

N° d'ordre : 101/2019-C/PH

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENNE  
FACULTÉ DE PHYSIQUE



## THÈSE de DOCTORAT

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTORAT en Physique

Spécialité :

**Physique Théorique**

par

**BAHACHE Abdelkader**

Sujet :

**Étude théorique et numérique de l'expansion dans le vide d'un plasma créé par laser ultra-intense et ultra-court**

*soutenue publiquement, le 18/12/2019, devant le jury composé de :*

M. CHOUCHAOUI Ahmed	Professeur à l'USTHB	<i>Président</i>
M <sup>me</sup> DOUMAZ-BENNACEUR Djamila	Directrice de Recherche au CDTA	<i>Directrice de Thèse</i>
M. DJEBLI Mourad	Professeur à l'USTHB	<i>Co-Directeur de Thèse</i>
M. ZITOUNI Hannachi	MCA à l'U.Y.F Médéa	<i>Examineur</i>
M. BACHA Mustapha	MCA à l'USTHB	<i>Examineur</i>
M <sup>me</sup> AMI Ismahane	MCA à l'U.M.B.B	<i>invitée</i>

---

## Remerciement

Ce présent travail de thèse s'est déroulé entre le laboratoire LPT/USTHB et l'équipe PA/MIL/CDTA sous la direction de Madame BENNACEUR-DOUMAZ Djamila, directrice de recherche au CDTA, et de Monsieur DJEBLI Mourad, professeur à L'USTHB.

Premièrement je voudrais remercier ma directrice de thèse, Mme BENNACEUR-DOUMAZ Djamila, qui m'a initié à l'interaction laser-plasma et à l'accélération des ions par laser, qui m'a défini le sujet de thèse et aidé à son aboutissement.

Je voudrais aussi remercier mon co-directeur, M. DJEBLI Mourad, qui a contribué énormément à toutes les tâches de cette thèse et m'a aidé jusqu'à la dernière minute.

Merci aussi au Pr. CHOUCHAOUI Ahmed pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de soutenance de ma thèse. Je remercie également les examinateurs Dr ZITOUNI Hannachi, Dr BACHA Mustapha et Dr AMI Ismahane pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant de faire partie de mon jury. Je suis très honoré de bénéficier de leur expérience et de leurs points de vue avisés sur ce travail. Je n'oublie pas également de remercier tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je tiens à souligner que j'ai grandement bénéficié pendant cette formation doctorale, du stage effectué au CDTA., de ma participation aux journées scientifiques et pédagogiques à l'USTHB (JSP21, JSP22, JSP23), à la Journée d'Etude sur la Photonique et ses Applications JEPA(2017) à l'EMP et au congrès CNPA(2018).

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'accélération des ions dans le processus d'interaction laser-cible</b>	<b>8</b>
1.1 Introduction . . . . .	8
1.2 Définition d'un plasma . . . . .	8
1.2.1 Propriétés du plasma . . . . .	9
1.2.2 L'approximation du plasma . . . . .	9
1.3 Aspects généraux sur les paramètres du plasma . . . . .	10
1.3.1 Fréquence d'oscillation d'un plasma et longueur de Debye . . . . .	10
1.3.2 Paramètre de couplage . . . . .	11
1.4 Laser ultra-court et ultra-intense . . . . .	12
1.4.1 La technique CPA . . . . .	12
1.5 Ionisation de la cible par des champs laser . . . . .	14
1.6 Absorption du laser dans les plasmas . . . . .	15
1.6.1 Absorption par collision . . . . .	15
1.6.2 Absorption par résonance . . . . .	16
1.6.3 Absorption par le chauffage de Brunel . . . . .	17
1.6.4 Force pondéromotrice . . . . .	17
1.7 Faisceaux des électrons . . . . .	19
1.8 Accélération ionique dans l'interaction laser-matière . . . . .	21
1.8.1 TNSA ( Target Normal Sheath Acceleration ) . . . . .	22
1.8.2 RPA ( Accélération par Pression Radiative ) . . . . .	26
1.8.3 CSA ( Collisionless Shock Acceleration ) . . . . .	28
1.9 Conclusion . . . . .	29

<b>2 Étude de quelques modèles théoriques sur l'accélération ionique par le mécanisme TNSA</b>	<b>30</b>
2.1 Modèles fluides . . . . .	31
2.2 Modèles quasi-statiques . . . . .	35
2.2.1 Modèle d'espace fini . . . . .	36
2.2.2 Modèle à deux températures . . . . .	39
2.2.3 Modèle de Passoni-Lontano . . . . .	42
2.3 Solution quasi-statique de l'équation de Poisson dans le modèle de Passoni-Lontano . . . . .	44
2.3.1 Approche non relativiste . . . . .	44
2.3.2 Approche relativiste . . . . .	51
2.3.3 Approche ultra relativiste . . . . .	56
2.4 Conclusion . . . . .	57
<b>3 Effets des électrons énergétiques nonthermiques sur l'accélération des ions</b>	<b>58</b>
3.1 Introduction . . . . .	58
3.2 Équations de base . . . . .	60
3.2.1 Fonction de distribution de Cairns . . . . .	60
3.2.2 Modèle de Passoni-Lontano . . . . .	62
3.3 Résultats et discussions . . . . .	64
3.3.1 Potentiel électrique et champ électrique . . . . .	64
3.3.2 Énergie ionique maximale . . . . .	66
3.3.3 Spectre de l'énergie ionique . . . . .	68
3.4 Conclusion . . . . .	70
<b>4 Accélération ionique en présence d'électrons relativistes suivant une distribution Jüttner-Cairns</b>	<b>71</b>
4.1 Introduction . . . . .	71
4.2 Fonction de distribution de Jüttner-Cairns . . . . .	72
4.3 Densité des électrons nonthermiques et relativistes déduite du modèle quasi-statique . . . . .	74

*TABLE DES MATIÈRES*

---

4.4	Le cas ultra relativiste . . . . .	75
4.4.1	Potentiel électrique et champ électrique . . . . .	76
4.4.2	Énergie ionique maximale . . . . .	78
4.5	Ajustements avec des résultats expérimentaux . . . . .	80
4.6	Conclusion . . . . .	81
	<b>Conclusion</b>	<b>82</b>

## Résumé

L'irradiation d'une cible solide par des lasers intenses produit des ions très énergétiques. Ces sources d'ions ont des applications diverses comme en médecine, en fusion thermonucléaire, etc. Les travaux effectués au cours de cette thèse s'articulent autour de l'étude théorique des phénomènes physiques prenant place lors de l'interaction laser intense-plasma et qui ont un effet direct sur le processus d'accélération ionique associé à l'expansion du plasma. En effet, il a été démontré dans la littérature que les électrons éjectés de la cible lors de l'expansion d'un plasma créé par laser ne sont pas toujours Maxwelliens mais suivent des distributions loin de l'équilibre thermodynamique local.

Pour modéliser les effets de ces électrons sur le processus d'accélération ionique, nous avons choisi d'utiliser le modèle quasi-statique de Passoni et Lontano, dans le contexte du mécanisme d'accélération TNSA.

Notre première contribution effective dans cette étude est de généraliser ce modèle au cas plus réaliste où les électrons énergétiques responsables du transfert d'énergie vers les ions, sont nonthermiques. Dans une approximation classique du modèle, nous avons entrepris l'étude des effets de ces électrons que nous avons modélisés par la distribution nonthermique de Cairns, sur l'intensité du champ électrique et le potentiel électrostatique déduits par la résolution de l'équation de Poisson dans l'approximation statique des ions.

Nous avons alors formulé des expressions analytiques pour l'énergie ionique maximale et le spectre d'énergie des ions accélérés, qui sont les paramètres les plus recherchés dans les applications, en fonction du paramètre de nonthermalité. Il a été montré que l'accélération des ions est plus efficace en présence de ces électrons, que l'énergie ionique maximale augmente avec le nombre d'électrons nonthermiques et que les ions énergétiques sont plus nombreux en raison du plus fort champ électrique produit.

Notre deuxième contribution s'est portée sur la proposition d'une nouvelle fonction de distribution des électrons qui prend en compte aussi bien les effets relativistes que les effets nonthermiques dans sa formulation. En conséquent, pour calculer les énergies maximales des ions, nous avons incorporé cette fonction de distribution dans la version relativiste du modèle de Passoni et Lontano. Il a été prouvé que les électrons nonthermiques relativistes contribuent à renforcer ces énergies. Nous avons également ajusté les énergies maximales

ioniques expérimentales trouvées dans la littérature, avec des valeurs théoriques obtenues à partir du modèle, en donnant les valeurs correspondantes du paramètre nonthermique.

## Abstract

Irradiation of a solid target by intense lasers produces very energetic ions. These ion sources have various applications such as in medicine, in thermonuclear fusion, among others. The work done under this thesis revolves around the theoretical study of physical phenomena taking place during intense laser-plasma interaction and that have a direct effect on the ion acceleration process associated with plasma expansion.

Indeed, it has been shown in the literature that electrons ejected from the target during the expansion of a plasma created by laser are not always Maxwellians but follow distributions far from the local thermodynamic equilibrium. To model the effects of these electrons on the ion acceleration process, we chose to use the quasi-static model developed by Passoni and Lontano, in the context of the TNSA acceleration mechanism : (Target Normal Sheath Acceleration).

Our first real contribution in this study is to generalize this model to the more realistic case where the energetic electrons responsible for the transfer of energy to the ions are nonthermal. In a classical approximation of the model, we have undertaken the study of the effects of these electrons which we have modeled by the nonthermal distribution of Cairns, on the intensity of the electric field and the electrostatic potential deduced by the resolution of the Poisson equation in the static approximation of the ions.

We then formulated analytical expressions for the maximum ion energy and energy spectrum of the accelerated ions, which are the most searched parameters in the applications, according to the parameter of nonthermality. It has been shown that the acceleration of the ions is more efficient in the presence of these electrons, that the maximum ion energy increases with the number of nonthermal electrons and that the energetic ions will be more numerous because of the strong electric field produced.

Our second contribution focused on the proposal of a new electron distribution function which takes into account both the relativistic and the nonthermal effects in its formulation. Therefore, to calculate the maximum ion energies, we have incorporated this distribution function into the relativistic version of the Passoni and Lontano model. It has been proven that nonthermal relativistic electrons help to strengthen these energies. We also adjusted the experimental maximum ion energies found in the literature with theoretical values, obtained from the model, giving the corresponding values of the nonthermal parameter.

# Introduction

## Contexte de la thèse

La technologie de pointe des lasers est capable aujourd'hui de produire des impulsions de lumière focalisables à des intensités atteignant les  $10^{21}$  -  $10^{22}W/cm^2$  à travers la technique d'amplification à dérive de fréquence ou en anglais, Chirped Pulse Amplification (CPA). Cette dernière est l'un des mécanismes les plus importants pour la génération et l'amplification directe d'impulsions laser ultra courtes avec des énergies de sortie très élevées. À ces intensités, le champ électrique du laser arrache les électrons de leurs orbitales atomiques, et les accélère à des énergies hautement relativistes.

A travers l'interaction laser-matière, ces électrons extrêmement énergétiques se propagent à travers le matériau environnant, provoquant la formation de plasma en expansion. Aujourd'hui, il existe de nombreuses installations à travers le monde capables de fournir de telles impulsions. La physique de l'interaction du laser avec le plasma en expansion s'est donc largement élargie à de nouveaux domaines d'étude. En particulier, l'accélération d'électrons, d'ions et la génération de nouvelles sources de rayonnement UV par laser ont connu un important développement. A des intensités laser supérieures à  $10^{18}W/cm^2$ , la dynamique des électrons est relativiste parce que la vitesse des électrons dans le champ électromagnétique du laser approche la vitesse de la lumière. La présence d'électrons relativistes a un effet important sur la production des faisceaux de protons d'énergies allant jusqu'à 85 MeV.

L'attention particulière qu'ont portée les physiciens aux ions émis en face arrière d'une cible irradiée par ces lasers intenses s'explique par les caractéristiques très intéressantes qu'ils possèdent, parmi lesquelles la largeur du spectre énergétique, la forte laminarité ainsi que la faible divergence des faisceaux mesurés. Dans quelques applications pratiques d'accélération d'ions à de hautes énergies, il est très important non seulement d'accélérer les ions à de hautes énergies mais aussi de former des faisceaux d'ions mono-énergétiques (ou quasi-mono-énergétiques). Les valeurs des énergies et des courants crêtes obtenues permettent d'envisager l'application de ces faisceaux dans des domaines aussi variés que la radiothéra-

pie et radiobiologie, la science des matériaux, la radiographie non destructive de la matière dense et leur utilisation pour l'étude de schémas de laser à électron libre compact pour la production de faisceaux X et XUV intenses. Ces faisceaux peuvent être utilisés dans la production d'isotopes médicaux à des fins comme l'imagerie et aussi pour réaliser l'allumage rapide dans la fusion par confinement inertiel. L'étude présentée dans cette thèse va précisément explorer l'accélération ionique à partir de cibles solides.

## Objectifs de la thèse

Les calculs d'expansion de plasma dans le vide et d'accélération d'ions ont été remis à l'ordre du jour par les expériences qui ont conduit à l'observation d'ions très énergétiques obtenus avec des lasers très intenses. La détermination des mécanismes dominants est essentielle afin de pouvoir optimiser les sources d'ions qui ouvrent aujourd'hui la porte à de nombreuses applications. Cette thèse constitue un travail théorique et numérique sur l'expansion de plasmas créés par laser et plus particulièrement sur l'accélération des ions à haute énergie émis en face arrière de cibles irradiées par des impulsions ultra-courtes et ultra-intenses. Dans ce mécanisme d'accélération, une partie de l'énergie laser est transmise aux électrons qui se propagent à l'intérieur de la cible et forment un nuage chaud en face arrière. Le champ électrique associé au nuage d'électrons ionise la cible et accélère rapidement les ions perpendiculairement à la face arrière. On observe alors une détente de plasma avec à son front une double couche électrostatique.

Dans cette étude, l'accent sera mis sur la modélisation des électrons énergétiques émis lors de l'accélération laser-plasma. En effet, il a été démontré que dans les plasmas produits par laser, ces électrons régissent les premières étapes de l'expansion du plasma dans le vide, comme c'est confirmé par l'observation expérimentale et les simulations numériques. De tels électrons qui peuvent être relativistes sont caractérisés par des fonctions de distribution de particules avec des queues à haute énergie, qui peuvent s'écarter sensiblement de la distribution maxwellienne. Il a été aussi montré que l'écart d'électrons de la distribution maxwellienne joue un rôle important dans la dynamique du plasma en donnant par exemple la réponse à l'augmentation de l'énergie dans le faisceau de protons accélérés vers l'avant dans le cas d'une interaction laser intense-plasma.

## Plan de la thèse

Cette thèse est organisée de la manière suivante : Dans le premier chapitre, nous allons tout d'abord donner un bref aperçu sur le plasma et ses propriétés, et décrire les phénomènes d'interaction d'un laser intense avec une cible solide. Les lasers utilisés sont les lasers issus de la technique CPA que nous allons décrire en détail. Nous exposerons ensuite les différents modes de chauffage et d'absorption du laser intense par le plasma formé et décrirons les mécanismes d'accélération des ions, les plus importants. L'accent sera mis sur le mécanisme TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) qui est le plus utilisé dans les expériences. La description de ce mécanisme englobera toutes les étapes du processus, depuis l'envoi du laser CPA vers l'avant de la cible solide jusqu'à l'obtention d'un faisceau d'ions accélérés à la face arrière de la cible.

Dans le deuxième chapitre, nous décrirons quelques modèles théoriques de l'accélération ionique, à des régimes différents (classique, relativiste et ultra relativiste) dans le cadre du mécanisme du TNSA. L'accélération par laser des ions provenant de cibles solides est un mécanisme complexe et multidimensionnel comprenant des effets relativistes, des non-linéarités et des effets collectifs et cinétiques. Les méthodes théoriques pour les différents mécanismes physiques impliqués dans le mécanisme du TNSA vont des approches analytiques pour les scénarios simplifiés aux modèles fluides jusqu'aux simulations par ordinateur tridimensionnelles par collision totalement relativistes. La plupart des approches qui décrivent le TNSA négligent l'interaction complexe laser-matière à l'avant de la cible ainsi que le transport des électrons à travers la cible. Ces modèles d'expansion du plasma commencent par une distribution d'électrons chauds qui gouverne l'expansion d'une distribution d'ions initialement donnée.

Nous avons choisi de présenter le modèle fluide de Mora dépendant du temps et les modèles quasi statiques de Passoni et Lontano. Chacun de ces modèles repose sur la résolution de l'équation de Poisson. De cette résolution découlera l'expression du champ électrique accélérateur qui mène aux expressions de l'énergie maximale et du spectre d'énergie ioniques en fonction des paramètres du laser et du plasma. Ces expressions sont les données les plus fondamentales dans l'accélération des ions par laser et qui demandent à être continuellement améliorées en fonction des paramètres du laser et de la cible mis en jeu, pour satisfaire les diverses applications.

Dans le troisième chapitre, nous proposerons notre modèle de l'accélération ionique qui est l'extension du modèle quasi-statique de Passoni-Lontano dans sa version non relativiste, qui va prendre en charge les effets des électrons énergétiques qui sont supposés nonthermiques et suivre la distribution de Cairns, afin de montrer la modification importante apportée aux paramètres de l'accélération d'ions lorsque cette distribution électronique non Maxwellienne est utilisée. L'originalité de ce travail est de considérer qu'il y a des électrons énergétiques chauds sur les queues de la fonction globale de la distribution des électrons qui ne sont pas libres et ne peuvent pas s'échapper du potentiel électrostatique induit près de la surface arrière de la cible, du mécanisme d'accélération TNSA. Dans ce sens, cette étude s'intéresse de savoir dans quelle mesure ces électrons contribueraient au processus d'accélération ionique.

En réalité, les électrons produits à la surface arrière de la cible sont relativistes. Dans ce cas, un modèle relativiste pour les électrons serait plus approprié pour décrire le processus d'accélération ionique et pour comparer les résultats du modèle aux résultats expérimentaux réels. C'est dans cette optique que, dans le quatrième chapitre, la quête d'une nouvelle fonction de distribution des électrons qui prend compte aussi bien des effets relativistes que des effets nonthermiques s'est avérée indispensable. L'objectif principal sera de quantifier l'effet des électrons relativistes et nonthermiques sur les énergies ioniques maximales impliquées dans le mécanisme TNSA. Cela sera fait en introduisant les effets relativistes dans la fonction de distribution de Cairns nonthermique bien connue dans la version relativiste du modèle quasi statique de Passoni-Lontano. En résumé, une nouvelle fonction de distribution qui traite à la fois de la relativité et de la nonthermalité de l'électron sera introduite pour étudier l'influence de ces deux phénomènes sur le processus d'accélération ionique dans le mécanisme TNSA.

Enfin, nous terminerons ce travail en résumant tous les résultats obtenus dans une conclusion en indiquant les perspectives à donner à ce travail.

# Chapitre 1

## L'accélération des ions dans le processus d'interaction laser-cible

### 1.1 Introduction

Le développement récent de la technologie laser à travers la technique d'amplification à dérive de fréquences (CPA) a abouti à la construction de lasers à impulsions ultra-courtes capables de générer des impulsions lumineuses avec une puissance de l'ordre du PW et une intensité supérieures à  $10^{21} W/cm^2$ .

Dans ce chapitre, après une brève introduction sur le plasma et ses paramètres, nous étudierons les interactions d'une impulsion laser intense de durée inférieure à la picoseconde avec une cible solide qui peuvent générer des ions d'énergies de plusieurs MeV.

### 1.2 Définition d'un plasma

Un plasma est un milieu quasi neutre de particules chargées et de particules neutres qui exhibe un comportement collectif sous l'influence de champs électromagnétiques [1, 2]. En physique et en chimie, le plasma est un état de la matière similaire au gaz dans lequel une certaine partie des particules est ionisée. Chauffer un gaz peut ioniser ses molécules ou ses atomes, le transformant ainsi en plasma, qui contient des particules chargées : des ions positifs et des électrons négatifs.

L'ionisation peut être induite par d'autres moyens, comme le champ électromagnétique fort généré par le laser. Le plasma est décrit comme un milieu électriquement neutre de

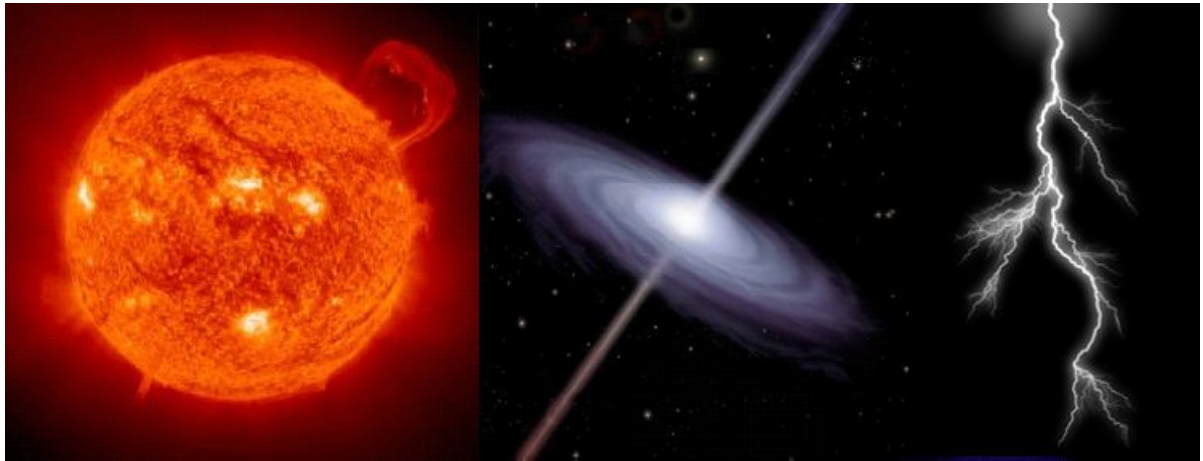


FIGURE 1.1 – Exemples de plasmas dans l'espace [3].

particules positives et négatives (c'est-à-dire que la charge globale d'un plasma est à peu près nulle). Lorsque les charges se déplacent, elles génèrent des courants électriques et par conséquent, elles sont affectées par les champs électriques et magnétiques induits et en même temps ces charges vont modifier ces mêmes champs. Cela régit leur comportement collectif avec plusieurs degrés de liberté.

### 1.2.1 Propriétés du plasma

Les caractéristiques des plasmas sont très différentes de celles des gaz neutres ordinaires, de telle sorte que les plasmas sont considérés comme un "quatrième état de la matière" distinct. Bien que le plasma comprenne des ions, des électrons et des atomes neutres, il est macroscopiquement neutre dans son ensemble parce que les électrons et les ions sont également équilibrés. Un plasma doit avoir un nombre suffisant de particules chargées dans son ensemble, il présente une réponse collective au champ électrique et magnétique. Le mouvement des particules dans le plasma génère des champs et des courants électriques à partir de la densité du plasma [4]. C'est un fait intéressant que la plupart des matériaux de l'univers visible (L'ensemble de l'univers, jusqu'à 99,9% selon certaines estimations) est à l'état du plasma.

### 1.2.2 L'approximation du plasma

Les particules chargées d'un plasma doivent être suffisamment proches les unes des autres pour que chaque particule influence de nombreuses particules chargées à proximité, plutôt

que de simplement interagir avec la particule la plus proche (ces effets collectifs sont une caractéristique distinctive d'un plasma). L'approximation du plasma est valable lorsque le nombre de porteurs de charge dans la sphère d'influence (appelée la sphère de Debye dont le rayon est la longueur de Debye [5] que nous allons décrire plus bas) d'une particule particulière est supérieure à l'unité pour fournir un comportement collectif du chargé.

## 1.3 Aspects généraux sur les paramètres du plasma

### 1.3.1 Fréquence d'oscillation d'un plasma et longueur de Debye

Supposons un plasma initialement uniforme, non collisionnel dans lequel une plaque d'électrons est déplacée de la position d'équilibre. La force de rappel qui s'applique sur cette plaque des électrons les conduit vers la position d'équilibre. Les électrons générés par la séparation des charges permettent de créer un champ accélérateur sur la surface de la cible [6], et les ions sont généralement traités comme immobiles et accélérés par le champ électrique, seuls les électrons réagiront aux champs électromagnétiques internes ou externes. Il en résulte une oscillation dont la fréquence est appelée fréquence du plasma électronique  $\omega_p$ , qui est donnée par [3]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (1.1)$$

Ici,  $e$  est la charge élémentaire d'un électron,  $m_e$  est la masse au repos des électrons,  $\varepsilon_0$  est la permittivité de l'espace libre et  $n_e$  la densité des électrons.

Le paramètre de base qui caractérise le comportement du plasma (collectif) d'un ensemble d'ions et d'électrons est la longueur de Debye [5] :

$$\lambda_D = \left( \frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

où  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_e$  est la température électronique.

Ce paramètre mesure la plage d'action du champ électrique d'une particule chargée individuelle dans le plasma et décrit la distance, au delà de laquelle le potentiel d'une perturbation de la densité de charge locale est réduit à  $1/e_N$  ( $e_N$  est le nombre d'Euler) de sa valeur initiale.

La condition de base pour l'existence d'un comportement collectif est que :  $\lambda_D \ll L$ , où  $L$  est la taille macroscopique typique de l'ensemble de particules et que le nombre de particules dans la sphère de Debye est très élevé, c'est-à-dire  $N_D \gg 1$  tel que :

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_e = 1.72 \cdot 10^9 T_e^{3/2} [eV] n_e^{-1/2} \quad (1.3)$$

### 1.3.2 Paramètre de couplage

La dynamique du plasma est le résultat de la compétition entre l'agitation thermique des particules et les interactions coulombiennes entre les particules. Cette caractéristique peut être quantifiée par le paramètre de couplage des électrons dans un plasma, il est donné par :

$$\Gamma = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{k_B T_e} = 1.4 \cdot 10^{-7} \frac{n_e^{1/3}}{T_e (eV)} \quad (1.4)$$

qui est, le rapport entre l'énergie potentielle de Coulomb  $e^2/r$  ( $r = n_e^{-1/3}$  est la distance moyenne entre les particules) et l'énergie cinétique moyenne et thermique  $k_B T_e$ . Par exemple si on considère le cas d'un plasma avec une densité des électrons  $n_e = 10^{21} \text{cm}^{-3}$  et une température des électrons  $T_e = 500 \text{eV}$ , la longueur de Debye est  $\lambda_D = 50 \text{Å}$ , le nombre de particules dans la sphère de Debye est  $N_D = 600$ , et le degré de couplage des électrons  $\Gamma \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Des phénomènes collectifs typiques du plasma sont attendus dans de telles conditions alors que, comme le paramètre de couplage est petit, le gaz des électrons peut être traité dans l'approximation de gaz idéal [7].

## 1.4 Laser ultra-court et ultra-intense

### 1.4.1 La technique CPA

La technique CPA (Chirped Pulse Amplification), ou technique d'amplification à dérive de fréquences, est une technique pour amplifier les pulses d'entrée des lasers, tout en évitant des puissances crêtes de laser très élevées dans le processus d'amplification lui-même. La technique CPA a été motivée par la nécessité d'augmenter l'énergie des impulsions laser pour étudier de nouveaux régimes d'interaction laser intense-matière accessibles uniquement par la théorie ou la simulation numérique [8].

A partir d'un seuil d'intensité de laser avoisinant  $10^{13}Wcm^{-2}$ , le transport de l'impulsion laser dans un matériau transparent cause des effets non-linéaires qui peuvent entraîner son endommagement, particulièrement, pour l'extraction de l'énergie totale dans une courte impulsion avec des intensités supérieures au seuil de dommages des milieux amplificateurs. La technique CPA est aussi utile pour une utilisation efficace des milieux laser solides à haute densité d'énergie. Elle évite l'endommagement du milieu amplificateur du laser, selon la procédure indiquée par la figure (1.2).

Les impulsions initiales sont générées à basse énergie délivrée par l'oscillateur laser ultra-court, dont l'impulsion est de quelques nanojoules avec des durées d'impulsion de quelques femtosecondes. Dans une chaîne classique, ces impulsions sont directement amplifiées alors que dans une chaîne CPA un étireur à réseaux précède l'ensemble des étapes d'amplification. Ces impulsions sont directement allongées temporellement en utilisant une ligne à retard dispersive constituée de deux réseaux de diffraction, chaque composante du spectre parcourt un chemin optique différent. L'impulsion est étirée à partir d'une durée de quelques femtosecondes jusqu'à plusieurs centaines de picosecondes ( $100fs$  à environ  $100ps$ ), ce qui réduit sa puissance crête de trois ordres de grandeur [9].

