, we study the expansion of plasma by the TNSA mechanism in the relativistic and non-relativistic regime. In this context, we consider two models, namely the fluid Mora model and the quasi-static Passoni-Lontano model. By this study, we will arrive at the expressions of the ion accelerating electric field beyond the rear face of the solid and thin target. We also get the ion density, the electric potential, the kinetic energy of the ions. At the end we give the order of magnitude of the maximum energy that the accelerated ions can reach according to the adopted parameters like the intensity of the laser, the duration of the pulse, the wavelength, the thickness of the target. etc.

Keywords: laser-plasma interaction, expansion of a plasma towards vacuum, ion acceleration, ultra-energy, ultra-short, ultra-thin, pulse, propagation, pondéromotive force, absorption

ملخص

فتحت الابتكارات المستمرة والسريعة من أشعة الليزر الشديدة للغاية الطريق العلمي لاستكشاف فيزياء أساسية جديدة ذات إمكانات غنية بالتطبيقات واهتمام كبير من خلال الاستخدامات العديدة في المجال الصناعي، مزعجة بكثافة الضوء أعلى من 10^{18} W/cm^2 منح بالتالي الوصول لتوسيع البلازما نحو الفراغ المرتبط بتسارع الأيونات. تتكون ذاكرتنا من ثلاثة فصول ، حيث سنقدم في الفصل الأول عموميات عن البلازما وهي الحالة الرابعة للمادة. يتم إعطاء الخصائص الهامة للبلازما ، وهي المعالم ، والتأين ، والاقتران ، وشبه الحياد ، وتذبذب البلازما ، وفحص ديباي.

في الفصل الثاني سنتحدث عن تفاعل شعاع الليزر النبضي المكثف والقصير العمر مع البلازما. سنناقش إنتاج أشعة أيون عالية الطاقة عن طريق المسرعات التقليدية ثم بالليزر النبضي. سوف نقدم امتصاص شعاع الليزر في البلازما وعمليات الامتصاص المختلفة ، وهي امتصاص الرنين وامتصاص برونيل وامتصاص النسبية "$j \times B$". في نهاية الفصل سوف نقدم آليات تسريع الليزر المختلفة وهي: TNSA و RPA و BOA.

في الفصل الأخير، سندرس توسيع البلازما بواسطة آلية TNSA في النظام النسبي وغير النسبي. في هذا السياق، نأخذ بعين الاعتبار نموذجين، هما نموذج مورا المائع ونموذج Passoni-Lontano شبه الساكن. من خلال هذه الدراسة، سنصل إلى تعابير المجال الكهربائي المتسارع الأيوني خارج الوجه الخلفي للهدف الصلب والرقيق. نحصل أيضًا على كثافة الأيونات، والقدرة الكهربية، والطاقة الحركية للأيونات. في النهاية، سنعطي ترتيب حجم الطاقة القصوى التي يمكن للأيونات المتسارعة الوصول إليها وفقًا للمعايير المعتمدة مثل شدة الليزر، ومدة النبض، وطول الموجة، وسمك الهدف. إلخ

الكلمات المفتاحية: تفاعل الليزر والبلازما، وتمدد البلازما نحو الفراغ، وتسارع الأيونات، والطاقة الفائقة، وقصر النحافة، والرقيقة للغاية، والنبض، والانتشار، والقوة التفكيرية، والامتصاص.

Remerciements

Tout d’abord, merci à Allah et à tous ceux qui nous ont aidé durant toute notre formation depuis l’école primaire jusqu’aux derniers jours à l’université. Le travail présenté dans ce mémoire de master est le fruit d'une étroite collaboration avec notre enseignant Dr. ZITOUNI Hannachi qui était à la fois notre collègue et notre superviseur, nous le remercions avec une reconnaissance particulière pour la qualité exceptionnelle de sa formation, de son soutien inconditionnel et de ses conseils toujours éclairés. Ce fut un plaisir de travailler avec lui pendant ce semestre. Nous tenons à remercier ainsi notre co-encadreur Dr. HOUATIS Djamel pour ces efforts à améliorer beaucoup ce mémoire. Nous aimerions également remercier le recteur de l'université, le doyen de notre faculté et tout le personnel administratif. Nous remercions ceux qui ont accepté d'être membres du jury de notre projet de fin d’étude, le président Pr. KOUADIK Smain et les docteurs DEKAR liès et BOUKAOUD Abdelali, qui ont eu la gentillesse d'être examinateurs dans ces conditions de confinement du COVID-19. Nous voudrions également remercier tous nos enseignants de licence et de master physique théorique.

Enfin, nous remercions nos familles pour leur soutien constant et leur enthousiasme spontané pour nos aspirations professionnelles, en particulier nos parents, qui nous ont amené ici. Nous n'oublions pas non plus nos amis et tous ceux qui nous ont soutenu, un merci tout spécial à la totalité des étudiants en master de l'université, en particulier aux étudiants en physique théorique et physique des matériaux avec qui nous sommes resté et qui ont partagé cette aventure avec nous pendant cinq ans.

Table des matières

Résumé ii

Abstract iii

ملخص iv

Remerciements v

Table des matières vi

Liste des acronymes viii

Liste des figures ix

Introduction 1

Objectifs 1

Méthodologie 2

Chapitre 1 Généralités sur les plasmas 3

1.1 Introduction 3

1.2 Quelques propriétés 3

1.2.1 Paramètre d'ionisation 4

1.2.2 Paramètre de couplage : 4

1.2.3 Paramètre de quasi-neutralité : 5

1.2.4 Les oscillations plasma 5

1.2.5 Ecrantage de Debye 6

1.3 Différents modèles théoriques pour l'étude des plasmas 6

1.3.1 Modèle ou théorie cinétique 6

1.3.2 Modèle fluide 9

1.3.3 Modèle fluide Magnétohydrodynamique (MHD) 10

Chapitre 2 Physique de l'interaction laser-plasma 11

2.1 Introduction 11
2.2 La production de faisceaux d'ions de haute énergie 12
2.2.1 Utilité et propriétés des faisceaux d'ions 12
2.2.2 Accélérateurs conventionnels 13
2.2.3 Accélération d'ions par laser 14
2.3 Force pondéromotrice 15
2.4 Absorption de l'onde laser dans le plasma 15
2.4.1 Définition du champ laser 15
2.4.2 L'absorption par résonance 16
2.4.3 Absorption de Brunnel 17
2.4.4 Absorption relativiste dû au j x B 17
2.5 Accélération TNSA 17
2.6 Accélération RPA 20
2.7 Accélération BOA (Break-Out Afterburner) 21
Chapitre 3 Étude de l'expansion du plasma dans le vide 23
3.1 Introduction 23
3.2 Modèle de Mora 23
3.2.1 Champ électrique et potentiel électrostatique 25
3.2.2 Spectre d'énergie et énergie maximale 32
3.3 Modèle de Passoni-Lontano 32
3.3.1 Approche relativiste 32
3.3.2 Approche non-relativiste 38
3.4 Conclusion 41
Conclusion générale 41
Bibliographie 43

Liste des acronymes

TNSA	Target Normal Sheath Acceleration
CPA	Chirped Pulse Amplification
PIC	Particle In Cell
RPA	Radiation Pressure Acceleration
BOA	Break-Out Acceleration
MHD	MagnétoHydroDynamique
RF	Radio Fréquence

Liste des figures

Figure 1: Dose relative déposée dans l'eau en fonction de la position *x*. 13
Figure 2: Une fine feuille d'une épaisseur d = 5-50 μm est irradiée par une impulsion laser. 18
Figure 3–BOA accélération 22
Figure 4: Plasma avant expansion c'est à dire à *t*=0 (Crow, Auer, et Allen 1975). 24
Figure 5: Variation de la densité électrique à l'intant *t*=0 en fonction de la distance *x* >0. 26
Figure 6: Variation du potentiel électrique à l'intant *t*=0 en fonction de la distance *x* >0. 27
Figure 7: Variation du champ électrique à l'intant *t*=0 en fonction de la distance *x* >0. 27
Figure 8: Variation de la densité des ions en fonction du paramètre self-similaire $\xi\ cs$ après le début de l'expansion du plasma dans le vide (*x*>0). 30
Figure 9: Variation du potentiel φ en fonction du paramètre self-similaire $\xi\ cs$ après le début de l'expansion du plasma dans le vide (*x*>0). 30
Figure 10: Variation du champ électrique crée par la charge d'espace en fonction du paramètre ξ/ C_s après le début de l'expansion du plasma dans le vide (*x*>0). 31
Figure 11: Variation de l'énergie cinétique des ions en fonction du paramètre self-similaire $\xi\ cs$ après le début de l'expansion du plasma dans le vide (*x*>0). 31
Figure 12: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation de la tension en fonction de $\xi = x/\lambda D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda D = 2\ \mu m$..... 36
Figure 13: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation du champ en fonction de $\xi = x/\lambda D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda D = 2\ \mu m$. 36
Figure 14: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation de la densité des ions 37
Figure 15: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation de l'énergie cinétique en fonction de $\xi = x/\lambda D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda D = 2\ \mu m$..... 37
Figure 16: Modèle Passoni-Lontano non-relativiste: Variation de champ électrique en fonction de $\xi = x/\lambda D$ pour le cas non relativiste proche de la surface. $\lambda D = 2\mu m$..... 40
Figure 17: Modèle Passoni-Lontano non-relativiste : Variation du potentiel en fonction de $\xi = x/\lambda D$pour le cas non relativiste proche de la surface. $\lambda D = 2\mu m$. 40

Introduction

Objectifs

Les ions sont accélérés par différents processus physiques dans l'interaction laser-cible, processus qui dépendent de leurs positions dans la cible. La caractéristique commune de ces mécanismes est que les ions sont accélérés par des champs électriques intenses, dus à la forte séparation des charges induites par l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, directement ou indirectement.

Nous pouvons identifier deux sources principales distinctes de déplacement de charge. L'une est le gradient de charge provoqué par l'action directe de la force pondéromotrice du laser sur les électrons de la face avant de la cible, qui représente le processus d'accélération de la pression de rayonnement (RPA). La deuxième source peut être identifiée comme provenant du rayonnement laser qui est converti en énergie cinétique d'une population d'électrons relativement relativiste chaude (~ quelques MeV). Les électrons chauds se déplacent et traversent la cible en sortant par la face arrière, formant un nuage d'électrons relativistes dans le vide et proche de la cible. Le nuage s'étend sur plusieurs longueurs de Debye (quelques μm), créant un champ électrique longitudinal extrêmement intense, principalement dirigé le long de la normale à la surface, qui, par conséquent, est la cause de l'accélération ionique efficace qui mène au processus d'accélération normale de la gaine cible (TNSA).

Pendant l'irradiation laser, la force exercée par des impulsions laser avec des intensités supérieures à 10^{18} W/cm^2 accélère les électrons à des énergies de millions d'électrons-volts (MeV) à des distances de quelques microns. L'énergie électronique devient plus grande que la masse au repos, d'où l'interaction laser-électron devient relativiste. Le gradient d'accélération est mille fois supérieur à celui des accélérateurs conventionnels basés sur les radiofréquences. Ce régime d'accélération laser-électron relativiste conduit également à l'accélération des ions, avec des caractéristiques extrêmement différentes par rapport aux ions émis par les plasmas laser nanosecondes. Les ions forment un faisceau collimaté hautement laminaire avec des

énergies allant jusqu'à dix MeV. Ces caractéristiques uniques peuvent permettre aux sources d'ions laser d'être utiles pour la radiothérapie du cancer ou comme accélérateurs pour la recherche en physique nucléaire. Ils pourraient également être appliqués pour allumer une fusion thermonucléaire contrôlée pour la production d'énergie.

Méthodologie

Les calculs de l'expansion du plasma dans le vide et l'accélération des ions ont été remis à l'ordre du jour par des expériences qui ont conduit à l'observation d'ions très énergétiques obtenus avec des lasers très intenses et de très courte durée. Ce mémoire constitue un travail théorique sur l'expansion des plasmas créés par un laser et plus particulièrement sur l'accélération des ions de haute énergie émis sur la face arrière de cibles irradiées par des impulsions ultra-courtes et ultra-intenses. Le mécanisme le plus utilisé dans ce contexte est le TNSA. Nous nous focalisons sur ce dernier en exposant le modèle fluide de Mora et le modèle quasi-statique de Passoni-Lontano. On ne s'intéresse qu'au cas unidimensionnel en essayant de résoudre, dans les deux modèles, l'équation de poisson. La différence entre les deux modèles est le choix de la population d'électrons accélérés directement par le rayon laser.

A partir de cette étude, on obtiendra l'expression du champ électrique accélérateur qui conduit aux expressions de l'énergie maximale et du spectre d'énergie ionique en fonction des paramètres du laser et du plasma. Ces expressions sont les résultats les plus fondamentaux de l'accélération des ions par laser qui doivent être continuellement améliorées en fonction des paramètres du laser et de la cible choisie, pour satisfaire les différentes applications dans le domaine de l'industrie, de la biotechnologie, en radiothérapie ou en fusion thermonucléaire.

Ce mémoire est composé de trois chapitres dont le premier représente une introduction générale sur les propriétés du plasma en générale en mettant l'accent sur les différents paramètres qui le caractérise. Dans le second chapitre, on présente l'interaction laser-plasma. On donne quelques propriétés du laser utilisé dans ce domaine ainsi que les différents processus de son absorption dans le plasma dans la gamme d'énergie étudiée. Dans le chapitre trois, on étudie l'expansion du plasma dans le vide dans le contexte du mécanisme TNSA. On s'intéresse aux deux modèles à savoir le modèle fluide de Mora et le modèle quasi-statique de Passoni-Lontano.

