



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID – TLEMCCEN



THÈSE LMD

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT

Spécialité : Physique médicale

Par :

Mr DAHI Elhadj

Sur le thème

Modélisation de l'interaction laser-plasma : Application à l'Accélération des particules

Soutenue publiquement le à Tlemcen devant le jury composé de :

Mme BEDRANE Zineb	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mr LIANI Bachir	Professeur	Université de Tlemcen	Directeur de thèse
Mme DOUMAZ Djamilia	Directeur de recherche	CDTA	Co-Directeur de thèse
Mr BARA Djemai	Maitre de recherche A	CDTA	Examineur
Mr BRAHMI Nabil	Maître de Conférences A	Université de Tlemcen	Examineur
Mr LASRI Boumediene	Professeur	Université de Saïda	Examineur

*Laboratoire physique théorique
BP 119, 13000 Tlemcen - Algérie*

Résumé

Le développement rapide de la technologie des lasers ultra-intenses a abouti à une nouvelle génération d'accélérateurs de particules, qui accèdent à un régime de paramètres complémentaires à celui des accélérateurs conventionnels. Les plasmas relativistes générés lors de l'interaction d'impulsions laser de plusieurs térawatts (TW) avec la matière ont été identifiés comme une source brillante d'électrons GeV, des ions/protons MeV ou même de faisceaux de photons polyvalents. Les faisceaux de protons produits possèdent un certain nombre de propriétés uniques, notamment une durée d'impulsion ultra-courte, d'excellentes valeurs d'émittance et des courants de crête ultra-élevés, tout en ne nécessitant que des longueurs d'accélération minuscules de plusieurs dizaines de micromètres. Ainsi, l'Accélération Laser-Plasma (LPA) a ouvert la possibilité de nombreuses applications passionnantes, telles que des sources de rayonnement compactes pour l'analyse structurale et la thérapie oncologique, en tant que pré-accélérateurs pour les dispositifs d'accélération conventionnels, pour la production des isotopes médicaux ou pour l'allumage rapide de la fusion par confinement inertiel, entre autres. Les travaux effectués au cours de cette thèse s'articulent autour de la simulation numérique des différentes étapes du processus d'Accélération Laser ultra-intense Plasma. Ceci est réalisé en tenant compte des phénomènes physiques prenant place lors de l'interaction laser-plasma et qui ont un effet direct sur la qualité des faisceaux générés. En effet, nous avons montré que l'interaction laser ultra-intense avec une cible solide est fortement influencée par la nonthermalité des électrons énergétiques et par les effets non linéaires dus au laser. Il a été démontré dans la littérature que les électrons éjectés lors de cette interaction ne sont pas toujours à l'équilibre thermodynamique, mais ils sont généralement distribués dans l'espace des phases suivant différents types de Fonctions de Distributions Electroniques (FDE) nonthermiques. Nous citons par exemple, la FDE de Cairns, de Gurevich, de Cairns-Gurevich, de Schamel et la FDE Kappa pour les électrons suprathermiques, Cette dernière nous intéresse dans la première partie de simulation Particle-In-Cell (PIC) de l'impact de ces électrons sur le spectre d'énergie, l'énergie maximale et la position du front du faisceau de protons accélérés sous le régime d'accélération nommé TNSA (Target Normal Sheath Acceleration), que nous avons étudié en détail le long du présent manuscrit. Nous avons en premier lieu établi un modèle 1D-PIC nonthermique de la LPA, en discrétisant

sant la FDE Kappa des électrons suprathermiques, qui sont responsables de l'accélération des protons dans ce régime d'accélération étudié. Le modèle et la méthode de simulation PIC sont détaillés dans le deuxième chapitre de la thèse. Les résultats obtenus ont montré que la présence d'une population d'électrons suprathermiques dans le pré-plasma affecte le processus d'accélération des protons, et cause un renforcement de leur stabilité, de leurs nombres et énergies gagnées. Les faisceaux des protons accélérés ont des propriétés remarquables pour permettre leurs applications potentielles dans divers domaines. Cependant, dans la pratique, certaines applications nécessitent des énergies des protons plus élevées, une faible divergence spatiale et un grand nombre des protons. C'est pour ces raisons que le schéma d'accélération appliqué dans le régime choisi, a fait l'objet de nombreuses études, dans l'objectif d'améliorer la qualité des faisceaux accélérés, en assurant leur reproduction avec des spectres quasi mono-énergétiques. Dans ce contexte, nous avons également réussi à proposer un nouveau schéma d'accélération «2D-two pulses two targets» sous le régime TNSA. Les résultats de ces deux modèles sont présentés en détail dans les chapitres 3 et 4 du présent manuscrit.

Remerciements

*En préambule à ce mémoire, je tiens tout d'abord à remercier **ALLAH** le tout puissant et miséricordieux, pour m'avoir donné, le courage, la patience, la volonté et la force nécessaire, pour affronter toutes les difficultés et les obstacles, qui se sont hissés au travers de mon chemin d'études.*

*J'adresse mes remerciements à Monsieur **LIANI Bachir**, Professeur à l'université de Tlemcen, en tant que Directeur de thèse pour sa compréhension, soutien et encouragement durant la réalisation de cette thèse. Il m'a donné sa confiance en me proposant un sujet de thèse original et en accordant toutes les facilités nécessaires.*

*Je souhaite remercier très sincèrement, Madame **BENNACEUR-DOUMAZ Djamila**, Directeur de recherche au niveau du Centre de Développement des Technologies Avancées CDTA, en tant que Co-directeur de thèse ; sans qui ce travail n'aurait jamais pu se réaliser. Elle est une chercheuse scientifiquement généreuse dont j'ai beaucoup appris, d'un point de vue théorique, simulation ou de la méthodologie d'analyse. Souvent elle a su m'accorder rapidement patience, confiance et autonomie tout en restant toujours disponible pour que les choses avancent bien. **Pour tout cela, ma gratitude est énorme !***

*Je tiens à remercier de manière particulière Monsieur **BARA Djemai**, Maître de recherches A, au niveau de CDTA, avec qui j'ai pu passer des journées interminables au CDTA à sauter de problème en problème et sans qui cette thèse n'aurait jamais pu être aussi intéressante, riche et bien remplie. C'est autant grâce à son hyperactivité scientifique entraînant, à sa passion et sa motivation permanente pour la science que j'ai pu me plonger en profondeur dans la physique de l'interaction laser-plasma et me retrouver au cœur de ses avancées.*

*J'exprime ma profonde et respectueuse gratitude à Madame **BEDRANE Zineb**, Professeur à l'université de Tlemcen et Directrice du Laboratoire de Physique Théorique qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.*

*Mes chaleureux remerciements et ma profonde et respectueuse gratitude s'adressent à Monsieur **BRAHMI Nabil**, Maître de conférences A, à l'université de Tlemcen, ainsi qu'à Monsieur **LASRI Boumediene**, Professeur à l'université de Saida, pour avoir lu avec attention mon manuscrit pour examiner et juger mon travail de recherche.*

Enfin je tiens à remercier mes amis, ma famille et ma belle famille qui m'ont soutenu pendant ces années et permis de garder un lien avec le monde extérieur.