En cette étape cruciale, l'augmentation de l'énergie des impulsions est multipliée par six à neuf ordres de grandeur. L'amplification de laser est décomposée en deux étapes. La première étape, constituée d'un amplificateur régénératif, qui permet d'obtenir un gain important de l'ordre de  $10^6$ . La seconde étape dans le processus d'amplification est obtenue grâce à un amplificateur multi-passages atteignant un gain de  $10^3$ , cette influence est suffisante pour extraire l'énergie efficace d'un milieu amplificateur. Enfin, après l'amplification optique l'impulsion est recomprimée par un couple de réseaux parallèles [10], qui est ensuite

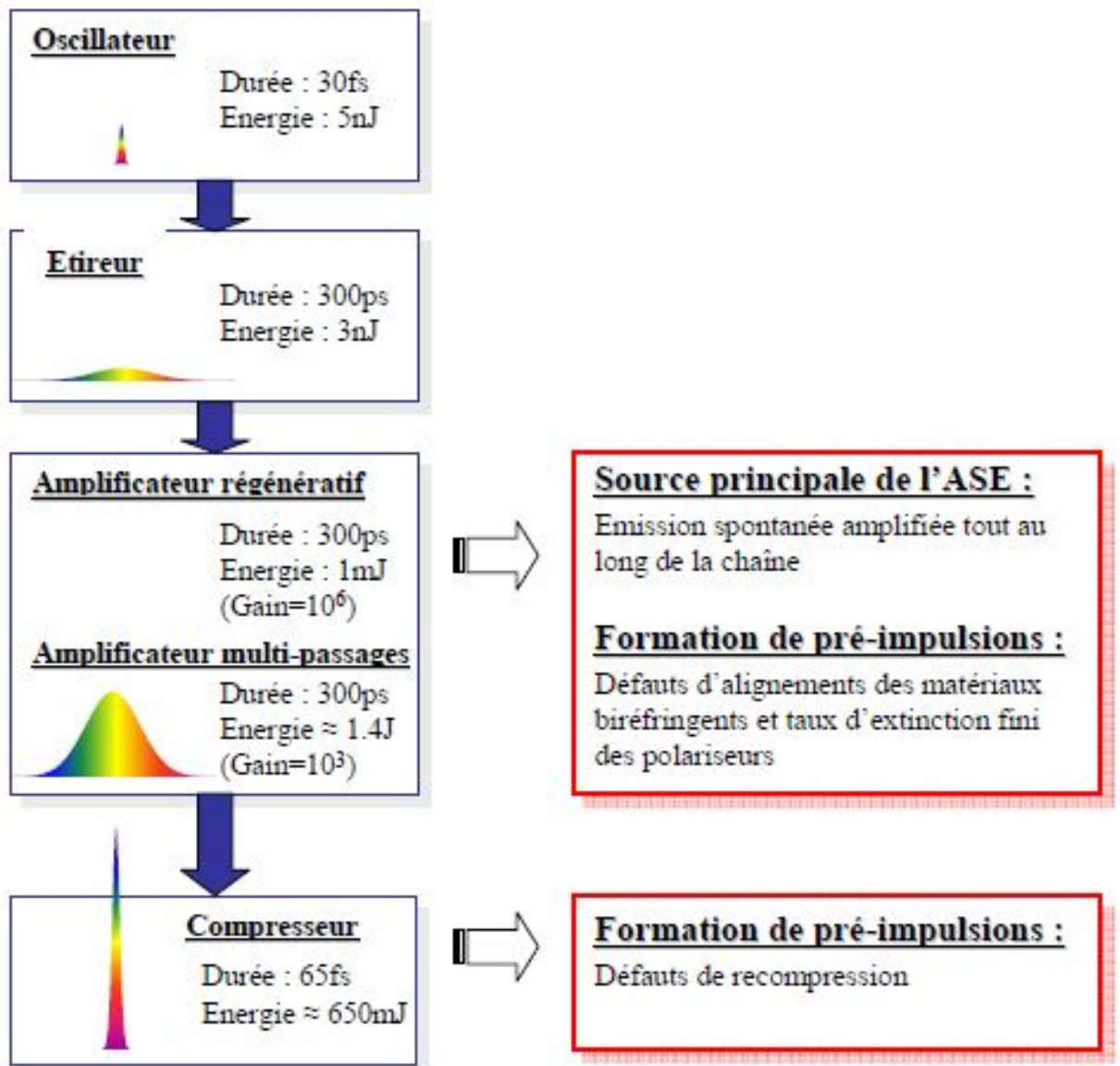


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une chaîne laser de la technique CPA [9].

utilisé pour compenser la dispersion et recompresser l'impulsion à la durée initiale. Cette technique, a conduit à générer des impulsions ultra-intenses et ultra-courtes (allant jusqu'à  $10^{20} \text{Wcm}^{-2}$  et inférieures au *ps*.) et ne dépasse pas le seuil d'endommagement des milieux amplificateurs.

La figure (1.3) montre l'historique des impulsions laser à haute intensité, la courbe noire est tirée de Tajima et Mourou [11] et illustre l'évolution de l'intensité et de la puissance du

laser depuis l'invention du laser, la ligne rouge depuis le seuil de 1PW n'a pas été dépassée. La technique CPA a été appliquée avec succès pour augmenter la puissance du laser en 1989, 4 ans après la proposition de Strickland et Mourou [12, 13]. La colonne de droite montre l'évolution des énergies ioniques observées dans les expériences de plasma-laser avec les intensités respectives.

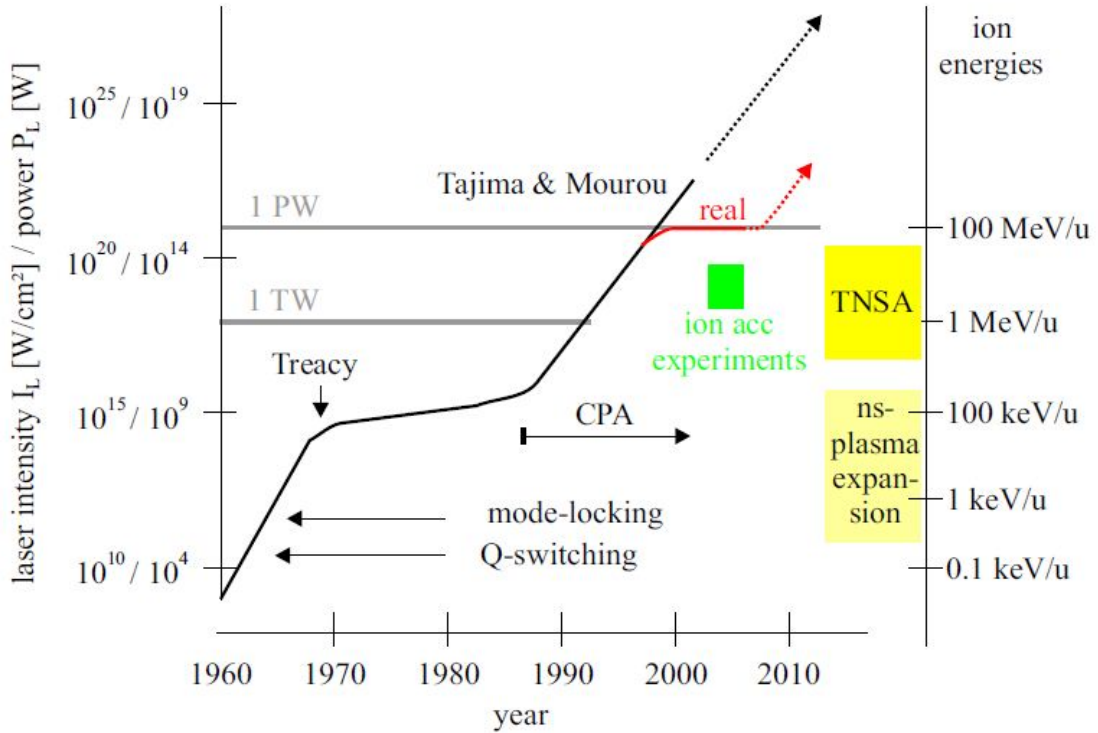


FIGURE 1.3 – Schéma de l'historique des impulsions laser à haute intensité [14].

## 1.5 Ionisation de la cible par des champs laser

L'ionisation de la matière solide commence à partir de l'intensité laser de  $10^{12}Wcm^{-2}$  par des mécanismes comme l'absorption multiphotonique ou par les collisions produites par le chauffage de la cible. Quand l'intensité atteint  $10^{15}Wcm^{-2}$  le champ électrique du laser est suffisamment fort pour ioniser les atomes par l'effet tunnel et par l'abaissement du potentiel qui lie l'électron à l'atome. Dans le régime d'intensité  $I > 10^{18}Wcm^{-2}$ , l'impulsion principale interagit directement avec un plasma ayant un degré d'ionisation qui correspond à ce niveau d'intensité du laser.

Le champ électrique évalué à partir de la force de Coulomb peut être obtenu à partir de l'énergie de liaison entre l'électron et l'atome [15, 16]. Il est donné par :

$$E = \frac{\phi_{ion}^2 \pi \epsilon_0}{Z e^3} \quad (1.5)$$

où  $\phi_{ion}$  est l'énergie de liaison et  $Z$  est le numéro atomique.

L'intensité laser est déduite comme

$$I_L = \frac{c \epsilon_0 E^2}{2} \quad (1.6)$$

$c$  est la vitesse de la lumière.

## 1.6 Absorption du laser dans les plasmas

L'interaction des impulsions laser avec la matière implique plusieurs problèmes physiques. Quand une impulsion laser est incidente sur un matériau, la première question qui se pose est de savoir comment cette l'énergie laser est couplée au matériau ou au plasma ainsi formé. Plusieurs théories ont été développées à cet égard. Pour comprendre le mécanisme physique de l'absorption de la lumière laser dans les plasmas, le mécanisme le plus prévisible de la dissipation de l'énergie laser est la collision entre les électrons et les ions.

Ce mécanisme est plus dominant dans le cas d'impulsions de longue durée ou des plasmas de très haute densité. Une absorption significative est toutefois possible même dans les plasmas sans collision ou faiblement collisionnels. Nous résumons brièvement certains des mécanismes de base d'absorption de l'énergie laser dans les plasmas formés par des impulsions laser de durée de la femtoseconde.

### 1.6.1 Absorption par collision

L'interaction des impulsions laser intenses ultra-courtes avec des plasmas est un phénomène physique assez complexe. A haute intensité, le mouvement des électrons oscillant dans le champ de l'onde lumineuse est relativiste. D'autre part, les ions, en raison de leur iner-

tie, ne peuvent pas répondre à un champ de fréquence aussi élevé et restent pratiquement immobiles.

La section transversale de la collision de Coulomb  $\sigma$ , selon la formule de Rutherford, est proportionnelle à  $v^{-4}$ , de telle sorte que la fréquence de collision  $\nu_{e,i} = nv\sigma$ , où  $v$  est la vitesse thermique des électrons et  $n$  est la densité de nombre des électrons. Ainsi, avec l'augmentation de la vitesse  $v$  ou de la température des électrons  $T_e$  la fréquence de collision diminue. Il est donc préférable d'obtenir un plasma sans collision en augmentant la température des électrons. Par conséquent, avec cette différence, d'autres mécanismes ont été recherchés pour l'absorption intense de la lumière laser dans les plasmas, qui ne reposait pas sur des collisions entre des électrons et des ions. Le mécanisme le plus connu est l'absorption par résonance [17, 18, 19, 20].

### 1.6.2 Absorption par résonance

Pour des intensités  $I > 10^{15} Wcm^{-2}$ , l'absorption non-collisionnelle est le processus de chauffage dominant pour les électrons. Dans ce régime la longueur du gradient de densité du plasma  $L$  joue un rôle important sur l'énergie des électrons.

Pour  $L > \lambda_L$ , où  $\lambda_L$  est la longueur d'onde du laser, une impulsion laser p-polarisée (c'est à dire, dont le champ électrique est parallèle au plan d'incidence) avec une incidence oblique sur la cible, présente une composante de champ électrique parallèle au gradient de densité. En cas d'absorption de résonance [20], une onde lumineuse p-polarisée traverse la surface de densité critique ( $n_e = n_c$ ) où elle excite une onde plasma à la fréquence  $\omega_0$ , responsable du chauffage des électrons (la densité critique  $n_c$  est la densité électronique au delà de laquelle une onde laser ne peut plus se propager, tel que  $n_c = \epsilon_0 m 4\pi^2 c^2 / (e^2 \lambda_L^2) = 1.110^{21} / \lambda_L^2$ ).

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, 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 [21, 22].

Notons que l'absorption résonante ne tient pas compte de l'interaction laser matière non linéaire. Elle est donc réservée aux intensités où les effets relativistes sont faibles. L'ab-

sorption résonante laisse ainsi de plus en plus sa place au chauffage pondéromoteur lorsque l'intensité dépasse  $10^{19}W.cm^{-2}$ .

### **1.6.3 Absorption par le chauffage de Brunel**

Pour  $L < \lambda_L$  ( où  $\lambda_L$  est la longueur d'onde du laser ), il n'y a plus de résonance, nous assistons à un chauffage Brunel [23]. Ce phénomène d'absorption peut être vu comme l'équivalent du mécanisme d'absorption résonnante dans le cas d'un plasma à bord raide. La différence principale tient dans le fait qu'au niveau de la densité critique aucune onde plasma n'est excitée. A chaque demi-période, la combinaison du champ incident et réfléchi de l'impulsion laser arrache les électrons de l'épaisseur de peau du plasma. Ceux-ci sont accélérés vers le vide avant d'être réinjectés pour une partie d'entre eux dans le plasma à la demi-période laser suivante. Ces électrons pénètrent dans le plasma au-delà de la densité critique et libèrent ainsi leur énergie dans le plasma sans être rappelés par le champ laser [7].

### **1.6.4 Force pondéromotrice**

La force pondéromotrice est la force exercée par une onde électromagnétique arrivant sur un plasma. C'est un effet non-linéaire et agit comme une pression. Dans l'accélération pondéromotrice, les électrons dans le vide, gagnent de l'énergie par la force pondéromotrice, qui est une force dirigée longitudinalement, et résulte de l'effet combiné du champ électrique transverse et du champ magnétique sur l'électron.

Au niveau de l'interaction laser-plasma, la force pondéromotrice dévie les électrons du plasma de leur position d'équilibre, dans l'axe du laser. En traversant le plasma, l'impulsion laser repousse les électrons de leur position d'équilibre. Ceux-ci, initialement au repos, se mettent alors à osciller, générant une forte onde de sillage, c'est-à-dire une perturbation de la densité d'électrons, aussi appelée « onde plasma ».

Le chauffage par effet pondéromoteur est un facteur qui peut contribuer au processus d'interaction laser intense-matière, lorsque la valeur de l'intensité laser est supérieure à  $10^{18}W.cm^{-2}$  [24, 25, 26, 27].

Comme toute force conservative, elle dérive d'un potentiel tel que

$$F_{Pond} = -\nabla\Phi_{Pond} \quad (1.7)$$

Dans le cas classique, quand le champ magnétique peut être négligé, l'énergie d'oscillation des électrons est :

$$W_{osc} = \frac{1}{2}m_e v_{osc}^2 = \frac{1}{4m_e} \frac{e^2 E_0^2}{\omega_L^2} \quad (1.8)$$

$\omega_L$  est la pulsation du faisceau laser et  $E_0$  est le champ électrique laser initial

Sachant que le potentiel pondéromoteur  $\Phi_{Pond} = W_{osc}$ , l'expression de la force pondoromotrice est [27] :

$$F_{Pond} = -\nabla\Phi_{Pond} = -\frac{e^2 \nabla E_0^2}{4m_e \omega_L^2} \quad (1.9)$$

Comme  $I = 1/2\varepsilon_0 c E_0^2$

$$F_{Pond} = -\frac{e^2 \nabla I}{2\varepsilon_0 c m_e \omega_L^2} \quad (1.10)$$

Cette force est proportionnelle et opposée au gradient de l'intensité lumineuse, elle 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 considérée, cet effet sur les ions est négligeable en raison de leur plus grande masse .

En régime relativiste, les électrons acquièrent des vitesses proches de la vitesse de la lumière, la composante  $\vec{v}_e \wedge \vec{B}$ , ne peut plus être négligée devant la composante électrique dans la force de Lorentz :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(\gamma m_e \vec{v}) - e \left[ \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (1.11)$$

Où  $\gamma = (1 - v_e^2/c^2)^{1/2}$  est le facteur relativiste et  $m_e\gamma v_e$  est la quantité de mouvement de l'électron. L'énergie totale d'une particule relativiste est donnée par  $W_{tot} = \gamma m_e c^2$ , et son énergie cinétique  $W_{osc}$  est donnée par  $m_e c^2(\gamma - 1)$  qui est aussi la valeur du potentiel pondéromoteur  $\Phi_{pond}$ , d'où la force pondéromotrice :

$$F_{Pond} = -\nabla\Phi_{Pond} = -m_e c^2 \nabla\gamma \sim -\frac{m_e c^2}{4\gamma} \nabla a_0^2 \quad (1.12)$$

Où  $a_0 = eA_0/m_e c$  est le potentiel vecteur normalisé du champ laser.

## 1.7 Faisceaux des électrons

Dans les accélérateurs à électrons produits de l'interaction laser-plasma, un champ électrique accélérateur longitudinal est généré par la force pondéromotrice d'un laser ultra-court et ultra-intense. Cette force, proportionnelle au gradient de l'intensité du laser, pousse les électrons du plasma hors de la trajectoire du faisceau laser, en les séparant des ions. Cela crée un champ électrique longitudinal en déplacement, dans le champ du faisceau laser, avec une vitesse de phase proche de la vitesse de la lumière, le plus approprié pour accélérer les particules aux énergies relativistes.

Ce champ électrique peut atteindre des amplitudes de plusieurs centaines de gigavolts par mètre. En outre, la longueur d'échelle caractéristique du champ électrique est la longueur d'onde du plasma 10 à 30  $\mu m$  pour les densités électroniques  $n_e = 10^{18}$  à  $10^{21} cm^{-3}$ . Par conséquent, si nous parvenons à injecter et à accélérer des électrons dans une seule période du champ électrique, cela conduira à des faisceaux des électrons ultra-courts, de longueur plus courte que la longueur d'onde du plasma.

Les électrons doivent être injectés dans le champ électrique avec une énergie initiale suffisante pour qu'ils puissent être piégés et accélérés. Avec la technologie laser actuelle, des faisceaux d'électrons de l'ordre de 100 MeV ont été produits sur des distances millimétriques [28, 29, 30], avec des écarts d'énergie relatifs de l'ordre de 5 à 10 % et une charge de centaines de picocoulombs (pC). Un faisceau d'électrons de 1 GeV a été rapporté dans une expérience récente[31].

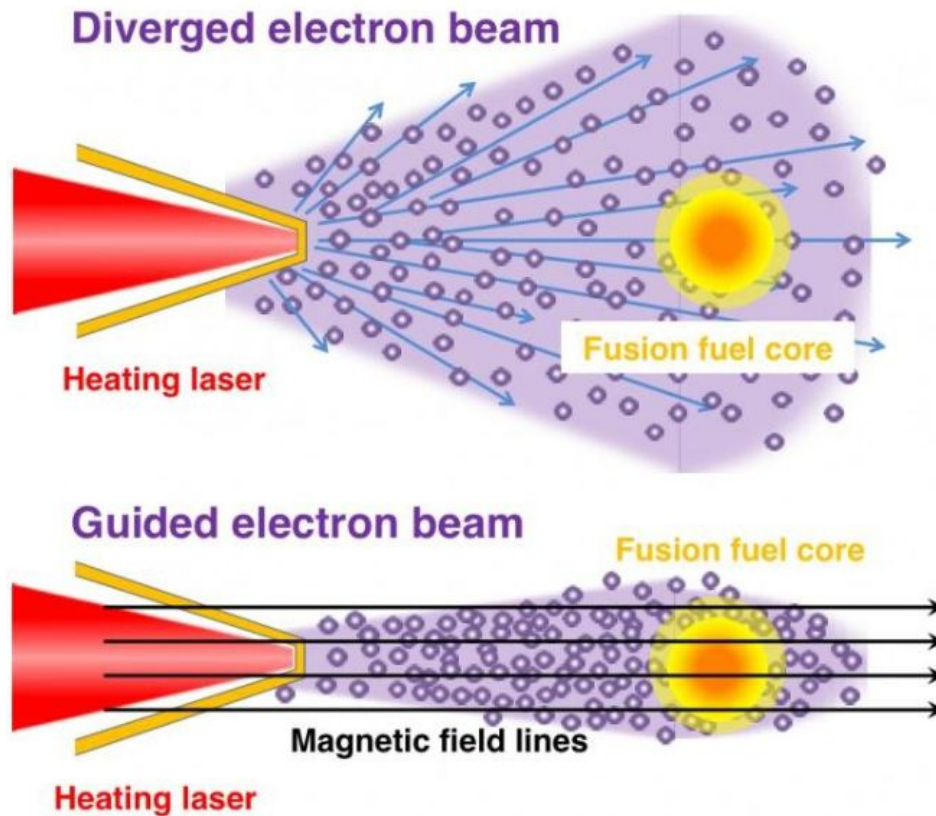


FIGURE 1.4 – Schéma de faisceaux d'électrons divergents et guidés par un champ magnétique du laser [32].

Le processus se passe de la façon suivante : Une première impulsion laser ( l'impulsion pompe ) crée un champ électrique, alors qu'une seconde impulsion laser ( l'impulsion d'injection ) est uniquement utilisée pour l'injection des électrons dans ce champ électrique. Les impulsions laser entrent en collision dans le plasma et leur interférence crée un motif électromagnétique qui accélère certains électrons de l'avant. Une fraction de ceux-ci ont assez d'énergie pour être piégés dans le champ électrique et entraînés par l'impulsion de pompe, puis accélérés aux énergies relativistes.

Le faisceau des électrons a une distribution quasi monoénergétique avec une énergie répartie entre 5 et 10 %, et des charges comprises entre 10 et 100 pC. Par exemple, augmenter l'énergie du faisceau jusqu'au GeV devrait diminuer la quantité d'énergie relative répartie au niveau de 1%, des expériences ont montré que l'énergie du faisceau d'électrons peut être réglée en continu de 10 à 250 MeV [33]. La durée du faisceau d'électrons n'a jamais été mesurée expérimentalement avec une résolution suffisante, mais les simulations montrent qu'elle pourrait être plus courte que 10 fs [34].

Dans la Fig. (1.4), sont montrés des faisceaux divergents et des faisceaux guidés par le champ magnétique du laser [32].

## 1.8 Accélération ionique dans l'interaction laser-matière

L'accélération des ions à partir des cibles solides irradiées par des impulsions à haute intensité ( $I_L > 10^{18} W/cm^2$ ), attire actuellement de plus en plus d'attention expérimentale et théorique dans différents domaines. En plus de l'intérêt fondamental, les ions entraînés par le laser peuvent être utilisés dans un certain nombre d'applications innovantes (dans les différents domaines scientifiques et techniques).

Contrairement aux électrons, les ions sont mieux accélérés par une basse fréquence (comparé à la fréquence des ondes de plasma des électrons) ou même à un champ électrique quasi-statique, en raison de leur masse plus élevée. La plupart des expériences étudiant l'accélération des ions par des lasers à haute intensité rapporte la détection d'un grand nombre de protons accélérés, même avec des cibles métalliques. Dans les premières expériences, la distribution d'énergie des protons était de type maxwellienne avec une coupure nette à haute énergie. Par exemple, des faisceaux de protons d'une énergie allant jusqu'à 58 MeV ont été mesurés [35] en l'année 2000.

Les faisceaux de protons produits par l'accélération de la surface arrière de la cible montrent une bonne collimation, avec l'augmentation de l'énergie du proton plus élevée et une émittance transversale très faible [36]. L'accélération des ions laser en utilisant des feuilles solides plates, a fait l'objet de nombreuses études dans les dix dernières années (expérimental, théorique et numérique). Cette section présente certains résultats importants obtenus à partir de ces études. Nous décrivons les trois mécanismes d'accélération ionique les plus connus, à savoir le régime d'accélération TNSA, le régime accélération des ions à travers la pression de radiation laser (RPA) et le régime d'accélération par onde de choc CSA.

Les trois mécanismes fournissent des résultats de l'expérience sur l'énergie ionique, avec des démonstrations théoriques et expérimentales.

### 1.8.1 TNSA ( Target Normal Sheath Acceleration )

Les toutes premières observations expérimentales de faisceaux d'ions émis en face arrière d'une cible solide ont été publiées en 2000 par trois groupes de recherche indépendants [35, 37, 38]. Ces expériences ont montré la possibilité d'accélérer des protons jusqu'à 58 MeV avec un laser de puissance. Ce n'est qu'une année après en 2001, que ce mécanisme d'accélération a été proposé par Wilks et al. [13] pour expliquer les résultats expérimentaux obtenus [39, 40]. La théorie TNSA, elle, est basée sur des travaux antérieurs relatifs à l'expansion de plasma dans le vide [41, 42]. Nous allons décrire en détail ce processus qui est le plus communément utilisé et cité dans de nombreuses expériences d'accélération et surtout sur lequel nous avons basé notre travail de thèse.

Le processus d'accélération TNSA est basé essentiellement sur les zones schématisées sur la figure (1.5).

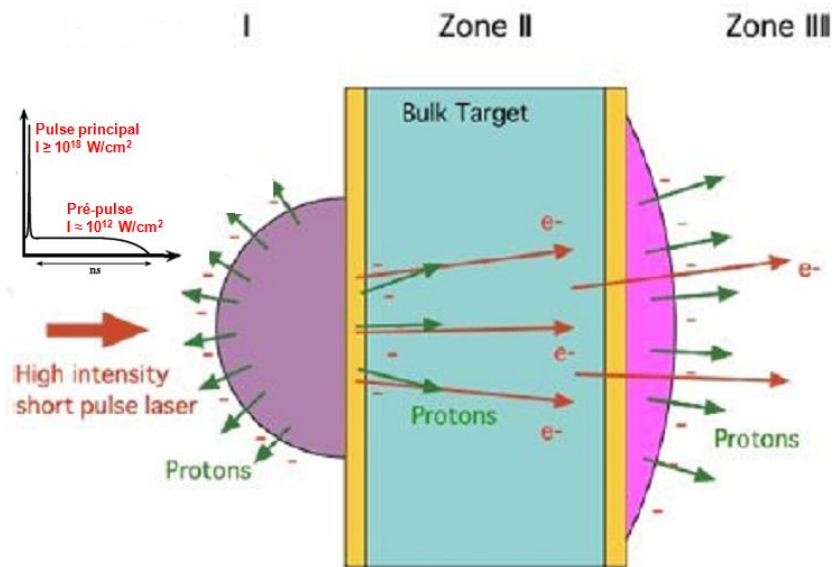


FIGURE 1.5 – Schéma d'illustration des différents mécanismes conduisant à l'accélération des ions à haute énergie par l'interaction laser-cible solide [43].

Zone I : Interaction laser-cible solide et création du pré-plasma.

Une caractéristique intrinsèque de la technique CPA est que l'impulsion laser ainsi produite est toujours accompagnée d'un piédestal appelé aussi pré-pulse, d'une durée de l'ordre de la nanoseconde et d'intensité de l'ordre de  $10^{12}W/cm^2$ . Le rapport entre l'intensité du pic principal et celle du pré-pulse définit le contraste temporel du laser [44]. Quand ce pulse laser interagit avec une cible d'épaisseur de l'ordre du  $\mu m$ , une quantité d'énergie suffisante

est déposée. Cette dernière permet l'éjection des électrons qui sont, par la suite, accélérés par le champ laser.