Chapitre 1

Généralités sur les plasmas

1.1 Introduction

Nous appelons plasma ou gaz ionisé, ce quatrième état de matière contenant en grande partie des charges libres. Les plasmas constituant l'essentiel de notre environnement au-delà de la haute atmosphère. En effet, à l'échelle cosmique, plus de 99,9% de la matière visible se présente sous forme ionisée, en phase plasma.

Au-delà de l'importance de son étude en astrophysique et en physique spatiale, la physique des plasmas se situe aussi en amont d'un vaste champ d'applications technologiques; par exemple, dans les domaines des hautes technologies comme la micro-électronique, dans l'exploration spatiale, en technologie des propulseurs, en imagerie médicale, la radiothérapie, la sidérurgie, l'éclairage, la chimie et la fusion thermonucléaire.

.

Nous pouvons structurer les recherches en physique des plasmas en trois grandes communautés scientifiques :

• La physique des plasmas industriels,

• La physique des plasmas thermonucléaires,

• La physique des plasmas naturels, spatiaux et astrophysiques.

Ces trois communautés de recherche ont en commun un ensemble de concepts, de méthodes et de données constituant la physique des plasmas.

1.2 Quelques propriétés

La création d'un plasma peut être envisagée à partir de tout procédé induisant une ionisation significative au sein d'une population atomique ou moléculaire neutre.

On peut noter les procédés suivant, tels que :

- L'échauffement à température suffisante pour l'ionisation,
- L'ionisation par impact d'électrons énergétiques
- L'absorption de photons énergétiques.

1.2.1 Paramètre d'ionisation

Pour décrire le niveau d'ionisation dans un plasma on introduit le degré d'ionisation, α, défini comme le rapport de la densité électronique n_e sur la densité totale d'électrons et d'espèces (neutres) non ionisées n_n :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_n} = \frac{z\, n_i}{z\, n_i + n_n} \qquad 1.1$$

Ce paramètre permet de distinguer :

- Les plasmas faiblement ionisé, $\alpha < 1$, exemple les plasmas industriel et de l'ionosphère,
- Les plasmas fortement ionisé, $\alpha \sim 1$, exemple les plasmas thermonucléaire et stellaire.

1.2.2 Paramètre de couplage :

On caractérise le plasma aussi par un paramètre plasma ou paramètre de couplage, Γ, qui quantifie le compromis entre une tendance au désordre, due à l'agitation thermique, et une tendance à l'organisation, due à l'aspect collectif de l'interaction coulombienne. L'agitation thermique est exprimée par la valeur moyenne de l'énergie cinétique :

$$\bar{E}_c = \frac{3}{2}\, k_b T \qquad 1.2$$

L'interaction coulombienne est exprimée par la valeur moyenne de l'énergie potentielle électrostatique :

$$\bar{E}_p = \frac{n^{4/3} e^2}{4\pi\varepsilon_0} \qquad 1.3$$

Le rapport entre ces deux dernières donne le paramètre de couplage :

$$\Gamma = \frac{\bar{E}_c}{\bar{E}_p} = 10^{-5} \left[\frac{n}{10^{12}\ cm^{-3}}\right]^{\frac{1}{3}} \left[\frac{T}{10^6 K}\right]^{-1} \qquad 1.4$$

Ce paramètre permet de distinguer :

- Plasma faiblement couplés, cinétiques ou idéaux, très dominés par le désordre : $\Gamma << 1$,
- Plasmas fortement couplés ou fortement corrélés ou ordonnés : $\Gamma >> 1$.

1.2.3 Paramètre de quasi-neutralité :

Le plasma est aussi caractérisé par un paramètre de quasi-neutralité exprimé par :

$$\epsilon = \frac{n_e - Zn_i}{n_e + Zn_i}, \qquad 1.5$$

Où n_e est la densité électronique, n_i la densité ionique.

Ce paramètre permet de distinguer :

- Les plasmas quasi-neutres : $\epsilon \ll 1$, ou le phénomène d'écrantage domine l'intéraction champ-plasma à basses fréquences,
- Les plasmas non-neutres : $\epsilon \leq 1$, ou le champ de la charge d'espace contrôle la dynamique.

1.2.4 Les oscillations plasma

Si les électrons sont déplacés par rapport aux ions considérés comme fixes, il y a apparition d'un champ électrique qui tend à les ramener à l'équilibre et maintenir la neutralité, Les électron étant légers, ils se mettent à osciller avec une fréquence caractéristique dite fréquence plasma et dite aussi fréquence de Langmir.

En utilisant la loi de Gauss pour évaluer le champ électrique crée par les couches déplacées des électrons et la loi de Newton, nous obtenons l'équation du mouvement :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e}\xi = 0, \qquad 1.6$$

ξ est le déplacement par rapport à la position d'équilibre. La solution de cette équation est une fonction d'oscillation harmonique de fréquence :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \qquad 1.7$$

L'échelle de temps associée à la réponse électronique est donc l'inverse de la pulsation. Ces oscillations sont suffisamment rapides pour que les ions n'aient pas le temps de réagir.

1.2.5 Ecrantage de Debye

L'effet Debye-Hückel est lié au phénomène d'écrantage de la charge existant dans les milieux ionisés. Cet effet peut être compris qualitativement de la manière suivante : considérons une mer d'électrons infinie à l'équilibre thermodynamique dans laquelle la densité électronique est uniforme en espace. Plaçons dans cette mer d'électrons un ion qui va perturber le système. Les électrons vont être attirés par l'ion via la force de Coulomb donc la répartition de la densité électronique sera modifiée. En effet, les électrons à proximité vont se rapprocher de l'ion de manière à annuler la charge ionique qui est écrantée par les électrons. La distance caractéristique sur laquelle se manifeste l'écrantage se décrit par la longueur de Debye (Deneuville 2013) :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T}{n_e\ e^2}}\ . \qquad 1.8$$

On peut aussi l'exprimer d'une manière plus pratique par :

$$\lambda_D[pm] = 23.5\ \sqrt{\frac{T_e[eV]}{n_e[10^{23} cm^{-3}]}}, \qquad 1.9$$

1.3 Différents modèles théoriques pour l'étude des plasmas

1.3.1 Modèle ou théorie cinétique

L'approche statistique de l'étude d'un plasma est connue sous le terme de théorie cinétique. Elle permet d'obtenir une description complète du plasma. Ces outils statistiques sont trop difficiles à manipuler et trop longs à présenter. Nous essayons ici de ne présenter que l'enchainement des idées conduisant aux équations cinétiques, en particulier l'équation de Vlasov.

En considérant un plasma comme un système dynamique possédant un très grand nombre de degrés de liberté dont son ordre de grandeur est donné par le nombre d'Avogadro :

$$N_A = 6.023 \times 10^{23}. \qquad 1.10$$

Il serait illusoire de vouloir décrire ce grand nombre de particules qui constituent un plasma de quelques litres. En effet, une approche statistique est donc très utile à une description mécanique exhaustive. Les physiciens sont donc obligés à étudier et à prédire des valeurs moyennes à l'aide de modèles statistiques opérationnels.

Il convient donc d'utiliser des fonctions de distribution :

À l'équilibre thermodynamique on utilise la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}) = n_0 \exp\left(\frac{-q\varphi(\boldsymbol{r})}{k_b T}\right) \left(\frac{m}{2\pi k_b T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_b T}\right) \qquad 1.11$$

L'équation cinétique qui régit l'évolution de la fonction de distribution dans l'espace des phases est une équation différentielle appelée équation de Boltzmann. Pour déduire cette équation, on commence par supposer que les forces agissant sur les particules peuvent être classées en deux types : longue portée et courte portée. Les forces qui sont les mêmes pour toutes les particules dans un élément de volume d'espace de phase donné sont des forces à longue portée, et des forces qui ne sont pas les mêmes sont des forces à courte portée. Les forces à longue portée proviennent des effets collectifs d'un grand nombre de particules agissant sur des distances relativement longues, et les forces à courte portée proviennent d'un petit nombre de particules (généralement seulement deux) agissant sur des distances relativement courtes. Les forces à courte portée correspondent à ce que l'on appelle communément les collisions. Les collisions produisent des changements importants, presque instantanés, des vitesses des particules en interaction.

En considérant les collisions, l'équation différentielle de Boltzmann est donnée par :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}.\nabla f + \frac{\boldsymbol{F}}{m}.\boldsymbol{\nabla}_v f = \frac{\delta_c f}{\delta t}, \qquad 1.12$$

$\boldsymbol{F}$ est la force agissant sur les particules à longue portée. Le membre gauche de l'équation de Boltzmann décrit la réponse des particules aux forces collectives à longue portée, et le membre droit décrit la réponse aux forces de collision à courte portée.

Dans les conditions ou les collisions peuvent être négligées ($n\lambda^3_D >> 1$), l'évolution d'un plasma est décrite par un modèle dit cinétique basé sur l'équation de Vlasov. Cette équation étudie l'évolution de particules chargées dans un champ électromagnétique qui peut être soit auto-consistant, c'est-à-dire engendré par les particules elles-mêmes, soit appliqué de l'extérieur. On peut avoir les deux à la fois dans la majorité des cas. Elle s'écrit pour une espace de particules non relativistes :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}.\nabla f + \frac{q}{m}(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}).\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{v}} f = 0 , \qquad 1.13$$

Où *m* est la masse des particules, *q* leur charge et *f*(x, v, *t*) représente la densité des particules dans l'espace des phases au point (x, v) et au temps *t*. f est aussi appelée fonction de distribution.

Le champ électromagnétique auto-consistant peut être calculé grâce à un couplage avec l'équation de Maxwell dont les sources qui sont les densités de charge et de courant sont calculées à partir de particules (Gurnett et Bhattacharjee 2005):

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \mathrm{t}} + \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B} &= \mu_0 \boldsymbol{J} , \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathrm{t}} + \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} &= 0, \\ \boldsymbol{\nabla}.\mathbf{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ \boldsymbol{\nabla}.\mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \qquad 1.14$$

Avec les termes sources, respectivement, densité de la charge et densité de courant calculés par :

$$\begin{aligned} \rho(x,t) &= q \int f(x,v,t)dv , \\ \boldsymbol{J}(x,t) &= q \int \boldsymbol{v}\, f(x,v,t)dv . \end{aligned} \qquad 1.15$$

1.3.2 Modèle fluide

La transformation d'une collection de particules en un fluide nécessite un processus de moyenne. C'est comme visualiser des molécules d'eau ou de l'eau liquide.

De toute évidence, la transformation ne peut être réalisée que s'il y a un grand nombre de molécules d'eau dans un volume donné du récipient. L'équation de Boltzmann décrit le mouvement d'un grand nombre de particules dans l'espace des phases. Le formalisme fluide s'obtient en prenant les moments de vitesse de l'équation de Boltzmann, en remplaçant la force $\boldsymbol{F}$ par la force de Lorentz ou toute autre force qui pourrait agir sur une seule particule telle que la force gravitationnelle. Cette procédure donne les lois de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

L'ordre du moment le plus bas est calculé en intégrant l'équation de Boltzmann sur la vitesse comme:

$$\int \frac{\partial f}{\partial t}\,\overrightarrow{dv} + \int \vec{\boldsymbol{v}}.\vec{\nabla} f\,\overrightarrow{dv} + \int \frac{q}{m}\left(\vec{\boldsymbol{E}} + \vec{\boldsymbol{v}} \times \vec{\boldsymbol{B}}\right).\vec{\boldsymbol{\nabla}}_{\boldsymbol{v}} f\,\overrightarrow{dv} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \overrightarrow{dv}. \qquad 1.16$$

En calculant tous les termes on trouve l'équation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho \vec{u}) = 0, \qquad 1.17$$

Où $\vec{v}$ est la moyenne du vecteur vitesse des particules. $\vec{u}$ est la vitesse du fluide.

Le moment d'ordre deux de l'équation de Boltzmann est pris en la multipliant par $\overrightarrow{mv}$ et en l'intégrant sur $\vec{v}$. On obtient :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho\left(\vec{u}.\vec{\nabla}.\right)\vec{u} = qn\left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right) - \vec{\nabla}.\Pi + \Gamma, \qquad 1.18$$

Où le tenseur de contrainte est exprimé par : $\Pi = mn\,\overline{(\overrightarrow{v'}\,\overrightarrow{v'})}$ et $\Gamma = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c m\vec{v}d\vec{v}$: représente le taux de variation de la densité de quantité de mouvement due aux collisions entre les différentes espèces de fluides. On a supposé qu'il est possible d'exprimer la vitesse $\vec{v}$ comme la somme d'une valeur moyenne $\vec{u}$ et une fluctuation $\vec{v}'$ (Krishan 2016).

1.3.3 Modèle fluide Magnétohydrodynamique (MHD)

Le fluide MHD émerge lorsque la masse, l'impulsion et les lois de conservation d'énergie pour l'électron et les fluides ioniques sont combinées de manière appropriée. Le fluide MHD a ses propres coefficients de densité de masse, de vitesse, de pression et de viscosité. Le système de fluide électron-ion peut être réduit au fluide MHD par les techniques utilisées pour étudier le mouvement d'un système à deux particules. Cela se fait en considérant le mouvement en termes de leur centre de mouvement de masse et le mouvement relatif. Le centre du mouvement de masse est identifié comme étant le mouvement du fluide MHD. Ceci est extrait en ajoutant les équations correspondantes pour les lois de conservation pour chacun des deux fluides. Le mouvement relatif est extrait en prenant la différence des lois de conservation correspondantes (Krishan 2016).