Table des matières

Liste des abréviations	ix
Table des figures	xii
Introduction générale	1
I Accélération des particules chargées par laser	6
I.1 Introduction	7
I.2 Accélérateurs Conventionnels radio-fréquences (RF)	7
I.2.1 Cyclotron	8
I.2.2 Synchrotron	9
I.2.3 Accélérateur linéaire de protons	10
I.3 Accélérateur Compact par interaction laser plasma (LPA)	11
I.3.1 Amplification à dérive de fréquence CPA	12
I.3.2 Régimes d'accélération par interaction laser plasma	14
I.3.2.1 Schéma du processus d'accélération LPA sous le régime TNSA	15
I.3.2.2 Coulomb Explosion (CE)	16
I.3.2.3 Accélération par la pression du rayonnement laser : (Radiation Pressure Acceleration, RPA)	17
I.3.2.4 Accélération BOA (Break Out Afterburner)	18
I.4 Nouveaux schémas d'accélération	19
I.4.1 Accélération laser-plasma par doubles impulsions successives	20
I.4.2 Accélération laser-plasma par impulsions en collision	21
I.4.3 Accélération laser-plasma à double étage	21

I.5	Technologie des cibles solides pour la LPA	24
I.5.1	La géométrie des cibles	24
I.5.1.1	La composition de la cible	25
I.6	Applications des faisceaux de particules	26
I.6.1	Radiographie par protons	26
I.6.2	Allumage rapide	26
I.6.3	Protonthérapie par accélérateur laser plasma	27
I.6.3.1	Caractéristique des faisceaux de protons	28
I.6.3.2	Avantage des protons	29
I.7	Conclusion	31
II	Simulation numérique PIC du processus d'accélération LPA	32
II.1	Introduction	33
II.2	Modélisation du plasma	33
II.2.1	Description cinétique	33
II.2.2	Description hydrodynamique (fluide)	33
II.2.3	Description particulaire	34
II.2.4	Modèle hybride	34
II.2.5	Les équations de Maxwell	34
II.3	Simulation numérique et Méthode PIC	35
II.3.0.1	Notion de macro-particule :	35
II.3.1	Cycle de base de la simulation PIC	37
II.3.2	L'initialisation de la simulation	38
II.3.3	Interpolation des champs	39
II.3.4	Avancement des particules : (Pousseur de particules)	40
II.3.5	Dépôt et assignation des charges	42
II.3.6	Solveur de Maxwell	42
II.3.7	Les conditions aux limites	43
II.3.7.1	Périodiques	44
II.3.7.2	Réfléchissantes	44
II.3.7.3	Ouvertes ou Absorbantes	45

II.3.7.4	Couche absorbante parfaitement adaptée (PML : Perfectly Matched Layer)	45
II.4	Stabilité des méthodes numériques	46
II.4.1	Le choix du Δx	46
II.4.2	Le choix du Δt	46
II.5	Le Code LPIC++	47
II.5.1	Paramètres d'entrée (input)	47
II.5.1.1	Laser pulses (&pulse_front, &pulse_rear)	48
II.5.1.2	Temps de simulation (&propagate)	48
II.5.1.3	Boite de simulation, forme du plasma et densité (&box)	48
II.5.1.4	Les espèces des particules (&electrons, &ions)	49
II.5.1.5	Diagnostics (&output, &energy, &flux,...)	49
II.5.1.6	Paramètres techniques (&restart, ¶llel)	49
II.6	Le code EPOCH (Extendable PIC Open Collaboration)	50
II.6.1	Paramètres d'entrée (input)	51
II.6.1.1	Bloc de contrôle (control)	51
II.6.1.2	Bloc des espèces des particules	52
II.6.1.3	Boc laser	52
II.6.1.4	Bloc de sortie (output)	52
II.7	Conclusion	53

III	Modèle de simulation 1D3V-PIC suprathermique de l'accélération de protons avec une intensité laser variable	54
III.1	Introduction	55
III.2	La nonthermalité des électrons énergétiques	55
III.2.1	Fonction de distribution Kappa	56
III.3	Définition du modèle de calcul	58
III.4	Analyse des résultats de la simulation	61
III.4.1	Densités des protons	61
III.4.2	Champ électrique accélérateur	63
III.4.3	Expansion d'électrons	65

III.4.4 Spectres d'énergie des protons	66
III.4.5 Énergie maximale et positions des fronts des protons	68
III.5 Conclusion	70
IV Nouveau schéma d'accélération laser-plasma	72
IV.1 Introduction	73
IV.2 Modèle de simulation 2D-PIC	74
IV.3 Spectres d'énergies des protons	75
IV.4 Champs électriques accélérateurs de protons	78
IV.5 Quantité de mouvement des protons P_x	82
IV.6 Distributions spatiales et positions	86
IV.7 Absorptivité	89
IV.8 Conclusion	91
Conclusion générale	92
Bibliographie	94

Liste des abréviations

BOA	Break Out Afterburner
CE	Coulomb Explosion
CFL	Courant Friedrichs Lewy
CPA	Chirped Pulse Amplification
CW	Continuous Wave
EM	Electromagnetic
FDE	Fonction de distribution des électrons
FDTD	Finite Difference Time Domain
FPME	Faisceau de Protons Modulé en Énergie
IBT	Ion Beam Therapy
ICF	Inertial Confinement Fusion
IMRT	Intensity Modulated Radiation Therapy
LHC	Large Hadron Collider
LINAC	Linear Accelerator
LPA	Laser Plasma Acceleration
LWA	Laser Wakefield Acceleration
PIC	Particle In Cell
PML	Perfectly Matched Layer
QME	Quasi Mono Énergétique
RF	Radio Fréquences

RFQ	Radio Fréquences Quadripôle
RPA	Radiation Pressure Acceleration
SCDTL	Side Coupled Drift Tube Linac
SOBP	Spread Out Bragg Peak
SSC	Super Supraconducting Collider
TNSA	Target Normal Sheath Acceleration
a_0	Amplitude du champ laser
B	Champ Magnétique
c	Vitesse de lumière
d_c	Épaisseur de la cible
Δt	Pas du temps
Δx	Taille des cellules en X
Δy	Taille des cellules en Y
Δz	Taille des cellules en Z
e	Charge de l'électron
E	Champ Électrique
E_{acc}	Champ Électrique Accélérateur
f_p	Force pondéromotrice
f_s	Fonction de distribution des particules de l'espèce s
γ_s	Facteur de Lorentz
I_L	Intensité Laser
J	Densité de courant
κ	Paramètre de non thermalité kappa
λ	Longueur d'onde du laser
λ_D	Longueur de Debye
m_e	Masse de l'électron
m_i	Masse de l'ion

∇	L'opérateur Nabla
ν	Vitesse de particule
ν_{os}	Vitesse d'oscillation des électrons
n_e	Densité électronique
n_i	Densité ionique
n_c	Densité critique
ω_0	Pulsation du laser
ω_p	Fréquence du plasma
P_X	Quantité de mouvement
q_s	Charge des particules de l'espèce s
ρ	Densité de charge
S_n	Fonction de forme
t	Temps de simulation
T	Période l'impulsion laser
T_e	Température des électrons
v_{therm}	Vitesse thermique
W	Fonction de pondération

Table des figures

I.1	Intérêt croissant vis-à-vis de la thématique LPA	12
I.2	Schéma de la technique CPA [27]	13
I.3	Schéma du processus d'accélération sous le régime TNSA [29]	16
I.4	Schéma du processus d'accélération sous le régime CE [30]	17
I.5	Schéma du mécanisme RPA : a) est le régime « Hole-Boring » et b) est le régime « Light Sail » [33]	18
I.6	Schéma du processus d'accélération sous le régime BOA [34]	19
I.7	Schéma du processus d'accélération laser-plasma par double impulsions successives : (a) La cible est irradiée par un premier laser (b) menant à l'expansion hydrodynamique de la cible. (c) Une deuxième impulsion laser plus forte lance (d) le processus de l'accélération [39]	20
I.8	Schéma du processus d'accélération laser- plasma par irradiation à double impulsions laser	21
I.9	Processus d'accélération laser-plasma à double étage	23
I.10	Schéma de la cible cône sur feuille plate [42]	24
I.11	Exemple de cible avec petites creux dans la cible sous forme de cônes, contenant le polyéthylène ou un contaminant HC	25
I.12	Distribution de dose en fonction de la profondeur, cas d'une cible d'Al en présence d'une population des électrons énergétiques.	29
I.13	Comparaison de distributions de dose sur une coupe scanner dans un traitement intracrânien par photons en IMRT (figure de droite) et par protons (figure de droite)[50]	31
II.1	Macroparticules de taille finie	36