Ces électrons vont ensuite transmettre leur énergie aux autres électrons du réseau d'atomes par chocs et provoquer une avalanche d'ionisation, laquelle sera suivie d'une expulsion de matière qui se transforme rapidement de l'état solide froid à l'état d'un plasma chaud appelé pré-plasma [45]. Les électrons éjectés sont donc accélérés dans le champ laser et gagnent de l'énergie cinétique. Cette énergie est transformée en énergie thermique par les collisions électron-électron. Il en résulte une augmentation de la température. Les électrons libres du pré-plasma oscillent dans le champ électromagnétique du laser et subissent des collisions aléatoires avec les ions. A cette étape, l'absorption collisionnelle ou le chauffage par bremsstrahlung inverse est le mécanisme d'absorption dominant [45].

Le laser ne pourra alors se propager dans le plasma que lorsque sa pulsation  $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$  sera supérieure à la fréquence du plasma  $\omega_p$ . On définit alors la densité critique du plasma comme la densité limite pour laquelle l'onde laser peut encore se propager dans le plasma. Le pré-plasma se détend en générant une onde de choc qui se propage vers l'intérieur de la cible. Le laser interagit alors avec le pré-plasma qui se détend dans le sens inverse de la propagation du faisceau laser.

Par la suite, le pulse principal du laser avec une intensité supérieure à  $10^{18}W/cm^2$  va interagir avec le pré-plasma et va générer un certain nombre d'électrons chauds près de la surface critique. Durant cette interaction, l'énergie du laser est absorbée par les électrons du pré-plasma selon des processus d'absorption non-collisionnelle à travers plusieurs modes de chauffage, déjà décrits plus haut.

Zone II : Accélération des électrons libres du pré-plasma par onde plasma et transport des électrons chauds dans la cible.

Le champ électromagnétique associé au laser n'est pas idéal pour accélérer d'une façon directe les électrons libres du pré-plasma, le champ électrique est essentiellement transversal à la direction de propagation de l'onde plasma et son sens alterne toutes les demi-périodes d'oscillations. C'est pour cela que les schémas d'accélération nécessitent l'onde plasma comme intermédiaire. Excitée par le laser, elle permet de créer un champ électrostatique longitudinal propice à l'accélération des électrons [46].

L'électron va gagner de l'énergie de l'onde, s'il est situé dans une phase d'accélération, et possède surtout une énergie initiale suffisante pour être piégé par l'onde, il sera donc

accéléré et gagne suffisamment de l'énergie de l'onde accélératrice [47]. L'accélération des électrons par interaction laser-plasma a débuté en 1979 lorsque des ondes plasmas ont été proposées pour accélérer des particules. En effet, Tajima et Dawson [48] ont été les premiers à proposer une méthode d'accélération de particules chargées par des impulsions laser ultra-courtes et de très haute intensité. Ce processus, qui a été établi expérimentalement, est appelé accélération par sillage laser LWFA ( Laser Wake Field Acceleration).

Les auteurs ont proposé un mécanisme d'accélération des électrons à des énergies élevées (jusqu'à 40 MeV) sur une courte distance (quelques cm) par laser. La force pondéromotrice non-linéaire du laser appliquée va exciter l'onde plasma, cette dernière peut piéger puis accélérer les électrons de plasma vers l'avant jusqu'au régime relativiste, gagnant ainsi une grande quantité d'énergie.

Ces électrons sont assez énergétiques pour traverser la cible et génèrent un champ électrostatique qui tend à éjecter les électrons du pré-plasma hors du faisceau. Le champ magnétique, lui, est source du champ accélérant des électrons du pré-plasma dans le sens inverse du courant incident : c'est le courant de retour. Ces processus assurent la neutralité du milieu et se mettent en place sur une échelle de temps de l'ordre de la femtoseconde. On distingue alors deux populations d'électrons : les électrons chauds qui sont les électrons du faisceau incident et les électrons froids qualifiant ceux du pré-plasma assurant le courant de retour [49].

Zone III : Accélération des ions dans le vide à la face arrière de la cible.

Quand les électrons atteignent la face arrière de la cible, il n'y a qu'une fraction de ces électrons, les plus rapides, qui peut s'échapper de la cible alors que le reste est piégé par le potentiel Coulombien qui en résulte. Ces derniers retournent à la surface de la cible et commencent à osciller. Ceux qui ont réussi à s'échapper dans le vide créent une gaine électronique. Cette séparation de charge génère un champ électrique surfacique tendant à faire revenir les électrons à l'intérieur de la cible et accélère les ions en expansion.

Ce phénomène de recirculation dans la cible impose à une large partie du faisceau d'être confinée dans le plasma. Un calcul théorique [50] prédit que les électrons les moins rapides (typiquement  $< 5$  MeV ) sont en majorité rappelés vers la cible. Les électrons plus énergétiques peuvent s'échapper ou revenir selon leur énergie initiale. La recirculation est d'autant plus efficace (davantage d'électrons sont rappelés vers la cible) que la densité d'électrons rapides est importante.

Les électrons traversent la cible et forment un nuage d'électrons chauds à la face arrière. La génération d'un champ électrique intense surfacique de l'ordre du T V/m par séparation de charge, permet d'accélérer les ions de la face arrière de la cible. Par conséquent, le champ électrique accélère les ions dans la même direction normale que l'expansion des électrons jusqu'à des énergies très importantes, d'où le nom de " Target Normal Sheath Acceleration " (voir Fig. ( 1.6)) [51].

Dans cette phase, les électrons transfèrent régulièrement leur énergie aux ions et le champ de séparation de charge associé à la gaine d'électrons qui tire les ions diminue progressivement et à l'avant du front ionique en expansion, les électrons perdent leur énergie par refroidissement adiabatique jusqu'à ce que l'accélération s'arrête, quand les électrons sont à la même vitesse que les ions. Il en résulte l'existence d'une énergie ionique maximale qui à son tour dépend de l'énergie maximale du faisceau ionique.

Les particules chargées les plus accélérées sont les protons puisqu'ils ont la plus grande vitesse par rapport aux autres ions. Ils proviennent aussi des couches de contaminants (hydrocarbures, eau) déposées à la surface de la cible au contact de l'air ambiant. Enfin, les protons accélérés quittant la face arrière de la cible se propagent ensemble avec les électrons formant un nuage de plasma quasi-neutre. La composition de la cible n'a alors pas de réelle influence sur les espèces ioniques accélérées mais sur le couplage avec l'impulsion laser. Le plasma se détend dans le vide à une distance très courte où les ions ont atteint des énergies de 67 MeV dans une expérience au laboratoire de Los Alamos [52].

La principale différence entre les accélérations dans les zones I et II d'une part et III d'autre part est qu'elles se développent à partir d'un plasma préexistant ( ou pré-plasma ) tandis que l'autre provient d'une surface initialement froide, et non perturbée. Par conséquent, l'accélération dans la zone I ou II produit un faisceau en grande partie divergent et turbulent (où la structure du front d'ion est thermique) tandis que l'accélération dans la zone III produit un faisceau avec une divergence limitée ( qui est associé à la structure spatiale de la gaine des électrons chauds) [43], et surtout, extrêmement laminaire grâce à la structure de la surface arrière [53, 54].

Pour étudier certaines caractéristiques des faisceaux ioniques obtenus, les expériences sur l'émission de protons multi MeV à partir de l'interaction de cibles minces irradiées avec des impulsions laser ultra-intense ont fourni des informations sur les caractéristiques de la

source induite de protons, l'accélération des ions se présente sous forme de paquets émis avec un angle de divergence  $20^\circ$ , qui peuvent donner une bonne laminarité [55, 56].

Toutefois, l'utilisation des faisceaux d'ions créés avec ce mécanisme d'accélération présente quelques inconvénients : le caractère quasi-Maxwellien du spectre des ions conduit à une forte dispersion de l'énergie des ions ce qui est problématique pour les applications [57], ensuite la divergence latérale du faisceau d'ions mène à un élargissement et à une diminution de la couche accélératrice d'ions.

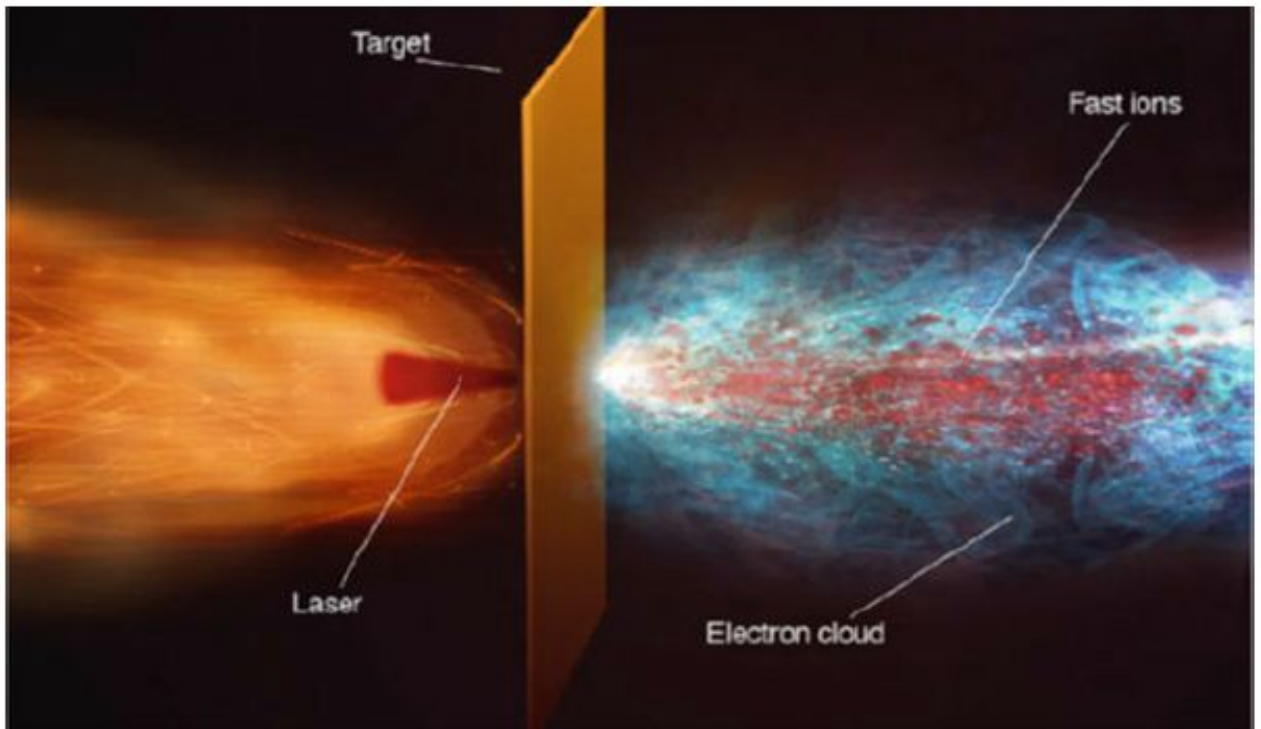


FIGURE 1.6 – L'expansion du plasma par interaction laser intense - matière grâce au mécanisme du TNSA [58].

### 1.8.2 RPA ( Accélération par Pression Radiative )

Le RPA (Radiation Pressure Acceleration) est un mécanisme d'accélération ionique par pression radiative qui est surtout efficace pour des intensités laser très élevées, de l'ordre de  $10^{23}W/cm^2$ . Les systèmes laser actuels peuvent fournir des intensités aux points focaux allant jusqu'à  $10^{22}Wcm^{-2}$ , et peuvent être encore plus élevées dans un proche avenir [59].

La pression radiative sur un objet réfléchissant correspondant à de telles intensités, conduit à une forte compression et à l'accélération de la matière. Quelques expériences ont

déjà donné des preuves de forts effets de la pression radiative ( ou pondéromotrice ) dans les divers régimes. La possibilité de développer des sources d'ions à haute énergie induites par laser, basées sur l'accélération de la pression radiative (RPA), présente un intérêt particulier.

Les études théoriques, ont montré que dans l'interaction avec des feuilles ultra minces (sous-micrométriques) à des intensités supérieures à  $10^{22}W/cm^2$ , de pulse laser polarisé circulairement, le mécanisme dominant de l'accélération ionique peut être du RPA au lieu du TNSA [60, 61, 62]).

Dans le mécanisme d'accélération RPA, schématisé dans la figure (1.7), la pression de radiation, via les électrons de la cible, va pousser l'ensemble des espèces ioniques à la même vitesse.

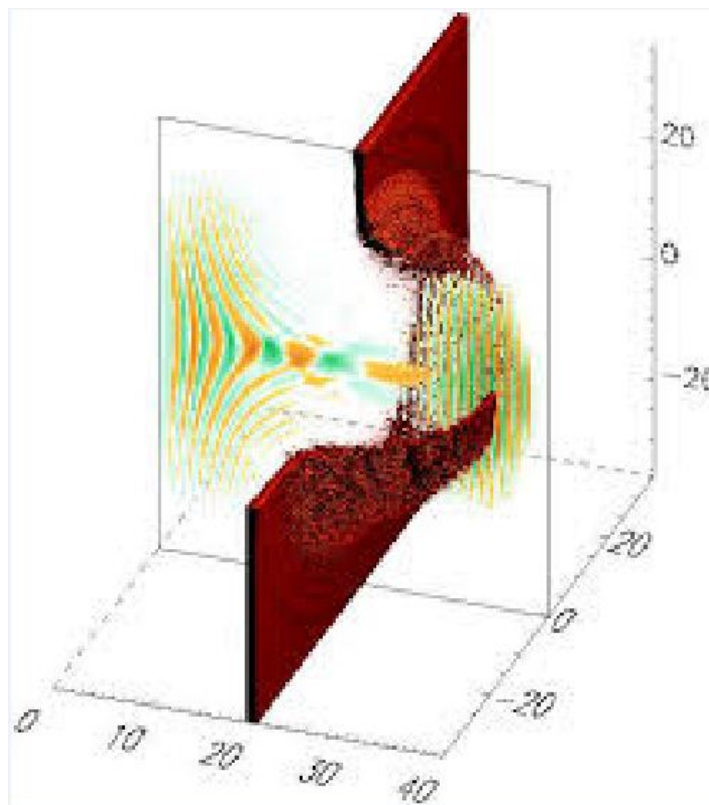


FIGURE 1.7 – Schéma de l'accélération des particules par Pression Radiative (RPA) à haute intensité du laser [63].

Si l'intensité du laser, l'épaisseur de la cible, et la densité sont choisies de telle sorte que la force exercée par la pression de radiative est identique à la force de rappel donnée par le champ de charge, alors toute la cible se propage balistiquement en un seul bloc. Elle gagne de l'énergie en continu du champ laser, et toutes les espèces de particules sont accélérées jusqu'à la même énergie finale. L'énergie des ions accélérés est proportionnelle à l'intensité du laser.

On obtient ainsi une distribution ionique monoénergétique particulièrement intéressante, propriété recherchée dans les applications.

L'inconvénient de ce mécanisme d'accélération, comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, est l'obligation de disposer d'une impulsion laser suffisamment intense pour que ce régime domine par rapport au TNSA, et d'une impulsion suffisamment longue [63, 64, 65, 66].

### 1.8.3 CSA (Collisionless Shock Acceleration)

L'accélération par onde de choc électrostatique (CSA) est un autre schéma d'accélération ionique introduit pour la première fois pour les cibles overdenses pour obtenir des faisceaux de protons avec un spectre d'énergie plus étroit. Ce mécanisme repose sur la génération d'une onde de choc dans la cible avec l'impulsion laser comme source, qui réfléchit les ions à l'intérieur de la cible, les accélérant ainsi à des énergies élevées [67, 68].

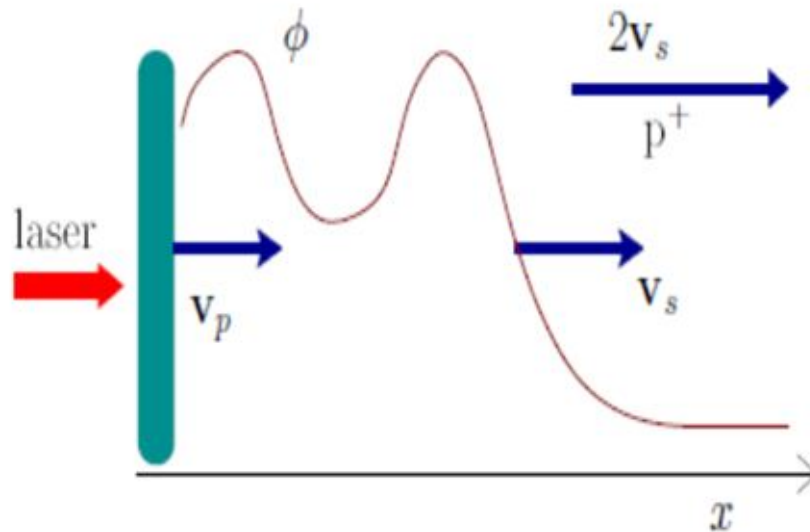


FIGURE 1.8 – Collisionless shock acceleration (CSA) [69].

Dans les plasmas chauds et denses, les ondes de choc sont de nature non collisionnelle. La pression de la lumière laser comprime le plasma produit par laser et pousse sa surface à grande vitesse. Le choc se propage avec une vitesse de choc  $v_{sh}$  beaucoup plus grande que la vitesse  $v_p$  des ions en amont du choc, les ions sont réfléchis par une barrière de potentiel en mouvement et tant que la vitesse du choc est constante, les ions réfléchis obtiennent une

vitesse  $2v_{sh}$ . Le nombre d'ions réfléchis dépend de la taille de la barrière de potentiel et de la température des ions (voir Fig. (1.8)). Les ions quasi monoénergétiques résultants sont très importants en termes d'applications médicales et d'ingénierie.

## **1.9 Conclusion**

Dans ce chapitre, après avoir donné un aperçu sur le plasma et ses propriétés, nous avons décrit les phénomènes d'interaction laser intense avec une cible solide. Les lasers utilisés sont les lasers issus de la technique CPA que nous avons décrite. C'est une technique d'amplification à dérive de fréquences pour amplifier les pulses d'entrée des lasers. Nous avons exposé brièvement les différents modes de chauffage et d'absorption du laser intense par la cible, comme l'absorption par résonance, l'absorption par le chauffage de Brunel et par force pondéromotrice. Nous avons donné les mécanismes d'accélération des ions, les plus importants comme le TNSA, le RPA et le CSA. L'accent a été mis sur le mécanisme TNSA qui est le plus utilisé dans les expériences.

## Chapitre 2

# Étude de quelques modèles théoriques sur l'accélération ionique par le mécanisme TNSA

L'accélération des ions par laser provenant de cibles solides est un mécanisme complexe et multidimensionnel comprenant des effets relativistes, des non-linéarités et des effets collectifs et cinétiques. Les méthodes théoriques pour les différents mécanismes physiques impliqués dans le mécanisme du TNSA vont des approches analytiques pour les scénarios simplifiés aux modèles fluides jusqu'aux simulations par ordinateur tridimensionnelles par collision totalement relativistes. La plupart des approches qui décrivent le TNSA négligent l'interaction complexe laser-matière à l'avant de la cible ainsi que le transport des électrons à travers la cible. Ces modèles d'expansion du plasma commencent par une distribution d'électrons chauds qui gouverne l'expansion d'une distribution d'ions initialement donnée. Une approche consiste à rechercher un modèle analytique ou semi-analytique simplifié, décrivant les principaux aspects de la physique du TNSA et permettant de prédire certaines caractéristiques du faisceau ionique, une fois les paramètres du système choisis. Différents modèles décrivant le TNSA peuvent être retrouvés dans la littérature. Ce chapitre présente quelques modèles d'expansion du plasma couramment utilisés.

## 2.1 Modèles fluides

En théorie des fluides, un plasma est caractérisé par quelques paramètres locaux tels que la densité des particules, la température des particules et la vitesse d'écoulement. L'évolution dans le temps de ces paramètres est déterminée au moyen d'équations fluides. Aussi, nous pouvons utiliser un modèle fluide si la fréquence de collision est supérieure à la fréquence du plasma ( c'est généralement le cas des plasmas générés à une pression élevée).

### Modèle de Mora

Parmi les modèles fluides qui décrivent l'accélération des ions et l'expansion des plasmas dans le vide, le modèle de Mora est l'un des plus connus [70]. C'est un modèle isotherme unidimensionnel basé sur le traitement des électrons en tant que fluide sans inertie en équilibre thermique avec la distribution ionique. Le champ électrique déterminé, est ensuite utilisé comme force motrice dans le mouvement des ions, considérés comme un fluide froid. Le traitement des deux fluides est classique.

Sous ces hypothèses, la distribution électronique est donnée par l'équation de Poisson non linéaire

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e(n_e - Zn_i) \quad (2.1)$$

avec  $n_e$  la densité des électrons et  $n_i$  la densité ionique.

Les électrons sont supposés maintenus en équilibre avec le potentiel électrostatique  $\phi$ . A l'instant  $t = 0$ , le plasma occupe le demi-espace ( $x < 0$ ). Les ions sont froids et initialement au repos avec la densité  $n_i = n_{i,0}$ , et avec une limite nette  $x > 0$ , tel que la densité  $n_i = 0$ . D'autre part, la densité des électrons  $n_e$  est continue et correspond à une distribution de Boltzmann :

$$n_e = n_{e,0} = \exp(e\phi/k_B T_e) \quad (2.2)$$

Quand  $x \Rightarrow -\infty$ ,  $n_e = n_{e0}$ , est la densité électronique dans le plasma non perturbé, et  $T_e$  est la température des électrons, qui peut être dans le régime relativiste.

En  $x > 0$ , l'expansion ionique dans le vide est décrite par les équations de continuité et de mouvement :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) n_i = -n_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \quad (2.3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) v_i = -Zem_i \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.4)$$

où  $v_i$  est la vitesse des ions et  $m_i$  la masse ionique.

Un code Lagrangien a été développé, il permet de résoudre les équations. (2.1), (2.2), (2.3) et (2.4).

Les méthodes numériques sont semblables à celles déjà décrites par True et al [71] en 1981.

## ● Champ électrique et potentiel électrostatique

En particulier, pour résoudre l'équation de Poisson (2.1), les conditions aux limites sur le front d'ions (pour  $x \Rightarrow \infty, x = x_{front}$ ) ont été utilisées, et l'intégration de l'équation de Poisson donne l'expression du champ électrique :

$$E_{front} = \sqrt{2}E_0 \exp\left(\frac{e\phi_{front}}{2k_B T_e}\right) = \left(\frac{2n_{e,front}}{n_{e,0}}\right)^{1/2} E_0 \quad (2.5)$$

A partir des équations de continuité et de mouvement (2.3) et (2.4), pour  $x + c_s t > 0$ , l'expansion self-similaire est trouvée si l'on suppose la quasi-neutralité du plasma, tel que  $n_e = Zn_i = n_{e0} \exp(-x/c_s t - 1)$   
 $c_s^2 = Zk_B T_e/m_i$ , est la vitesse acoustique des ions. La solution self-similaire donne le champ électrique self-similaire  $E_{ss} = Zk_B T_e/ec_s t = E_0/\omega_{pi} t$ , *ss* signifie self-similaire, avec  $E_0 = (n_{e0} k_B T_e / \epsilon_0)^{1/2}$  et  $\omega_{pi}^2 = n_{e0} Z e^2 / m_i \epsilon_0$  est la fréquence de plasma ionique. Cela implique que le champ électrique sur le front des ions est deux fois le champ self-similaire, donc la relation entre le champ  $E_{front}$  et le champ self-similaire est la suivante :

$$E_{front} \simeq 2E_{ss}.$$

La solution self-similaire stipule que les équations hydrodynamiques peuvent être réduites en équations différentielles ordinaires, ce qui simplifie beaucoup le problème dans cette solution. Chaque paramètre physique mis en jeu préserve sa forme durant l'expansion, loin des

conditions initiales et des conditions aux limites, aucune longueur caractéristique n'apparaît que ce soit dans les équations ou dans les conditions initiales [72]. Sous ces conditions, les variables ne dépendent que de  $x$  et  $t$ , par la combinaison  $x/t$ . Les équations différentielles peuvent être écrites en termes d'une seule variable self-similaire.

L'évolution du champ électrique (au niveau du front ionique), est représentée sur la figure (2.1) en fonction du temps. Une expression très précise du champ électrique sur le front ionique est :

$$E_{front} = \frac{2E_0}{\sqrt{2e_N + \omega_{pi}^2 t^2}} \quad (2.6)$$

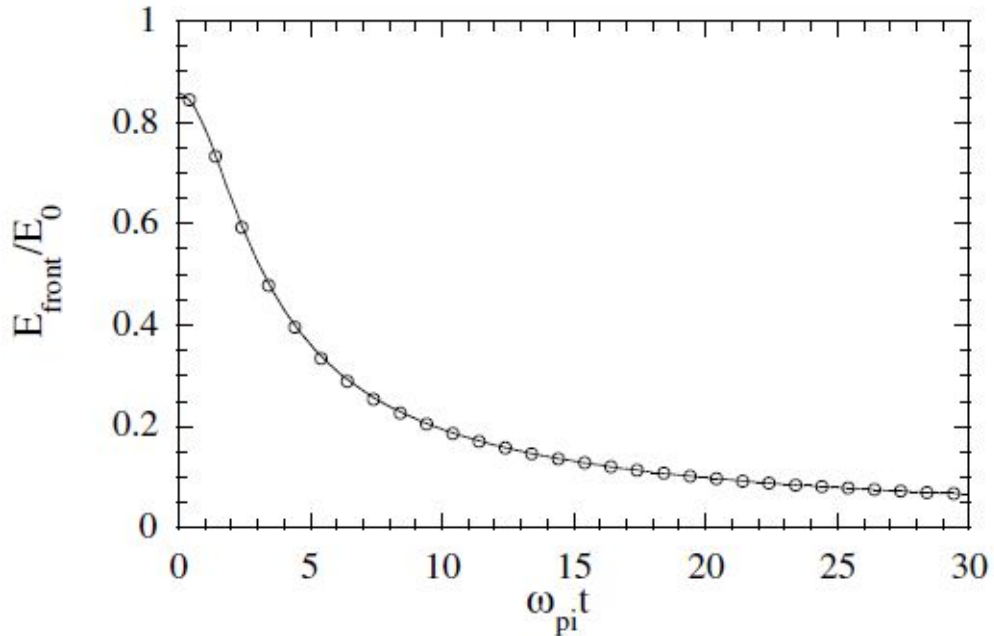


FIGURE 2.1 – Champ électrique au front des ions en fonction du temps ( les cercles vides correspondent aux résultats numériques et la ligne pleine à la formule théorique de l'Eq. (2.6)[73].)

On peut vérifier cette expression pour les deux de temps : Pour  $t = 0$  on trouve  $E_{front,0} = \sqrt{2/e_N} E_0$ , avec  $e_N = exp(1)$ . Cette expression simple pour le champ électrique à  $x = 0$  est obtenue par l'intégration de l'équation de Poisson (2.1) de  $x = 0$  à  $\infty$ . Pour  $\omega_{pi} t \gg 1$ , on trouve l'équation de champ self-similaire  $E_{ss}$ . On peut voir sur la figure (2.1) l'évolution du champ électrique en fonction du temps, où le résultat numérique est la courbe correspondant à l'Eq. (2.6).

## ● Énergie ionique maximale

Dans ce travail, il a été démontré que l'évolution de la vitesse du front d'ions, obtenue par des calculs hydrodynamiques, peut être ajustée avec un très bon accord par une mise à l'échelle logarithmique :

$$v_{front} = 2c_s \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) \quad (2.7)$$

où  $\tau = \omega_{pi}t/2e_N$ . Ce qui mène à l'expression de l'énergie ionique maximale

$$E_{max} = 2Zk_B T_e \ln^2(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) \quad (2.8)$$

## ● Spectre de l'énergie ionique

Le spectre d'énergie des ions déduit du modèle est d'une importance cruciale. Le modèle self-similaire prédit un nombre d'ions par unité d'énergie et par unité de surface donné par [73] :

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = -\frac{n_{0,i}c_s t}{\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0}} \exp(-\sqrt{2\varepsilon/\varepsilon_0}) \quad (2.9)$$

où  $\varepsilon_0 = Zk_B T_e$ , est l'énergie maximale des ions déduite à partir de la vitesse du front des ions  $v_{front}$ , lorsque  $\omega_{pi}t \gg 1$  on obtient  $\varepsilon_{max} = 2\varepsilon_0 \ln(\omega_{pi}t)$ .