Chapitre 2

Physique de l'interaction laser-plasma

2.1 Introduction

Les accélérateurs de particules sont utilisés dans de nombreux domaines, de la physique des particules à la physique de la matière condensée et de la biologie à la radiothérapie.

Les accélérateurs qui utilisent des ondes radiofréquence (RF) pour accélérer les particules chargées à des vitesses relativistes a fait ses preuves. Dans un accélérateur, l'énergie des particules est égale au produit du champ électrique E_{acc} par la distance L sur laquelle il est appliqué. Cependant, le champ accélérateur dans ces cavités RF est limité à quelques dizaines de méga-volts par mètre: au-delà, les parois de la structure commencent à être endommagées par ionisation et on observe un effet de claquage. Cette limite de champ explique pourquoi il est important de rechercher des solutions alternatives à l'accélération des particules. L'utilisation des plasmas s'avère être une alternative plausible: les plasmas étant des environnements ionisés, les problèmes de claquage ne sont plus posés et des champs électriques très intenses peuvent s'y propager. Nous sommes ainsi capables de produire des champs électriques de l'ordre de quelques centaines de giga-volts par mètre, plus de 10 000 fois supérieurs aux champs utilisés dans les accélérateurs classiques (Faure 2009).

Toshi Tajima et John Dawson ont proposé dès 1979 l'accélération de particules dans les plasmas, mais c'est en 1990 que les premiers résultats intéressants ont été obtenus (Tajima et Dawson 1979). Aujourd'hui, l'interaction laser-plasma permet d'accélérer de véritables faisceaux de particules, a des énergies de quelques centaines de MeV.

2.2 La production de faisceaux d'ions de haute énergie

2.2.1 Utilité et propriétés des faisceaux d'ions

Les ions sont des particules très petites, très massives et chargées. Les champs électriques et magnétiques peuvent donc être exploités pour produire des faisceaux d'énergie arbitraires tant que l'amplitude des champs et les distances d'accélération sont suffisamment grandes. De plus, du fait de la petite taille des ions, ces faisceaux peuvent avoir une longueur (ou durée) courte. Un faisceau d'ions peut donc être un vecteur d'énergie très localisé spatialement et temporellement. La concentration temporelle et spatiale du faisceau est simplement liée au processus d'accélération produit par la répulsion coulombienne entre les particules (Moreau 2009). En raison de cette capacité à concentrer l'énergie dans le temps et dans l'espace, les faisceaux d'ions sont aujourd'hui utilisés pour déposer leur énergie dans différents environnements matériels que nous voulons étudier, chauffer ou détruire. Pour caractériser le dépôt d'énergie d'une particule chargée dans la matière, on peut calculer le pouvoir d'arrêt $S = -dE/dx$ de cette particule, c'est-à-dire la quantité d'énergie perdue par unité de longueur (Podgoršak 2010) :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e}{m_e c^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2\left(\frac{z}{\beta}\right)^2\left(Ln\frac{2m_e}{I} + \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2\right), \qquad 2.1$$

Où v : vitesse de la particule ; $\beta = v/c$; I : potentiel d'ionisation. E est l'énergie de la particule.

En pratique, lors de son déplacement dans la matière, un proton ou un ion ionise les atomes du milieu et perd son énergie. Il la perd d'autant plus que son énergie est faible, par conséquent, l'énergie se dépose principalement à la fin de son trajet dans la matière. Un pic apparaît alors dans la distribution de la dose (énergie déposée par unité de masse) en fonction de la position x. Ce pic est appelé le pic de Bragg. Sa position dépend bien sûr de l'énergie des particules incidentes et des propriétés de la cible (Amaldi et Kraft 2005), (Moreau 2009).

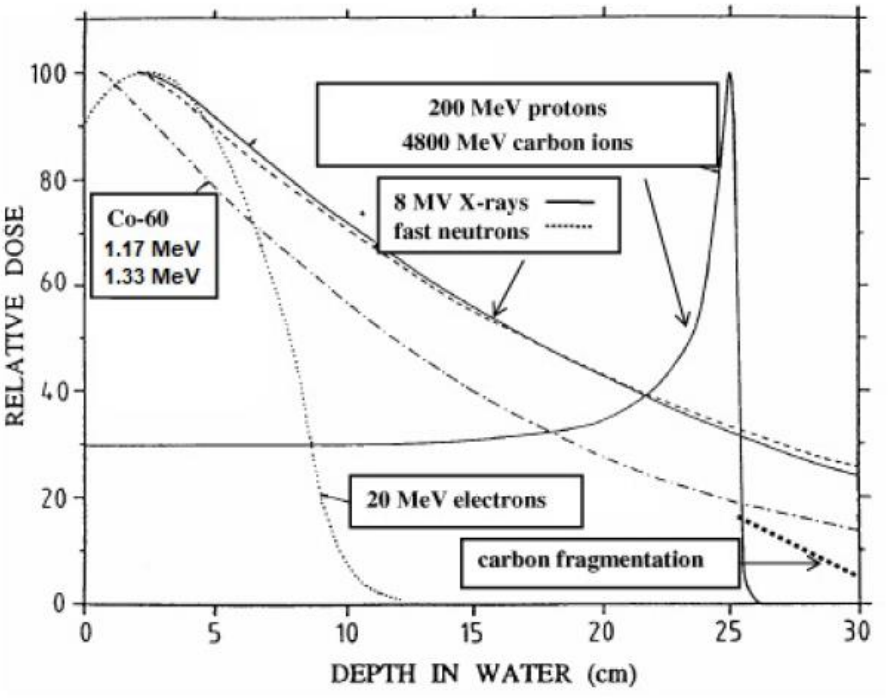


Figure 1: Dose relative déposée dans l'eau en fonction de la position *x*.

En revanche, les photons, les électrons et les neutrons déposent leur énergie sur toute la longueur de leur trajet. Cela est lié à la façon dont chacun de ces types de particules interagit avec l'environnement. Par exemple, les photons subissent principalement, le long de leur trajet, une diffusion Compton. Les ions et les protons ont donc la propriété de déposer leur énergie très localement et longitudinalement.

2.2.2 Accélérateurs conventionnels

Dans ce type d'accélérateurs, les faisceaux d'ions sont produits par l'utilisation d'un milieu source (ionisation de gaz raréfié) qui crée des ions, puis les accélère au moyen de champs électriques et magnétiques de grande amplitude. Les champs électriques permettent d'augmenter l'énergie des ions tandis que les champs magnétiques permettent le confinement du faisceau de particules ou sa déviation. Les champs d'accélérateurs imposés dans ces accélérateurs sont donc limités par les tensions que peuvent subir les appareils utilisés. Elles sont aujourd'hui autour de 100 MV/m. Ces accélérateurs peuvent être linéaires ou circulaires (cyclotrons et synchrotrons).

En raison des propriétés des faisceaux d'ions et en particulier des caractéristiques de leur dépôt d'énergie dans la matière, différentes perspectives d'applications ont émergées. On

peut citer plusieurs: radiographie plasmatique, production d'isotopes, allumage rapide en fusion par confinement inertiel et radiothérapie tumorale.

2.2.3 Accélération d'ions par laser

Veksler en 1950 a été le premier à introduire le principe de l'accélération des ions par les ondes électromagnétiques sous l'appellation de l'accélération cohérente des particules chargées. Il diffère du mode d'accélération dans les accélérateurs conventionnels.

Au contraire, la nouvelle technique proposée est basée sur la création du champ accélérateur lui-même de l'accélération des particules. Il s'agit généralement du champ de séparation des charges résultant d'une déviation par rapport à une situation d'équilibre où les particules chargées sont réparties pour former un milieu neutre. Dans ces conditions, l'amplitude du champ accélérateur est proportionnelle au nombre de particules accélératrices.

Il a été envisagé d'utiliser des impulsions laser ultra-courtes (du picoseconde au femto-secondes) pour accélérer les ions de haute énergie selon ces principes. Une des méthodes largement utilisées aujourd'hui est l'amplification par dérive de fréquence (Chirped Pulse amplification (CPA)) qui permet d'atteindre des puissances de l'ordre de 10^{15} Watts.

Lors de l'interaction de l'impulsion laser avec une cible en matériau solide ou gazeux, les atomes de la cible sont rapidement ionisés (après quelques femto-secondes) sous l'effet de l'impulsion principale ou d'une pré-impulsion qui la précède. La matière passe donc rapidement à l'état plasma. L'impulsion laser exerce la force de Lorentz sur les particules de plasma :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{q}{m}(\vec{E} + \vec{V} \Lambda \vec{B}) \qquad 2.2$$

Les électrons qui ont le plus grand rapport (q/m) sont les premières particules mises en mouvement par l'onde laser. Ce sont leurs déplacements par rapport à leurs positions d'équilibre qui permettent de produire un champ électrique très intense qui va mettre les protons et les ions du plasma en mouvement. A cause de la pression et de la température élevée, l'onde laser finira par donner son énergie le plus rapidement possible au milieu avant de se détendre. Cela justifie la nécessité d'utiliser des sources laser de courtes durées et très énergétiques.

2.3 Force pondéromotrice

Dans le plasma, lorsqu'une onde électrostatique ou électromagnétique a une amplitude inhomogène dans l'espace, elle produit une dérive des particules vers les zones où l'amplitude de l'onde est la plus faible. La force qui produit cette dérive est appelée force pondéromotrice. Ce mouvement de dérive est ensuite ajouté au mouvement d'oscillation des électrons et des ions dans le champ d'onde. L'expression de la force pondéromotrice est donnée par :

$$\vec{F}_p = -\frac{q^2}{4m\omega^2}\vec{\nabla}\left|\vec{E}_0\right|^2 = -\vec{\nabla}\,U_p \qquad 2.3$$

Où $U_p = \frac{q^2}{4m\omega^2}\left|\vec{E}_0\right|^2$ est le potentiel pondéromoteur. m est la masse de la particule, E_0 est l'amplitude du champ électrique, q est la charge de la particule et ω est la pulsation de l'onde.

2.4 Absorption de l'onde laser dans le plasma

2.4.1 Définition du champ laser

L'onde laser, dans une première approximation, peut être considérée comme une onde plane de fréquence ω_0 et de vecteur d'onde k_0 se propageant dans le vide à la vitesse c dans la direction x et polarisée dans le plan (Oyz). Son champ peut s'exprimer, dans le vide, dans le cas d'une polarisation linéaire, par le potentiel vecteur :

$$\vec{A} = A_0 \cos(k_0 x - \omega_0 t)\,\vec{e}_y, \qquad 2.4$$

A_0 est l'amplitude maximale du potentiel vecteur. Il est utile d'introduire le potentiel vecteur normalisé, appelé paramètre de force du laser, par :

$$a_0 = \frac{p_e}{m_e c} = \frac{e\,A_0}{m_e c} \qquad 2.5$$

Le vecteur de Pointing de l'onde laser, en polarisation linéaire, s'écrit :

$$\vec{P}(x,t) = \frac{A_0^2 \omega_0 k_0}{\mu_0} sin^2(k_0 x - \omega_0 t)\vec{e}_x \qquad 2.6$$

L'intensité laser en une période est donc :

$$I = \frac{A_0^2 \omega_0^2}{2\mu_0 c} \qquad 2.7$$

Ces relations peuvent être transformées pour donner l'expression du potentiel vectoriel normalisé en fonction de l'intensité laser et de la longueur d'onde:

$$a_0 = 0.85 \sqrt{I_{18} \lambda_{\mu m}^2}\ , \qquad 2.8$$

Où I_{18} est l'intensité du laser exprimée en 10^{18} W.cm^2 et $\lambda_{\mu m}$ est la longueur d'onde exprimée en micromètre.

2.4.2 L'absorption par résonance

À des intensités laser supérieures à 10^{16} W/cm^2, les mécanismes d'absorption sans collision dominent. L'absorption par résonance aura lieu lorsqu'une impulsion laser à polarisation *p* est incidente obliquement sur un plasma dont la densité augmente progressivement. L'onde laser pénètre à travers le plasma sous-dense jusqu'à la surface de densité électronique $n_e = n_{crit} \cos^2(\alpha)$, où se produit la réflexion (ici, α est l'angle d'incidence du laser sur la frontière plasma-vide; $\alpha = 0$ pour une incidence normale). Le champ laser s'étend jusqu'à la surface de densité critique où il excite en résonance une onde de plasma d'électrons. Cette onde se propage dans le plasma sous-dense et elle est amortie soit par des collisions et un amortissement Landau à des intensités plus faibles, soit par le piégeage de particules et la rupture d'ondes à des intensités plus élevées. Cette dernière donne lieu à une population d'électrons très rapides. Il s'agit là d'une différence essentielle entre les mécanismes de chauffage par collision et ceux sans collision. Une minorité d'électrons du plasma acquiert la majeure partie de l'énergie absorbée, contrairement au chauffage par collision, qui chauffe tous les électrons. L'absorption par résonance peut atteindre jusqu'à environ 50 %. Cependant, ce mécanisme ne fonctionne efficacement que pour un profil de densité de plasma à grande échelle. Ici, l'absorption de l'énergie laser est due au chauffage sous vide de Brunel ou chauffage j × B, qui sera abordé ci-dessous (Psikal 2009).