II.2	Simulations cinétiques du plasma. (a) Méthode de Vlasov : grille eulérienne dans l'espace des phases ; (b) Méthode PIC : les macro-particules numériques marquent la fonction de distribution [51].	36
II.3	Schémas des macroparticules pour les trois fonctions de formes "b-spline" : d'ordre 1 (a), 2 (b), et 3 (c) [52]	37
II.4	schéma illustrant les étapes du cycle de simulation PIC	38
II.5	schéma représentatif des trois premières fonction d'interpolation obtenues à partir des fonctions de forme.	40
II.6	Schéma représentatif de l'intégration de temps par la méthode Leap-frog	41
II.7	Schéma représentatif de limites périodiques.	44
II.8	Schéma représentatif de limites ouvertes.	44
II.9	Schéma représentatif de limites réfléchissantes.	45
II.10	Illustration de l'utilisation d'une couche parfaitement adaptée (PML) pour obtenir une modélisation presque parfaite de la solution au problème de rayonnement d'onde illimité [57]	45
III.1	Schéma des simulations 1D PIC exécutées	58
III.2	Fonctions de distribution électronique Kappa pour le paramètre suprathermique $\kappa= 3, 4, 6$ et 10 , avec la distribution Maxwellienne correspondante $\kappa \rightarrow \infty$	59
III.3	Densités spatiales de protons avec différentes intensités du laser (a_0) à $t = 800T$ pour $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 4$ (b), $\kappa = 6$ (c) et $\kappa = 10$ (d)	61
III.4	Densités spatiales des protons avec différentes valeurs de paramètres suprathermiques (κ) à $t = 800T$ pour $a_0 = 3$ (a), $a_0 = 4$ (b), $a_0 = 5$ (c) et $a_0 = 10$ (d)	62
III.5	Évolution spatio-temporelle du champ électrique longitudinal normalisé (E_x) pour $\kappa = 3$ et $a_0 = 3$ (a), pour $\kappa = 3$ et $a_0 = 10$ (b), pour $\kappa = 10$ et $a_0 = 3$ (c), et pour $\kappa = 10$ et $a_0 = 10$ (d).	64
III.6	Densités électroniques spatiales avec différentes valeurs de paramètres suprathermiques (κ) à $t = 800T$ pour $a_0 = 3$ (a), $a_0 = 4$ (b), $a_0 = 5$ (c), $a_0 = 6$ (d), $a_0 = 10$ (e), et $a_0 = 15$ (f).	65

III.7 Densités électroniques spatiales avec différentes valeurs de paramètres suprathermiques (a_0) à $t = 800T$ pour $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 6$ (b), $\kappa = 10$ (c), et distribution Maxwellienne (d).	66
III.8 Spectres énergétiques en fonction de l'énergie des protons avec différentes intensités laser (a_0) à $t = 800T$ pour $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 4$ (b), $\kappa = 6$ (c), et $\kappa = 10$ (d).	67
III.9 Spectres énergétiques en fonction de l'énergie des protons avec différentes valeurs de (κ) à $t = 800T$ pour $a_0 = 3$.	68
III.10 Énergie maximale des protons en fonction de l'intensité du laser a_0 , à $t = 800T$, pour différentes valeurs de κ .	69
III.11 Position du front des protons en fonction de l'intensité du laser a_0 , à $t = 800T$, pour différentes valeurs de κ .	70
IV.1 Schéma représentatif des deux parties du mécanisme d'accélération en deux étapes	74
IV.2 Représentation de l'implémentation de la deuxième partie d'accélération	75
IV.3 Spectre d'énergie des protons accélérés pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10^{19} (b), 5.10^{19} (c) et $8.10^{19}Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.	76
IV.4 Spectre d'énergie des protons accélérés pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10^{20} (b), 8.10^{20} (c) et $2.10^{21}Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.	77
IV.5 Spectre d'énergie des protons accélérés pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10^{21} (b) et $2.10^{22}Wcm^{-2}$ (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.	78
IV.6 Champ électrique accélérateur des protons E_{TNSA} pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10^{19} (b), 5.10^{19} (c) et $8.10^{19}Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.	79
IV.7 Champ électrique accélérateur des protons E_{TNSA} pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10^{20} (b), 8.10^{20} (c) et $2.10^{21}Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.	80

IV.8	Champ électrique accélérateur des protons E_{TNSA} pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10 ²¹ (b), et 2.10 ²² Wcm ⁻² (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	81
IV.9	Quantité de mouvement des protons accélérés pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10 ¹⁹ (b), 5.10 ¹⁹ (c) et 8.10 ¹⁹ Wcm ⁻² (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	83
IV.10	Quantité de mouvement des protons accélérés pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10 ²⁰ (b), 8.10 ²⁰ (c) et 2.10 ²¹ Wcm ⁻² (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	84
IV.11	Quantité de mouvement des protons accélérés pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10 ²¹ (b), et 2.10 ²² Wcm ⁻² (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	85
IV.12	Distribution spatiale des protons accélérés pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10 ¹⁹ (b), 5.10 ¹⁹ (c) et 8.10 ¹⁹ Wcm ⁻² (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	86
IV.13	Distribution spatiale des protons accélérés pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10 ²⁰ (b), 8.10 ²⁰ (c) et 2.10 ²¹ Wcm ⁻² (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	87
IV.14	Distribution spatiale des protons accélérés pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10 ²¹ (b), et 2.10 ²² Wcm ⁻² (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à 3.0μm.	88
IV.15	Etude paramétrique de l'absorptivité en fonction de l'intensité laser pour différents épaisseurs de la cible-filtre $d_c = 0.4, 0.8, 1.5\text{ et }3\mu\text{m}$	89

Introduction générale

La recherche en physique des hautes énergies a toujours été le moteur de développement d'accélérateurs de particules chargées pour diverses applications. Par conséquent, la technologie des accélérateurs est actuellement un domaine d'activité très attractif, dédié à leur étude, leur construction et leur exploitation. Les applications des particules accélérées à des grandes énergies ont continué à se développer autour de ces installations.

Dans la littérature, plusieurs ateliers ont été consacrés à la recherche de nouvelles techniques d'accélération plus compactes, moins coûteuses et faciles à installer. Durant ces dernières décennies, avec le développement rapide de la technologie laser grâce à la découverte de la technique d'amplification à dérive de fréquence CPA (Chirped Pulse Amplification) [1] qui a valu le prix Nobel de la physique à son inventeur Gérard Mourou en 2018, l'accélération des particules chargées à base de plasma laser « Laser Plasma Acceleration, LPA » a généré un grand intérêt dans la communauté scientifique.

En effet, en raison du phénomène de claquage en surface des cavités radio-fréquences (RF) dans les accélérateurs conventionnels, les champs électromagnétiques maximum que peuvent supporter ces cavités, sont trop limités. Pour dépasser cette limite, Tajima et Dawson [2] ont proposé une solution alternative, il s'agit du premier modèle LWA (Laser Wakefield Acceleration) de champs de sillage plasma créé par laser proposé en 1970 comme un nouveau schéma d'accélération LPA. Un plasma étant déjà un milieu claqué, il n'y a pas de limite de claquage, par rapport aux cavités RF métalliques classiques. Les accélérateurs à base de plasma utilisent les champs électromagnétiques puissants qui peuvent être supportés par les plasmas pour accélérer les particules chargées à des énergies élevées.