Dans la figure (2.2), est tracé le spectre d'énergie ionique en fonction de l'énergie des électrons pour deux températures différentes, du code numérique de Mora et est comparé à la solution self-similaire.

Dans ce modèle, des résultats précis pour la structure du front d'ions d'un plasma en expansion libre dans le vide, l'énergie maximale et le spectre d'énergie ionique résultant ont été obtenus. Dans l'interprétation d'une expérience réelle, des effets supplémentaires peuvent être pris en compte, comme la distribution d'électrons non-maxwelliens [74], et d'autres mécanismes.

Le modèle cinétique de Mora nécessite l'hypothèse que le potentiel électrique va à l'infini loin de la cible, une condition qui ne peut évidemment être satisfaite pour un cas unidimensionnel.

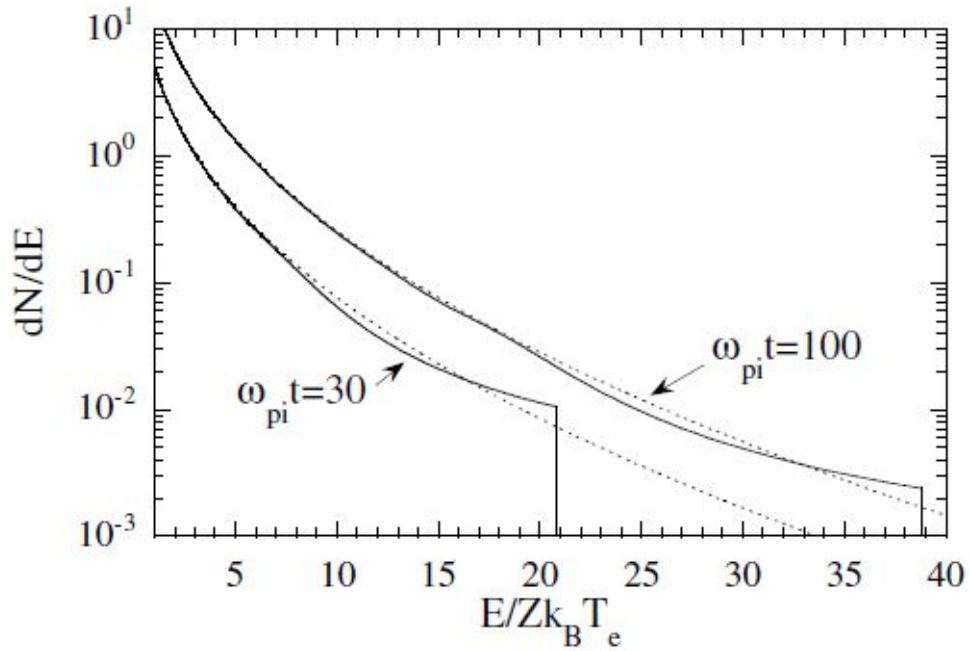


FIGURE 2.2 – Le spectre d'énergie ionique par unité de surface à  $\omega_{pi}t = 30$  et  $\omega_{pi}t = 100$  l'énergie est normalisée à  $Zk_B T_e$ , et le nombre d'ions par unité de surface et unité d'énergie est normalisé à  $n_{0,i}\lambda_{0,D}/Zk_B T_e$ . Les lignes pointillées correspondent à la prédiction de la solution self-similaire (Eq 2.9) [73].

## 2.2 Modèles quasi-statiques

En réalité, ce qui se passe dans le processus TNSA est qu'une fois que les électrons chauds ont été générés et qu'ils ont traversé la cible, il faut un délai de 50 à 100 fs pour que la pression thermique des électrons et le potentiel ambipolaire se relaxent vers un état d'équilibre. L'hypothèse de la modélisation de fluide isotherme, qui consiste à négliger les effets cinétiques et à considérer les électrons chauds comme toujours en équilibre, fonctionne sur une échelle de temps de 100 fs, suffisante pour résoudre la dynamique des ions mais trop lente pour la thermalisation transitoire électronique. L'approche quasi-statique par contre décrit le TNSA au moyen d'une échelle de temps plus rapide, 10 fs, de telle sorte que l'hypothèse du fluide ne tient plus et que le processus de thermalisation par électrons puisse être résolu.

C'est dans ce sens que des modèles théoriques quasi-statiques du champ électrique, formé à la surface arrière d'une cible solide mince, en raison de l'apparition d'un nuage d'électrons relativiste sur la surface, irradiée par une impulsion laser-ultra intense ont été développés.

Ils permettent de décrire correctement le profil spatial du champ accélérateur et de prédire les énergies maximales et les spectres d'énergie ionique accélérés.

Pendant un intervalle de temps court ( de l'ordre de  $2\pi/\omega_{pi}$  où  $\omega_{pi}$  la fréquence de plasma ionique) la solution est donc quasi-stationnaire. Au début du processus quelques ions sont accélérés, et le processus se poursuit jusqu'à ce que la densité des ions accélérés devienne une partie non négligeable de la densité des électrons chauds ( en raison de l'augmentation de champ électrique qui est responsable de l'accélération ionique). Pour des temps plus longs l'effet de la population d'ions en évolution conduit à l'expansion du plasma comme le modèle fluide [73, 75].

Dans ce chapitre, nous présentons des solutions de l'équation de Poisson pour la distribution surfacique du potentiel électrostatique à l'interface cible solide-vide, pour des modèles quasi-statiques, comme le modèle à deux températures, le modèle d'espace fini, et le modèle de Passoni-Lontano, pour donner les expressions des champs électriques accélérateurs, des énergies ioniques maximales et des spectres d'énergies ioniques.

### 2.2.1 Modèle d'espace fini

Dans ce modèle, l'équation de Poisson-Boltzmann unidimensionnelle est résolue analytiquement sur un intervalle spatial fini dont l'extension est déterminée en imposant la conservation de l'énergie des électrons, conduisant à la distribution spatiale des électrons chauds créés par le laser et du potentiel électrostatique correspondant. Ensuite, l'équation des mouvements pour un ensemble d'ions test, initialement distribués dans une couche mince de la surface arrière de la cible , avec des conditions initiales différentes, est résolu et le spectre d'énergie correspondant à une distribution initiale des ions donnée est déterminé [76].

Dans ce modèle, la densité des électrons rapides suit la distribution de Boltzmann :

$$n_e(x) = n_{eh} \exp\left(e\phi(x)/T_e\right) \quad (2.10)$$

où  $\phi(x)$  est le potentiel électrostatique,  $n_{eh}$  est la valeur de la densité des électrons chauds à  $\phi = 0$ . Dans tout ce qui va suivre, le produit  $k_B T_e$  est remplacé par  $T_e$ , assimilée à une énergie en eV.

En supposant que, sur l'échelle de temps des électrons, la distribution des ions reste localisée pour  $x \leq 0$  ( ions immobiles ), l'équation de Poisson-Boltzmann dans la région du «vide»,  $x \geq 0$ , se lit comme

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi en_e(x) \quad (2.11)$$

Il faut noter que le membre de droite de l'équation (2.11) ne s'annule pas pour  $x \rightarrow +\infty$ , à moins que  $\phi(x = +\infty) = -\infty$ , ce qui n'est pas physiquement acceptable car toute charge positive à  $x = 0$  serait accélérée indéfiniment dans une telle distribution de potentiel. Il est donc nécessaire d'introduire une limite supérieure  $h$ , qui est choisie sur la base de la conservation de l'énergie des électrons : c'est-à-dire, l'énergie cinétique acquise par un électron de test de l'impulsion laser doit être égale au travail accompli par l'électron pour couvrir la distance  $h$ , en présence de la distribution spatiale des autres électrons rapides [77]. L'expression qui en résulte est :

$$h = \left( \frac{\gamma_e - 1}{\pi r_c n_{av}} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

où,  $r_c = e^2/mc^2$  est le rayon de l'électron classique,  $\gamma_e$  est le facteur relativiste de l'électron de test,  $n_{av} = N_e/V$ , la densité moyenne des électrons chauds,  $N_e$  le nombre total des électrons rapides produits par le laser, et  $V$  le volume qu'ils occupent.

L'Eq. (2.10) implique que la densité «non perturbée»  $n_{eh}$  se trouve à  $x = h$ . Pour  $x > h$ ,  $n_e(x) = 0$ , c'est-à-dire que la distribution électronique présente une discontinuité à  $x = h$ . Cependant, en raison de l'Eq. (2.11), le profil du champ électrique correspondant est continu et nul à  $x = h$ .

L'Eq. (2.11) est résolue avec l'Eq.(2.10), avec les conditions aux limites,  $\phi(x = h) = \phi'(x = h) = 0$  ce qui implique que  $n_e(x = h) = n_{eh}$ , et pour  $x > h \Rightarrow n_{eh} = 0$ . La solution de l'Eq. (2.10) donne le potentiel électrostatique

$$\frac{e\phi(x)}{T_e} = \ln \left[ 1 + \tan^2 \left( \frac{h-x}{\sqrt{2}\lambda_{eh}} \right) \right] \quad (2.13)$$

en conséquence, nous obtenons les expressions analytiques de la densité électronique

$$n_e(x) = n_{eh} \left[ 1 + \tan^2 \left( \frac{h-x}{\sqrt{2}\lambda_{eh}} \right) \right] \quad (2.14)$$

Et du champ électrique

$$E(x) = \sqrt{2} \frac{T_e}{\sqrt{2}\lambda_{eh}} \tan \left( \frac{h-x}{\sqrt{2}\lambda_{eh}} \right) \quad (2.15)$$

avec  $\lambda_{eh} = \lambda_e(h)$  sachant que  $\lambda_e(h) = (T_e/4\pi e^2 n_e(h))^{1/2}$

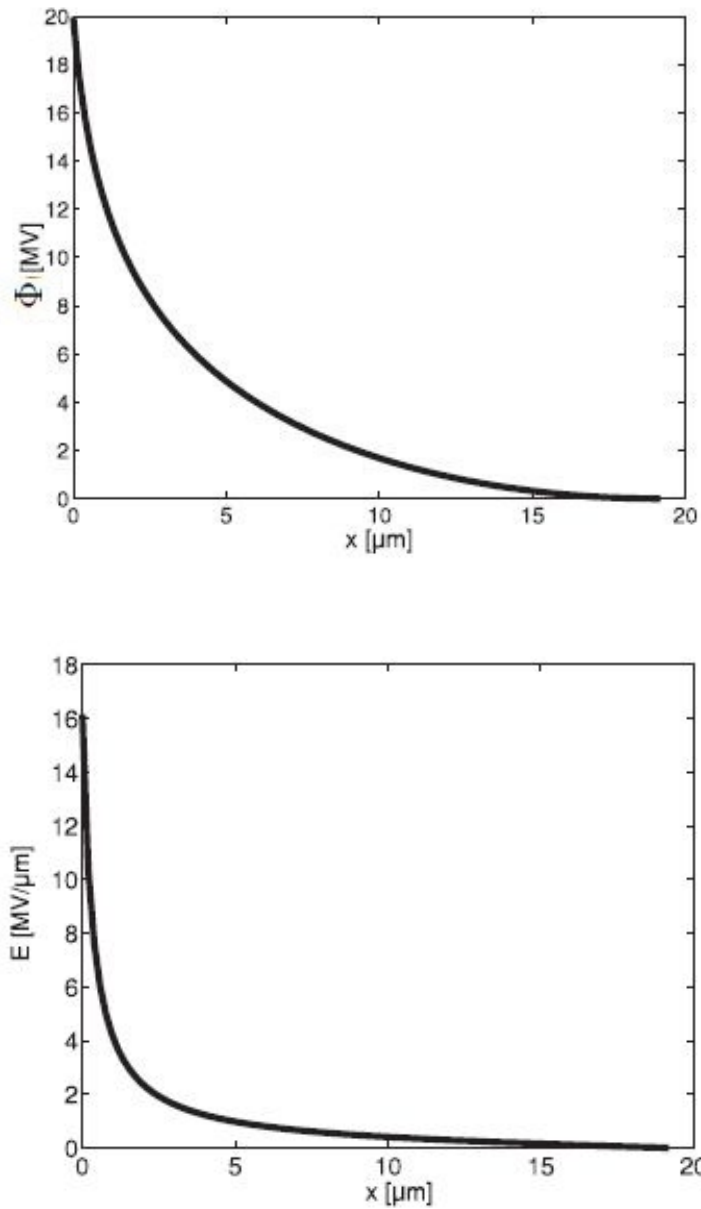


FIGURE 2.3 – Le potentiel électrostatique  $\phi$  donné par l'Eq. (2.13) et le champ électrique  $E(x)$  donné par l'Eq. (2.15) sont représentés en fonction de  $x$  [76].

## ● L'énergie maximale et le spectre d'énergie

A partir des expressions du potentiel électrostatique et du champ électrique, on peut trouver le maximum d'énergie à  $x = h$ , gagné par un ion, à l'état de charge constant  $Z$  et initialement au repos à  $x = 0$  :

$$\varepsilon_{max} = Ze\phi_0 = ZT_e \ln \left[ 1 + \tan^2 \left( \frac{h-x}{\sqrt{2}\lambda_{eh}} \right) \right] \quad (2.16)$$

qui peut être comparé aux valeurs des énergies ioniques maximales observées dans les expériences.

De plus, pour trouver le spectre d'énergie à  $x = h$ , l'équation du mouvement doit être résolue, pour un ensemble d'ions initialement au repos, mais uniformément répartis dans une couche mince (de largeur  $\Delta \ll s$ ,  $s$  étant l'épaisseur de la cible) placé à  $x = 0$ . Le spectre d'énergie s'écrit alors comme suit :

$$\frac{dN_i}{d\varepsilon} = \frac{N_i \lambda_{eh}}{T_e \Delta \sqrt{2 \exp(\varepsilon/T_e) - 2}} (H(\varepsilon - \varepsilon_0) - H(\varepsilon - \varepsilon_\Delta)) \quad (2.17)$$

tel que  $\varepsilon_0 = Ze\phi_0$  et  $\varepsilon_\Delta = Ze\phi_\Delta$  sont les énergies des ions à  $x = 0$  et  $x = \Delta$ ,  $N_i$  est le nombre totale des ions accélérés,  $H$  est la fonction de Heaviside.

Le spectre d'énergie Eq. (2.17) est représenté sur la Fig. (2.4) en comparaison avec des résultats expérimentaux.

### 2.2.2 Modèle à deux températures

Les expériences sur l'interaction de l'impulsion laser ultra-intense et ultra-courte avec des cibles solides montrent que la population d'électrons produite à la surface arrière de la cible peut être caractérisée au moins par deux températures, l'une décrivant la présence d'électrons chauds accélérés par le champ laser, l'autre faisant référence à la distribution beaucoup plus froide des électrons de la cible des électrons. La composante électronique chaude est créée directement par l'impulsion laser dans le plasma.

Dans la Réf [78], un modèle analytique unidimensionnel décrivant le champ électrostatique à l'interface solide-vide, généré par deux populations d'électrons avec des énergies thermiques différentes, chacune suivant la distribution de Boltzmann, a été présenté dans l'approximation du modèle quasi-statique.

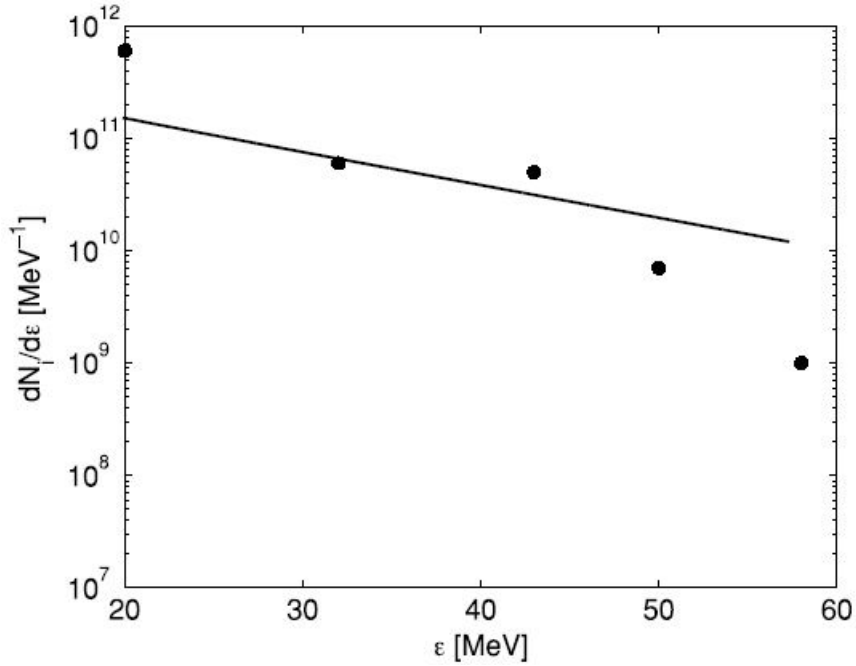


FIGURE 2.4 – Le spectre d’énergie des protons accélérés ( ligne continue,  $Z = 1$ ), donné par Eq.(2.17), pour les paramètres expérimentaux de [40]. On suppose que la couche d’émission de protons sur la surface arrière de la cible a une épaisseur de  $2 \mu m$  et un rayon de  $5 \mu m$ , correspondant à un nombre de protons de  $N_i = 1.510^{12}$ . Les points correspondent aux données expérimentales [35].

A  $t = 0$ , dans ce modèle, les ions sont supposés au repos avec une distribution de densité telle que  $n_i = n_{0i}$  pour  $x \leq 0$ , et  $n_i = 0$  pour  $x > 0$ .

Les densités des deux populations d’électrons chauds  $n_{eh}$ , et froids  $n_{ec}$ , dépendent de la coordonnée spatiale  $x$ , tandis que leurs températures  $T_h$  et  $T_c$ , sont des constantes. Les électrons suivent les distributions de Boltzmann  $n_{e,h(c)} = n_{0,h(c)} \exp(e\phi/T_{h(c)})$ , où  $n_{0,h(c)}$ , sont les densités des électrons chauds (froids) non perturbés.

Le potentiel électrostatique  $\phi$  satisfait à l’équation de Poisson :

$$\partial_x^2 \phi = 4\pi e(n_{eh} + n_{ec} - Zn_i) \quad (2.18)$$

La quasi-neutralité du plasma non perturbé,  $n_{0h} + n_{0c} = Zn_{0i}$ , définit les conditions aux limites du champ électrique et le potentiel dans la région solide à  $x = 0 \Rightarrow \partial_x \phi(-\infty) = \phi(-\infty) = 0$ . Les distributions des électrons de Boltzmann impliquent  $\phi(-\infty) \rightarrow -\infty$  [79].

A l’intérieur de la cible, pour  $x < 0$ , le potentiel électrostatique est décrit par l’équation de Poisson-Boltzmann :

$$\partial_x^2 \phi = 4\pi e \left( n_{0h} \exp(e\phi/T_h) + n_{0c} \exp(e\phi/T_c) - Zn_{i0} \right) \quad (2.19)$$

La première intégrale de l'équation de Poisson-Boltzmann donne :

$$\lambda_{dh}^2 (\partial_x \Phi)^2 = 2[\exp(\Phi) + ab \exp(\Phi/b) - (1 + ab) - (1 + a)\Phi] \quad (2.20)$$

où  $\Phi = e\phi/T_h$ ,  $\lambda_{d,h} = \sqrt{(T_h/4\pi n_{0h} e^2)}$ , est la longueur de Debye des électrons chauds non perturbés,  $a = n_{0c}/n_{0h}$ ,  $b = T_c/T_h$  et  $ab = P_{0c}/P_{0h}$ , qui sont le rapport entre les densités, le rapport entre les deux températures des électrons et le rapport entre les deux pressions des électrons non perturbés, respectivement [80].

A l'extérieur de la cible, pour  $x > 0$ , l'équation de Poisson-Boltzmann pour le potentiel est :

$$\lambda_{dh}^2 \partial_x^2 \Phi = \exp \Phi + ab \exp(\Phi/b) \quad (2.21)$$

Qui admet comme première intégrale

$$\lambda_{dh}^2 (\partial_x \Phi)^2 = 2 \left( \exp \Phi + ab \exp(\Phi/b) \right) \quad (2.22)$$

Le potentiel électrostatique  $\Phi(0)$  et le champ électrique maximum  $E(0)$  à  $x = 0$ , peuvent être déterminés en imposant la continuité du potentiel et du champ électrique, en  $x = 0$ . La résolution du système pour  $\Phi(0)$  et  $\partial_x \Phi(0)$ , obtenue par l'évaluation des Eqs. (2.20) et (2.22) à  $x = 0$ , donne pour le potentiel maximum  $\Phi(0)$  et le champ électrique maximum  $E(0)$ , les expressions suivantes à l'interface solide-vide.

$$\Phi(0) = -\frac{1 + ab}{1 + a} \quad (2.23)$$

$$E(0) = \sqrt{(2)} \frac{T_h}{e\lambda_{dh}} \left[ \exp\left(-b \frac{1 + ab}{b + ab}\right) + ab \exp\left(\frac{1 + ab}{b + ab}\right) \right]^{1/2} \quad (2.24)$$

Dans la figure (2.5), le champ électrique est représenté en fonction de la coordonnée spatiale  $x$ . La population d'électrons froids détermine la pénétration spatiale du champ électrique à l'intérieur de la cible solide : en augmentant la pression froide pour une pres-

sion d'électrons chaud donnée et un rapport de température donné (et par conséquent, en réduisant  $\lambda_{dc}$ ), le champ chute de plus en plus fortement, presque de manière exponentielle, dans la cible, de la valeur maximale à zéro sur quelques longueurs de Debye des électrons froids, comme le montre clairement la courbe de gauche de la Fig.(2.5).

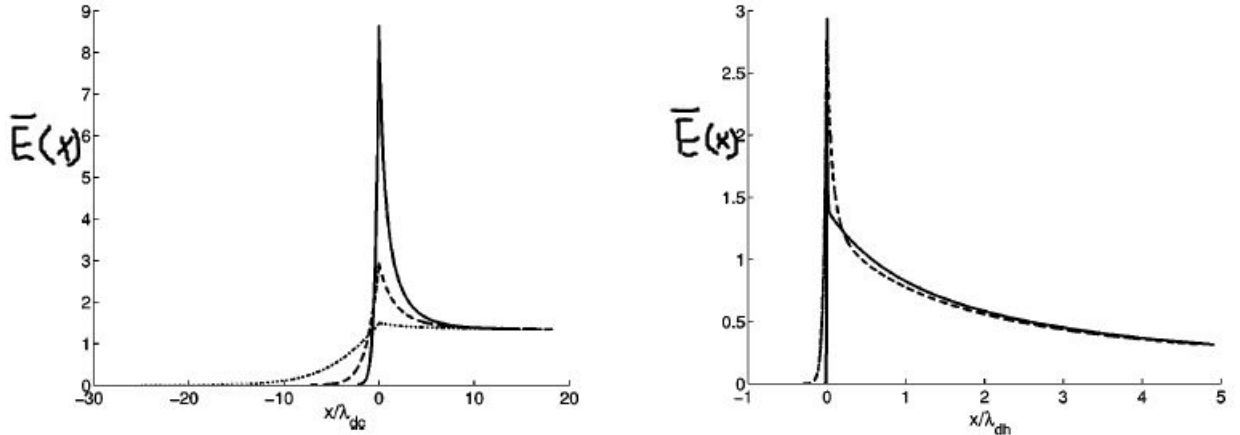


FIGURE 2.5 – Profils des champs électriques normalisés  $\bar{E}$  par  $T_h/e\lambda_{dh}$ , à gauche pour  $b = T_c/T_h = 0.01$  ( ligne pointillée  $ab = 1$ ), (ligne demi-continue  $ab = 10$ ) et (ligne continue  $ab = 100$ ), à droite pour  $ab = P_{0c}/P_{0h}=10$  (ligne pointillée  $b = 0.1$ ) et (ligne continue  $b = 0.01$ )) [80]

### 2.2.3 Modèle de Passoni-Lontano

Le modèle qu'on va présenter maintenant est connu plus communément sous le nom du modèle Passoni-Lontano [81], même si les deux modèles précédents sont aussi issus des mêmes auteurs. C'est aussi un modèle quasi-statique, ce qui signifie que le champ électrique mis en place par la gaine des électrons est supposé invariant par rapport au temps et agit sur les ions cibles les plus légers.

On rappelle que cette approche suppose que la population des électrons chauds, générée par l'absorption de l'énergie laser atteint un état de quasi-équilibre à l'interface vide-solide. Un tel processus est atteint aux premières étapes de la dynamique du plasma, environ 50 – 100fs, après l'interaction, au cours de laquelle les ions lourds dans la cible sont considérés comme immobiles en raison de leur inertie, ce qui maintient la séparation des charges.

L'énergie maximale des ions  $\varepsilon_{max}$  est la variable la plus intéressante dans de nombreuses applications des interactions laser-plasma. Les ions accélérés sont étudiés sous l'influence du potentiel électrique, tels que les ions les plus énergétiques sont accélérés pendant cette

phase de quasi-équilibre. Dans les Réfs [76, 81, 82, 83, 84], le modèle quasi-statique est développé utilisant le mécanisme TNSA, pour déterminer les énergies ioniques maximales  $\varepsilon_{max}$ , observées dans un grand nombre d'expériences [85].

Dans ce cadre, la solution de l'équation de Poisson à une dimension fournit le potentiel self-consistant  $\phi$ , généré par la séparation de charge quasi-statique. Cela permet d'évaluer  $\varepsilon_{imax}$  pour un ion de charge  $Z$  ainsi que la partie la plus énergétique du spectre [82, 83, 84]. Les électrons chauds générés par l'interaction laser-matière sont les seuls responsables du potentiel créé et de l'accélération des ions. Pour une expansion dans le vide, certains de ces électrons sont suffisamment énergétiques pour s'échapper de la cible et n'affectent pas le champ électrostatique, s'ils sont très loin. Ainsi, ils ne participent pas à l'accélération des ions [86, 87]. Les autres restent au voisinage de la surface, ré-frappent la cible et éjectent des électrons secondaires. Après l'échappement des premiers électrons, une charge positive est laissée sur la cible, conduisant à la formation du potentiel électrostatique, qui à son tour régit l'accélération des ions. La majorité des électrons sont confinés dans une distance de quelques longueurs de Debye (voir Fig. (2.6)).

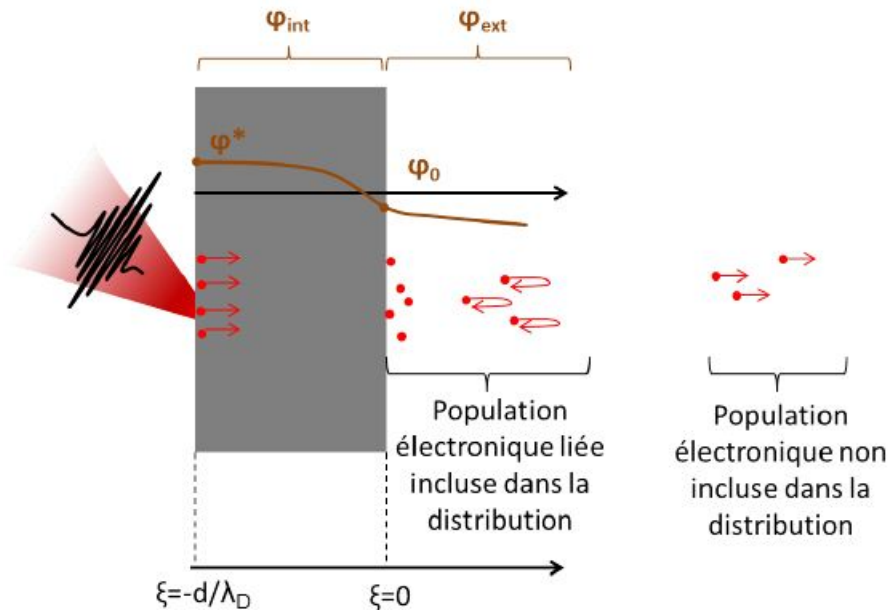


FIGURE 2.6 – Schéma descriptif du modèle théorique de Passoni-Lontano [88].