2.4.3 Absorption de Brunnel

Démontré pour la première fois par F. Brunel (Brunel 1987), ce chauffage permet à un plasma à bords raides d'absorber de l'énergie d'une onde laser polarisée *P* en incidence oblique. Les électrons de l'épaisseur de peau sont tirés dans le vide par le champ électrique E_x normal à la cible créé par la superposition des champs électriques de l'onde incidente et de l'onde réfléchie, afin d'écranter le champ en surface du plasma puis sont renvoyés dans le plasma avec une vitesse $v \sim v_l$ où v_1 est la vitesse d'un électron dans le champ électrique longitudinal de l'onde laser incidente. La durée du phénomène est d'une période laser. Ce mécanisme est plus efficace que l'absorption résonante à haute fréquence.

2.4.4 Absorption relativiste dû au j x B

Pour l'incidence normale de l'impulsion laser sur la cible, le champ électrique oscillant perpendiculaire à la surface du plasma E_p est égal à zéro. Si l'intensité de l'impulsion laser est suffisamment importante (relativiste), la composante **v × B** de la force de Lorentz devient importante et peut chauffer les électrons de manière similaire à l'effet Brunel. En considérant une onde laser incidente normale au vecteur de potentiel $A_0 = m_e c\, a_0/e$ et ω la fréquence du laser, on peut estimer la force dans la direction normale :

$$\vec{F}_p = m_e \omega\, c\, \frac{a_0^2}{\sqrt{1+a_0^2}}\, \vec{e}_N \,, \qquad 2.9$$

Force qui éjecte des électrons dans le vide deux fois par période. Pour une intensité laser relativiste ($a_0 > 1$), on prévoit une valeur constante d'absorption d'environ 15%.

2.5 Accélération TNSA

Depuis la première irradiation d'une cible par un laser, la génération d'ions énergétiques est bien connue. L'origine de ces ions est le champ électrique généré par la séparation des charges résultant de l'énergie transférée d'un laser à longues impulsions aux électrons. Les ions sont ensuite accélérés dans le potentiel de la double couche et peuvent atteindre des énergies importantes, en se dilatant isotropiquement dans toutes les directions à partir de la surface frontale de la cible.

Après le développement des lasers à impulsions ultra-courtes avec des longueurs d'impulsion inférieures à quelques picosecondes, l'un des résultats les plus passionnants obtenus dans les expériences utilisant des cibles solides est la découverte de salves d'ions très énergétiques et très intenses se détachant de la surface arrière, non irradiée, sous forme de faisceau d'une très bonne qualité. Depuis les premières observations, beaucoup de travaux expérimentaux et théoriques ont été consacrés à l'étude des caractéristiques et des mécanismes de production de ces faisceaux. Une attention particulière a été accordée à la distribution spatiale des particules de qualité exceptionnelle, semblable à celle d'un accélérateur. Le mécanisme d'accélération en question a été très bien étudié et il est généralement connue sous l'acronyme anglais « TNSA : Target Normal Sheath Acceleration » (Roth et Schollmeier 2016). Voir la figure (2).

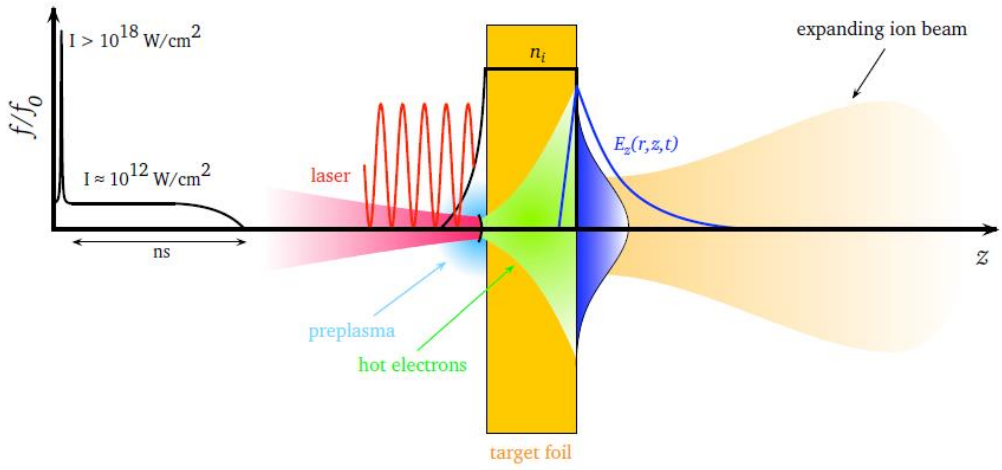


Figure 2: Une fine feuille d'une épaisseur d = 5-50 μm est irradiée par une impulsion laser.

La préimpulsion laser crée un préplasma sur la face avant de la cible. L'impulsion principale interagit avec le plasma et accélère, vers l'avant, les électrons à des MeV. Les électrons se propagent à travers la cible, où les collisions avec le matériau de fond peuvent augmenter la divergence du courant d'électrons. Les électrons quittent la face arrière, ce qui donne une gaine dense. Un champ électrique dû à la séparation des charges est créé. Ce champ est de l'ordre du champ électrique du laser (TV/m), et ionise les atomes à la surface. Les ions sont ensuite accélérés dans ce champ de gaine, pointant dans la direction normale à la cible.

La conversion de l'énergie laser en électrons chauds n'est pas parfaite, et seule une fraction η est convertie. Le nombre total d'électrons est donné par l'expression :

$$n_0 = \frac{\eta E_L}{\pi r_0^2 c\tau_L \, k_b T_{hot}}, \qquad 2.10$$

tel que :

$$\eta = 1.2\ 10^{-15} I^{0.74}\ , \qquad 2.11$$

I est l'intensité du laser en W/cm^2, r_0 rayon du faisceau laser, τ_L durée de l'impulsion laser, E_L énergie du laser, T_{hot} est la température des électrons chauds.

Les électrons sont transportés à travers la cible jusqu'à sa face arrière. Le laser crée environ 10^{13} électrons, qui se propagent potentiellement tous à travers la cible. Les électrons présentent une distribution exponentielle en fonction de leur énergie :

$$n_{hot}(E) = n_0 \exp(-\frac{E}{kT_{hot}})\ , \qquad 2.12$$

La densité d'électrons sur la face arrière (en négligeant la recirculation) peut donc être estimée comme :

$$n_{e,0} = \frac{\eta E_L}{\pi(r_0 + \tan(\frac{\theta}{2}))^2 c\tau_L \, k_b T_{hot}}, \qquad 2.13$$

Où θ représente l'angle d'ouverture du faisceau d'électrons à la face arrière.

Les électrons arrivent à l'arrière de la cible et s'échappent dans le vide. La séparation des charges conduit à un potentiel électrique Φ dans la région du vide, selon l'équation de Poisson. A une dimension, il est donné comme :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e\, n_e\ , \qquad 2.14$$

Pour résoudre cette équation, on suppose que la matière solide se trouvant dans un demi-espace ($x < 0$) compense parfaitement le potentiel électrique, tandis que le potentiel va à l'infini quand x tend vers l'infini. Sa dérivée par rapport à x, $\frac{\partial \phi}{\partial x}$, s'annule quand z tend vers ±infini. La densité électronique est prise comme (Roth et Schollmeier 2016):

$$n_e = n_{e,0}\exp\left(\frac{e\phi}{k_b T_{hot}}\right) , \qquad 2.15$$

La solution de l'équation de Poisson est trouvée en posant $\frac{e\phi}{k_b T_{hot}} = 2\ln(\lambda x + 1)$, où λ est une constante définie par la solution et le '+1' est nécessaire pour satisfaire la condition $\Phi(z=0) = 0$ à la frontière de la matière solide . Le potentiel résultant est :

$$\phi(z) = -\frac{2\,k_b T_{hot}}{e}\ln\left(1 + \frac{x}{\sqrt{2}\lambda_D}\right), \qquad 2.16$$

correspondant au champ électrique :

$$E(z) = \frac{2\,k_b T_{hot}}{e}\left(1 + \frac{x}{\sqrt{2}\lambda_D}\right), \qquad 2.17$$

avec λ_D la longueur de Debye donnée par :

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_b T_{hot}}{e^2 n_{e,0}}\right)^{1/2}, \qquad 2.18$$

qui est définie comme la distance sur laquelle une séparation de charge significative se produit.

Le champ électrique produit, juste à la surface, est puissant (E_{max} ~ 2 10^{12} V/m). Il ionise la cible et accélère les ions vers des énergies à des MeV, s'il est appliqué pendant une durée suffisamment longue.

L'accélération laser des ions à partir des cibles solides est un mécanisme multidimensionnel compliqué comprenant des effets relativistes, des non-linéarités et des effets collectifs et cinétiques. Les méthodes théoriques pour les divers mécanismes physiques impliqués dans la TNSA vont des approches analytiques pour des scénarios simplifiés sur des modèles fluides jusqu'aux simulations informatiques tridimensionnelles collisionnelles entièrement relativistes. Ce sujet va être étudié dans le chapitre trois intitulé « expansion du plasma dans le vide ».

2.6 Accélération RPA

Un nouveau mécanisme d'accélération des ions laser a attiré beaucoup d'attention à la fin des années 2000 dans lequel les particules sont accélérées directement par la pression du

rayonnement laser. Il a été démontré qu'à une intensité laser d'environ 10^{24} W/cm^2, le RPA (Radiation Pressure Acceleration en anglais) domine les autres mécanismes et que les ions pouvaient atteindre des vitesses relativistes au cours d'un cycle laser.

Le scenario RPA comprend deux phases : 1) la phase initiale, dans laquelle les électrons sont accumulés jusqu'à un équilibre car les ions de la cible sont toujours immobiles à ce stade initial et le champ électrique de rappel s'établit. Plus tard, les ions commencent à se déplacer couche par couche. 2) La deuxième phase, les ions de la cible effectuent un mouvement balistique sous l'effet du champ électrique induit par les électrons déplacés et comprimés qui agissent comme un miroir plasma accéléré. En quelques cycles d'impulsion laser un état quasi-stationnaire est établi et le nuage de plasma s'étend avec son centre de masse se propageant à une vitesse presque constante (Gnedyuk 2016).

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 énergies relativistes, a été intensivement étudié de manière paramétrique. Un nombre important d'auteurs se sont intéressés à l'énergie maximale qu'il est possible d'atteindre en fonction de paramètres tels que la polarisation du laser, l'intensité, la présence d'un gradient de densité, la forme temporelle de l'impulsion, les instabilités du type Rayleigh-Taylor. 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 (Carrié, Michaël 2011).

2.7 Accélération BOA (Break-Out Afterburner)

Le mécanisme « Break-Out Afterburner » (BOA) est un processus d'accélération travaillant à des intensités de l'ordre de (~10^{20} W/cm^2) et des impulsions plus longues (~500 fs) qui ont une énergie pouvant être plus haute d'un à deux ordres de grandeur que celle du RPA. Le mécanisme BOA peut être décrit comme suit : une impulsion à intensité ultra haute interagit avec une cible ultra mince (~quelques épaisseurs de peau) de densité solide (n_e ~10^{23} cm^{-3}). Le laser chauffe les électrons jusqu'à des valeurs hautes du facteur de Lorentz et induit l'expansion hydrodynamique de la cible. Quand la cible devient transparente, le laser se propage à l'intérieur de la cible et il pousse les électrons vers l'avant en créant des champs électrostatiques qui transfèrent les énergies des électrons aux énergies des ions de manière

très efficace. Le mécanisme du BOA peut augmenter l'énergie des ions à des valeurs dix fois plus que celles obtenues par le TNSA. Le défi technique principal est de trouver une cible qui reste sur dense quand le pic d'impulsion laser arrive et, en même temps, est assez mince pour la réalisation du mécanisme.

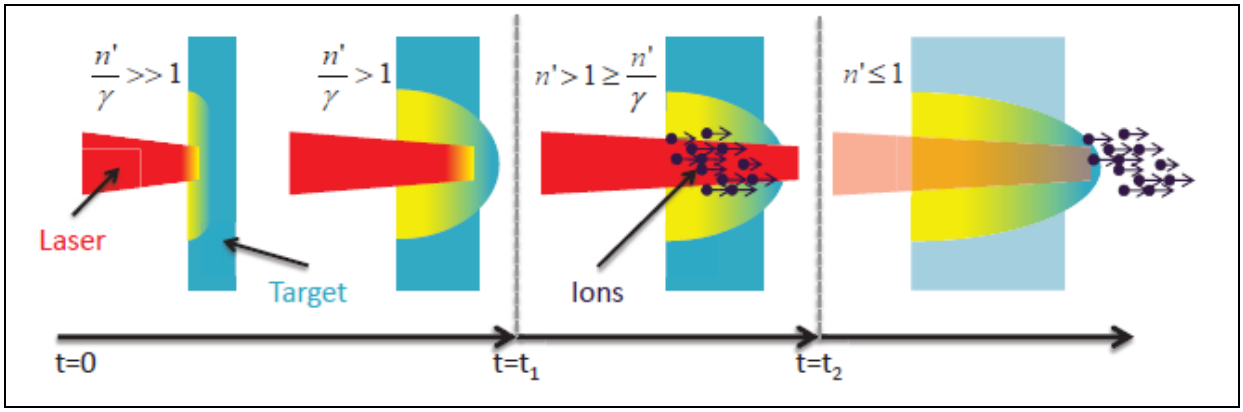


Figure 3–BOA accélération

Dans l'intervalle entre $t = 0$ et $t = t_1$, la cible est chauffée en volume et tous les électrons vont devenir chauds. À $t = t_1$, la densité du plasma est réduite à n'> 1> n' /γ et la cible devient relativement transparente pour la lumière laser. Il s'ensuit une période d'accélération ionique rapide et extrême, où l'énergie des électrons est continuellement repompée par la lumière laser. L'accélération cesse lorsque la cible devient classiquement sous-dense à $t = t_2$ en raison de la forte expansion du plasma avec n <1.