Ce domaine de recherche est récemment passé de quelques efforts à petite échelle au développement de réseaux nationaux et internationaux de laboratoires scientifiques soutenus par des investissements substantiels dans des infrastructures de recherche à grande échelle.

Nous citons, à titre d'exemple, en Europe : le méga-projet ELI-BeamlinesMEDical [3], le projet DRACO-HZDR [4] et le projet EUPRAXIA [5].

Les plasmas relativistes générés lors de l'interaction d'impulsions laser de plusieurs térawatts (TW) avec la matière ont été identifiés comme une source brillante d'électrons GeV, d'ions MeV et de faisceaux de photons polyvalents. Les faisceaux d'ions produits possèdent un certain nombre de propriétés uniques, notamment une durée d'impulsion ultra-courte, d'excellentes valeurs d'émittance et des courants de crête ultra-élevés, tout en ne nécessitant que des longueurs d'accélération minuscules de plusieurs dizaines de micromètres. Une preuve importante du potentiel a été récemment démontrée avec la disponibilité de faisceaux d'électrons et d'ions mono-énergétiques. Ainsi, l'accélération laser-plasma a ouvert la possibilité de nombreuses applications passionnantes, telles que des sources de rayonnement compactes pour l'analyse structurale [44] et la thérapie oncologique [50], en tant que pré-accélerateurs pour les dispositifs d'accélération conventionnels [4], pour la production d'isotopes médicaux ou pour l'allumage rapide de la fusion par confinement inertiel [45].

Cependant, en particulier pour l'accélération des ions par laser, la génération fiable de faisceaux présentant un spectre non thermique ou de préférence quasi mono-énergétique pose toujours un défi expérimental substantiel. Des exemples dans la littérature ont montré que l'utilisation de cibles spécialement préparées avec des sources d'ions spatialement confinées permet la génération de telles impulsions ioniques quasi-mono-énergétiques [12]. Bien qu'il ait été démontré que la position du front d'accélération ionique évolue avec l'énergie laser, la reproductibilité nécessaire pour les applications et la facilité requise de réglage spectral n'ont pas encore été atteintes.

En particulier, l'accélération de protons par l'interaction d'impulsions laser ultra-intenses et ultracourtes avec une cible solide a permis d'obtenir des faisceaux de protons de haute énergie et de courte durée pour les applications. Les sources des faisceaux de protons accélérés par laser sont intéressantes pour de nombreuses applications potentielles, de la médecine, la science des matériaux à la recherche en physique des particules. En théorie et en expérimentations, des mécanismes ont été proposés pour augmenter significativement l'énergie des protons. Ils comprennent le mécanisme Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) [6], le régime d'accélération par explosion de Coulomb (CE) [7], le mécanisme d'accélération de la pression de rayonnement (RPA) [8] et le mécanisme de postcombustion (BOA) [9]. Parmi

les nombreux mécanismes d'accélération étudiés dans la littérature, le TNSA est le plus largement étudié dans l'accélération des ions et des protons, puisque il contient plusieurs paramètres par lesquels on peut manipuler le faisceau issu en face arrière de la cible, à savoir les paramètres liés au laser, au pré-plasma, à la cible solide, aux électrons énergétiques transportés dans la cible et au champ électrique E_{TNSA} de séparation des charges. Il est considéré comme le meilleur schéma de caractérisation et de contrôle de qualité des faisceaux accélérés pour divers applications y compris l'oncologie médicale.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre de la simulation numérique de l'accélération laser-plasma dans le régime TNSA, en utilisant la méthode Particle-In-Cell (PIC). Il s'intéresse particulièrement à l'optimisation de certains paramètres du laser et du plasma afin d'obtenir des faisceaux de protons de qualité du point de vue de leurs énergies, de leurs nombres et de leurs spectres d'énergie.

Dans leurs recherches sur l'expansion du plasma dans le vide, plusieurs études ont prouvé que l'hypothèse d'une fonction de distribution initiale non-maxwellienne des électrons énergétiques conduisait à une augmentation importante de l'énergie des ions allant jusqu'à un ordre de grandeur par rapport aux valeurs obtenues avec le cas d'une distribution maxwellienne [10]-[12]. Dans le mécanisme TNSA, plusieurs schémas théoriques et expérimentaux ont tenté d'explorer l'influence de ces électrons rapides qui s'échappent en début d'accélération, sur les faisceaux des ions énergétiques émis par le plasma. Le champ électrostatique auto-cohérent créé par ces électrons s'est avéré être responsable de l'accélération des ions, en particulier des protons et d'autres ions plus légers, présents sur la surface cible en tant que contaminants. L'augmentation de l'énergie du laser augmente l'accélération des ions. L'amplitude du champ accélérateur est directement fonction de la distribution d'énergie des électrons chauds générés par le laser, par conséquent, le chauffage des électrons par le laser est un élément critique dans des expériences visant à la production de faisceaux de protons énergétiques [13].

La distribution de Maxwell n'est donc pas réaliste dans la plupart des circonstances. Différentes distributions non-thermiques ont été proposées dans la littérature, par exemple, la distribution maxwellienne tronquée [14], la distribution super-gaussienne [15], la distribution de Cairns [16], la distribution kappa [17], la distribution Cairns-Gurevich [10], etc. Ces fonctions de distribution sont caractérisées en général par des queues de haute énergie qui

peuvent dévier beaucoup de la distribution Maxwellienne.

En raison de la complexité du processus d'interactions laser ultra-intenses avec une cible solide, le développement de nouveaux concepts de cibles et d'impulsion laser est aussi crucial pour rendre l'accélération des ions par laser adapté aux applications. L'optimisation par simulation des paramètres de l'impulsion laser et de la cible pour une configuration laser-cible donnée nécessite une compréhension approfondie de la physique en jeu. Pour cela, dans la littérature, de nouveaux schémas d'accélération ont été proposés dans le cadre du régime TNSA pour optimiser l'interaction laser-plasma.

Le manuscrit de cette thèse est organisé comme suit :

Dans le premier chapitre du manuscrit, nous avons présenté l'état de l'art de l'accélération des protons par lasers ultra-intenses et ultra-courts, notamment les différents mécanismes d'accélération et les diverses applications qui en découlent.

Dans le deuxième chapitre, la méthode de simulation PIC a été décrite en détail ainsi que les deux codes électromagnétiques et relativistes, open source 1D LPIC++ [18] et 2D EPOCH [19] utilisés dans nos calculs.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté une analyse détaillée de l'impact des effets combinés de la non-thermalité des électrons représentée par la fonction de distribution kappa et de l'intensité variable du laser sur le processus d'accélération des ions. Une optimisation complète de diverses caractéristiques des faisceaux de protons, tels que les densités de protons, les champs électriques, les positions des fronts et les spectres énergétiques, est présentée en fonction de l'indice kappa et de l'amplitude laser, afin d'obtenir des faisceaux d'ions de haute qualité, utiles pour diverses applications. Pour cela, dans ce travail, des simulations 1D3V PIC, électromagnétiques, sont effectuées en utilisant le code LPIC++. Ce dernier a été modifié pour introduire une distribution non-thermique en vitesses, des électrons énergétiques du type kappa. Le modèle proposé prend en considération l'interaction d'un laser d'une intensité variable avec une couche de plasma initialement supra-thermique, dans le cadre du mécanisme TNSA.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous avons également réussi à introduire un nouveau schéma dans le processus d'accélération en utilisant le code EPOCH, incluant deux pulses laser et deux cibles minces sous le régime TNSA. Au fait, nous avons montré que c'est un schéma prometteur pour améliorer à la fois l'énergie, le nombre et la mono-energicité des

protons obtenus. Nous avons joué sur l'intensité des pulses laser et l'épaisseur des cibles pour optimiser les faisceaux de protons produits. L'une des cibles est en carbone et est utilisée comme filtre pour obtenir un faisceau de protons mono-énergétiques.