Les électrons énergétiques qui s'échappent à l'arrière de la cible constituent le courant électrique de charge positive de la cible et conduisent à la génération d'une barrière de potentiel [89] et qui à leur tour accélèrent les ions à de hautes énergies. Les ions accélérés

et la dynamique de la majeure partie des ions n'ont aucun effet sur le champ électrique, lorsqu'ils participent aux premières étapes du processus [79, 81, 87]. Par conséquent, les ions accélérés par le champ électrostatique atteignent une énergie maximale  $\varepsilon_{max}$ . La température de cette distribution électronique est constante et le domaine de validité de ce modèle est limité à des temps courts, elle est estimée par le potentiel pondéromoteur de Wilks [27] comme suit :

$$T_e = e\phi_{pond} = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{I_L \lambda_L^2 [W cm^{-2} \mu m^2]}{1.37 \times 10^{18}}} - 1 \right) = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} - 1 \right) \quad (2.25)$$

où  $e$  est la charge d'électron,  $\phi_{pond}$  est le potentiel pondéromoteur,  $I_L$ , est l'intensité du laser et  $\lambda_L$ , sa longueur d'onde,  $m_e$  est la masse de l'électron,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $a_0$  est le potentiel vectoriel normalisé donné par :

$$a_0 = \frac{eE_0}{m_e c \omega_L} = \sqrt{\frac{I_L \lambda_L^2 [W cm^{-2} \mu m^2]}{1.37 \times 10^{18}}} \quad (2.26)$$

Où  $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ , est la fréquence du laser et  $E_0$ , est le champ électrique de la crête du laser. L'énergie potentielle pondéromotrice est égale à l'énergie cinétique moyenne du mouvement oscillatoire. En fonction de l'intensité du laser, les températures initiales des électrons à la surface cible d'environ 1 MeV sont obtenues [13, 73, 90, 91].

## 2.3 Solution quasi-statique de l'équation de Poisson dans le modèle de Passoni-Lontano

### 2.3.1 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. Les intensités du laser considérées sont  $I \leq 10^{18} W cm^{-2}$  pendant le processus de l'interaction laser-matière, et les ions sont accélérés via le mécanisme de TNSA.

## ● Champ électrique et potentiel électrostatique

La population d'électrons chauds à l'équilibre thermodynamique non relativiste dans un régime isotherme est gouvernée par la distribution de Maxwell-Boltzmann donnée par :

$$f_e(x, v) = \tilde{n} \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_e}\right) \quad (2.27)$$

où  $m, T_e$ , sont respectivement la masse et la température des électrons,  $\tilde{n}$ , étant la densité du nombre d'électrons à l'équilibre. Par intégration de la fonction de distribution électronique on obtient la densité des électrons :

$$\tilde{n} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e(x, v) dv = n_0 \exp(e\phi/T_e) \quad (2.28)$$

En outre,  $\epsilon(x, v) = mv^2/2 - e\phi(x)$  représente l'énergie totale des électrons et  $\phi(x)$  la distribution spatiale du potentiel électrostatique self-consistant. La densité des électrons est nulle à l'infini inévitablement  $\phi(x = +\infty) = -\infty$  [73, 92, 93], et  $n_0$  est la valeur de la densité des électrons à  $\phi = 0$ .

Une température constante  $T_e$  est attribuée à la population des électrons chauds. Supposons que l'interface cible-vide soit placée à  $x = 0$ . A partir de l'équation de Poisson, une solution d'équilibre existe en dehors de la région occupée par la distribution d'ions fixes,  $x \leq 0$  est la région occupée par la distribution constante des ions, et  $x > 0$  est le début de la région du vide à partir de l'interface de la cible.

Lorsque les électrons énergétiques apparaissent à l'interface cible-vide (c'est-à-dire à  $x \geq 0$ ), ceux qui sont liés électriquement sont piégés dans le voisinage de la surface par le potentiel électrostatique, tandis que les autres électrons libres sont perdus par le système et dépassent la barrière du potentiel en raison de leur énergie très élevée [94].

Ensuite, la densité de charge effective qui contribue à l'accumulation du potentiel électrostatique, peut être trouvée en intégrant l'équation (2.27) par rapport à  $v$ . Les électrons piégés ont une énergie totale négative, c'est à-dire  $-e\phi(x) < \epsilon < 0$ . En utilisant des unités sans dimension :  $\xi = x/\lambda_D$ , où  $\lambda_D = \sqrt{T/(4\pi\tilde{n}e^2)}$  est la longueur de Debye pour la densité

des électrons  $\tilde{n}$ ,  $n_{trap} = n_e/\tilde{n}$ ,  $\Phi = e\phi/T$ , la densité des électrons piégés prend la forme :

$$n_{trap}(x) = erf(\sqrt{\Phi})exp(\Phi) \quad (2.29)$$

et l'équation de Poisson à une dimension devient

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = erf(\sqrt{\Phi})exp(\Phi) \quad (2.30)$$

où  $erf(y)$  la fonction d'erreur est donnée comme suit

$$erf(y) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^y exp(-t^2)dt \quad (2.31)$$

La constante de densité constante  $\tilde{n}$  peut être écrite en termes de  $n_0$ , la densité des électrons à  $\xi = 0$ , est donnée comme suit  $\tilde{n} = n_0/[erf(\sqrt{\Phi_0})exp(\Phi_0)]$ , avec  $\Phi_0 = \Phi(0)$ .

En intégrant l'Eq (2.30), nous obtenons

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\xi} = -\sqrt{2} \left[ erf(\sqrt{\Phi})exp(\Phi) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi} \right]^{1/2} \quad (2.32)$$

en supposant que lorsque  $\Phi \rightarrow 0$   $d\Phi/d\xi \rightarrow 0$ .

Une expression implicite du potentiel est obtenue par une seconde intégration :

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi(\xi)} \frac{d\Phi'}{\left[ erf(\sqrt{\Phi'})exp(\Phi') - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi'} \right]^{1/2}} = -\sqrt{2}\xi \quad (2.33)$$

Dans la limite des petites amplitudes,  $|\Phi(\xi)| \ll 1$ , on obtient :

$$\Phi(\xi) = \left[ \Phi^{1/4} - \left( \frac{1}{6\sqrt{\pi}} \right)^{1/2} \xi \right]^4 \quad (2.34)$$

L'équation (2.34), montre que la solution pour  $|\Phi(\xi)| \ll 1$  prend la valeur nulle, donc on trouve la valeur de  $\xi_f = \sqrt{6\pi^{1/2}\Phi_0^{1/4}}$ , pas à l'infini mais à la position finie de  $\xi$ , qui dépend faiblement de  $\Phi_0$ . En conséquence,  $d\Phi/d\xi_f = d^2\Phi/d\xi_f^2 = 0$ , pour  $\xi \approx 0$ .

A la limite de  $|\Phi(\xi)| \gg 1$ , qui est proche de l'interface cible-vide, l'expression de potentiel électrostatique devient :

$$\Phi(\xi) \approx \Phi_0 - 2 \ln \left[ 1 + \frac{\xi}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{\Phi_0}{2}\right) \right] \quad (2.35)$$

En intégrant l'équation (2.35), l'expression de champ électrique est :

$$E \approx \frac{2 \exp\left(\frac{\Phi_0}{2}\right)}{\sqrt{2} + \xi \exp\left(\frac{\Phi_0}{2}\right)} \quad (2.36)$$

Quand on met  $\xi_0 \approx 0$ , le champ électrique devient proche de l'interface cible-vide :

$$E(\xi_0) = \sqrt{2} \exp(\Phi_0/2) \quad (2.37)$$

La figure (2.7) représente la distribution spatiale du champ électrique normalisé,  $E_L = e\lambda_L E/T$  en fonction de  $\xi_L = x/\lambda_L$ , tracée pour différentes valeurs de l'énergie maximale des électrons, telle que  $\Phi^* = 2$  (ligne continue), 4 (ligne discontinue) et 6 (ligne pointillée).

De manière générale, afin de déterminer  $\xi_f$ , la valeur de  $\Phi_0$  doit être connue. Alors, on devrait relier  $\Phi_0$  aux paramètres connus du système physique. Afin de déterminer  $\Phi_0$ , il faut résoudre l'équation de Poisson à l'intérieur de la cible, pour la région  $-\xi_d = -d/\lambda_D < \xi < 0$ , où  $d$  est la largeur de la région spatiale.

Lorsque les ions immobiles en raison de leur inertie forment une densité ionique  $n_i$  et les électrons chauds générés par le laser forment une densité des électrons  $n_L$ , la densité des électrons froids  $n_c$ , est donnée par :

$$n_L = Zn_i - n_c \quad (2.38)$$

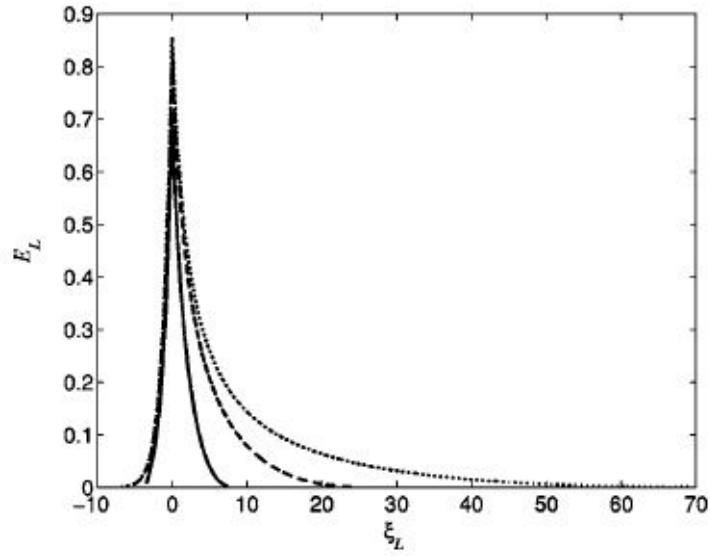


FIGURE 2.7 – Le champ électrique normalisé  $E_L = eE\lambda_L/T_e$  en fonction de  $\xi_L = x/\lambda_L$  [81].

Lorsque  $\xi < 0$  (pris profondément à l'intérieur de la cible et loin de  $\xi = 0$ ), l'équation de Poisson pour  $\Phi_{int}$  à l'intérieur de la cible est :

$$\frac{\partial^2 \Phi_{int}}{\partial \xi^2} = \text{erf}(\sqrt{\Phi_{int}}) \exp(\Phi_{int}) - B \quad (2.39)$$

tel que  $B = n_L/\tilde{n}$ , lorsque  $\Phi_{int}(\xi) > 1$ . Dans ces conditions la distribution de densité des électrons piégés peut être approximée à la distribution habituelle de Boltzman :

$$n_{trap} = \text{erf}(\sqrt{\Phi_{int}}) \exp(\Phi_{int}) \approx \exp(\Phi_{int}) \quad (2.40)$$

ensuite, lorsque ( $\xi = -\xi_w$ ), on trouve  $\Phi_{int}$  qui est elle même l'énergie des électrons de laser  $\Phi^*$ . Alors, nous avons un lien entre  $B$  et  $\Phi^*$ , tel que :

$$B \approx \exp(\Phi^*) \quad (2.41)$$

avec l'autre condition  $d\Phi_{int}/d(-\xi_w) = 0$ . En intégrant l'équation (2.39), nous obtenons :

$$\frac{\partial\Phi_{int}}{\partial\xi} = -\sqrt{2} \left[ \operatorname{erf}(\sqrt{\Phi_{int}}) \exp(\Phi_{int}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\Phi_{int}} - B\Phi_{int} + g(B) \right]^{1/2} \quad (2.42)$$

Dans la continuité du champ électrique  $\frac{\partial\Phi}{\partial\xi_{=0^+}} = \frac{\partial\Phi_{int}}{\partial\xi_{=0^-}}$  dans la région  $\xi = 0$ , afin de relier l'équation (2.32) ( la région  $0 < \xi < \xi_f$  ), et l'équation (2.42) ( la région  $-\xi_d < \xi < 0$  ), tel que  $g(B)$  est une constante en fonction de  $B$ , qui est donnée par :

$$g(B) = -\operatorname{erf}(\sqrt{\ln B})B + 2\pi^{-1/2}\sqrt{\ln B} + B \ln B. \quad (2.43)$$

Le champ électrique est nul à l'intérieur de la cible, dans ce cas on se concentre sur la modélisation du couplage laser avec des électrons à la surface avant de la cible en donnant une température des électrons chaude et fixe, afin de justifier un état quasi-stationnaire pendant le temps de l'impulsion laser  $\tau_L$ , loin de la surface arrière. Dans la continuité des champs, d'autres conditions doivent être imposées, tel que  $\Phi_{int}(0^-) = \Phi(0^+) = \Phi_0$  et  $d\Phi_{int}/d\xi(0^-) = d\Phi/d\xi(0^+)$  qui permettent de trouver  $\Phi_0$  en fonction du paramètre  $B$ , et finalement les relier aux paramètres du laser :

$$\Phi_0 = \frac{g(B)}{B} = -\operatorname{erf}(\sqrt{\Phi^*}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi^*}\exp(-\Phi^*) + \Phi^* \quad (2.44)$$

pour  $\Phi^* \gg 1$  la forme de l'équation (2.44) devient :

$$\Phi_0 \approx -1 + \Phi^* \quad (2.45)$$

## ● Énergie ionique maximale

L'énergie ionique maximale peut être calculée grâce à l'utilisation de l'énergie cinétique maximale des électrons chauds  $\epsilon_{k,max} = \Phi^*$ , que nous considérons comme des données ex-

ternes en régime physique non relativiste de l'interaction laser-cible, et est donnée par :

$$\epsilon_{max}^i = Z\Phi_0 T \quad (2.46)$$

L'énergie des électrons chauds  $\Phi^*$ , peut être directement liée aux valeurs expérimentales. Comme l'énergie cinétique acquise par un électron dans le champ d'une onde électromagnétique, ou par le couplage de l'énergie du laser avec les électrons. Par conséquent, nous notons que l'énergie ionique  $\epsilon_{max}^i$ , est donnée en fonction de la température et de l'énergie cinétique des électrons en régime d'interaction laser-cible [17].

A partir de la valeur du potentiel à  $\xi = 0$ , on trouve  $\Phi_0$ , qui donne l'énergie maximale normalisée  $\epsilon_{max}^i/ZT$  par unité de charge acquise par un ion. Les ions sont initialement au repos sur la surface de la cible, après avoir traversé l'intervalle  $\xi_f$ . Sur la Fig. (2.8), l'énergie maximale des ions normalisée  $\epsilon_{max}^i/ZT$ , est tracée en fonction de l'énergie maximale des électrons  $\Phi^*$  avec les trois valeurs, 2, 4 et 6.

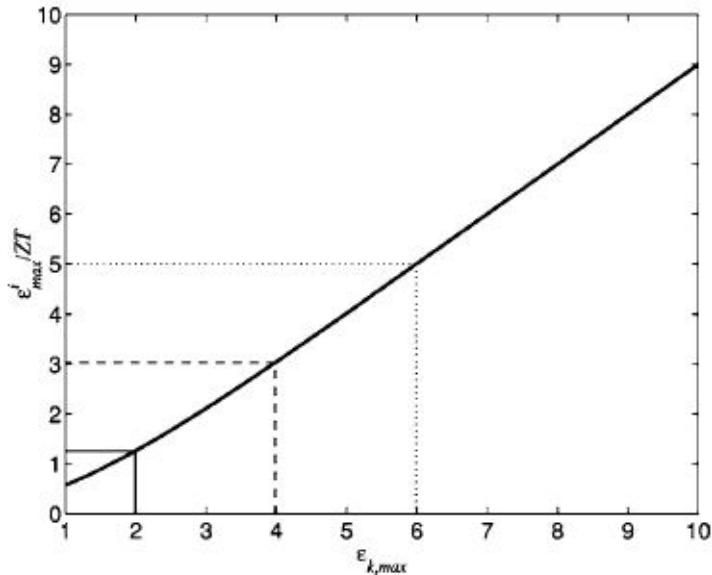


FIGURE 2.8 – L'énergie ionique maximale normalisée  $\epsilon_{max}^i/ZT_e$  en fonction de l'énergie maximale des électrons  $\epsilon_{k,max}$ . [81]

En raison des grandes valeurs de  $\Phi^* \gg 1$  la courbe devient linéaire, comme on a trouvé dans l'équation (2.45)

### • Spectre de l'énergie ionique

Pour calculer le spectre d'énergie d'une distribution donnée par des ions, on suppose qu'à  $t = 0$  un nombre limité d'ions de charge  $Z$  et de vitesse nulle, forme une couche mince placée dans le domaine,  $0 < \xi < \Delta\xi$ , où  $\Delta\xi \ll \xi_d$ , avec une densité de volume donnée. A partir de la conservation de l'élément de volume dans l'espace de phase [93, 95], nous écrivons :

$$n_i(\xi)d\xi = n_i(\epsilon)d\epsilon = n_i\left(\frac{\Phi_{int}}{Z}\right)d\left(\frac{\Phi_{int}}{Z}\right) \quad (2.47)$$

$$\text{où } n_i(\xi) = n_{i0}[H(\xi) - H(\xi - \Delta\xi)].$$

Par conséquent, après avoir surmonté le nuage d'électrons les ions tests sont accélérés par le potentiel, et le spectre d'énergie à  $\xi > \xi_f$  prend la forme :

$$n_i(\epsilon) = \frac{n_i(\xi)}{d\epsilon/d\xi} = \Sigma(\epsilon^i)[H(\epsilon^i - \Phi_0) - H(\epsilon^i - \Phi_0 - \Delta\Phi)], \quad (2.48)$$

où

$$\Sigma(\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{2}Z \left[ \text{erf}(\sqrt{\epsilon/Z} \exp(\epsilon/Z)) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\epsilon/Z} \right]^{1/2}} \quad (2.49)$$

où  $\Delta\Phi$ , est donné sous forme implicite par l'Eq (2.33), évalué à  $\xi = \Delta\xi$ .

Dans la figure (2.9), la fonction  $\Sigma(\xi)$  est tracée, avec les trois valeurs de  $\epsilon_{max}^i/ZT$ , correspondant aux trois valeurs de la distribution spectrale.

### 2.3.2 Approche relativiste

En réalité, à partir d'une intensité laser supérieure à  $10^{18}W/cm^2$ , les électrons chauds énergétiques qui se forment lors de l'interaction de l'impulsion laser intense avec la cible sont relativistes et devraient être modélisés par une fonction de distribution relativiste.

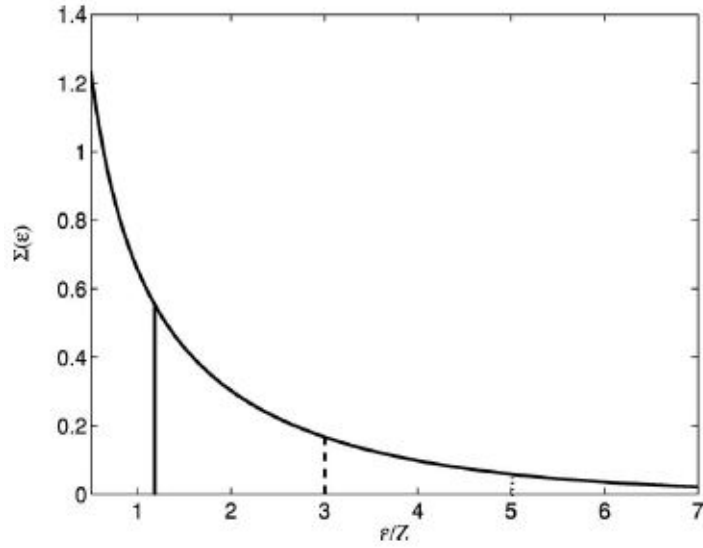


FIGURE 2.9 – Les valeurs du spectre d'énergie  $\Sigma(\epsilon^i)$  en fonction des valeurs d'énergie maximale des ions  $\epsilon_{max}^i/ZT_e$  [81].

Dans ce modèle relativiste à une dimension, l'équation de Poisson pour le potentiel électrostatique self-consistant  $\phi(x, t)$ , prend la forme :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - Z_L n_L - Z_H n_H) \quad (2.50)$$

où  $n_L, n_H$  sont respectivement la population des ions légers et lourds. Les ions légers étant considérés très peu nombreux et leur effet sur l'évolution du potentiel électrostatique, peut être négligé, alors

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e[n_e - Z_H n_{0H} H(-x)] \quad (2.51)$$

où  $H$ , est la fonction de Heaviside.

Les électrons chauds à une dimension suivent la fonction de distribution relativiste de Maxwell-Jüttner [96] qui est donnée par l'expression suivante :

$$f_e(x, p) = \frac{\tilde{n}}{2mcK_1(\zeta)} \exp\left(-\frac{W + mc^2}{T_e}\right) \quad (2.52)$$

où  $\tilde{n}$  est la densité des électrons à l'équilibre,  $K_1(\zeta)$ , est la fonction de MacDonald de premier ordre,  $\zeta = mc^2/T_e$ ,  $W = mc^2(\gamma - 1) - e\Phi$ , avec  $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)$ , le facteur relativiste.

La densité  $n_W$  est donnée en intégrant l'équation (2.52).

$$n_W(x) = \int_{W < 0} f_e(x, p) dp \quad (2.53)$$

En utilisant des unités sans dimension :  $\xi = x/\lambda_D$ ,  $\Phi = e\phi/T_e$ , avec  $\lambda_D = mc^2 K_1/(4\pi\tilde{n}e^2)$ , est la longueur de Debye pour la densité des électrons  $\tilde{n}$  et les équations (2.51), (2.52), et (2.53), l'équation résultante pour le potentiel électrostatique self-consistant est donnée par :

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \exp(\Phi) \int_0^{\theta(\Phi)} \exp(-\sqrt{p^2 + \zeta^2}) dp - \frac{Z_H n_{0H} - n_{0c}}{\tilde{n}} \zeta K_1(\zeta) H(-\xi) \quad (2.54)$$

$$\text{où } \theta(\Phi) = \sqrt{(\Phi + \zeta)^2 - \zeta^2}.$$

## ● Potentiel électrostatique et l'énergie ionique maximale

Premièrement, pour trouver une solution en dehors de la cible, i. e.  $\xi > 0$ , la première intégration de l'équation de Poisson, donne :

$$\xi > 0$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\sqrt{2}[\exp(\Phi)I(\Phi) - \exp(-\zeta)\theta]^{1/2} \quad (2.55)$$

$$\text{où } I(\Phi) = \int_0^{\theta(\Phi)} \exp(-\sqrt{p^2 + \zeta^2}) dp.$$

et la constante a été déterminée en imposant qu'un  $\tilde{\xi}$  existe où :  $\Phi(\tilde{\xi}) = \Phi'(\tilde{\xi}) = \Phi''(\tilde{\xi}) = 0$ .

De cette équation, une solution exacte implicite pour le potentiel électrostatique dans le vide est comme suit :

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi(\xi)} \frac{d\Phi'}{\sqrt{\exp(\Phi')I(\Phi') - \exp(-\zeta)}} = -\sqrt{2}\xi \quad (2.56)$$

où  $\Phi_0 = \Phi(0)$ .

Cette solution peut être utilisée pour déterminer des expression approximatives de  $\Phi$  dans les limites des petites et grandes amplitudes. Lorsque  $|\Phi(\xi)| \ll 1$  :

$$\Phi(\xi) = \left[ \Phi_0^{1/4} - \frac{\sqrt{2}(2\zeta)^{1/4}}{4} \exp(-\zeta/2)\xi \right]^4 \quad (2.57)$$

lorsque  $|\phi(\xi)| \gg 1$ , le potentiel  $\phi(\xi)$  s'écrit comme suit :

$$\Phi(\xi) = \Phi_0 - 2 \ln \left[ 1 + \frac{\sqrt{A}\xi}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{\Phi_0}{2}\right) \right] \quad (2.58)$$

où  $A = \int_0^{+\infty} \exp(-\sqrt{p^2 + \zeta^2}) dp$ .

La solution de l'E.(2.56) dépend de  $\Phi_0$  qui peut être déterminé en résolvant l'équation de Poisson (2.59) dans la cible pour  $\xi < 0$  :

$$\frac{d^2\Phi_{int}}{d\xi^2} = \exp(\Phi_{int})I(\Phi) - B \quad (2.59)$$

où  $B = [(Z_H n_{0H} - n_{0c})/\tilde{n}]\zeta K_1(\zeta)$  en imposant la continuité de  $\Phi$  et de  $\Phi'$ , à  $\xi = 0$ .

En intégrant l'équation (2.59), on trouve :

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\sqrt{2} [\exp(\Phi)I(\Phi) - \exp(-\zeta)\theta - B\Phi - \exp(\Phi^*)I(\Phi^*) - \exp(\zeta)\theta^* - B\Phi^*]^{1/2} \quad (2.60)$$

et  $\Phi' = 0$  à  $\xi = -\xi_d$

En imposant que loin de  $\xi = 0$ , le plasma devient quasi neutre à l'intérieur de la cible. Par conséquent, nous pouvons écrire  $B \approx \exp(\Phi^*)I(\Phi^*)$ , où  $\Phi^*$  est l'énergie des électrons produits par le laser lorsque  $\xi$  tend vers  $-\xi_d$  est  $\Phi_{int} \approx \Phi^*$  (où  $d$  est l'épaisseur de la cible). En imposant la continuité du champ électrique à  $\xi = 0$ , nous pouvons finalement obtenir une relation entre  $\Phi_0$  et  $\Phi^*$  :

$$\Phi_0 = \frac{\exp(\Phi^*)I(\Phi^*)(\Phi^* - 1) + \exp(-\zeta)\theta^*}{\exp(\phi^*)I(\phi^*)} \quad (2.61)$$

où  $\theta^* = \theta(\Phi^*)$ . La quantité  $\Phi^*$ , représente l'énergie cinétique maximale des électrons normalisée,  $\epsilon_{e,max} = K_{e,max}/T_e$  qui ont été produits par le laser. Elle peut être reliée aux données expérimentales, tel que proposé dans la référence [82] comme suit :

$$\Phi^* \approx 4.8 + 0.8 \ln[E_L(J)] \quad (2.62)$$

Dans la plupart des conditions expérimentales, cette équation nous permet l'investigation du processus TNSA.

L'interaction des impulsions laser avec des cibles d'épaisseur de l'ordre de quelques  $\mu m$ , accélère les ions jusqu'à une énergie cinétique maximale comme dans le cas classique :

$$\epsilon_{i,max} = Z\Phi_0(\Phi^*)T_e \quad (2.63)$$

### 2.3.3 Approche ultra relativiste

A des intensités laser suffisamment grandes, la fonction de distribution relativiste de Maxwell-Jüttner peut être bien approchée par sa limite ultra relativiste, où  $p/mc \gg 1$ , ce qui conduit à une expression simplifiée de la forme suivante :

$$F_e(x, p) = \frac{\tilde{n}}{2mcK_1(\zeta)} \exp\left[-\frac{c|p| - e\phi}{T_e}\right] \quad (2.64)$$

L'équation de Poisson pour  $\xi \geq 0$  peut être intégrée une fois pour obtenir l'expression du champ électrique

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -\sqrt{2}(\exp(\Phi) - \Phi - 1)^{1/2} \quad (2.65)$$

La constante d'intégration a été déterminée en imposant qu'il existe un  $\tilde{\xi}$  tel que  $\Phi(\tilde{\xi}) = \Phi'(\tilde{\xi}) = 0$ , une deuxième intégration donne la relation implicite entre  $\Phi$  et  $\xi$  :

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi(\xi)} \frac{d\Phi}{(\exp(\Phi) - \Phi - 1)^{1/2}} = -\sqrt{2}\xi \quad (2.66)$$

où  $\Phi(0) = \Phi(\xi = 0)$ .

L'équation de Poisson dans la cible, pour  $\xi < 0$ , s'écrit comme suit

$$\frac{d^2\Phi_{int}}{d\xi^2} = \exp(\Phi_{int}) - 1 - B \quad (2.67)$$

où  $\Phi_{int}$  représente le potentiel normalisé pour  $\xi < 0$ , et  $B = (Zn_i - n_c)/(T_e\tilde{n}/mc^2K_1)$ . Loin de  $\xi = 0$ , à l'intérieur de la cible, le plasma devient localement quasi neutre, de sorte que  $B \approx \exp(\Phi^*) - 1$ , où  $\Phi^* = \Phi_{int}(-\xi_d)$ .

En règle générale, outre la population des électrons chauds  $n_h$  et des ions, une espèce des électrons froids  $n_c$  est également présente qui sera considérée à une température nulle. La source du champ électrique est  $n_h - (Zn_i - n_c)$ , où le contenu de la parenthèse est considéré comme une constante donnée.