Chapitre 3

Étude de l'expansion du plasma dans le vide

3.1 Introduction

Des expériences récentes produisant des jets d'ions de haute énergie à partir d'une interaction à impulsions courtes avec des cibles solides ont renouvelé l'intérêt pour les modèles d'expansion libre du plasma dans le vide. Le spectre ionique et l'énergie ionique maximale obtenus dans les expériences sont particulièrement intéressants. Bien que largement utilisé dans l'interprétation des résultats expérimentaux, le modèle plasma à expansion libre n'a pas été entièrement exploré en termes d'effets de séparation de charges et de structure du front ionique, qui restent controversés. Des estimations généralement simples sont données alors que nous démontrons dans ce mémoire que des résultats très précis peuvent être obtenus.

3.2 Modèle de Mora

Nous rappelons d'abord les fondamentaux du modèle. Au temps t=0, un plasma est supposé occuper le demi-espace $x < 0$. Les ions sont froids et initialement au repos avec une densité $n_i = n_{i0}$, pour $x < 0$ et $n_i = 0$ pour $x > 0$ avec une frontière nette. Par contre la densité électronique n_e est continue et correspond à une distribution de Boltzmann:

$$n_e = n_{0e} \mathrm{e}^{\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right)}, \qquad 3.1$$

Où n_{e0} est la densité des électrons dans le plasma non perturbé correspondant à ($x \to -\infty$), φ est le potentiel électrostatique et T_e est la température des électrons. Cette dernière est dans le domaine relativiste (P. Mora 2003).

On adopte comme référence pour le potentiel :$\varphi(-\infty) = 0$ et $n_{e0} = Zn_{i0}$. Z est le nombre de charge ionique (voir Figure 1).

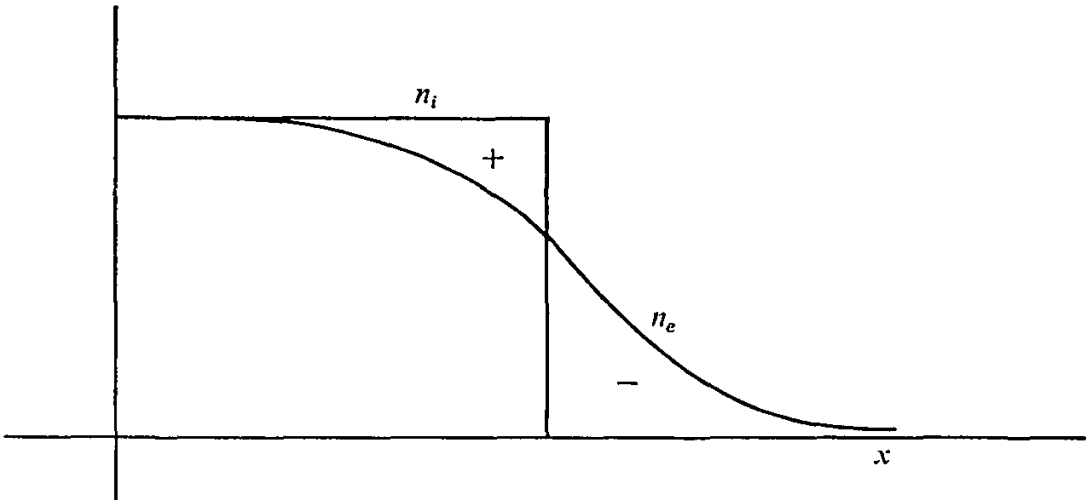


Figure 4: Plasma avant expansion c'est à dire à t=0 (Crow, Auer, et Allen 1975).

Échelle de grandeur physique :

Il est très important en physique de se fixer les idées en donnant au début les échelles de grandeurs physiques utilisées dans l'étude théorique, numérique et expérimentale. Dans le tableau ci-dessous, on donne quelques grandeurs physiques utilisées dans notre étude de l'accélération des ions par le mécanisme TNSA.

Quantité physique	Valeur	Unité utilisée
Intensité du laser	$I_L > 10^{18}$	W/cm^2
Fréquence de l'onde laser	$\lambda_L \sim 1$	μm
Durée de l'impulsion laser	$\tau_L \sim 100$ à 300	fs
Densité des électrons	$> 10^{18}$	cm^{-3}
Longueur de Debye	$\lambda_D \sim 0.6$	μm
Température des électrons chauds	$k_b T_e \sim 1.0$	MeV

Epaisseur de la cible solide	d ~ 1 à 10	μm
Champ électrique accélérateur	~10^{11}	V/m

3.2.1 Champ électrique et potentiel électrostatique

3.2.1.1 Avant l'expansion à $t = 0$:

Le potentiel est donné par l'équation de Poisson :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = e\ (n_e - Z n_i), \qquad 3.2$$

En exprimant cette relation à t=0, avant l'expansion, nous obtenons :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = e\ Z\ n_{i0} \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right) - 1\right], pour\ x < 0 \qquad 3.3$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = e\ Z\ n_{i0} \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right)\right], \quad \text{pour } x > 0 \qquad 3.4$$

L'intégration des équations précédentes donne :

$$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 = n_0 k_b T_e \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right) - 1 - \frac{e\varphi}{k_b T_e}\right], \qquad pour\ x < 0 \qquad 3.5$$

$$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 = n_0 k_b T_e \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right)\right], \qquad \text{pour } x > 0 \qquad 3.6$$

Où $E = -\frac{d\varphi}{dx}$. Les conditions aux limites utilisées ici sont : $\frac{d\varphi}{dx} = 0, \varphi = 0$ à $x \to -\infty$ et $\frac{d\varphi}{dx} = 0, \varphi = -\infty$ à $x \to +\infty$. Le plasma non perturbé est neutre et on considère l'absence de charge à l'infini.

La condition de continuité à x=0 nous permet de déduire le potentiel :

$$\varphi = -\frac{k_b T_e}{e}, \qquad \text{à } x = 0$$

Une simple intégration de l'équation (3.6) entre $x = 0$ à $x \to +\infty$ nous donne le champ électrique frontal à x=0 (P. Mora 2003):

$$E_{front,0} = \sqrt{\frac{2\, n_{e0} k_b T_e}{\varepsilon_0 \exp(1)}}.$$

Pour $x > 0$, nous pouvons déduire les expressions du potentiel et de la densité des électrons :

$$\varphi = -\frac{2k_b T_e}{e}\, Ln\left(1 + \frac{x}{(2e)^{\frac{1}{2}}\lambda_d}\right) - 1, \qquad 3.7$$

$$n_e = Z n_{i0} \exp(-1)\,(1 + \frac{x}{(2e)^{1/2}\lambda_d})^{-2}, \qquad 3.8$$

Où $\lambda_d = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T_e}{Z n_{i0} e^2}}$, est la longueur de Debye. Elle est de l'ordre du micromètre.

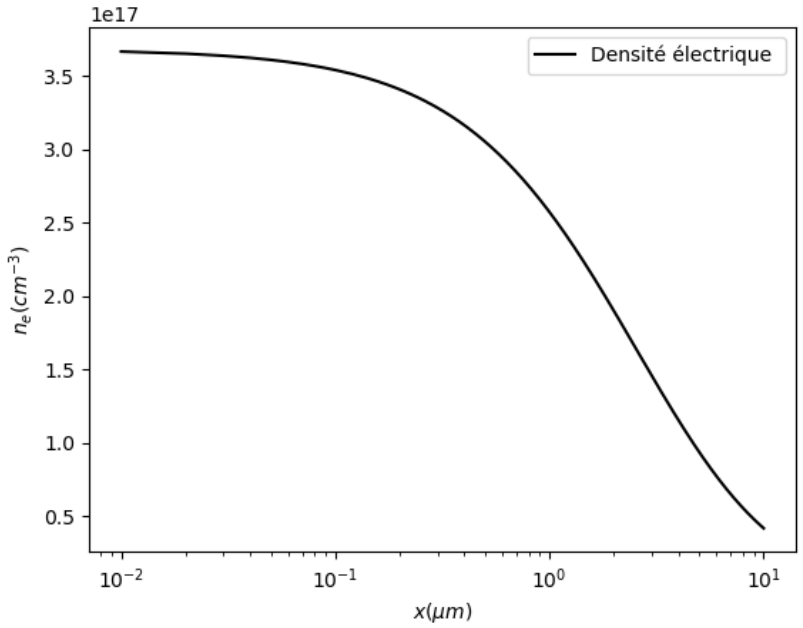


Figure 5: Variation de la densité électrique à l'intant t=0 en fonction de la distance $x > 0$.

La densité déminue au dela de la frontière avec une echelle de grandeur de l'ordre de $\lambda_d \sim 2\ \mu m$ pour une densité électronique initiale de 10^{18} [cm^{-3}] et une température de 0.87 MeV.

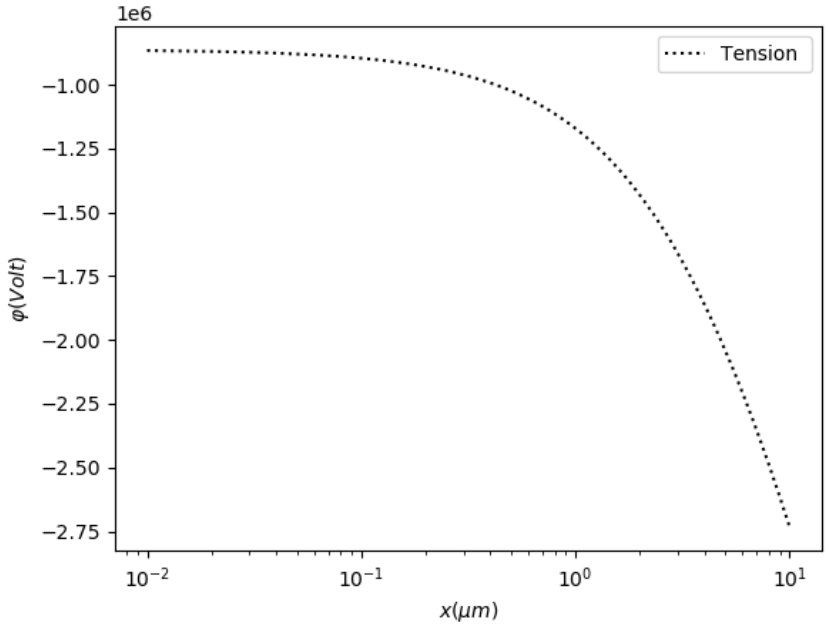


Figure 6: Variation du potentiel électrique à l'intant t=0 en fonction de la distance x >0.

Le potentiel diminue au delà de la frontière avec une échelle de grandeur de l'ordre de λ_d~ 2 μm pour une densité électronique initiale de 10^{18} [cm^{-3}] et une température de 0.87 Me.

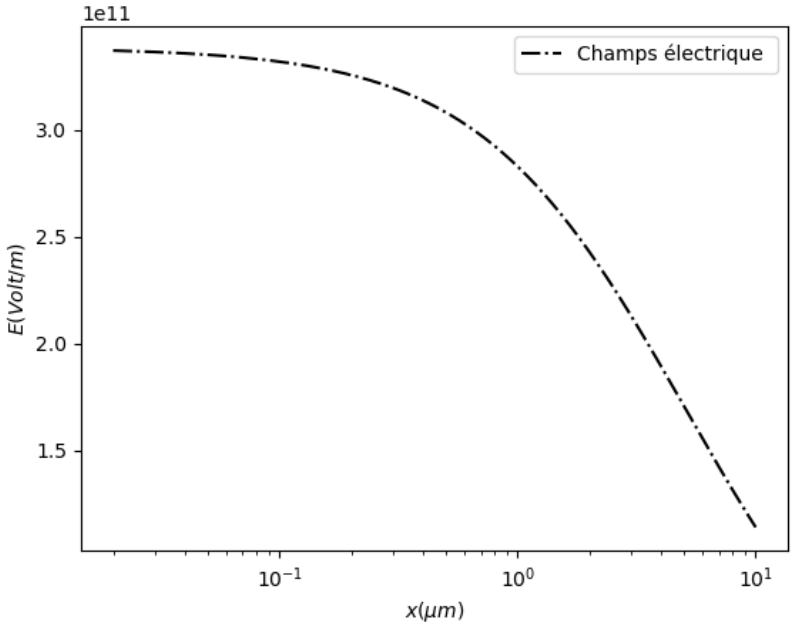


Figure 7: Variation du champ électrique à l'intant t=0 en fonction de la distance x >0.

Le Champ diminue au delà de la frontière avec une échelle de grandeur de l'ordre de $\lambda_d \sim$ 2 μm pour une densité électronique initiale de 10^{18} [cm^{-3}] et une température de 0.87 MeV.

3.2.1.2 Expansion

Pour $t > 0$ la densité électronique est supposée rester en équilibre avec le potentiel (Patrick Mora et Pellat 1979) c'est-à-dire que les deux équations (3.1) et (3.2) restent vraies alors que l'expansion des ions dans le vide va être décrite par l'équation de continuité et du mouvement :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) n_i = - n_i \frac{\partial v_i}{\partial x},$$
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) v_i = - \left(\frac{Ze}{m_i}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \qquad 3.9$$

Où v_i est la vitesse des ions.