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

Chapitre I

Accélération des particules chargées par laser

I.1 Introduction

Bien que la révolution de la technologie des accélérateurs des particules chargés repose sur des dispositifs à grande échelle de pointe, les progrès des accélérateurs laser-plasma, qui exploitent des champs d'accélération de gigavolts par centimètre, présentent une technologie prometteuse en tant que pilotes compacts pour la nouvelle génération d'accélérateurs. Dans cette section, une étude de l'état de l'art des différents types d'accélérateurs a été effectuée, en se focalisant sur les processus physiques intégrés dans ces installations.

I.2 Accélérateurs Conventionnels radio-fréquences (RF)

Depuis l'invention du premier cyclotron en 1931 par E. Lawrence et S. Liviton, un accélérateur de particules circulaire constitue la base technologique de nombreuses conceptions actuelles. Les accélérateurs de particules ont permis des recherches de pointe en physique des hautes énergies et dans d'autres domaines de recherche.

Bien que la physique des hautes énergies ait été le principal moteur du développement des accélérateurs de particules, les installations d'accélérateurs ont continuellement élargi les applications dans de nombreux domaines de la recherche et de la technologie [20], [21]. Nous citons par exemple, la radiothérapie pour la lutte contre le cancer, la fusion thermonucléaire et la production des isotopes médicaux, la technologie laser et les couches minces.

Les accélérateurs ont directement contribué à 26 prix Nobel de physique depuis 1939 ainsi qu'à 20 autres prix Nobel de chimie, médecine et physique avec rayons X. Actuellement, il existe environ 30 000 accélérateurs dans le monde.

Nous citons par exemple, le LHC « Large Hadron Collider » au CERN en Suisse, le SSC « Super Supraconducting Collider » au Texas en USA, l'accélérateur iThemba en Afrique du Sud, ou encore le JINR en Russie. Néanmoins, la taille et le coût des installations limitent encore fortement le développement de cette discipline. Selon la littérature, le coût d'un centre de proton-thérapie à base d'un accélérateur cyclotron (estimé entre 40 et 50 millions d'euros) reste très supérieur à celui d'un centre de radiothérapie à base des accélérateurs linéaires « LINAC ».

La nouvelle génération d'accélérateurs de particules circulaires et linéaires envisagée, basée

sur l'accélération radio-fréquence (RF), nécessitera d'énormes investissements et infrastructures. Ces facteurs posent de sérieux défis dans un monde de plus en plus limité en ressources financières et d'énergies. Par conséquent, il est important de rechercher des techniques d'accélération alternatives et durables.

I.2.1 Cyclotron

Les cyclotrons isochrones modernes dédiés à la proton-thérapie accélèrent les protons à une énergie fixe de 230 ou 250 MeV [22]. Par rapport aux cyclotrons classiques des laboratoires d'accélérateurs, les nouveaux cyclotrons sont plutôt compacts, avec une hauteur d'aimant d'environ 1,5 m et un diamètre typique compris entre 3,5 m (100 tonnes) et 5 m (200 tonnes), lorsqu'ils sont équipés de bobines supraconductrices ou de bobines à température ambiante, respectivement. Habituellement, un espace supplémentaire est nécessaire au-dessus et/ou au-dessous du cyclotron pour les dispositifs de support de la source d'ions et l'équipement pour ouvrir la machine.

Les avantages les plus importants d'un cyclotron sont le caractère continu du faisceau (onde continue [CW]) et que son intensité peut être ajustée très rapidement à pratiquement n'importe quelle valeur souhaitée [23]. Bien que le cyclotron ait une énergie fixe, l'énergie du faisceau au niveau du patient peut être ajustée très rapidement et avec précision au moyen d'un dégradeur rapide et d'une conception de ligne de faisceau appropriée [24].

De plus, la simplicité du concept et le nombre relativement faible de composants sont souvent considérés comme des avantages pour la fiabilité et la disponibilité de l'accélérateur

Les principaux composants d'un cyclotron compact typique sont les suivants :

- Un système de radio-fréquence (RF), qui fournit des champs électriques puissants par lesquels les protons sont accélérés.
- Un aimant puissant qui confine les trajectoires des particules dans une orbite en forme de spirale, afin qu'elles puissent être accélérées à plusieurs reprises par la tension R.
- Une source de protons au centre du cyclotron, dans laquelle l'hydrogène gazeux est ionisé et dont les protons sont extraits.
- Un système d'extraction qui guide les particules ayant atteint leur énergie maximale hors du cyclotron vers un système de transport de faisceau.

I.2.2 Synchrotron

Dans les synchrotrons, l'accélération proprement dite est mise en œuvre avec des résonateurs alimentés par une tension d'une manière similaire à celle des accélérateurs linéaires RF ou des cyclotrons. Dans les synchrotrons à protons, la vitesse des protons ou des ions lourds qui gagnent lentement en vitesse varie fortement au cours du cycle d'accélération. C'est pour cette raison qu'une fréquence alternative de la tension d'accélération, c'est-à-dire une modulation de fréquence, doit être appliquée en plus du champ magnétique alternant avec le temps. Contrairement aux synchrocyclotrons, dans lesquels la fréquence de la tension d'accélération chute pendant l'accélération, les synchrotrons à protons présentent une augmentation de fréquence.

Dans un synchrotron, les particules sont accélérées sur une orbite de rayon constant. Comme l'énergie des particules augmente pendant le cycle d'accélération, le champ magnétique, qui les maintient sur une orbite stable, doit également augmenter avec le temps.

Bien que les synchrotrons à protons appartiennent principalement au domaine de la recherche fondamentale, en particulier celui de la physique des hautes énergies, ils ont également joué un rôle essentiel dans les applications biomédicales, et il semble que ce rôle deviendra plus important dans un avenir proche. Des travaux intensifs se sont concentrés sur la conception et l'application de synchrotrons à protons en radiothérapie. Pour la proton-thérapie, l'énergie maximale requise est de 250 MeV. Dans cette gamme, des protons accélérés peuvent être produits à la fois par des cyclotrons isochrones et des synchrotrons à protons. La thérapie par ions lourds sera probablement menée exclusivement avec des synchrotrons puisque les cyclotrons isochrones ne peuvent pas garantir que des énergies unitaires suffisamment élevées seront atteintes. En radiothérapie protonique, les synchrotrons peuvent être compétitifs avec succès par rapport aux cyclotrons isochrones, principalement en raison des coûts d'investissement inférieurs.

Toutes les installations exploitées à ce jour utilisent les synchrotrons à protons existants, initialement destinés à la recherche en physique. Leur fonctionnement est donc relativement complexe et conçu pour des applications autres que médicales.

I.2.3 Accélérateur linéaire de protons

Une version proton de l'accélérateur linéaire à ondes stationnaires en bande S conventionnel utilisé pour la radiothérapie satisfait à toutes les exigences d'un accélérateur dédié à la proton-thérapie.