L'intégration de l'équation (2.67) s'écrit alors

$$\frac{d\Phi_{int}}{d\xi} = -\sqrt{2}(\exp(\Phi_{int}) + \exp(\Phi^*)(\Phi^* - 1 - \Phi_{int}))^{1/2} \quad (2.68)$$

en imposant la condition de  $d\Phi/d\xi = 0$  à  $\xi = -\xi_d$ .

Les équations (2.65) et (2.68) à  $\xi = 0$  permettent de déterminer une expression  $\Phi_0$  en fonction de  $\Phi^*$  :

$$\Phi_0 = \frac{\exp(\Phi^*)(\Phi^* - 1) + 1}{\Phi^* - 1} \quad (2.69)$$

Les ions de charge  $Z$  à  $\xi = 0$  de la cible, sont accélérés jusqu'à une énergie cinétique maximale  $\varepsilon_{i,max} = Z\Phi_0 T_e$ .

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié quelques modèles sur l'accélération ionique, à des régimes différents (classique, relativiste et ultra relativiste) dans le cadre du mécanisme du TNSA. Nous avons choisi de présenter le modèle fluide de Mora dépendant du temps et les modèles quasi-statiques de Passoni et Lontano basés sur une résolution self-consistante du potentiel électrostatique indépendant du temps. Chacun de ces modèles repose sur la résolution de l'équation de Poisson. De cette résolution découle l'expression du champ électrique accélérateur qui mène aux expressions de l'énergie maximale et du spectre d'énergie ioniques en fonction des paramètres du laser et du plasma. Ces expressions sont les données les plus fondamentales recherchées dans les diverses applications de l'accélération des ions par laser.

# Chapitre 3

## Effets des électrons énergétiques nonthermiques sur l'accélération des ions

### 3.1 Introduction

Les particules énergétiques jouent un rôle crucial dans de nombreux types des plasmas nonthermiques. Leur présence est largement confirmée dans l'espace comme dans la magnéto-sphère terrestre [97], ainsi que dans les décharges de plasma et dans des expériences d'interaction laser-plasma au laboratoire [98]. Les plasmas nonthermiques peuvent être considérés comme un état de la matière dans des conditions thermodynamiques de non-équilibre, en raison essentiellement d'un transfert d'énergie cinétique insuffisant par collisions élastiques aux particules lourdes. Le transfert est établi sur une échelle plus grande que celle qui caractérise le processus du plasma ( expansion, propagation des ondes, etc.) [99, 100]. Il est également établi que la distribution physique de ces particules énergétiques n'est pas exactement Maxwellienne mais présente des écarts à partir de la distribution thermique. Particulièrement, dans les plasmas produits par laser, les électrons énergétiques et rapides régissent les premières étapes de l'expansion du plasma dans le vide, comme c'est confirmé par l'observation expérimentale et les simulations numériques [58, 101, 102, 103]. De tels électrons sont caractérisés par des fonctions de distribution de particules avec des queues à haute énergie, qui peuvent s'écarter sensiblement de la distribution maxwellienne. Il a été aussi montré que l'écart des électrons de la distribution maxwellienne joue un rôle important dans la dynamique du plasma en donnant par exemple une réponse à l'augmentation de l'énergie dans le faisceau de protons accélérés vers l'avant dans le cas d'une interaction

laser intense-plasma [104, 105].

Ces électrons énergétiques pourraient également avoir un effet important sur l'ionisation et sur l'expansion des plasmas [106]. Tel que rapporté par de nombreux auteurs [105, 106, 107, 108, 109, 110, 111], dans l'expansion du plasma produit par des expériences de laser-plasma, les électrons à haute mobilité s'échappent plus rapidement dans le vide par rapport aux particules plus lourdes, générant ainsi un champ électrique ambipolaire qui accélère les ions et ralentit les électrons. L'amplitude de ce champ dépend directement de la distribution d'énergie des électrons chauds générés par le laser, et donc, le chauffage d'électrons par le laser est un élément critique dans les expériences visant à générer des faisceaux de protons énergétiques [112].

Les électrons rapides peuvent se déplacer efficacement dans la cible sans collisions en raison de leur grande vitesse. Pour une durée de l'impulsion laser du même ordre ou plus courte que le temps de transit des électrons à travers la cible, les électrons présenteraient une distribution fortement nonthermique, avec une grande composante dirigée à la surface arrière de la cible [113]. La distribution maxwellienne n'est pas réaliste dans la plupart des cas, conduisant à la proposition de divers modèles physiques impliquant des distributions non Maxwelliennes, pour analyser le comportement qualitatif de l'expansion du plasma [81, 104, 109, 110, 114, 115].

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'expansion libre du plasma dans le vide, en utilisant le modèle quasi-statique de Passoni-Lontano [81], et en supposant la fonction de distribution de Cairns pour les électrons nonthermiques [109, 116], afin de montrer la modification importante du processus d'accélération d'ions lorsque cette distribution électronique non Maxwellienne est utilisée. L'originalité de ce travail est de considérer qu'il y a des électrons énergétiques sur les queues (chauds) de la fonction globale de distribution des électrons qui ne sont pas libres et en même temps ne peuvent pas s'échapper du potentiel électrostatique induit près de la surface arrière de la cible dans le cadre, du mécanisme d'accélération TNSA. Dans ce sens, cette étude s'intéresse de savoir dans quelle mesure ces électrons contribueraient au processus d'accélération ionique, dans une version non relativiste du modèle utilisé.

## 3.2 Équations de base

### 3.2.1 Fonction de distribution de Cairns

Considérons un processus d'interaction laser-plasma décrit dans une géométrie unidimensionnelle (1D). Un plasma à deux composantes constitué par des électrons et des ions est considéré où les électrons sont supposés suivre la fonction de distribution d'électrons de Cairns nonthermique, introduite pour la première fois par Cairns et ses co-auteurs en 1995 [116]. Cette distribution était particulièrement appropriée pour décrire la propagation non linéaire d'excitations électrostatiques à grande amplitude telles que les ondes solitaires et les couches doubles dans la magnétosphère, où la précipitation des électrons accélérés conduit à une population nonthermique dans la région de haute latitude de l'ionosphère [100, 117]. C'est une proposition de fonction empirique pour modéliser une distribution des électrons avec une population de particules énergétiques dont la forme est [116] :

$$f_e(v_e) = \frac{\tilde{n}}{\sqrt{2\pi v_{eth}^2}} \frac{(1 + \alpha v_e^4/v_{eth}^4)}{(3\alpha + 1)} \exp(-v_e^2/2v_{eth}^2) \quad (3.1)$$

où  $\tilde{n}$  est la densité des électrons à l'équilibre,  $v_e$  est la vitesse des électrons,  $v_{eth} = \sqrt{T_e/m_e}$  est la vitesse thermique des électrons,  $T_e$  et  $m_e$  sont la température des électrons et la masse des électrons, respectivement.  $\alpha$  est un paramètre arbitraire qui définit la forme de la fonction de distribution et détermine la quantité des électrons énergétiques nonthermiques présents dans le plasma, et caractérise le degré de nonthermalité. Il doit être choisi selon les données mesurées déduites de l'expérience. Pour  $\alpha = 0$ , la distribution de Maxwell-Boltzmann s'applique mais lorsque  $\alpha$  tend vers 1, la distribution ressemble à deux faisceaux à contre-courant qui se déplacent avec des vitesses égales [118].

Sur la figure (3.1), la fonction de distribution de Cairns est représentée pour différentes valeurs de  $\alpha$ . Pour calculer la densité totale des électrons, la distribution des électrons en présence d'un potentiel  $\varphi(x)$  non nul dans le plasma, où les électrons ont une énergie totale donnée par  $\varepsilon(x, v_e) = m_e v_e^2/2 - e\varphi(x)$ , est exprimée mathématiquement par le remplacement de  $v_e^2/v_{eth}^2$  par  $v_e^2/v_{eth}^2 - 2e\varphi(x)/T_e$  dans la distribution de Cairns (3.1) [109, 116].

$$f_e(v_e) = \frac{\tilde{n}}{\sqrt{2\pi v_{eth}^2}} \frac{[1 + \alpha(v_e^2/v_{eth}^2 - \Phi)^2]}{(3\alpha + 1)} \exp(-v_e^2/2v_{eth}^2 - \Phi) \quad (3.2)$$

$\Phi = e\varphi/T_e$  est le potentiel électrostatique normalisé.

Par conséquent, la densité du nombre des électrons est donnée par :

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} f_e(v_e)dv_e = \tilde{n} \frac{2}{3\alpha + 1} (2\alpha\Phi^2 - 2\alpha\Phi + \frac{3\alpha + 1}{2}) \exp(\Phi) \quad (3.3)$$

En posant  $b = (4\alpha)/(3\alpha + 1)$ , la densité des électrons normalisée à sa valeur initiale est donnée comme suit :

$$N_e = n_e/\tilde{n} = (b\Phi^2 - b\Phi + 1)\exp(\Phi) \quad (3.4)$$

En permettant à  $\alpha$  de varier entre 0 et  $\infty$ ,  $b$  est alors limité à  $0 < b < 1.333$ . Cependant, il a été prouvé que  $b$  a une limite supérieure fixée à  $4/7 = 0.571$ . La valeur critique de  $b$  correspond à  $\alpha = 0.25$ . Lorsque les valeurs de  $b$  sont supérieures à 0.571, la distribution de Cairns cesse de diminuer de façon monotone. Pour ces valeurs, la forme gaussienne est déformée et des ailes apparaissent, associées à de forts effets non linéaires [119, 120], la distribution devient alors une fonction à plusieurs pics.

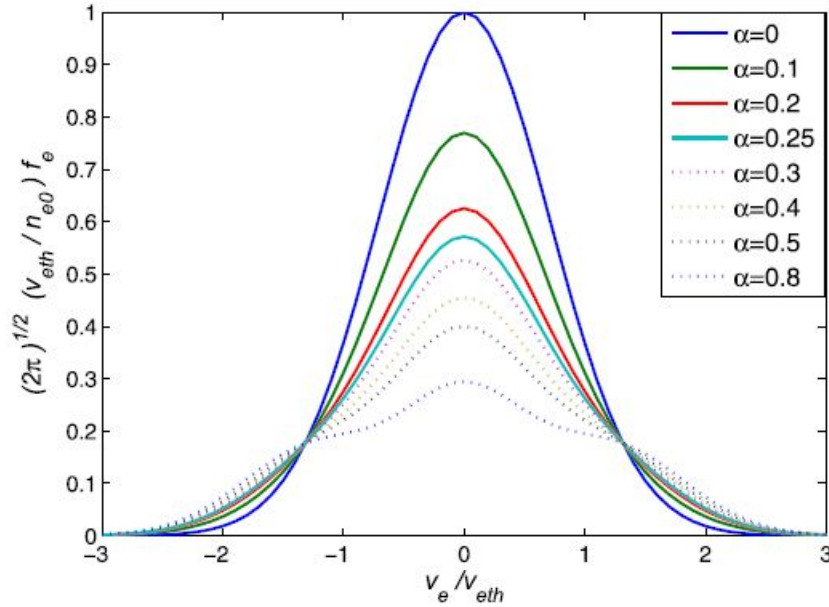


FIGURE 3.1 – Fonctions de distribution des électrons de Cairns normalisées pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$ .

Pour éviter ces fortes perturbations non linéaires, la distribution de Cairns est adaptée seulement pour un nombre limité du paramètre  $\alpha < 0.25$ , représentée par des lignes continues sur la figure (3.1).

Dans ce cas, nous déterminons des distributions présentant une queue de haute énergie, superposée à une composante de basse énergie de type Maxwellienne, comme cela a été observé dans des expériences d'interaction laser-plasma. Tous les calculs qui vont suivre ont été réalisés pour des valeurs de  $b$  ne dépassant pas la valeur  $4/7$ , approximées à 0.6.

### 3.2.2 Modèle de Passoni-Lontano

Pour étudier l'effet des électrons énergétiques sur toute la dynamique du plasma, nous appliquons l'équation de Poisson sans dimension pour trouver le potentiel  $\Phi$  dû à la séparation des charges entre les ions et les électrons situés au front du plasma :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = (N_e - N_i) \quad (3.5)$$

qui s'exprime en variables normalisées  $\xi = \frac{x}{\lambda_D}$ ,  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n e^2}}$  est la longueur d'onde de Debye.  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $e$  est la charge de l'électron.  $N_i$  et  $N_e$  sont les densités des ions et des électrons normalisées, à leurs densités à l'équilibre respectivement. L'application du modèle de Passoni-Lontano conduit à poser :  $N_i \ll N_e$ , compte tenu que le nombre d'ions contribuant à l'accélération est très faible. Les ions sont supposés immobiles dans une première approximation [83].

Quand les électrons énergétiques apparaissent à l'interface cible-vide (i.e à  $\xi \geq 0$ ), seuls ceux qui sont liés électriquement au réseau chargé positivement sont piégés au voisinage de la surface de la cible, pendant que ceux qui sont libres sont perdus par le système. Ensuite, la densité de charge effective qui contribue à l'accumulation du potentiel électrostatique est déduite en intégrant l'équation (3.2) sur  $v_e$ , limitant l'intégrale aux électrons dont l'énergie totale maximale ne dépasse pas :  $\frac{1}{2} m_e v_{e,max}^2 = e\varphi(x)$ .

La densité des électrons piégés prend la forme

$$N_e = \int_{-v_{e,max}}^{v_{e,max}} f_e v_e dv_e = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(\Phi) \int_0^{\sqrt{\Phi}} (1 - 3b/4 + bt^4) \exp(-t^2) dt \quad (3.6)$$

Avec  $t^2 = v_e^2/2v_{eth}^2 = v_e^2 m_e/2T_e$ , et  $t_{max} = \sqrt{e\varphi/T_e} = \sqrt{\Phi}$

L'équation de Poisson devient

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = erf(\sqrt{\Phi})exp(\Phi) - \frac{3b}{2\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi} - \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi^{1.5} \quad (3.7)$$

$erf(\sqrt{\Phi})$  est la fonction d'erreur

En intégrant une première fois l'équation (3.7), on détermine l'expression d'un champ électrique normalisé comme suit :

$$E = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -\sqrt{2}(erf(\sqrt{\Phi})exp(\Phi) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi} - \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi^{1.5} - \frac{2}{5}\frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi^{2.5})^{1/2} \quad (3.8)$$

où il a été supposé que  $\Phi \rightarrow 0$ , quand  $\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \rightarrow 0$ .

Une expression implicite du potentiel est obtenue par une deuxième intégration de l'Eq. (3.7) :

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi(\xi)} \frac{d\Phi'}{(erf(\sqrt{\Phi'})exp(\Phi') - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi'} - \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi'^{1.5} - \frac{2}{5}\frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi'^{2.5})^{1/2}} = -\sqrt{2}\xi \quad (3.9)$$

Afin de déterminer  $\Phi_0$ , nous suivons exactement la même procédure que dans le modèle de Passoni-Lontano [81], i.e., nous résolvons l'équation de Poisson à l'intérieur de la cible pour  $-\frac{d}{\lambda_D} < \xi < 0$ , où  $d$  est la largeur de la cible. À l'intérieur de la cible  $\xi < 0$ , nous supposons l'existence d'une composante électronique froide constante  $N_c$ , de telle sorte que  $\frac{\partial^2 \Phi_{int}}{\partial \xi^2} = (N_h + N_c - N_i)$ , tel que  $N_h$  est la densité des électrons chauds produits par le laser, pris profondément à l'intérieur de la cible, loin de la limite  $\xi = 0$ .

Ainsi, l'équation de Poisson, à l'intérieur de la cible, s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \Phi_{int}}{\partial \xi^2} = erf(\sqrt{\Phi_{int}})exp(\Phi_{int}) - \frac{3b}{2\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi_{int}} - \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi_{int}^{1.5} - B \quad (3.10)$$

avec  $B = (N_i + N_c) = N_h$ .

À la surface avant où  $\xi_d = -\frac{d}{\lambda_d}$ , la valeur de  $\Phi^* = \Phi(-\xi_d)$ , le potentiel électrostatique normalisé, correspondant à l'énergie maximale des électrons normalisée  $\varepsilon_{e,max}$  dans le champ

laser, doit être connue pour fermer l'intégration. Profondément dans la cible, le piégeage est supposé négligeable, et la quasi-neutralité de la charge est vérifiée à  $\xi_d$ , ce qui signifie que  $\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial \xi^2} = 0$ , et donc, l'expression de  $B$  est déduite comme  $B = (b\Phi^{*2} - b\Phi^* + 1) \exp(\Phi^*)$

L'intégration de l'Eq. (3.10) donne :

$$\frac{\partial \Phi_{int}}{\partial \xi} = -\sqrt{2}(\operatorname{erf}(\sqrt{\Phi_{int}})\exp(\Phi_{int}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi_{int}} - \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi_{int}^{1.5} - \frac{2b}{\sqrt{5\pi}}\Phi_{int}^{2.5} - B\Phi_{int} + g(B))^{1/2} \quad (3.11)$$

Sachant que  $\frac{\partial \Phi^*}{\partial \xi} \rightarrow 0$  à  $\xi_d$ , nous obtenons :

$$g(B) = -\operatorname{erf}(\sqrt{\Phi^*})\exp(\Phi^*) + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi^*} + \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi^{*1.5} + \frac{2b}{\sqrt{5\pi}}\Phi^{*2.5} + B\Phi^*$$

Par la continuité du potentiel et de la dérivée du potentiel sur la face arrière de la cible, i.e.,  $\Phi_{int}(0-) = \Phi(0+) = \Phi_0$  et  $\frac{\partial \Phi_{int}}{\partial \xi}(0-) = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}(0+)$ , nous trouvons  $\Phi_0$  en fonction du paramètre  $B$ , c'est-à-dire :

$$\Phi_0 = \frac{g(B)}{B} = \frac{-\operatorname{erf}(\sqrt{\Phi^*}) + (\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\Phi^*} + \frac{b}{\sqrt{\pi}}\Phi^{*1.5} + \frac{2b}{\sqrt{5\pi}}\Phi^{*2.5})\exp(-\Phi^*)}{b\Phi^{*2} - b\Phi^* + 1} + \Phi^* \quad (3.12)$$

## 3.3 Résultats et discussions

### 3.3.1 Potentiel électrique et champ électrique

Le potentiel est obtenu numériquement en résolvant l'équation (3.7) où  $\Phi(0) = \Phi_0$  est le potentiel à la face arrière donné par l'équation (3.12), et le champ électrique est donné par l'équation (3.8).

Nous avons tracé dans les Figs. (3.2) et (3.3), le potentiel électrique normalisé et le champ électrique normalisé en fonction de  $\xi$  pour différentes valeurs de  $b$  et pour une énergie électronique donnée  $\Phi^*$ , respectivement, pour étudier l'effet des particules énergétiques sur

l'accélération ionique.

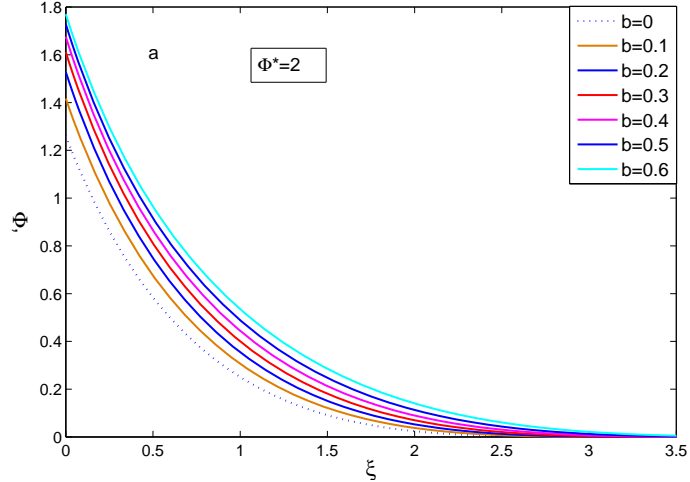


FIGURE 3.2 – Potentiel  $\Phi$  en fonction de  $\xi$  pour différentes valeurs de  $b$  [121].

Dans ces figures, il est démontré qu'en augmentant la population d'électrons nonthermiques ( $b$  augmente), le potentiel électrique résultant et le champ électrique sont plus forts. En fait, l'augmentation de la population des électrons énergétiques, conduisant à des électrons plus énergétiques et piégés, est responsable des valeurs de potentiel et de champ plus élevées en raison de l'augmentation de la localisation des charges, et donc le processus de séparation des charges se déroule plus efficacement, ce qui conduit à l'amélioration de processus d'accélération des ions.

On sait également que la distribution nonthermique peut être considérée comme une superposition de distributions locales de Boltzmann ayant des températures différentes [122]. Les particules de température plus élevée correspondant à la queue des distributions sont à la tête du front du plasma et accélèrent les ions retardés. C'est ce qui explique l'augmentation de  $\xi_{limit}$  correspondant à la fin de l'expansion ( $\Phi \approx 0$ ), avec l'augmentation de  $b$  suivant l'expression  $\xi_{limit} \approx \frac{\Phi_0^{1/4} \pi^{1/4}}{(1/6 - b/8)^{0.5}}$  déduite de l'Eq.(3.9).

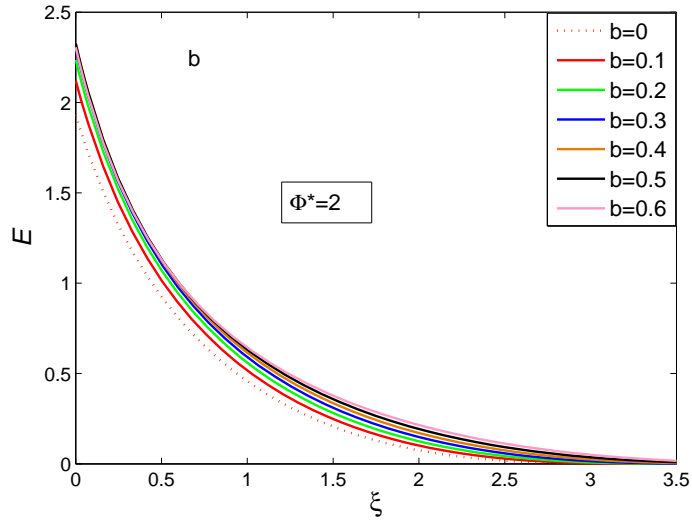


FIGURE 3.3 – Champ électrique  $E$  en fonction de  $\xi$  pour différentes valeurs de  $b$  [121].

### 3.3.2 Énergie ionique maximale

Un ion test avec une charge  $Ze$ , placé initialement à  $\xi = 0$ , est accéléré jusqu'à avoir l'énergie maximale finie  $\varepsilon_{i,max} = Ze\varphi_0$ . La valeur  $\Phi_0 = \varepsilon_{i,max}/T_e$  donne l'énergie maximale normalisée par unité de charge obtenue par un ion ( $Z=1$ ), initialement au repos sur la surface cible, après avoir traversé l'intervalle  $[0, \xi_{limit}]$  [81].

Dans la Fig. (3.4), les énergies ioniques maximales pour  $Z = 1$ , données par l'équation (3.12), sont tracées en fonction de l'énergie des électrons  $\Phi^*$ , pour différentes valeurs de  $b$ . On voit que les énergies ioniques augmentent non seulement avec l'énergie thermique des électrons mais aussi avec les effets nonthermiques. A la fin de l'expansion correspondant aux petites énergies des électrons, c'est-à-dire, pour de petites valeurs de  $\Phi^*$ , on a presque aucun effet nonthermique sur l'énergie ionique, contrairement au cas de  $\Phi^* \gg 1$ , où le comportement de l'énergie ionique dépend fortement des effets nonthermiques, elle est presque linéaire suivant l'expression  $\Phi_0 \approx \frac{-1}{b\Phi^{*2} - b\Phi^* + 1} + \Phi^*$ , déduite de l'équation (3.12). Ce comportement se maintient dans la région proche de la source  $\xi \approx 0$ . Ici, les deux effets, à savoir, le piégeage et la nonthermalité contribuent dans l'amélioration de l'énergie ionique.

Dans la Fig. (3.5) sont représentées, les énergies des ions maximales pour  $Z = 1$  en fonction de  $b$ , pour différentes valeurs de l'énergie des électrons  $\Phi^*$ . Pour chaque valeur de

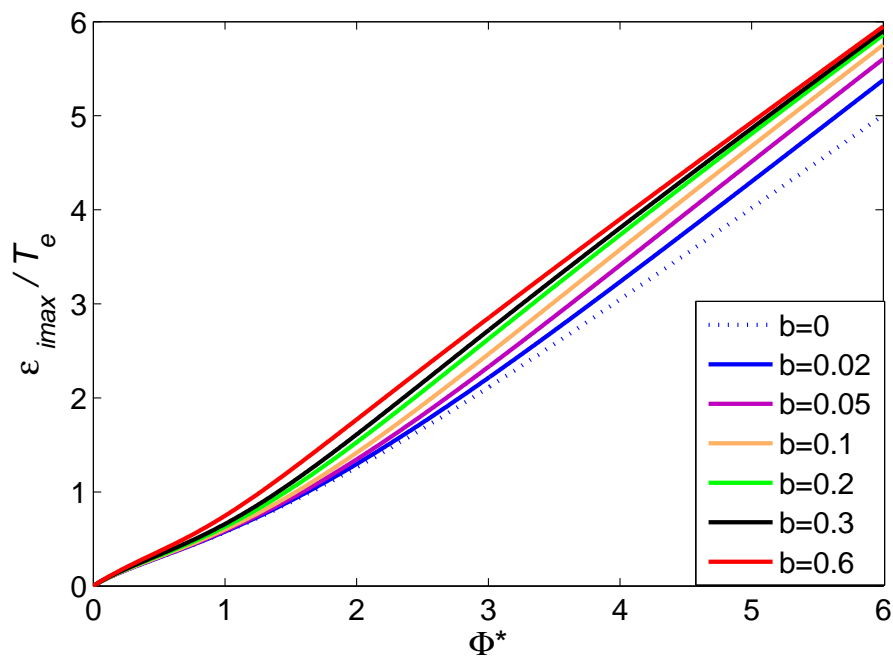


FIGURE 3.4 – L'énergie ionique maximale normalisée en fonction de  $\Phi^*$  pour différentes valeurs de  $b$  [121].

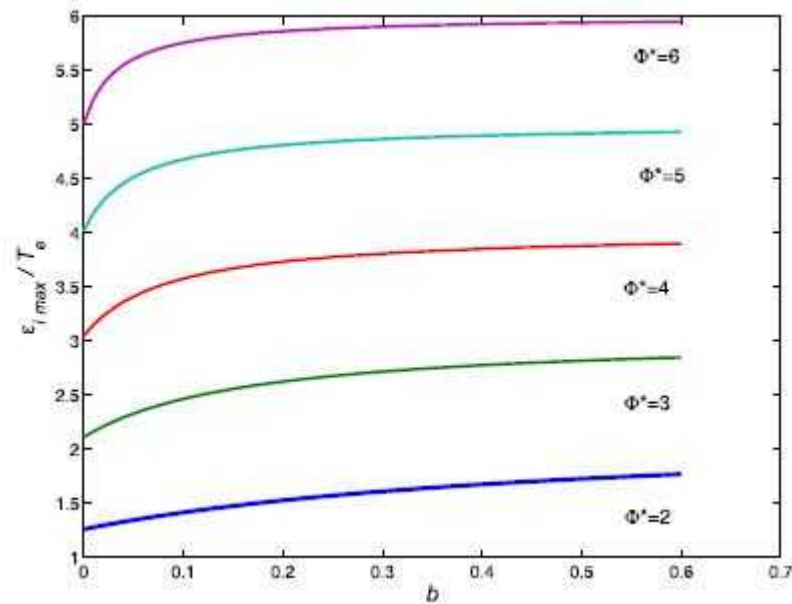


FIGURE 3.5 – L'énergie ionique maximale normalisée en fonction de  $b$  pour différentes valeurs de l'énergie des électrons [121].

l'énergie des électrons, il est également démontré que plus le paramètre nonthermique  $b$  augmente, plus l'énergie des ions est grande.