On fait un changement de variable (auto-similaire) en posant : $\xi = \frac{x}{t}$ tels que :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\xi},$$
$$\frac{\partial}{\partial t} = - \frac{\xi}{t} \frac{d}{d\xi}, \qquad 3.10$$

On a aussi :

$$\frac{n'}{n} = \frac{dLn(n)}{dx} = \frac{e}{k_b T_e} \frac{d\varphi}{dx}. \qquad 3.11$$

Le système d'équation (3.9) devient donc :

$$(v_i - \xi) \frac{dn_i}{d\xi} = - n_i \frac{\partial v_i}{\partial \xi},$$
$$(v_i - \xi) \frac{dv_i}{d\xi} = - \frac{c_s^2}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial \xi}, \qquad 3.12$$

avec $c_s = (\frac{Z k_b T_e}{m_i})^{1/2}$, vitesse du son dans le plasma.

En éliminant $\frac{dn_i}{d\xi}$ et $\frac{dv_i}{d\xi}$ des équations précédentes, on obtient :

$$(v_i - \xi)^2 = c_s^2,$$

Où la solution acceptée (positive) est : $v_i = \frac{x}{t} + c_s$.

En substituant ce résultat dans l'équation (3.12a), on déduit les densités :

$$n_e = Zn_i = n_{e0} \exp(-\frac{x}{c_s t} - 1) \qquad 3.13$$

On déduit aussi le potentiel et le champ électrique en fonction du temps et de la distance:

$$\varphi = -\frac{k_b T_e}{e}\left(\frac{x}{c_s t} + 1\right) = -\frac{k_b T_e}{e}\left(\frac{\xi}{c_s} + 1\right) \qquad 3.14$$

$$E = \frac{k_b T_e}{e}\left(\frac{1}{c_s t}\right) = \frac{k_b T_e}{e}\left(\frac{\xi}{x\ c_s}\right) \qquad 3.15$$

D'une manière simple, on déduit l'énergie cinétique des ions :

$$E_c = \frac{1}{2}\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right) e\varphi \qquad 3.16$$

Dans les figures ci-dessous nous représentons graphiquement la variation en fonction de $\frac{\xi}{c_s}$ la densité des ions, l'énergie cinétique des ions, le potentiel et le champ électrique.

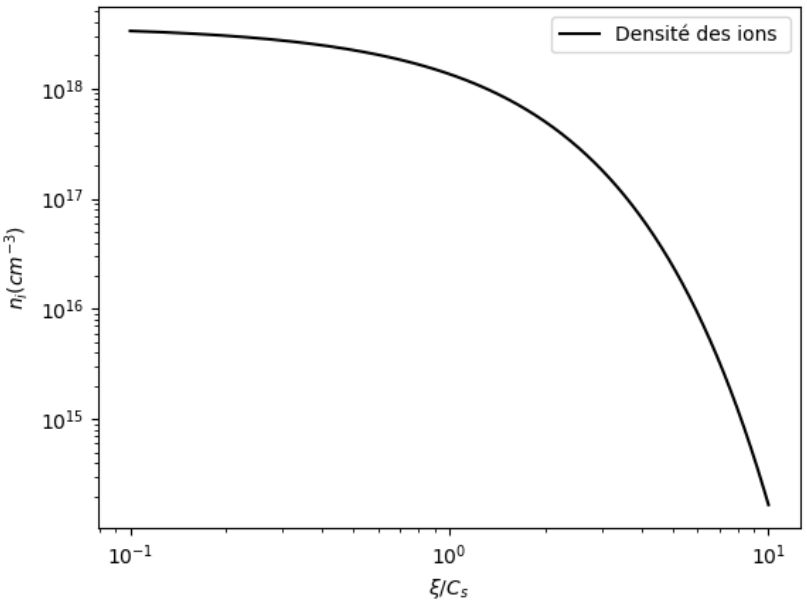


Figure 8: Variation de la densité des ions en fonction du paramètre self-similaire $\frac{\xi}{c_s}$ après le début de l'expansion du plasma dans le vide (x>0).

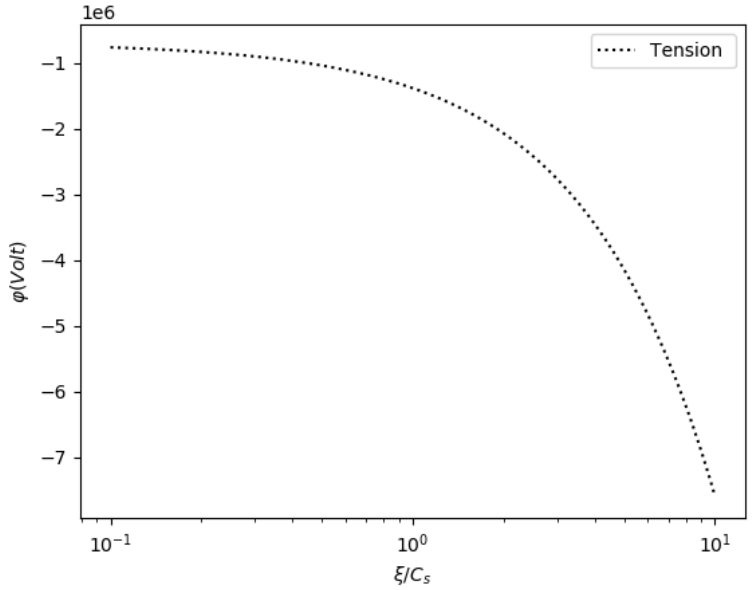


Figure 9: Variation du potentiel φ en fonction du paramètre self-similaire $\frac{\xi}{c_s}$ après le début de l'expansion du plasma dans le vide (x>0).

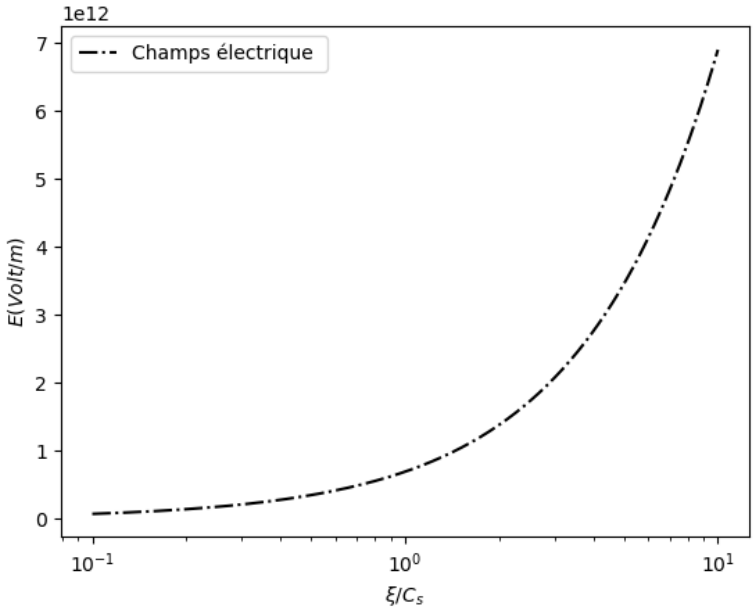


Figure 10: Variation du champ électrique crée par la charge d'espace en fonction du paramètre ξ/ C_s après le début de l'expansion du plasma dans le vide (x>0).

Dans la figure ci-dessous, on donne la variation de l'énergie cinétique des ions en fonction du paramètre self-similaire.

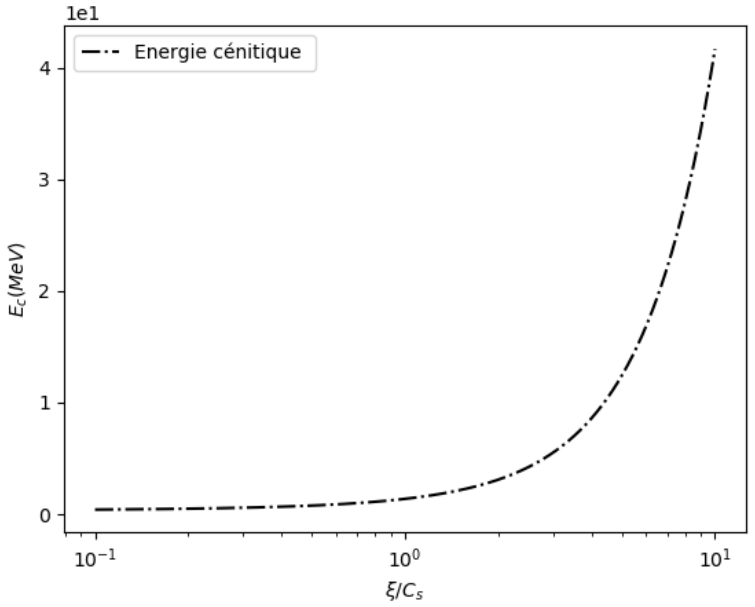


Figure 11: Variation de l'énergie cinétique des ions en fonction du paramètre self-similaire $\frac{\xi}{c_s}$ après le début de l'expansion du plasma dans le vide (x>0).

3.2.2 Spectre d'énergie et énergie maximale

D'après le modèle de P. Mora 2003, Le spectre énergétique des ions est exponentiellement décroissant avec la racine carrée de l'énergie et présente une coupure à l'énergie maximale $E_{\max}$ donnée par:

$$E_{max} = 2\ Z\ k_b T_e\ [\ln(\frac{2\omega_{pi} t_{acc}}{\sqrt{2e}})]^2, \qquad 3.17$$

Où ω_{pi} est la fréquence du plasma et t_{acc} est le temps d'accélération. On note que le temps d'accélération est estimé à $t_{acc} = 1.3\ \tau_L$ d'après (Fuchs et al. 2006).

3.3 Modèle de Passoni-Lontano

3.3.1 Approche relativiste

On cherche ici une solution quasi-statique de l'équation de Poisson, où la charge source est représentée par la population d'électrons chauds produite par laser. Le modèle est supposé être valide à des temps plus courts que les échelles de temps typiques (quelques $2\pi/\omega_{pi}$) sur lesquelles les ions présents dans la cible solide répondent collectivement à la charge d'espace. Dans cette solution, les ions les plus énergétiques sont accélérés, par le nuage d'électrons relativiste avant qu'ils ne soient partiellement court-circuité par le courant ionique positif et avant que leurs température ne commence à baisser en raison de collisions électron-ion et pertes radiatives. Le modèle de Passoni-Lontano est complémentaire du modèle développé par Mora (Patrick Mora et Pellat 1979; P. Mora 2003), qui est utilisé pour décrire l'expansion d'un plasma sur une durée de quelques dizaines de ($\sim 10/\omega_{pi}$), un temps relativement long pendant lequel la majeure partie des ions légers suit l'expansion du nuage d'électrons. Dans ce modèle, on considère, immédiatement après l'interaction du laser ($t \leq 1/\omega_{pi}$), une énorme séparation des charges est produite, qui donne l'impulsion maximale aux ions les plus légers (par exemple, une fine couche superficielle de protons contaminants), tels que les ions de la cibles les plus lourds restent presque immobiles sur cette échelle de temps. Ce modèle a été proposé pour remédier à certains problèmes non résolus dans les autres modèles théoriques basés sur le TNSA (Kovalev, Bychenkov, et Tikhonchuk 2001; Passoni et al. 2004; P. Mora 2005; Betti et al. 2005; Schreiber et al. 2006; Albright et al. 2006). Tous ces modèles prévoient que le champ électrique accélérateur s'étend jusqu'à l'infini, bien que les résultats des simulations (PIC) et les preuves expérimentales indiquent qu'il s'annule à une courte

distance finie (d'environ 20 μm dans les cas considérés) depuis la face arrière, au moins lors de l'accélération des ions les plus énergétiques. Un problème connexe est que le potentiel électrostatique auto-cohérent diverge à $-\infty$ à grande distance de la cible.

L'idée de base du modèle Passoni-Lontano est que seuls les électrons, qui sont liés dans le potentiel positif global créé par les ions du réseau, participent à la formation du nuage d'électrons quasi-stationnaire, tandis que les électrons les plus énergétiques franchissent la barrière de potentiel et sont perdus par le système. La considération des électrons liés uniquement dans l'équation de Poisson supprime tous les problèmes mentionnés ci-dessus, conduisant toutes les quantités physiques à devenir nulles à une distance finie de la surface arrière. Ce modèle traite le cas non relativiste ($P << mc$) (Kishimoto 1983; Lontano et Passoni 2006) et le cas relativiste (Passoni et Lontano 2008).

On suppose une distribution uniforme des ions dans la cible solide située dans l'intervalle $-d \leq x \leq 0$. Un rayon laser ultra-intense est projeté sur la surface avant, à $x \leq -d$ où il produit une population d'électrons chauds qui se propagent librement à travers la feuille et apparaissent à la surface arrière, $x = 0$, où il atteint un équilibre quasi permanent pendant un temps de l'ordre de centaines de femto-secondes, avant que la première couche d'ions commence à être accélérée dans le demi-espace $x > 0$ et avant que le refroidissement des électrons n'ait lieu. On considère qu'une partie des électrons chauds, ne pouvant s'échapper du puits de potentiel ($-e\varphi(x) \leq W \leq 0$.), restent collés à face arrière de la cible alors que les plus énergétiques peuvent s'en échapper et ils sont perdus par le système sans contribuer à l'accélération. W est l'énergie totale négative des électrons.