Le faisceau de protons produit dans la source arrive d'abord dans un pré-groupeur. Le pré-groupeur est destiné à moduler la vitesse des protons individuels avec les tensions d'écart de crête de sorte que les protons relativement retardés soient davantage accélérés et que les protons avec des vitesses supérieures à la vitesse moyenne soient moins accélérés. Un résonateur HF de symétrie correspondant à celle des quadripôles magnétiques est utilisé à cet effet. Ce système était appelé quadripôle RF et désigné par l'acronyme RFQ. Il combine l'action de focalisation et de groupage du faisceau, en plus de l'accélération proprement dite. La focalisation est assurée par un gradient électrique transversal, ce qui est d'autant plus important que la focalisation magnétique est moins efficace pour les petites vitesses des ions. Dans un résonateur RFQ équipé de quatre guides d'onde, des changements longitudinaux se produisent dans le gradient transversal grâce à la modulation ondulatoire de la forme axiale des guides d'onde. En conséquence, une composante électrique longitudinale est formée, ce qui assure l'accélération et le regroupement des particules. L'accélération est de caractère continu et, par conséquent, elle ne se produit pas uniquement dans les espaces entre les électrodes ou d'autres structures. L'effet de regroupement est tout aussi important, son efficacité étant proche de 100 %. En pratique, lorsque la structure mesure 1 à 2 m de long, les protons peuvent être accélérés de l'énergie initiale de plusieurs dizaines de keV à une énergie finale de plusieurs MeV. Les résonateurs RFQ sont de plus en plus souvent utilisés dans la pré-accélération des ions. Ils constituent un système d'injection pour les étapes suivantes où une accélération supplémentaire est effectuée.

Le composant suivant du système d'accélérateur est la structure d'accélération appropriée. Les accélérateurs linéaires de protons sont généralement équipés de structures accélératrices à ondes stationnaires. Une structure typique de type $\pi/2$ équipée de diaphragmes circulaires est utilisée à l'origine dans les accélérateurs à onde stationnaire. Un guide d'ondes a été construit qui avait des résonateurs à couplage latéral (SCDTL). Ces résonateurs agissent

comme des éléments couplant les résonateurs ou cavités accélératrices proprement dites, d'où le nom de couplage par résonance [25].

I.3 Accélérateur Compact par interaction laser plasma (LPA)

Dans ce contexte, plusieurs ateliers ont été consacrés à la recherche de nouvelles techniques d'accélération plus compactes, moins coûteuses et faciles à installer. Il s'agit de la nouvelle technique d'accélération de particules chargées à base de plasma laser « Laser Plasma Acceleration, LPA », qui nous intéresse dans notre étude. Cependant, le mécanisme d'accélération ne suffit pas à lui seul et d'autres développements tout aussi importants sont nécessaires. L'accélération LPA est basée sur la révolution de la technologie laser remarquée récemment, notamment après l'invention de la technique d'amplification d'intensité d'impulsion laser CPA [1].

En raison du phénomène de claquage en surface des cavités RF, les champs électromagnétiques maximum qu'elles peuvent supporter sont trop limités. Pour dépasser cette limite, Tajima et Dawson [2] ont proposé une solution alternative, il s'agit du premier modèle « LWA » (Laser Wakefield Acceleration) de champs de sillage plasma créé par laser proposé en 1970 comme un nouveau schéma d'accélération LPA.

Un plasma étant déjà un milieu claqué, il n'y a pas de limite de claquage, par rapport aux cavités RF métalliques classiques. Les accélérateurs à base de plasma utilisent les champs électromagnétiques puissants qui peuvent être supportés par les plasmas pour accélérer les particules chargées à des énergies élevées. Selon le régime d'accélération choisi, les structures de champ d'accélération dans le plasma peuvent être générées directement par de puissantes impulsions laser (cas des régimes BOA, RPA, CE qui seront décrits plus bas dans le texte), ou des faisceaux de particules chargées permettant la création d'un champ électrique de séparation des charges responsable du processus d'accélération, pour le cas du régime d'accélération TNSA qui nous intéresse dans la suite de notre étude. Grâce à la grande révolution de la technologie laser connue après l'invention de la nouvelle technique d'amplification des impulsions laser « CPA » inventée en 1989, dont cette invention a

remporté une trentaine d’années plus tard le prix Nobel de physique en 2018. Ce domaine de recherche est récemment passé de quelques efforts à petite échelle au développement de réseaux nationaux et internationaux de laboratoires scientifiques soutenus par des investissements substantiels dans des infrastructures de recherche à grande échelle. Nous citons, à titre d’exemple, en Europe : le méga-projet ELI-BeamlinesMEDical [3], le projet DRACOHZDR [4] et le projet EUPRAXIA [5], le nouveau projet de réalisation d’un accélérateur compact LPA Européen pour la recherche fondamentale avec une qualité de faisceau supérieure. En plus de ces méga-projets Européens, pour le cas de l’ USA, nous citons l’exemple du laboratoire kHzBerkeleyLab. Laser Accelerator [26]. Les États-Unis sont confrontés à une concurrence sérieuse dans la recherche sur les accélérateurs LPA, en Asie et plusieurs projets en Chine, au Japon et en Corée, qui sont dans la course au leadership pour ce sujet attractif d’avenir. Enfin nous voulons, à travers la figure I.1 montrer l’intérêt croissant vis-à-vis à la thématique LPA.

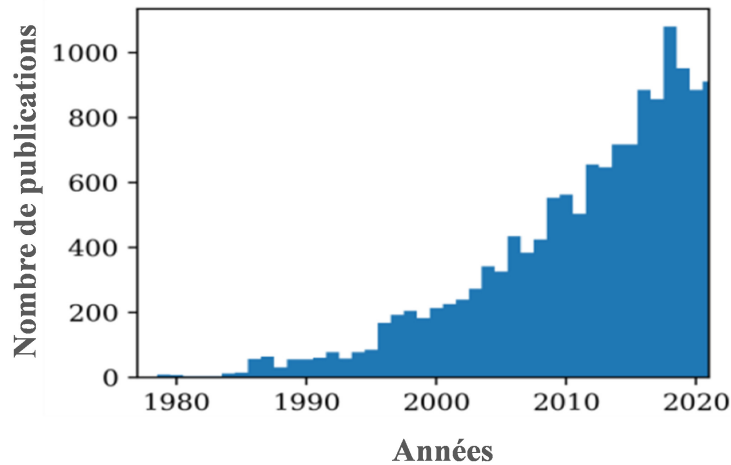


FIGURE I.1 – Intérêt croissant vis-à-vis de la thématique LPA

I.3.1 Amplification à dérive de fréquence CPA

Avant l’invention du CPA, l’amplification de l’impulsion laser femto-seconde était limitée à quelques milli-joules car une impulsion laser à des intensités de GW/cm^2 endommageait les cristaux de l’amplificateur par des effets non linéaires tels que l’auto-focalisation. De plus, il est déconseillé de permettre sa propagation dans l’air car l’impulsion laser s’auto-

focaliserait immédiatement ou provoquerait une propagation de filaments qui détériorerait les qualités d'origine des impulsions. Cependant, il est de toute façon possible de permettre la propagation dans l'air si le diamètre du faisceau est élargi et, par conséquent, l'auto-focalisation et la filamentation sont supprimées. Mais à un moment donné, l'intersection avec le vide doit être réalisée afin de mener des expériences d'interaction laser-matière. Afin de minimiser les non-linéarités au niveau de la transmission à travers une fenêtre dans le vide, l'intensité doit être aussi faible que possible.