Pour chaque intensité laser, la saturation de l'énergie ionique apparaît à partir d'une certaine valeur de  $b$ , qui ne dépasse pas 0.1 pour la majorité des énergies des électrons. Cela peut être expliqué par le fait que seul un petit nombre d'électrons énergétiques sont piégés par le potentiel et contribue à l'amélioration de l'énergie ionique, et les autres électrons sont assez énergétiques pour s'échapper de la cible dans le vide et n'affectent donc pas le champ électrostatique et par conséquent ne participent pas à l'accélération des ions. Il est démontré que  $b$  est petit et ne dépasse pas 0.1, correspondant à la valeur  $\alpha = 1/37 \approx 0.027$ .

Ceci confirme les résultats présentés à la Fig. (3.4), signifiant que seul un petit nombre d'électrons nonthermiques piégés par le potentiel du plasmas, peut induire une variation significative de l'énergie ionique.

### 3.3.3 Spectre de l'énergie ionique

En plus de l'énergie ionique, il est également important de considérer le profil du spectre d'énergie ionique qui doit être connu expérimentalement afin d'optimiser l'énergie du faisceau ionique pour des applications potentielles. Il est exprimé par [73, 81]

$$\frac{dN_{iacc}}{d\varepsilon} = \frac{dN_{iacc}}{d\xi} \frac{d\xi}{d\varepsilon} \quad (3.13)$$

$N_{iacc}$ , est le nombre total des ions accélérés.

Pour calculer le spectre d'énergie ionique, on suppose qu'un petit nombre d'ions sont initialement au repos mais distribués uniformément dans une couche mince de largeur  $\Delta\xi \ll d$  et sur la surface arrière de la cible, leur densité est donnée comme suit :  $n_i(\xi) = \frac{dN_{iacc}}{d\xi} = n_0[H(\xi) - H(\xi - \Delta\xi)]$ , où  $H$  est la fonction de Heaviside.

Après avoir quitté  $\Delta\xi$ , les ions sont accélérés dans le champ du potentiel, et leur spectre énergétique jusqu'à  $\xi_{limit}$ , en utilisant l'Eq. (3.13) et l'Eq. (3.8), a la forme suivante :

$$\frac{dN_{iacc}}{d\varepsilon} = n_i(\varepsilon) = n_i(\xi) \frac{d\xi}{d\varepsilon} = n_i(\xi) \frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{n_0[H(\varepsilon - \varepsilon_0) - H(\varepsilon - \varepsilon_0 - \Delta\varepsilon)]}{\sqrt{2} \left[ \left( erf(\sqrt{\varepsilon}) exp(\varepsilon) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varepsilon} - \frac{b}{\sqrt{\pi}} (\varepsilon)^{1.5} - \frac{2}{5} \frac{b}{\sqrt{\pi}} (\varepsilon)^{2.5} \right)^{1/2} \right]} \quad (3.14)$$

où  $\varepsilon = \Phi$ ,  $\varepsilon_0 = \Phi_0$ , et  $\Delta\varepsilon = \Delta\Phi$ , pour  $Z = 1$ .

on définit à partir de l'Eq. (3.14) la quantité suivante :

$$Spectrum = \frac{1}{\sqrt{2} \left[ \left( erf(\sqrt{\varepsilon}) exp(\varepsilon) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varepsilon} - \frac{b}{\sqrt{\pi}} (\varepsilon)^{1.5} - \frac{2}{5} \frac{b}{\sqrt{\pi}} (\varepsilon)^{2.5} \right)^{1/2} \right]} \quad (3.15)$$

*Spectrum*, est tracée sur la Fig. (3.6), pour différentes valeurs de l'énergie ionique  $\Phi_0 = \varepsilon_{i,max}/T_e$ , correspondant aux valeurs d'énergie des électrons  $\Phi^*$  comprises entre 1 et 6, pour montrer l'influence de la nonthermalité des électrons sur l'évolution du spectre d'énergie des ions.

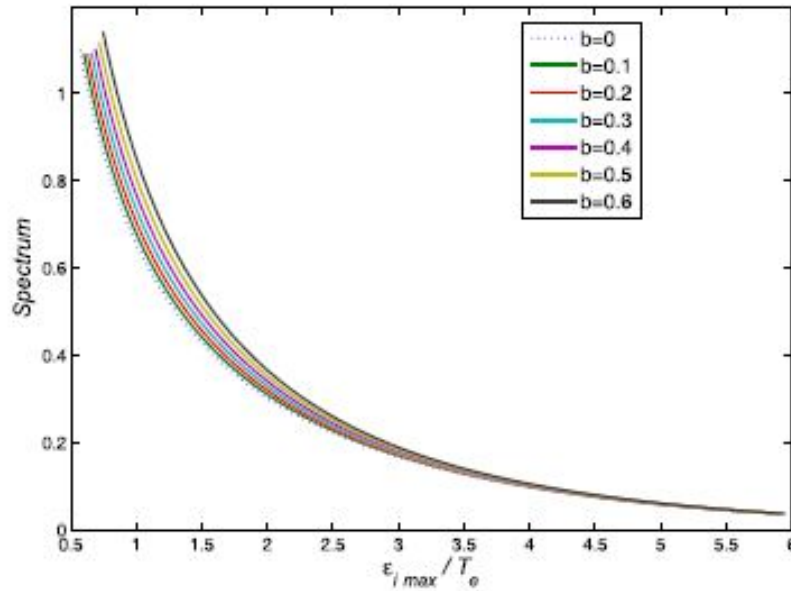


FIGURE 3.6 – Les valeurs du spectre en fonction de différentes valeurs d'énergie de  $\varepsilon_{i,max}/T_e$  [121].

Le résultat principal des calculs est que le nombre total d'ions accélérés à travers le spectre d'énergie ionique augmente avec la population d'électrons nonthermiques ( $b$  en augmentation). Néanmoins, on observe sur la figure que l'effet de la nonthermalité sur le spectre est négligeable pour les électrons à haute énergie (ou les énergies ioniques). Par exemple, l'augmentation de la quantité est de 0.201 pour  $\varepsilon_{i,max}/T_e = 1$ , tandis que pour  $\varepsilon_{i,max}/T_e = 4$ , elle est seulement de 0,057, pour  $b$  variant de 0 à 0.6.

Il semble qu'à partir d'une certaine valeur de l'énergie des électrons ( $\phi_0 > 4$ ), le spectre ionique n'est plus affecté par les électrons nonthermiques, ces derniers sont tellement énergétiques qu'ils ne subissent pas le piégeage dû au potentiel induit à la surface arrière de la cible.

### 3.4 Conclusion

En conclusion, nous avons étudié les effets des électrons énergétiques produits par interaction laser intense-plasma, modélisés par une fonction de distribution nonthermique des électrons, sur le processus d'accélération ionique. Pour cela, nous avons utilisé le modèle quasi-statique bien connu développé par Lontano et Passoni. Nous avons montré que les électrons énergétiques dans la queue de la fonction de distribution devraient être pris en compte dans le modèle parce que leur contribution n'est pas négligeable dans l'augmentation des énergies maximales des ions et du nombre des ions accélérés dans le processus TNSA.

En réalité, les électrons produits à la surface arrière de la cible sont relativistes à partir d'une intensité laser  $\gtrsim 10^{18}W/cm^2$ . Dans ce cas, une version relativiste du modèle serait plus appropriée afin de comparer les énergies ioniques issues du modèle avec les énergies ioniques expérimentales. La quête d'une nouvelle fonction de distribution des électrons qui prend compte aussi bien des effet relativistes que des effets nonthermiques est indispensable, ce qui fait l'objet du prochain chapitre.

# Chapitre 4

## Accélération ionique en présence d'électrons relativistes suivant une distribution Jüttner-Cairns

### 4.1 Introduction

Dans le modèle TNSA, à des intensités laser supérieures à  $10^{18} W cm^{-2}$ , la dynamique des électrons est relativiste parce que la vitesse des électrons dans le champ électromagnétique du laser approche la vitesse de la lumière [123].

La présence d'électrons relativistes a un effet important sur la production du faisceaux de protons énergétiques [124]. Ces faisceaux peuvent être utilisés dans la production d'isotopes médicaux pour l'imagerie [125], en proton thérapie [126] et aussi pour réaliser l'allumage rapide dans la fusion par confinement inertiel [127]. Il a été déjà établi qu'un modèle relativiste pour les électrons serait plus approprié pour décrire le processus d'accélération ionique et pour le comparer aux résultats expérimentaux réels [82][128][129][130][131]. Il est également bien connu que les électrons rapides et énergétiques impliqués dans le processus sont nonthermiques et leur distribution est non-Maxwellienne, comme il est rapporté par de nombreux auteurs, [109], [111],[104],[105].

Dans ce chapitre, nous proposons de modéliser ces électrons avec une nouvelle fonction de distribution en tenant compte à la fois des effets relativistes et des effets nonthermiques afin d'étudier leur influence sur l'énergie maximale des ions impliqués dans un processus TNSA. A notre connaissance, il n'y a que Xiao et ses collaborateurs, qui avaient combiné ces deux

effets, dans une fonction de distribution originale. Ils ont ajusté les distributions d'électrons énergétiques avec une fonction de type kappa relativiste qui pourrait être utile dans la modélisation des particules hautement énergétiques dans les ceintures de radiations externes de la Terre, la magnétosphère interne de Jupiter et d'autres plasmas [132]. L'objectif principal de notre travail est de quantifier l'effet des électrons relativistes et nonthermiques sur les énergies ioniques maximales impliquées dans le mécanisme TNSA. Cela s'est fait en introduisant les effets relativistes dans la fonction de distribution de Cairns nonthermique bien connue [116],[109]. En fait, ce travail représente une version relativiste de celui publié dans notre article [121] qui a étudié les effets nonthermiques sur l'énergie ionique maximale et l'énergie du spectre ionique dans le cas classique.

## 4.2 Fonction de distribution de Jüttner-Cairns

Considérons un processus d'interaction laser-plasma décrit en géométrie unidimensionnelle (1D). Le plasma à deux composantes constitué par des électrons et des ions est considéré. Afin de modéliser la dynamique des électrons dans le mécanisme TNSA, nous supposons une nouvelle distribution de Cairns relativiste généralisée sous la forme [116], [133]

$$f_e(p) = A(\alpha)\tilde{n}\frac{(1 + 4\alpha E_c^2/T_e^2)}{(3\alpha + 1)}\exp\left(-\left(E_c + mc^2\right)/T_e\right) \quad (4.1)$$

$E_c = (\gamma - 1)mc^2$  est l'énergie cinétique relativiste des électrons et  $\tilde{n}$  est la densité des électrons à l'équilibre,  $\alpha$  est un paramètre arbitraire qui représente le nombre des électrons chauds ou nonthermiques énergétiques dans le système de plasma à l'étude et caractérise le degré de nonthermalité.  $A(\alpha)$  est une fonction de  $\alpha$  à définir. Sachant que le facteur de Lorentz  $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)^{1/2}$ , avec  $p$  la quantité de mouvement des électrons, l'Eq. (4.1) est réécrite comme suit :

$$f_e(p) = A(\alpha)\tilde{n}\frac{\left(1 + 4\alpha\zeta^2\left(\sqrt{1 + p^2/m^2c^2} - 1\right)^2\right)}{(3\alpha + 1)}\exp\left(-\zeta\sqrt{1 + p^2/m^2c^2}\right) \quad (4.2)$$

Où  $\zeta = mc^2/T_e$ ,  $m$  est la masse de l'électron,  $c$  la vitesse de la lumière et  $T_e$  la température de l'électron.

Pour trouver  $A(\alpha)$  nous utilisons la relation

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_e(p) dp = \tilde{n} \quad (4.3)$$

qui donne :

$$A(\alpha) = \frac{(3\alpha + 1)/2mc}{(1 + 8\alpha\zeta^2)K_1(\zeta) + 4\alpha\zeta K_2(\zeta) - 8\alpha\zeta^2 I(\zeta)} \quad (4.4)$$

tel que :

$$K_1(\zeta) = \int_0^{+\infty} \exp(-\zeta\sqrt{1+P^2}) dP \quad (4.5)$$

$$K_2(\zeta) = \zeta \int_0^{+\infty} P^2 \exp(-\zeta\sqrt{1+P^2}) dP \quad (4.6)$$

où  $K_1$  et  $K_2$  sont des fonctions de Bessel modifiées de deuxième type et

$$I(\zeta) = \int_0^{+\infty} \sqrt{1+P^2} \exp(-\zeta\sqrt{1+P^2}) dP \quad (4.7)$$

où  $P = p/mc$ .

C'est une nouvelle fonction de distribution qu'on a choisi d'appeler : fonction de distribution de Jüttner-Cairns.

Pour  $\alpha = 0$

$$A(\alpha) = A = \frac{1}{2mcK_1(\zeta)}, f_e(p) = \frac{\tilde{n}}{2mcK_1(\zeta)} \exp(-\zeta\sqrt{1+p^2/m^2c^2}) \quad (4.8)$$

et

$$f_e(p) = \frac{\tilde{n}}{2mcK_1(\zeta)} \exp(-\zeta\sqrt{1+p^2/m^2c^2}) \quad (4.9)$$

On trouve les caractéristiques de la fonction de distribution relativiste standards connue de Maxwell-Jüttner [134].

Il est également utile d'analyser  $f_e(p)$  dans la limite non-relativiste où  $p/mc \ll 1$  et  $p = mv_e$ , conduisant à la distribution de Cairns bien connue [116],[135]

$$f_e(p) = f_e(v) = \frac{\tilde{n}}{2\pi v_{e,th}^2} \frac{(1 + \alpha v_e^4/v_{e,th}^4)}{3\alpha + 1} \exp(-v_e^2/2v_{e,th}^2) \quad (4.10)$$

avec  $v_{e,th} = \sqrt{T_e/m}$

En présence d'un potentiel  $\varphi(x)$  dans le plasma, la distribution où les électrons ont des énergies totales  $\varepsilon(x, p) = E_c - e\varphi(x)$  est exprimée mathématiquement en remplaçant  $E_c/T_e$  par  $E_c/T_e - e\varphi/T_e$  dans l'Eq. (4.1). La densité totale des électrons déduite est donnée par :

$$n_e = \tilde{n} \left( 1 + 4\alpha \frac{\Phi^2 K_1(\zeta) + 2\Phi\zeta(K_1(\zeta) - I(\zeta))}{(1 + 8\alpha\zeta^2)K_1(\zeta) + 4\alpha\zeta K_2(\zeta) - 8\alpha\zeta^2 I(\zeta)} \right) \exp(\Phi) \quad (4.11)$$

où  $\Phi = e\varphi/T_e$  est le potentiel électrostatique normalisé [136].

### 4.3 Densité des électrons nonthermiques et relativistes déduite du modèle quasi-statique

Dans le domaine relativiste, l'accélération des électrons est principalement gouvernée par la force pondéromotrice. La température des électrons rapides dans ce régime est donnée par la formule de Wilks [27] (voir l'équation (2.25))

Dans le cadre quasi-statique du processus d'accélération ionique, le champ électrique mis en place par la gaine d'électrons est supposé statique, et le nombre des ions contribuant à l'accélération est considéré comme très petit [81]. Pour trouver le potentiel  $\Phi$  dû à la séparation de charges entre les ions et les électrons, nous utilisons l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = (N_e - ZN_i) \quad (4.12)$$

avec  $ZN_i \ll N_e$  où  $N_e$  et  $ZN_i$  sont les densités d'électrons et d'ions normalisées à la densité  $\tilde{n}$ , respectivement.  $Z$  est la charge ionique,  $\xi = \frac{x}{\lambda_D}$  est la coordonnée spatiale normalisée,  $\lambda_D$  est la longueur d'onde de Debye déduite de l'Eq. (4.12) et est exprimée comme suit :

$$\lambda_D^2 = \frac{(3\alpha + 1)c}{8A\pi\tilde{n}e^2} = \frac{mc^2[(1 + 8\alpha\zeta^2)K_1(\zeta) + 4\alpha\zeta K_2(\zeta) - 8\alpha\zeta^2 I(\zeta)]}{4\pi\tilde{n}e^2} \quad (4.13)$$

Suivant la procédure adoptée précédemment par le modèle quasi-statique de Passoni-Lontano [81], l'équation de Poisson est résolue, avec l'inclusion des seuls électrons liés et piégés dans les potentiels électrostatiques à la surface arrière de la cible, et les autres électrons ne contribuent pas à l'accélération ionique où l'énergie cinétique de ces électrons dépasse la barrière de potentiel [83][84][86][87][89].

De cette manière, le problème de l'extension du champ accélérateur à une distance infinie est surmonté, comme prédit par plusieurs études théoriques [92], [137], et décroît jusqu'à zéro à une distance finie à partir de la surface arrière. En conséquence, les électrons qui contribuent à l'accélération ont une énergie totale maximale finie où l'énergie cinétique  $E_c$  ne dépasse pas le potentiel limité  $e\varphi(x)$  [79].

Dans ce cas, l'énergie cinétique des électrons ne dépasse pas le potentiel énergétique, c'est-à-dire  $(\gamma - 1)mc^2/T_e < e\varphi/T_e$ .

La densité des électrons piégés est obtenue en intégrant l'Eq. (4.2) sur  $p$  :

$$\begin{aligned}
 n_e = \tilde{n} \left[ (1 + 8\alpha\zeta^2 + 4\alpha\Phi^2 + 8\alpha\Phi\zeta) \int_0^{P_{max}} \exp(-\zeta\sqrt{1+P^2}) dP \right. \\
 \left. + 4\alpha\zeta^2 \int_0^{P_{max}} P^2 \exp(-\zeta\sqrt{1+P^2}) dP \right. \\
 \left. - 8\alpha(\zeta^2 + \Phi\zeta) \int_0^{P_{max}} \sqrt{1+P^2} \exp(-\zeta\sqrt{1+P^2}) dP \right] \times \exp(\Phi) \\
 \times \left( (1 + 8\alpha\zeta^2)K_1(\zeta) + 4\alpha\zeta K_2(\zeta) - 8\alpha\zeta^2 I(\zeta) \right)^{-1} \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

## 4.4 Le cas ultra relativiste

Sachant que, dans les expériences TNSA, les électrons ont des vitesses proches de la vitesse de la lumière  $c$ , ( $P \gg 1$ ), il est intéressant d'étudier la limite ultra-relativiste de l'accélération ionique. La fonction de distribution prend la forme suivante :

$$f_e(p) = A(\alpha)\tilde{n} \frac{1 + 4\alpha(|p|c/T_e - e\varphi/T_e)^2}{(3\alpha + 1)} \exp(-|p|c/T_e - e\varphi/T_e) \quad (4.15)$$

conduisant à l'expression de la densité des électrons suivante :

$$n_e = 2A(\alpha) \frac{\tilde{n}T_e}{(3\alpha + 1)c} [\exp(\Phi) - 1 + 4\alpha(\Phi^2 \exp(\Phi) - 2\Phi \exp(\Phi) + 2\exp(\Phi) - 2)] \quad (4.16)$$

La fonction de Jüttner-Cairns dans la limite ultra relativiste est représentée dans la figure (4.1) pour deux températures  $T_e = 3MeV$  et  $T_e = 8MeV$  pour différents valeurs du paramètre de nonthermalité  $\alpha$ .

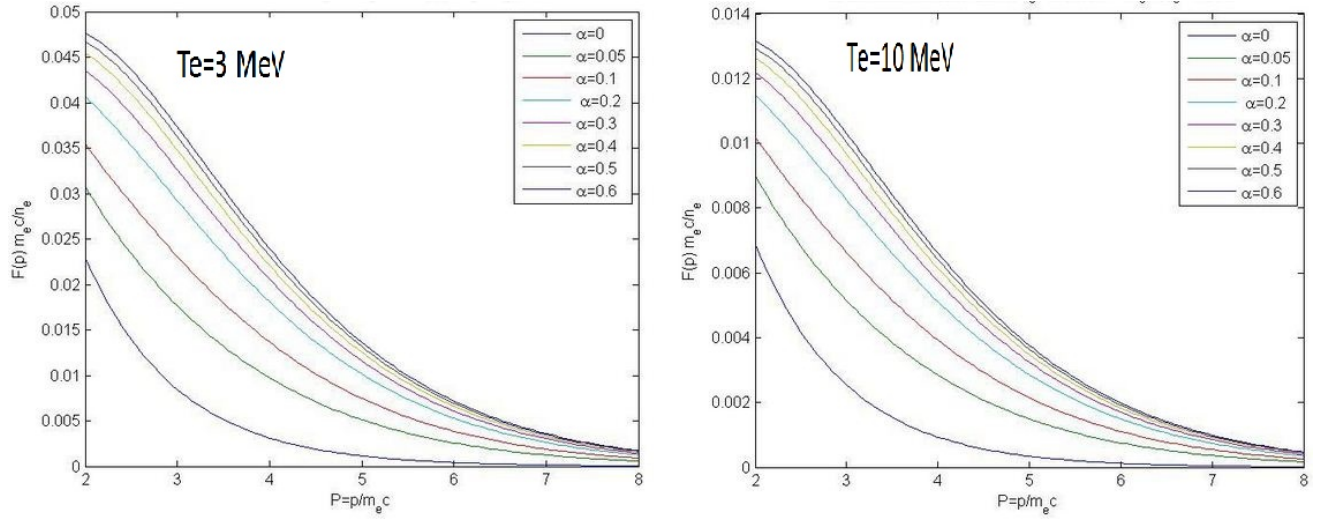


FIGURE 4.1 – Fonction de distribution de Juttner-Cairns en fonction de  $p/m_e c$  pour différentes valeurs de  $\alpha$  avec deux valeurs de températures [136].

#### 4.4.1 Potentiel électrique et champ électrique

L'équation de Poisson devient, dans la limite ultra relativiste

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = \exp(\Phi) - 1 + 4\alpha(\Phi^2 \exp(\Phi) - 2\Phi \exp(\Phi) + 2\exp(\Phi) - 2) \quad (4.17)$$

En intégrant l'Eq. (4.17), on obtient l'expression du champ électrique normalisé :

$$E = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -\sqrt{2}(\exp(\Phi)[1 + 4\alpha\Phi^2 - 16\alpha\Phi + 24\alpha] - \Phi - 8\alpha\Phi - 1 - 24\alpha)^{1/2} \quad (4.18)$$

où il a été supposé que  $\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \rightarrow 0$  quand  $\Phi \rightarrow 0$ .

Dans la Fig. (4.2) sont tracées les courbes du champ électrique normalisé pour différentes valeurs du  $\alpha$  et pour deux valeurs de l'énergie des électrons  $\Phi^* = 4$  et  $\Phi^* = 8$ . Le champ électrique augmente quand le nombre d'électrons nonthermiques et l'énergie des électrons augmentent, l'effet de la nonthermalité est beaucoup plus visible pendant l'expansion du plasma.

Pour trouver  $\Phi_0 = \Phi(\xi = 0)$  le potentiel à la surface arrière, l'équation de Poisson est résolue à l'intérieur de la cible, pour  $-\frac{d}{\lambda_D} < \xi < 0$  où  $d$  est la largeur de la cible. À l'intérieur de la cible où  $\Phi_{int}$  représente le potentiel normalisé pour  $\xi < 0$ , l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \Phi_{int}}{\partial \xi^2} = (N_h + N_c - ZN_i) \quad (4.19)$$

$N_h$  est la densité des électrons chauds produits par le laser, à l'intérieur de la cible, et  $N_c$  est la densité des électrons froids présents dans la cible, considérée comme constante et à température nulle.  $(ZN_i - N_c)$  est supposé être constant. En d'autres termes, l'Eq. (4.19) devient :

$$\frac{\partial^2 \Phi_{in}}{\partial \xi^2} = \exp(\Phi_{in}) - 1 + 4\alpha \Phi_{in}^2 \exp(\Phi_{in}) - 8\alpha \Phi_{in} \exp(\Phi_{in}) + 8\alpha \exp(\Phi_{in}) - 8\alpha - B \quad (4.20)$$

avec :

$$B = 4\pi \lambda_D^2 e^2 (ZN_i - N_c) \frac{\tilde{n}}{T_e} = \frac{(3\alpha + 1)c}{2AT_e} (ZN_i - N_c) \quad (4.21)$$

Où la valeur de B est déduite de l'équation de Poisson  $\frac{\partial^2 \Phi_*}{\partial \xi^2} = 0$  à la surface avant, où  $\Phi_* = \Phi(-\xi_d)$  et où la quasi neutralité de la charge est supposée vérifiée,  $\Phi_*$  correspond à l'énergie maximale des électrons normalisée. En utilisant Eq. (4.20), on trouve l'expression de B comme suit :

$$B = \exp(\Phi^*) - 1 + 4\alpha \Phi^{*2} \exp(\Phi^*) - 8\alpha \Phi^* \exp(\Phi^*) + 8\alpha \exp(\Phi^*) - 8\alpha \quad (4.22)$$

L'intégration de (4.20), en utilisant  $\frac{\partial \Phi^*}{\partial \xi} = 0$ , donne

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_{int}}{\partial \xi} = & -\sqrt{2} \left[ \exp(\Phi_{int})(1 + 4\alpha \Phi_{int}^2 - 16\alpha \Phi_{int} + 24\alpha) \right. \\ & \left. + \exp(\Phi^*) \left( (\Phi^* - \Phi_{int} - 1 - 4\alpha \Phi_{int} \Phi^{*2} + 8\alpha \Phi_{int} \Phi^* - 8\alpha \Phi_{int} - 12\alpha \Phi^{*2} + 24\alpha \Phi^* - 24\alpha + 4\alpha \Phi^{*3}) \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Aux limites de la surface arrière, nous posons :  $\Phi_{int}(0-) = \Phi(0+) = \Phi_0$  et  $\frac{\partial \Phi_{int}}{\partial \xi}(0-) = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}(0+)$ , le potentiel étant une fonction continue.

On trouve  $\Phi_0$  en fonction du paramètre  $\alpha$  et de l'énergie des électrons  $\Phi^*$ , il est déduit comme :

$$\Phi_0 = \frac{\exp(\Phi^*)(\Phi^* - 1 + 4\alpha\Phi^{*3} - 12\alpha\Phi^{*2} + 24\alpha\Phi^*)}{\exp(\Phi^*)(1 + 4\alpha\Phi^{*2} - 8\alpha\Phi^* + 8\alpha) - 1 - 8\alpha} \quad (4.24)$$

Pour  $\alpha = 0$ , nous retrouvons le résultat de Passoni et Lontano ( l'Eq.4.12) pour le potentiel initial, c'est à dire :

$$\Phi_0 = \frac{\exp(\Phi^*)(\Phi^* - 1) + 1}{\exp(\Phi^*) - 1} \quad (4.25)$$

Une expression implicite du potentiel est déterminée avec l'intégration de l'Eq. (4.18), elle n'a pas une expression analytique mais peut être calculée numériquement :

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi(\xi)} \frac{d\Phi'}{(\exp(\Phi')[1 + 4\alpha\Phi'^2 - 16\alpha\Phi' + 24\alpha] - \Phi' - 8\alpha\Phi' - 1 - 24\alpha)^{1/2}} = -\sqrt{2}\xi \quad (4.26)$$

En revanche, on rappelle que  $\Phi^*$  est estimée avec une relation empirique l'Eq. (2.62), liée à l'énergie de l'impulsion laser  $E_L$  au moyen d'une loi d'échelle sur la base de données expérimentales [83, 84], qui a la forme suivante :

$$\Phi^* = \frac{\varepsilon_{e,max}}{T_e} = 4.8 + 0.8 \ln(E_L[J]) \quad (4.27)$$

Elle correspond à l'énergie cinétique maximale des électrons chauds dans le champ laser. Les paramètres laser typiques rencontrés dans les expériences correspondent aux énergies d'impulsion entre ( 0.1 et 1000 J), aux durées de ( 10 - 1000 fs) et des intensités allant de  $10^{18}$  à  $10^{21} W.cm^{-2}$  [35].

#### 4.4.2 Énergie ionique maximale

Le petit nombre d'ions considérés dans le mécanisme TNSA est initialement au repos à  $\xi = 0$  et est accéléré jusqu'à l'énergie maximale normalisée représentée par  $\Phi_0 = \varepsilon_{i,max}/T_e$  ( l'énergie maximale normalisée par unité de charge obtenue par un ion), après avoir traversé l'intervalle  $[0, \xi_{limit}]$  [86] où  $\xi_{limit}$  correspond à la fin de l'expansion ( $\Phi_0 \rightarrow 0$ ).