Pour étudier l'accélération on doit résoudre l'équation de Poisson en considérant les électrons piégés à la surface arrière de la cible. On considère la fonction de distribution de Maxwell-Juttner à une dimension pour ces électrons relativiste :

$$F_e(x,p) = \frac{\tilde{n}}{2m_e c K_1(\zeta)} \exp\left(-\frac{W + m_e c^2}{k_b T_e}\right), \qquad 3.18$$

où $W = mc^2(\gamma - 1) - e\varphi$, T_e est la température des électrons chauds, $K_1(\zeta)$ est la fonction de MacDonald de premier ordre[1], $\zeta = \frac{m_e c^2}{k_b T_e}$, m_e est la masse de l'électron, $\gamma = \left(1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}\right)$ et la densité $\tilde{n}$ est obtenu en intégrant la fonction de distribution $F_e(x,p)$ sur p dans l'intervalle $-\infty < p < +\infty$.

Pour le vide situé en arrière de la cible ($x \geq 0$), la source de la charge de l'équation de Poisson est donnée par :

$$n_b(x) = \int_{W<0} F_e(x,p)dp, \qquad 3.19$$

En considérant le cas ultra-relativiste ($\frac{p}{m_e c} \gg 1$), on déduit :

$$n_b(x) = \frac{\tilde{n} T_e}{m_e c K_1(\zeta)} [\exp\left(\frac{e\varphi}{k_b T_e}\right) - 1], \qquad 3.20$$

En faisant un changement de variable tel que $\xi = \frac{x}{\lambda_D}$, $\phi = \frac{e\varphi}{k_b T_e}$ avec $\lambda_D = \sqrt{\frac{m_e c^2 K_1(\zeta)}{4\pi \tilde{n} e^2}}$ et prenant le cas $\xi \geq 1$, on obtient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = -\sqrt{2(e^{\phi} - \phi - 1)}. \qquad 3.21$$

Cette dernière équation peut être réécrite comme :

$$\int_{\phi_0}^{\phi(\xi)} \frac{d\phi}{\sqrt{(e^{\phi} - \phi - 1)}} = \sqrt{2}\xi, \qquad 3.22$$

Avec les conditions aux limites : $\phi_0 = \phi(\xi = 0)$, et qu'il existe $\tilde{\xi}$ tel que : $\phi(\tilde{\xi}) = \phi' = \phi'' = 0$. Dans la référence (Lontano et Passoni 2006), on estime $\tilde{\xi} = \sqrt{6}\,(\pi\phi_0)^{\frac{1}{4}}$.

Pour obtenir le potentiel et le champ électrique normalisé, l'équation précédente peut être résolue dans deux limites :

[1] $K_1(z) = \frac{z^{\nu}}{2^{\nu+1}} \int_0^{+\infty} t^{-\nu-1} e^{-t - z^2/4t} dt$

1) Loin de la surface arrière tel que $|\phi(\xi)| \ll 1$:

$$\phi(\xi) = \phi_0 \exp(-\xi) \tag{3.23}$$

$$E(\xi) \sim \exp(-\xi) \tag{3.24}$$

2) Proche de la surface à $\xi = 0\ et\ |\phi(\xi)| \gg 1$:

$$\phi(\xi) = \phi_0 - 2\ln\left[1 + \frac{\xi}{2}\exp\left(\frac{\phi_0}{2}\right)\right], \tag{3.25}$$

$$E(\xi) = \frac{2\exp\left(\frac{\phi_0}{2}\right)}{\sqrt{2} + \xi\exp\left(\frac{\phi_0}{2}\right)}. \tag{3.26}$$

Ces expressions du champ électrique et du potentiel montrent bien que ces quantités physiques s'annulent à l'infini quand $\xi \rightarrow +\infty$. Donc, ce modèle de Passoni-Lontano corrige les défauts des différents modèles théoriques basés sur l'accélération TNSA.

Dans les figures ci-dessous, on donne les variations, en fonction de ξ, des quantités physiques calculées plus haut. On ne s'intéresse qu'à la partie se trouvant loin de la surface arrière pour montrer la correction apportée par le modèle le Passoni-Lontano au modèle de Mora.

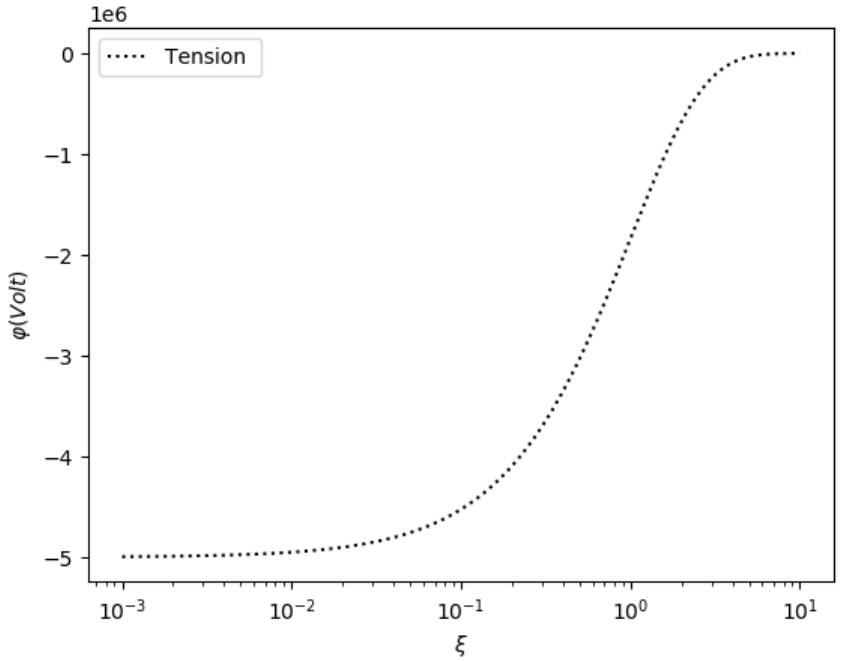


Figure 12: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation de la tension en fonction de $\xi = x/\lambda_D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda_D = 2\ \mu m$.

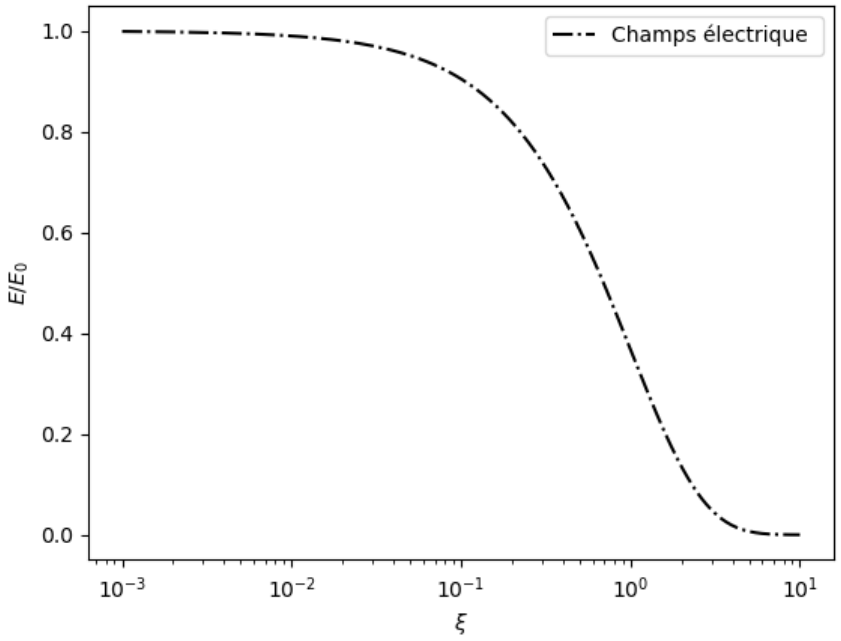


Figure 13: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation du champ en fonction de $\xi = x/\lambda_D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda_D = 2\ \mu m$.

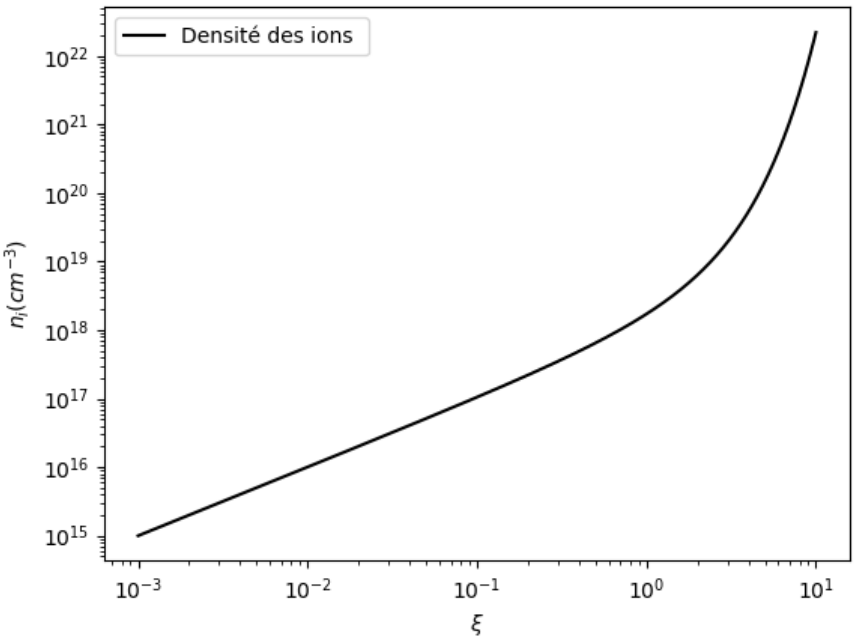


Figure 14: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation de la densité des ions en fonction de $\xi = x/\lambda_D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda_D = 2\ \mu m$.

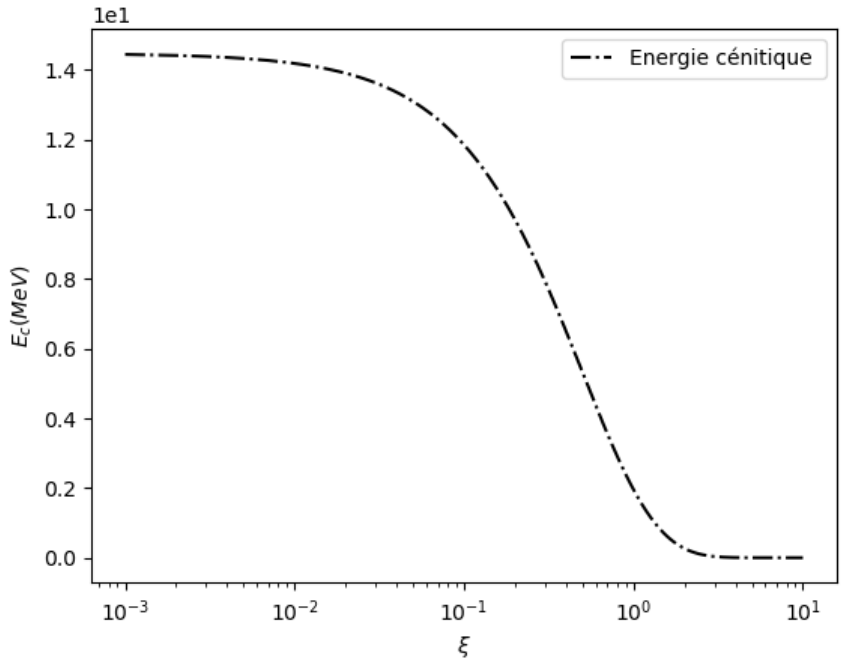


Figure 15: Modèle Passoni-Lontano relativiste : Variation de l'énergie cinétique en fonction de $\xi = x/\lambda_D$ pour le cas relativiste loin de la surface. $\lambda_D = 2\ \mu m$.

3.3.2 Approche non-relativiste

Dans le domaine non relativiste, une fonction de distribution des électrons de Maxwell-Boltzmann est utilisée, pour résoudre l'équation de Poisson. L'intensité du laser serait I=10^{18}W.cm^{-2} pendant le processus d'interaction laser-matière, et les ions sont accélérés via le mécanisme de TNSA (Lontano et Passoni 2006; Bahache 2019) :

$$f_e(x,v) = \tilde{n}(\frac{m_e}{2\pi k_b T_e})^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_b T_e}\right), \qquad 3.27$$

Où $\epsilon = \frac{m_e v^2}{2} - e\varphi$ représente l'énergie totale des électrons et $\varphi(x)$ la distribution spatiale du potentiel électrostatique cohérent.

On considère que l'interface cible-vide est placée à x = 0, soit $x \leq 0$ la région occupée par la distribution constante des ions, et $x \geq 0$ la région initialement vide. Lorsque les électrons énergétiques apparaissent à l'interface cible-vide, seuls ceux qui sont électriquement liés au réseau chargé positivement et piégés au voisinage de la surface participent à la charge d'espace, tandis que ceux qui sont libres sont perdus par le système. Dans ce cas, la densité de ces électrons piégés se calcule en intégrant l'équation ci-dessus (3.27) dans l'intervalle : $-e\varphi(x) \leq \epsilon \leq 0$. On obtient :

$$n_{piegés}(x) = \Phi\left(\sqrt{\phi}\right)e^{\phi}\ , \qquad 3.28$$

avec $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2}\, dt$. En introduisant les mêmes paramètres que pour le cas relativiste nous pouvant réécrire l'équation de Poisson comme suit :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \Phi\left(\sqrt{\phi}\right)e^{\phi}. \qquad 3.29$$

En intégrant cette dernière équation, on obtient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = -\sqrt{2}[\Phi\left(\sqrt{\phi}\right)e^{\phi} - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\phi}]^{1/2}. \qquad 3.30$$

Où on a supposé que $\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \rightarrow 0$ quand $\phi \rightarrow 0$.