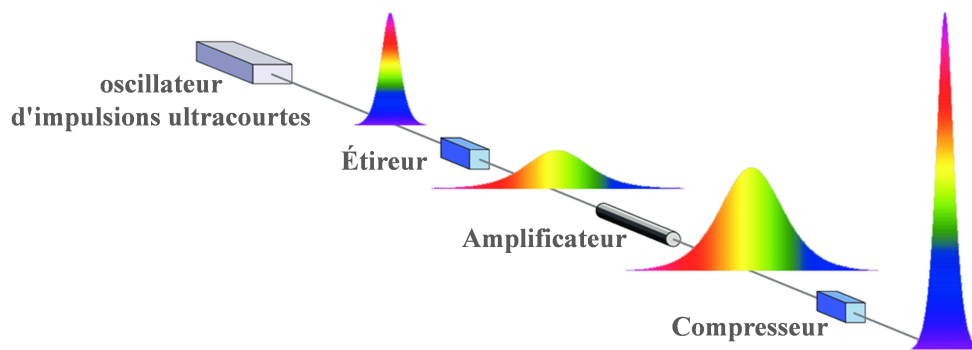


FIGURE I.2 – Schéma de la technique CPA [27]

Afin de maintenir l'intensité de l'impulsion laser en dessous du seuil des effets non linéaires, en CPA, l'impulsion femtoseconde est d'abord étirée dans le temps, puis amplifiée et enfin recomprimée dans le vide.

La production d'une impulsion laser ultra courte à forte intensité nécessite différentes étapes et, selon la technologie utilisée, différents milieux actifs et un ou plusieurs étages d'amplification.

Tout d'abord, une impulsion courte de très faible énergie est créée avec un simple oscillateur laser. Ce laser oscillateur produit un train d'impulsions de quelques nJ , l'une de ces impulsions est extraite et ensuite manipulée. En exploitant certaines réflexions sur les réseaux optiques, l'impulsion est étirée par la première étape du CPA. Les différentes fréquences contenues dans l'impulsion courte se déplacent sur différents chemins sortant du réseau avec des synchronisations différentes, ce qui entraîne une impulsion étirée jusqu'à 4 ordres de grandeur plus longue que l'impulsion initiale. L'impulsion est ensuite amplifiée en traversant un ou plusieurs étages à travers un milieu actif avec une large bande passante de gain pompée par des flashes ou d'autres lasers.

L'énergie totale de l'impulsion peut atteindre des centaines de Joules. Dans une chambre à vide, l'impulsion est ensuite comprimée avec un ensemble de réseaux complémentaires à l'ensemble d'étirement. La durée est réduite de 4 ordres de grandeur pour obtenir une durée d'impulsion qui peut varier, selon la technologie (c'est-à-dire la longueur d'onde) utilisée, entre quelques picosecondes à quelques dizaines de femtosecondes [28].

L'impulsion compressée est alors focalisée sur la cible choisie jusqu'à quelques microns de rayon atteignant des intensités pouvant dépasser $10^{21}Wcm^{-2}$. La figure 1.2 présente les étapes de la technique CPA de base.

- Pré-impulsion :

Dans les paragraphes précédents, les principales étapes de la production d'impulsions ultra courtes ont été décrites. Une caractéristique importante de toutes les impulsions CPA qui joue un rôle pertinent dans les expériences est la pré-impulsion. L'impulsion laser obtenue à partir de la manipulation est ultra-courte et intense, mais le pic principal atteint la cible après un "piédestal" de faible intensité qui a une durée de l'ordre du *ns* et une intensité de l'ordre de $10^{12}Wcm^{-2}$. La caractéristique de la pré-impulsion peut être modifiée avec de nombreuses techniques mais sa présence est inévitable. Un paramètre crucial du système laser est ce que l'on appelle le contraste qui est le rapport entre l'intensité du pic et l'intensité de la pré-impulsion. La valeur du contraste est un paramètre clé dans certaines applications et varie de 10^6 à 10^{10} dans les meilleurs cas. Il est facile de comprendre que lorsque le pic d'intensité est très élevé $I \sim 10^{21}Wcm^{-2}$, un faible contraste conduira à une pré-impulsion très intense qui peut interagir efficacement avec la cible et éventuellement la détruire. Si la pré-impulsion est inévitable, sa caractéristique doit être étudiée et contrôlée afin d'obtenir des résultats fiables.

I.3.2 Régimes d'accélération par interaction laser plasma

L'accélération de protons par l'interaction d'impulsions laser ultra-intenses et ultra-courtes avec une cible solide a permis d'obtenir des faisceaux de protons de haute énergie et de courte durée pour les applications. En théorie et en expérience, des mécanismes ont été proposés pour augmenter significativement l'énergie des ions. Ils comprennent le mécanisme

Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), proposé par Wilks [6], le régime d'accélération par explosion de Coulomb (CE) [7], le mécanisme d'accélération de la pression de rayonnement (RPA) [8] et le mécanisme de postcombustion (BOA) [9].

I.3.2.1 Schéma du processus d'accélération LPA sous le régime TNSA

Parmi les nombreux mécanismes d'accélération étudiés dans la littérature, le mécanisme Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), proposé par Wilks [6] est le plus largement étudié dans l'accélération des ions. Puisque il contient plusieurs paramètres par lesquels on peut manipuler le faisceau issu en face arrière de la cible, à savoir les paramètres liés au laser, au pré-plasma, à la cible solide, aux électrons énergétiques transportés dans la cible et au champ électrique E_{TNSA} de séparation des charges. Il est considéré comme le meilleur schéma de caractérisation et de contrôle de qualité des faisceaux accélérés pour divers applications y compris l'oncologie médicale.

L'accélération par un champ électrostatique de gaine généré par la composante d'électrons chauds appelé TNSA résulte de l'interaction d'une impulsion laser femto-seconde et intense dépassant $10^{18} W cm^{-2}$ avec une cible solide.

Lors de l'interaction de l'onde électromagnétique intense avec le solide, la surface avant de la cible s'ionise bien avant le pic principal de l'impulsion. L'interaction laser-plasma successive accélère les électrons par différents mécanismes selon la configuration. Les électrons atteignent une température élevée (MeV) et leur libre parcours devient supérieur à la profondeur de peau du plasma et à l'épaisseur de la cible. Cette population d'électrons chauds se propage à travers la cible, atteint la face arrière et se dilate dans le vide. La plupart de ces électrons restent confinés à proximité de la cible et re-circulent à travers elle, induisant un fort champ électrostatique sur une longueur de Debye λ_D . Les champs électrostatiques sur la face arrière atteignent des valeurs jusqu'à TV/m qui peuvent ioniser les atomes présents sur la surface non perturbée et accélérer les ions nouvellement produits. L'observation de protons multi MeV depuis la face arrière d'une feuille solide irradiée par laser est réalisée quelle que soit la composition de la cible, car les protons accélérés proviennent de la surface des contaminants riches en hydrogène : hydrocarbures ou impuretés de vapeur d'eau. Ce processus est illustré sur la figure I.3.