Dans la Fig. (4.3), les énergies maximales des ions pour  $Z = 1$ , données par l'Eq. (4.24) sont représentées en fonction de l'énergie du laser  $E_L$  déduite de l'équation (4.27), pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

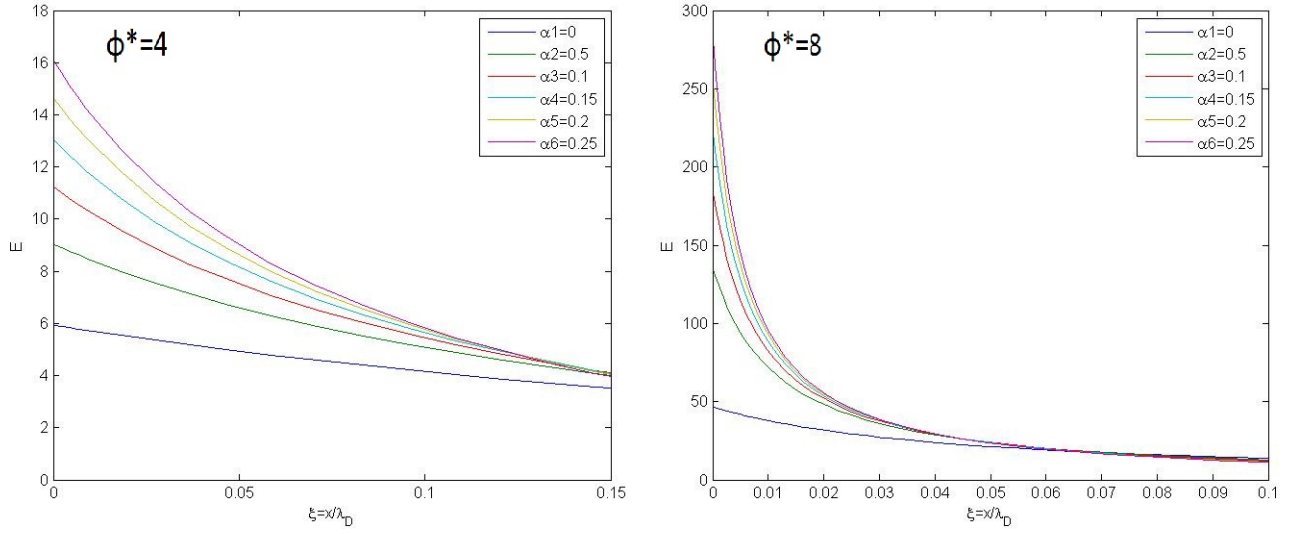


FIGURE 4.2 – Le champ électrique normalisé en fonction de  $\xi = x/\lambda_D$  pour différentes valeurs de  $\alpha$  avec deux valeurs de l'énergie des électrons ( $\Phi^* = 4$  pour la Fig. à gauche,  $\Phi^* = 8$  pour la Fig. à droite)[136].

On voit que les énergies ioniques augmentent non seulement avec l'énergie laser  $E_L$  mais aussi avec les effets nonthermiques représentés par le paramètre  $\alpha$ . A la fin de l'expansion correspondant aux énergies d'électrons très faibles ( $\Phi^* \ll 1$ ), c-à-d, pour de petites valeurs de  $E_L$ , l'énergie ionique augmente progressivement avec les effets nonthermiques. Dans le cas des grandes énergies des électrons ( $\Phi^* \gg 1$ ), ou ( $E_L \gg 1$ ), le comportement de l'énergie ionique est dépendant des effets nonthermiques à travers l'expression déduite de (4.24).

$$\Phi_0 \approx \frac{(\Phi^* - 1 + 4\alpha\Phi^{*2} - 12\alpha\Phi^{*2} + 24\alpha\Phi^* - 24\alpha)}{(1 + 4\alpha\Phi^{*2} - 8\alpha\Phi^* + 8\alpha)} \quad (4.28)$$

Ce comportement est maintenu dans la région proche de la source  $\xi \approx 0$ . Ici, les deux effets, à savoir, le piégeage par le potentiel de la cible et les effets nonthermiques, contribuent à l'amélioration de l'énergie des ions. Quand  $\alpha$  approche de 0.1 et pour les énergies laser très grandes, il semble que les énergies ioniques maximales deviennent insensibles à l'augmentation des effets nonthermiques et tendent vers la valeur

$$\Phi_0 \approx \frac{(\Phi^{*3} - 3\Phi^{*2} + 6\Phi^* - 6)}{(\Phi^{*2} - 2\Phi^* + 2)} \quad (4.29)$$

Dans cette situation, ces électrons hautement nonthermiques sont si énergiques qu'ils ne subissent pas le piégeage dû au potentiel induit sur la surface arrière de la cible et ne contribuent pas à l'accélération ionique [121].

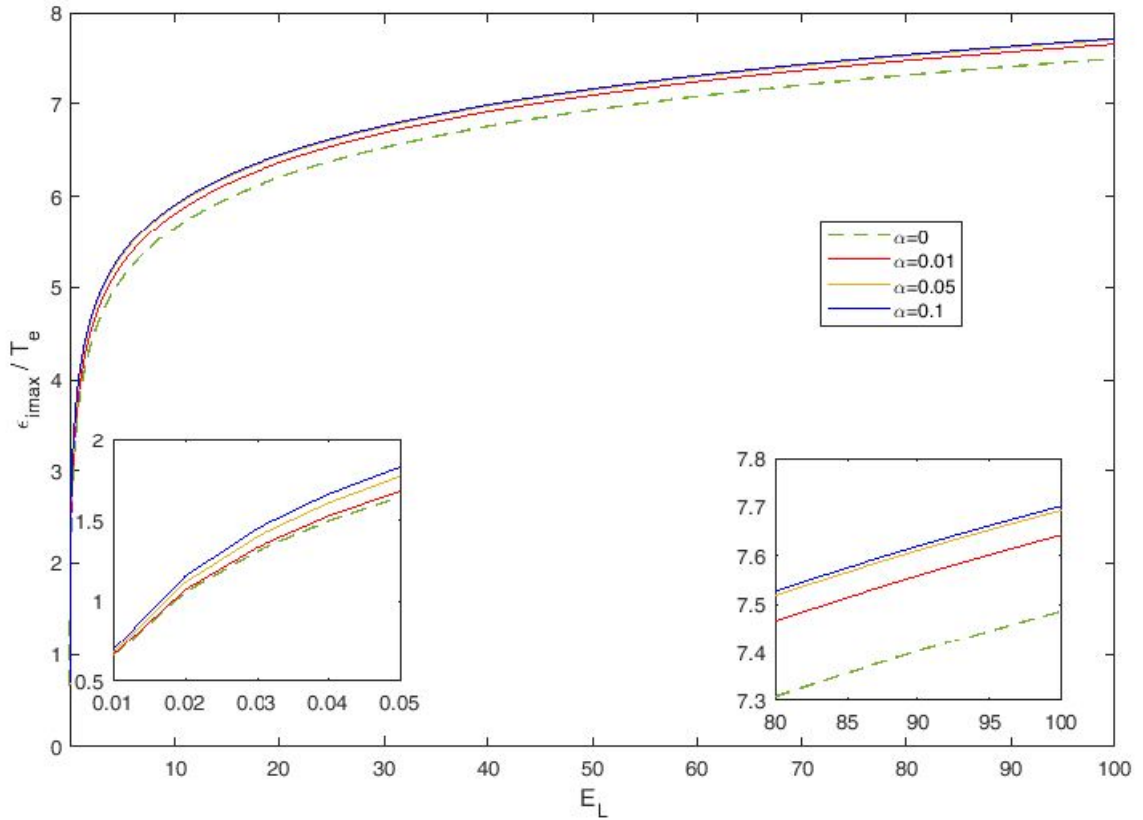


FIGURE 4.3 – L'énergie ionique maximale normalisée par rapport à l'énergie laser  $E_L$ , pour différentes valeurs de  $\alpha$  [136].

Dans la Fig. (4.2), le champ électrique  $E(\xi)$  donné par l'Eq. (4.18) est tracé en fonction de  $\xi = x/\lambda_D$  pour différentes valeurs de  $\alpha$ . On voit que le champ électrique augmente non seulement avec l'énergie des électrons mais aussi avec les effets nonthermiques de ces électrons relativistes.

## 4.5 Ajustements avec des résultats expérimentaux

Dans le tableau 1, les énergies expérimentales maximales des protons ( $Z = 1$ ) sont présentées, selon les différents paramètres du laser et les températures électroniques, recueillies à partir de travaux publiés. Pour donner un sens à notre étude, nous avons calculé pour chaque énergie maximale expérimentale des protons ( $Z=1$ ), la valeur la plus proche de  $\alpha$  qui correspond à notre énergie ionique maximale numérique déduite de l'Eq. (4.24). En comparant nos calculs avec des données expérimentales, il est montré que le  $\alpha$  correspondant est petit. Cela confirme les résultats présentés dans la Fig. (4.3), qui signifie que seul un petit

nombre d'électrons nonthermiques qui sont piégés par le potentiel du plasma, peut induire une variation significative de l'énergie ionique.

Ref	$E_L(J)$	$I_L(W.cm^{-2})$	$\lambda(\mu m)$	$T_e(MeV)$	$\varepsilon_{i,exp}(MeV)$	$\alpha$
[138]	0.51	$10^{19}$	0.79	0.693	2.4	0.02
[139]	0.088	$6.8.10^{18}$	0.8	0.533	1.2	0.1
[140]	0.2	$7.10^{18}$	0.79	0.535	1.5	0.04
[57]	30	$6.10^{19}$	1.05	3	20	0.01
[141]	1.2	$2.4.10^{19}$	0.8	1.27	5.4	0.06
[142]	0.12	$6.6.10^{18}$	0.8	0.521	1.3	0.1

TABLE 4.1 – Tableau 1. Énergies expérimentales des protons ( $Z = 1$ ) pour différents paramètres laser avec le paramètre d'ajustement correspondant  $\alpha$ .

## 4.6 Conclusion

En résumé, nous avons étudié les effets des électrons ultra relativistes et nonthermiques produits dans l'interaction laser intense-plasma dans le processus de l'accélération ionique. Une nouvelle fonction de distribution qui traite à la fois de la relativité et de la nonthermalité des électrons a été introduite pour étudier l'influence de ces deux phénomènes sur le processus d'accélération ionique dans le mécanisme TNSA. Par conséquent, pour calculer les énergies maximales des ions, la version relativiste bien connue du modèle quasi-statique établi par Passoni et Lontano, a été utilisée. Il est prouvé que les électrons nonthermiques relativistes contribuent à renforcer ces énergies. Nous avons également ajusté les énergies maximales des ions publiées dans des travaux expérimentaux avec des valeurs théoriques obtenues à partir du modèle, donnant les valeurs correspondantes du paramètre nonthermique  $\alpha$ . Ce travail est considéré comme une correction relativiste de nos résultats précédemment publiés sur les effets de la nonthermalité des électrons sur l'accélération ionique.

# Conclusion générale

Le travail réalisé dans cette thèse est une étude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma créé par laser-intense à laquelle est associée l'accélération des ions. Le traitement du plasma dans l'approximation quasi-statique pour les ions et cinétique pour les électrons fonctionne suffisamment bien pour décrire l'expansion du plasma et de l'accélération des ions du front de l'expansion.

Nous avons étudié les effets des électrons énergétiques produits par interaction laser intense-plasma sur le processus d'accélération ionique. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser le modèle quasi-statique bien connu développé par Lontano et Passoni, que nous avons décrit en détail dans le manuscrit, dans le contexte du mécanisme d'accélération TNSA.

Notre première contribution effective dans cette étude a été de généraliser ce modèle au cas plus réaliste où les électrons énergétiques responsables du transfert d'énergie vers les ions, ne sont pas toujours maxwelliens mais peuvent être nonthermiques. Dans une approximation non relativiste du modèle, nous avons entrepris l'étude des effets de ces électrons énergétiques que nous avons modélisés par la distribution nonthermique de Cairns sur l'intensité du champ électrique et le potentiel électrostatique déduits par la résolution de l'équation de Poisson dans l'approximation statique des ions.

Nous avons montré que les électrons énergétiques dans la queue de la fonction de distribution devraient être pris en compte dans le modèle parce que leur contribution n'est pas négligeable dans l'augmentation des énergies maximales des ions dans le processus. Nous avons alors formulé des expressions analytiques pour l'énergie ionique maximale et le spectre d'énergie des ions accélérés, qui sont les paramètres les plus recherchés dans les applications, en fonction du paramètre de nonthermalité. Il a été montré que l'accélération des ions est plus efficace en présence des électrons nonthermiques que dans le cas où tous les électrons sont Maxwelliens, que l'énergie maximale augmente avec l'augmentation du nombre d'électrons nonthermiques et que les ions énergétiques sont plus nombreux en raison du plus fort champ électrique produit.

Sachant qu'en réalité, les électrons induits par interaction laser intense plasma sont relativistes, un traitement plus rigoureux du mécanisme d'accélération ionique serait de prendre en compte les effets relativistes de ces électrons dans le modèle précédent. Notre deuxième contribution s'est alors portée sur la proposition d'une nouvelle fonction de distribution des électrons qui prend en compte aussi bien les effets relativistes que les effets nonthermiques dans sa formulation. En conséquent, pour calculer les énergies maximales des ions, nous avons incorporé cette fonction de distribution dans la version relativiste bien connue du modèle quasi-statique établi par Passoni et Lontano. Il a été prouvé que les électrons nonthermiques relativistes contribuent à renforcer ces énergies. Nous avons également ajusté les valeurs des énergies ioniques trouvées expérimentalement avec celles obtenues à partir de notre modèle en donnant les valeurs correspondantes du paramètre de nonthermalité  $\alpha$ . Ce modèle est considéré comme une correction relativiste des premiers résultats précédemment décrits sur les effets de la nonthermalité des électrons sur l'accélération ionique.

Ce présent travail pourrait être l'objet de plusieurs perspectives. Nous pouvons citer par exemple :

- La présence de deux populations d'électrons, l'une prédominante et froide et l'autre minoritaire et nonthermique responsable de l'accélération ionique.
- Aller au-delà de la géométrie à une dimension.
- Prendre en considération l'effet du champ magnétique qui peut atteindre des intensités très élevées et influencer ainsi sur la dynamique des électrons, et donc sur l'énergie des ions.

# Bibliographie

- [1] F.F. Chen, Plasma Physics and Controlled Fusion, 2nd ed. (Springer, New York,( 2006)).
- [2] R.O. Dendy, Plasma Physics : An Introductory Course (Cambridge University Press, Cambridge, (1993)).
- [3] E. Kilpua and H. Koskinen, Introduction to Plasma Physics, (1 ed.) Helsinki : LINES (2017).
- [4] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, Introduction to Plasma Physics, IOP Publishing Ltd, (1995).
- [5] P. Debye and E. Hückel, Phys. Z. 24, 183 and 305(1923).
- [6] M. Grishin, Advances in Solid-State Lasers : Development and Applications, INTECH ISBN (2010).
- [7] D. Giulietti and L. A. Gizzi, X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas, La Rivista del Nuovo Cimento, 21, 1(1998).
- [8] D. Strickland and G. Mourou, Optics Communications. 56, 219 (1985).
- [9] A. Lévy, Accélération d'ions par interaction laser-matière en régime de ultra haut contraste laser, Université Paris Sud, Septembre (2008).
- [10] A. Trisorio, Développement d'une source laser femtoseconde de quelques cycles optiques pour la génération d'harmoniques sur cible solide, Université Paris Sud, décembre (2008).
- [11] S. Karsch et al, Phys. Rev. Lett. 91, 015001 (2003).
- [12] M. Hegelich et al, Phys. Rev. Lett. 89, 19 (2002).
- [13] S. C. Wilks et al, Phys. Plasmas 8, 542 (2001).
- [14] J. Schreiber, Ion Acceleration driven by High-Intensity Laser Pulses, MÄunchen, Université de Munich (2006).
- [15] G. Mainfray and C. Manus, Rep. Prog. Phys. 54, 1333 (1991).

- [16] M. Carrié, Accélération de protons par laser à ultra-haute intensité étude et application au chauffage isochoire, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud (2011).
- [17] S. C. Wilks and W. L. Kruer, *IEEE J. Quantum Electron.* 33, 1954 (1997).
- [18] D. W. Forslund, J. M. Kindel and K. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 39, 284 (1977).
- [19] K. Estabrook and W. L. Kruer, *Phys. Rev. Lett.* 40, 42 (1978).
- [20] U. Teubner et al, *Phys. Rev. Lett.* 70, 794 (1993).
- [21] W. L. Kruer, *The physics of laser plasma interactions*, Westview Press, ISBN 0813340837, Boulder, CO, USA (1988).
- [22] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter*. Imperial College Press (2005).
- [23] F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* 59, 52 (1987).
- [24] G. Malka and J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.*, 77 75(1996).
- [25] W. L. Kruer and K. Estabrook, *Phys. Fluids* 28, 430 (1985).
- [26] P. Sprangle et al., *Phys. Rev. Lett*, 64 2011(1990)
- [27] S. C. Wilks et al, *Phys. Rev. Lett.* 69, 1383 (1992).
- [28] S. Mangles, et al, *Nature* 431, 535 (2004).
- [29] C. G. R. Geddes et al, *Nature* 431, 538 (2004).
- [30] J. Faure et al, *Nature* 431, 541 (2004).
- [31] X. Wang et al, *Nat. Comm.* 4, 1988 (2013).
- [32] Osaka University, Efficient generation of high-density plasma enabled by high magnetic field (2018, September 26) retrieved 27 July 2019 from <https://phys.org/news/2018-09-efficient-high-density-plasma-enabled-high.html>.
- [33] J. Faure et al, *Nature* 444, 737 (2006).
- [34] A. F. Lifschitz, et al. Electron acceleration by colliding laser beams in plasmas. Preprint at <http://arxiv.org/abs/physics/0703020> (2007).
- [35] R. A. Snavely et al, *Phys. Rev. Lett.* 85, 2945 (2000).
- [36] G. Malka et al, *Nature Physics* 4, 447 (2008).
- [37] E. L. Clark et al, *Phys. Rev. Lett.* 84, 670 (2000).
- [38] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* 84, 4108 (2000).

- [39] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, and F. N. Beg, *Phys. Rev. Lett.* 85, 1654 (2000).
- [40] S. P. Hatchett et al, *Phys. Plasmas* 7, 2076 (2000).
- [41] M. Widner, I. Alexeff, and W. D. Jones, *Phys. Fluids* 14, 795 (1971).
- [42] J. Denavit, *Phys. Fluids* 22, 1384 (1979).
- [43] E. d’Humières, *Ion Acceleration by High Intensity Short Pulse Lasers*, (chapter 11), ISBN, InTech (2012).
- [44] T. Z. Esirkepov et al, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 745, 150 (2014).
- [45] H. A. Baldis, E. M. Campbell, and W. L. Kruer, *Laser-Plasma Interactions*, Hand book Plas. Phys., (1991).
- [46] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Rev. Mod. Phys.* 81, 1229 (2009).
- [47] P. Mora, *J. Appl. Phys.* 71, 2087 (1992).
- [48] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* 44, 267 (1979).
- [49] J. Psikal et al, *Phys. Plasmas* 17, 013102 (2010).
- [50] E. E. Fill, *Phys. Plasmas* 12, 052704 (2005).
- [51] M. Borghesi et al, *Fusion Sci. Technol.* 49, 412 (2006).
- [52] S. A. Gaillard et al, *Phys Plasmas* 18, 056710 (2011).
- [53] J. Fuchs et al, *Phys. Rev. Lett.* 94, 045004 (2005).
- [54] J. Fuchs, et al, *Phys. Plasmas* 14, 053105 (2007).
- [55] M. Borghesi et al, *Phys. Rev. Lett.* 92, 055003 (2004).
- [56] T. E. Cowan et al, *Phys. Rev. Lett.* 92, 204801 (2004).
- [57] M. Roth et al, *Phys. Rev. Spec. Topic Accel. Beams* 5, 061301 (2002).
- [58] A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, *Rev. Mod. Phys.* 85, 751 (2013).
- [59] P. Horia, *Génération et transport des électrons rapides dans l’interaction laser-matière à haut flux*, Thèse de Doctorat, École Polytechnique (2005).
- [60] A. P. L. Robinson et al, *New Journal of Physics* 10, 013021 (2008).
- [61] A. Henig et al, *Phys. Rev. Lett.* 103, 245003 (2009).
- [62] B. Qiao et al, *Phys. Rev. Lett.* 102, 145002 (2009).
- [63] T. V. Liseykina et al, *Plasma Phys. Contr. Fusion* 50, 124033 (2008).

- [64] T. Esirkepov et al, Phys. Rev. Lett. 92, 175003 (2004).
- [65] T. Esirkepov, M. Yamagiwa, T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 96, 105001 (2006).
- [66] F. Pegoraro and S. V. Bulanov, Phys. Rev. Lett. 99, 065002(2007).
- [67] J. Denavit, Phys. Rev. Lett. 69, 3052 (1992).
- [68] L. O. Silva et al, Phys. Rev. Lett. 92, 015002 (2004)
- [69] D. A. Tidman and N. A. Krall. Shock Waves in Collisionless Plasmas, chapter 6, Wiley/Interscience, New York, (1971).
- [70] P. Mora and R. Pellat, Physics of Fluids, 22(12), 2300 (1979).
- [71] M. A. True, J. R. Albritton and E. A. Williams, Phys. Fluids 24, 1885 (1981).
- [72] Ya. B. Zeldoviche, Ya. P. Raizer, Physics at shock waves and high temperature phenomena (1966) Academic Press- New York.
- [73] P. Mora, Phys. Rev. Lett. 90, 185002 (2003).
- [74] J. S. Pearlman and R. L. Morse, Phys. Rev. Lett. 40, 1652 (1978).
- [75] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya and L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP 22, 449 (1966).
- [76] M. Passoni and M. Lontano, Laser Part. Beams 22, 163 (2004).
- [77] V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas 9, 1416 (2002).
- [78] V. Yu. Bychenkov et al, Phys. Plasmas 11, 3242 (2004).
- [79] Y. Kishimoto et al, Phys. Fluids 26, 2308 (1983).
- [80] M. Passoni et al, Phy. Rev. E 69, 026411 (2004).
- [81] M. Lontano and M. Passoni, Phys. Plasmas 13, 042102 (2006).
- [82] M. Passoni and M. Lontano, Phys. Rev. Lett. 101, 115001 (2008).
- [83] M. Passoni, L. Bertagna and A. Zani, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 620, 46 (2010).
- [84] M. Passoni, L. Bertagna and A. Zani, New J. Phys. 12, 045012 (2010).
- [85] C. Perego et al, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 653, 89 (2011).
- [86] C. Perego et al, Rev. Sci. Instrum. 83, 02B502 (2012).
- [87] M. Passoni et al, Phys. Plasmas 20, 060701 (2013).

- [88] V. Floquet. Génération d'ions rapides par impulsions laser ultra-intenses et ultra courtes. Thèse de Doctorat, École Polytechnique, 2012.
- [89] R. Pompili et al, Sci. Rep. 6, 35000 (2016).
- [90] A. Pukhov, Phys. Rev. Lett. 86, 3562 (2001).
- [91] D. Umstadter, J. Phys. D Appl. Phys. 36, R151 (2003).
- [92] J. E. Crow, P. L. Auer and J. E. Allen, J. Plasma Phys. 14, 65 (1975)
- [93] M. Passoni and M. Lontano, Laser Part Beams 22, 171 (2004).
- [94] I. B. Bernstein, J. M. Greene and M. D. Kruskal, Phys. Rev. 108, 546 (1957).
- [95] T. Zh. Esirkepov et al, Phys. Rev. Lett. 89, 175003 (2002).
- [96] C. Cercignani and G. M. Kremer, The Relativistic Boltzmann Equation : Theory and Application, Birkhäuser(2002).
- [97] G. M. Simnet, Energetic Particles in the Heliosphere, Springer, Switzerland (2017).
- [98] G. Sarri et al, Phys. Plasmas 17, 082305 (2010).
- [99] J. Meichsner et al, Nonthermal Plasma Chemistry and Physics (CRC Press, Boca Raton (2013).
- [100] M. Djebli and H. Marif, Phys. Plasmas 16, 063708 (2009).
- [101] A. Poye et al, Phys. Rev. E 92, 043107 (2015).
- [102] P. K. Singh et al, Phys. Plasmas 20, 110701 (2013).
- [103] A. Krygier, D. Schumacher, and R. Freeman, Phys. Plasmas 21, 023112 (2014).
- [104] D. Bennaceur-Doumaz el al, J. Appl. Phys. 117, 043303 (2015).
- [105] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, and M. Djebli, Laser Part Beams 33, 723 (2015).
- [106] I. I. Beilis, Laser Part Beams 30, 341 (2012).
- [107] A. V. Gurevich, D. Anderson, and H. Wilhelmsson, Phys. Rev. Lett. 42, 769 (1979).
- [108] A. V. Gurevich and A. P. Meshcherkin, Sov. Phys. JETP 53, 937 (1981).
- [109] D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, Phys. Plasmas 17, 074501 (2010).
- [110] T. Kiefer, T. Schlege, and M. C. Kaluza, Phys. Rev. E 87, 043110 (2013).
- [111] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, Phys. Plasmas 16, 055707 (2009).
- [112] A. V. Arefiev, M. Schollmeier, and V. N. Khudik, AIP Conf. Proc. 1507,363 (2012).

- [113] H. Schmitz, Phys. Plasmas 19, 083115 (2012).
- [114] V. F. Kovalev, V. Y. Bychenkov and V. T. Tikhonchuk, J. Exp. Theor. Phys. Lett. 74, 10 (2001).
- [115] V. F. Kovalev, V. Y. Bychenkov and V. T. Tikhonchuk, J. Exp. Theor. Phys. 95, 226 (2002).
- [116] R. A. Cairns et al, Geophys. Res. Lett. 22, 2709(1995).
- [117] O. R. Rufai, Heliyon, 5, e0 1976 (2019).
- [118] A. V. Volosevich, C.-V. Meister and S. V. Zhestkov, Adv. Space Res. 37, 569 (2006).
- [119] F. Verheest and S. R. Pillay, Phys. Plasmas 15, 013703 (2008).
- [120] F. Verheest and M. A. Hellberg, Phys. Plasmas 24, 022306 (2017).
- [121] **A. Bahache, D. Bennaceur-Doumaz and M. Djebli, Phys. Plasmas 24, 083102 (2017).**
- [122] M. Djebli and H. Marif, Phys. Plasmas 16, 063708 (2009).
- [123] M. Allen, et al, Phys. Plasmas 10, 3283 (2003).
- [124] F. Wagner et al, Phys. Rev. Lett. 116, 205002 (2016).
- [125] M. Seimetz, et al, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), ISBN 9781467398626 (2015).
- [126] V. Malka et al, Med. Phys, 31, 1587 (2004).
- [127] R Betti, and O. A. Hurricane, Nature Physics 12, 435 (2016).
- [128] Y. Huang et al, Phys. Plasmas 20, 113108 (2013).
- [129] E. Benkhelifa and M. Djebli, Phys. Plasmas 21, 074505 (2014).
- [130] R. Fermous and M. Djebli, Phys. Plasmas 22, 042107 (2015).
- [131] E. Benkhelifa and M. Djebli, Laser Part. Beams 33, 273 (2015).
- [132] F. Xiao, Plasma Phys. Control. Fusion 48, 203 (2006), F. Xiao et al, Plasma Phys. Control. Fusion 50, 062001 (2008).
- [133] U. N. Ghosh, P. Chatterjee and D. K. Ghosh, Pramana, J. Phys, 81, 631 (2013).
- [134] F. Juttner, Ann. Phys. (berlin) 339, 856 (1911).
- [135] M. Lazar, A. Stockem and R. Schlickeiser, The Open Plasma Physics Journal, 3, 138 (2010).

- [136] D. Bennaceur-Doumaz, A. Bahache and M. Djebli, Submitted to Publication.
- [137] P. Mora, Phys. Plasmas 12, 112102 (2005).
- [138] M. Kaluza et al, Phys. Rev. Lett. 93, 045003 (2004).
- [139] T. Fujii et al, Appl. Phys. Lett. 83, 1524 (2003).
- [140] I. Spencer et al, Phys. Rev. E 67, 046402 (2003).
- [141] K. Zeil et al, New J. Phys. 12, 045015 (2010).
- [142] Y. Oishi et al, Phys. Plasmas 12, 073102 (2005).