On peut trouver deux solutions dans les cas particuliers suivant :

1) $|\phi(\xi)| \ll 1$; loin de surface arrière de la cible :

$$\phi(\xi) = [\phi_0^{\frac{1}{4}} - (\frac{1}{6\sqrt{\pi}})^{1/2}\xi]^4. \qquad 3.31$$

Ce potentiel s'annule à une distance finie correspondant à $\xi_f = \sqrt{6}(\pi\phi_0)^{\frac{1}{4}}$.

2) $|\phi(\xi)| \gg 1$; très proche de la surface arrière de la cible ($\xi \sim 0$):

$$\phi(\xi) = \phi_0 - 2\ln\left[1 + \frac{\xi}{\sqrt{2}}\exp\left(\frac{\phi_0}{2}\right)\right],$$

$$E(\xi) = \frac{2\exp\left(\frac{\phi_0}{2}\right)}{\sqrt{2} + \xi\exp\left(\frac{\phi_0}{2}\right)}, \qquad 3.32$$

avec E le champ électrique normalisé.

On donne ici le champ et le potentiel électrique pour le second cas, c'est-à-dire proche de la surface arrière de la cible. Ces résultats sont comparables avec ceux obtenus par (Lontano et Passoni 2006; Perego et al. 2012).

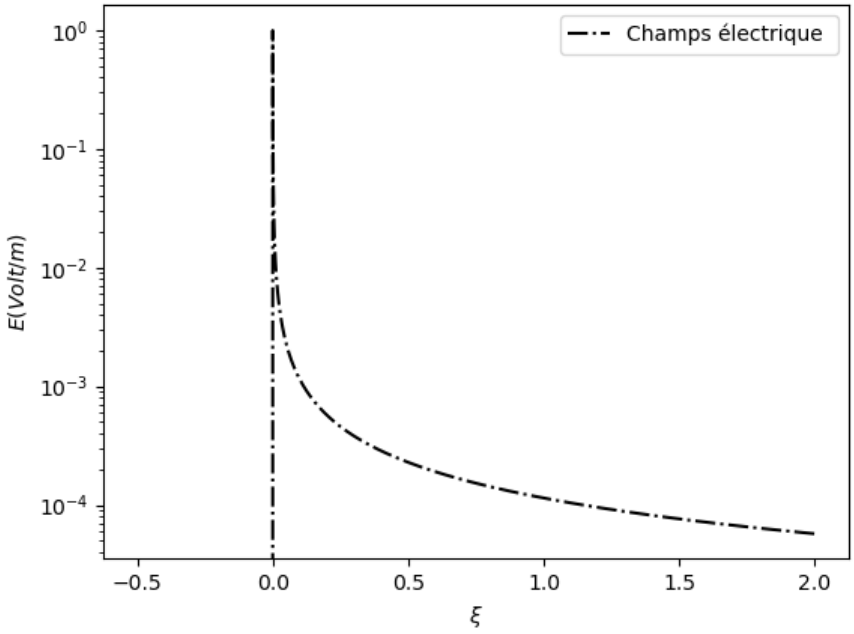


Figure 16: Modèle Passoni-Lontano non-relativiste: Variation de champ électrique en fonction de $\xi = x/\lambda_D$ pour le cas non relativiste proche de la surface. $\lambda_D = 2\mu m$.

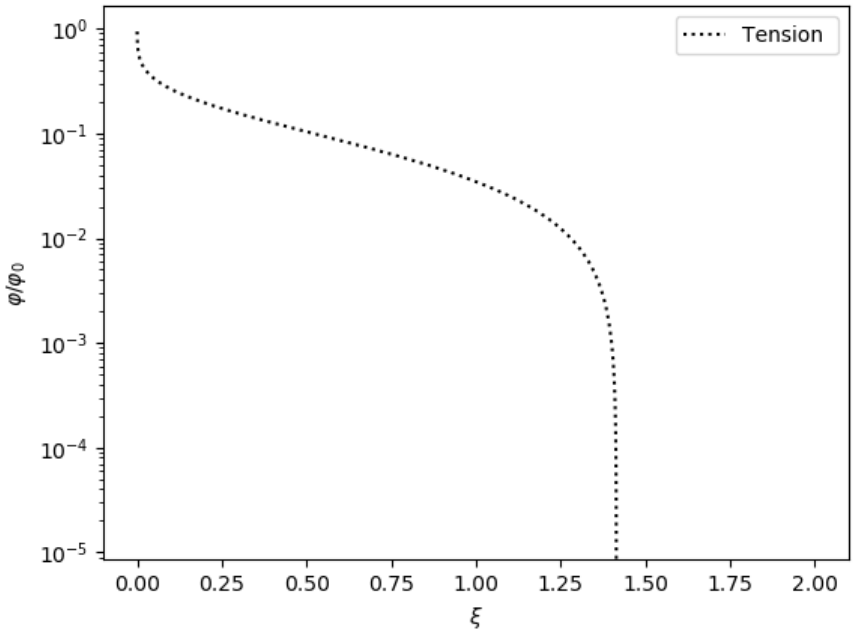


Figure 17: Modèle Passoni-Lontano non-relativiste : Variation du potentiel en fonction de $\xi = x/\lambda_D$pour le cas non relativiste proche de la surface. $\lambda_D = 2\mu m$.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté et étudié deux modèles d'accélération ionique dans le cadre du mécanisme TNSA. On s'est intéressé essentiellement à deux régimes à savoir le cas non-relativiste et le cas relativiste.

Les deux modèles étudiés sont le modèle fluide de Mora et le modèle quasi-statique de Passon-Lontano. Les deux modèles sont basés sur une résolution auto-cohérente du potentiel électrostatique indépendante du temps.

La méthode de calcul est basée sur la résolution de l'équation de Poisson. De cette résolution découle l'expression du potentiel électrique puis le champ électrique accélérateur. Ce champ est responsable de l'accélération des ions à des énergies importantes au-delà de la surface arrière de la cible solide. La face avant de la cible solide mince a été exposé à rayon laser très intense et d'une durée très courte de l'ordre du femto-seconde.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'accélération des ions dans le vide par le mécanisme TNSA à partir d'une cible solide. Nous avons considéré une source laser pulsée très intense d'une durée très courte de l'ordre de femto-seconde. Notre but était d'étudier le modèle fluide de Mora puis le modèle de Passoni-Lontano. Le premier modèle permet la résolution de l'équation de Poisson et le calcul du potentiel électrique et du champ électrique responsable de l'accélération des ions grâce à la charge d'espace. Ce dernier est créé par le flux des électrons éjectés par le rayon laser à des distances du micromètre à la face arrière de la cible solide très fine. Le modèle de Mora présente des défauts qui apparaissent à grande distance car le champ électrique tend vers l'infini ce qui est en contradiction avec les simulations numériques et les expériences. Le modèle de Passoni-Lontano a corrigé ce défaut en considérant une partie des électrons accélérés et en ignorant les électrons très énergétiques perdus par le système. Les électrons considérés sont ceux qui restent plus au moins liés aux atomes. Avec ce second modèle et dans le cas de l'équilibre quasi-statique, le champ

électrique tend vers zéro à une distance de 20 micromètres. Les résultats obtenus sont en concordances avec ceux publiés par certains auteurs.

Nous n'avons pris que le cas unidimensionnel sans faire de simulation numérique permettant de vérifier nos résultats. Nous n'avons pas cherché à faire de l'expérience dans des centres de recherche à cause de la situation sanitaire crée par la pandémie du Cov-19.

Il est très intéressant d'aller plus loin dans l'étude théorique, la simulation et l'expérience dans ce domaine de recherche de haute technologie. L'accélération des ions à haute énergie de l'ordre des dizaines de MeV a beaucoup d'applications de l'industrie à la biotechnologie en passant par la médecine et la physique nucléaire.

Dans le futur, nous voulons produire un code de calcul basé sur la simulation Monte-Carlo dans le cadre de la technique PIC (Particle In Cell) qui prend en considération les trois dimensions de l'espace plus la dimension temps. Cette étude permet entre autre, le calcul de l'énergie maximale des ions et le spectre énergétique des ions.

Bibliographie

Albright, B. J., L. Yin, B. M. Hegelich, Kevin J. Bowers, T. J. T. Kwan, et J. C. Fernández. 2006. « Theory of Laser Acceleration of Light-Ion Beams from Interaction of Ultrahigh-Intensity Lasers with Layered Targets ». *Physical Review Letters* 97 (11): 115002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.115002.

Amaldi, Ugo, et Gerhard Kraft. 2005. « Radiotherapy with beams of carbon ions ». *Reports on Progress in Physics* 68 (8): 1861-82. https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/8/R04.

Bahache, Abdelkader. 2019. « Étude théorique et numérique de l'expansion dans le vide d'un plasma créé par laser ultra-intense et ultra-court ». Doctorat. USTHB, Alger.

Betti, S, F Ceccherini, F Cornolti, et F Pegoraro. 2005. « Expansion of a finite-size plasma in vacuum ». *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47 (3): 521-29. https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/3/008.

Brunel, F. 1987. « Not-so-Resonant, Resonant Absorption ». *Physical Review Letters* 59 (1): 52-55. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.52.

Carrié, Michaël. 2011. « Accélération de protons par laser à ultra-haute intensité : étude et application au chauffage isochore ». Thèse. Université Paris Sud - Paris XI. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00608050.

Crow, J. E., P. L. Auer, et J. E. Allen. 1975. « The Expansion of a Plasma into a Vacuum ». *Journal of Plasma Physics* 14 (1): 65-76. https://doi.org/10.1017/S0022377800025538.

Deneuville, François. 2013. « Étude de la dynamique électronique des plasmas denses et tièdes par interférométrie optique ». Université Sciences et Technologies - Bordeaux I,. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00826666/document.

Faure, J. 2009. « Accélération de particules par interaction laser-plasma dans le régime relativiste ».

Fuchs, J., P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, et al. 2006. « Laser-Driven Proton Scaling Laws and New Paths towards Energy Increase ». *Nature Physics* 2 (1): 48-54. https://doi.org/10.1038/nphys199.

Gnedyuk, Semen. 2016. « Interaction d'impulsions laser femtoseconde intenses avec une cible solide ultra mince : effet du contraste laser sur le régime d'interaction ». Thèse. l'INRS-EMT (Canada). http://espace.inrs.ca/id/eprint/5110/1/Gnedyuk%2C%20Semen.pdf.

Gurnett, D. A., et A. Bhattacharjee. 2005. *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications*. 1re éd. Cambridge University Press. https://doi.org/10.1017/CBO9780511809125.

Kishimoto, Yasuaki. 1983. « Analysis of Fast-Ion Velocity Distributions in Laser Plasmas with a Truncated Maxwellian Velocity Distribution of Hot Electrons ». *Physics of Fluids* 26 (8): 2308. https://doi.org/10.1063/1.864389.

Kovalev, V.F., V. Yu. Bychenkov, et V. T. Tikhonchuk. 2001. « Ion Acceleration during Adiabatic Plasma Expansion: Renormalization Group Approach ». *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 74 (1): 10-14. https://doi.org/10.1134/1.1402197.

Krishan, Vinod. 2016. *Physics of Partially Ionized Plasmas*. Cambridge: Cambridge University Press. https://doi.org/10.1017/9781316341148.

Lontano, Maurizio, et Matteo Passoni. 2006. « Electrostatic Field Distribution at the Sharp Interface between High Density Matter and Vacuum ». *Physics of Plasmas* 13 (4): 042102. https://doi.org/10.1063/1.2184067.

Mora, P. 2003. « Plasma Expansion into a Vacuum ». *Physical Review Letters* 90 (18): 185002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002.

———. 2005. « Collisionless Expansion of a Gaussian Plasma into a Vacuum ». *Physics of Plasmas* 12 (11): 112102. https://doi.org/10.1063/1.2134768.

Mora, Patrick, et R. Pellat. 1979. « Self-Similar Expansion of a Plasma into a Vacuum ». *Physics of Fluids* 22 (12): 2300. https://doi.org/10.1063/1.862541.

Moreau, J. 2009. « Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense dans le régime relativiste. Physique des accélérateurs ».

Passoni, M., et M. Lontano. 2008. « Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation ». *Physical Review Letters* 101 (11): 115001. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.115001.

Passoni, M., V. T. Tikhonchuk, M. Lontano, et V. Yu. Bychenkov. 2004. « Charge Separation Effects in Solid Targets and Ion Acceleration with a Two-Temperature Electron Distribution ». *Physical Review E* 69 (2): 026411. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.69.026411.

Perego, C., D. Batani, A. Zani, et M. Passoni. 2012. « Target Normal Sheath Acceleration Analytical Modeling, Comparative Study and Developments ». *Review of Scientific Instruments* 83 (2): 02B502. https://doi.org/10.1063/1.3666188.

Podgoršak, E. B. 2010. *Radiation physics for medical physicists*. 2nd, enl. ed éd. Biological and medical physics, biomedical engineering. Heidelberg: Springer.

Psikal, Jan. 2009. « Ion acceleration in small-size targets by ultra-intense short laser pulses (simulation and theory) ». PhD Thesis. http://www.theses.fr/2009BOR13941/document.

Roth, M., et M. Schollmeier. 2016. « Ion Acceleration—Target Normal Sheath Acceleration ». *CERN Yellow Reports*, février, 231 Pages. https://doi.org/10.5170/CERN-2016-001.231.

Schreiber, J., F. Bell, F. Grüner, U. Schramm, M. Geissler, M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, et al. 2006. « Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses ». *Physical Review Letters* 97 (4): 045005. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.045005.

Tajima, T., et J. M. Dawson. 1979. « Laser Electron Accelerator ». *Physical Review Letters* 43 (4): 267-70. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267.