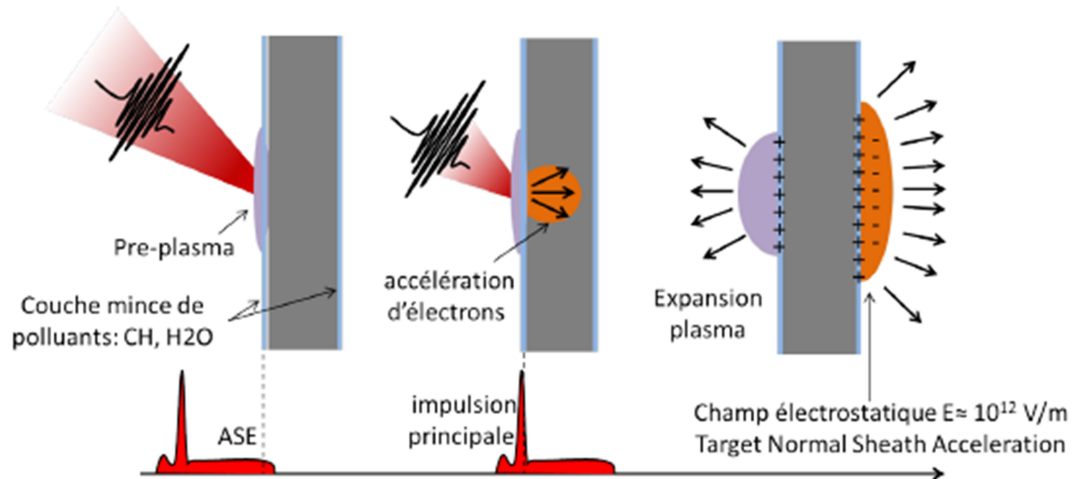


FIGURE I.3 – Schéma du processus d'accélération sous le régime TNSA [29]

Les faisceaux de protons produits par ce mécanisme présentent un spectre d'énergie exponentiel et quasi-thermique, avec une énergie de coupure distincte typiquement de quelques MeV, qui dépend fortement des paramètres du laser, de la cible, de la proportion des électrons énergétiques et du schéma d'accélération, comme le montre les sections suivantes.

I.3.2.2 Coulomb Explosion (CE)

Ce mécanisme utilise des clusters atomiques sphériques de rayon R de la taille de la longueur d'onde du laser et une intensité laser $10^{21} - 10^{22} W cm^{-2}$. L'explosion coulombienne se produit lorsque tous les électrons sont retirés instantanément du cluster par l'impulsion laser laissant derrière eux un nuage d'ions positifs purs qui subit une violente explosion entraînée par les forces répulsives coulombiennes [7]. Pour maximiser l'intensité du champ de Coulomb, il est nécessaire d'utiliser des épaisseurs de cibles comparables ou inférieures à la profondeur de peau, qui est de quelques nanomètres pour un plasma à densité solide. Lors de l'explosion coulombienne du nuage, les ions acquièrent une énergie de quelques centaines de MeV.

L'avantage potentiel de l'explosion de Coulomb réside dans le fait que le nombre d'ions accélérés augmente avec leur énergie jusqu'à l'énergie maximale. D'autre part, les ions sont émis de manière quasi isotrope ce qui réduit leur applicabilité. Néanmoins, certaines applications ont été démontrées avec succès, par exemple la fusion nucléaire à partir d'explosions

de clusters de deutérium chauffés au laser femtoseconde.

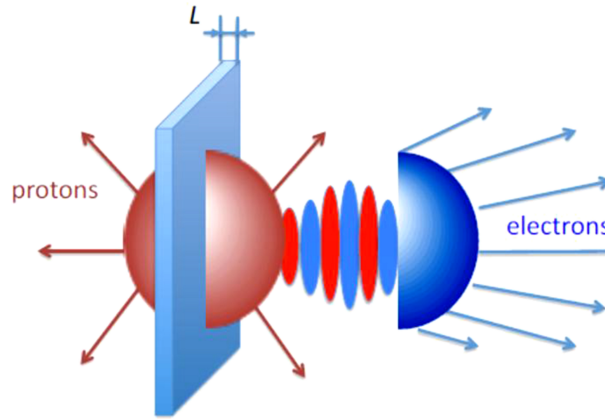


FIGURE I.4 – Schéma du processus d'accélération sous le régime CE [30]

I.3.2.3 Accélération par la pression du rayonnement laser : (Radiation Pressure Acceleration, RPA)

Dans ce mécanisme, le laser exerce une force de pression de radiation sur la cible, la force pondéromotrice, qui est donnée par l'expression suivante

$$f_p = -\frac{m}{4} \frac{\partial}{\partial x} \nu_{os}^2(x) (1 - \cos(2\omega_0 t)) \quad (\text{I.1})$$

m est la masse de l'électron, ν_{os} est la vitesse d'oscillation des électrons et ω_0 est la pulsation du laser.

Le premier terme de la force est le terme non-oscillant, c'est la pression stationnaire transférée aux ions. Le second terme est le terme oscillant qui indique le chauffage $J \times B$ des électrons chauds. Pour limiter ce chauffage, le laser doit être polarisé circulairement. La polarisation circulaire permet de maintenir une pression constante sur les électrons, induisant une forte séparation de charge qui donne lieu à l'accélération efficace des ions vers l'avant lorsqu'une cible de quelques nanomètres d'épaisseur est utilisée [8].

Le RPA est efficace pour des intensités laser très élevées, $\sim 10^{23} W cm^{-2}$ et des pulses assez courts ($< 100 fs$) avec des cibles ultra minces (sous-micrométriques). Le RPA peut accélérer efficacement des ions plus lourds (C^{6+}) en des faisceaux mono-énergétiques.

Il y a deux types de RPA (voir Figure I.5), le HoleBoring et le Light Sail.

Dans le mécanisme du HoleBoring, l'interaction laser solide provoque une déformation rapide à la surface du plasma et les ions sont accélérés dans la cible par un processus de forage de trous [31]. Par contre, le Light Sail a lieu quand la cible est suffisamment mince où le perçage du trou s'étend jusqu'à la surface arrière de la cible pendant l'impulsion laser, et le laser peut accélérer tous les ions sur le trajet laser et toute la cible est poussée dans la direction du faisceau laser [32].

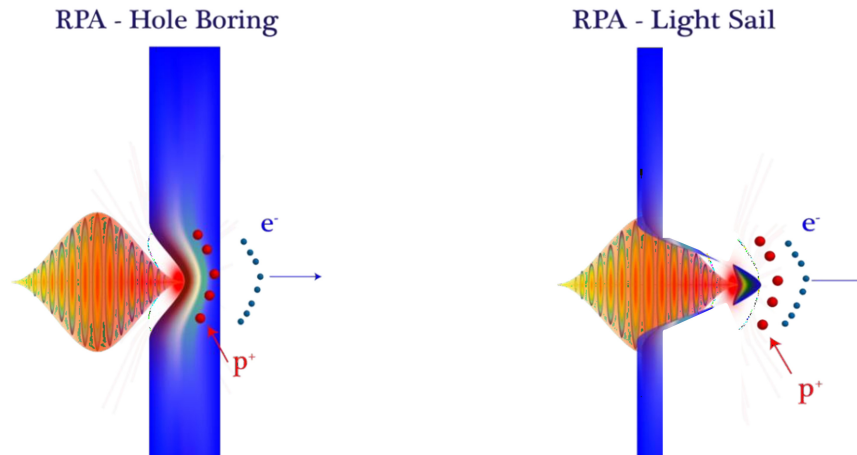


FIGURE I.5 – Schéma du mécanisme RPA : a) est le régime « Hole-Boring » et b) est le régime « Light Sail » [33]

I.3.2.4 Accélération BOA (Break Out Afterburner)

Alors que le TNSA est un mécanisme dominé par la surface, l'interaction dans le BOA devient volumétrique, car tous les électrons présents dans la majeure partie du plasma peuvent se coupler au laser qui se propage à travers la cible. De manière analogue au mécanisme TNSA, le BOA nécessite une impulsion laser polarisée linéairement qui interagit avec le plasma initialement surdense. Les différents mécanismes d'absorption produisent des électrons chauds qui se propagent à travers le plasma et créent un champ de gaine (TNSA amélioré), tandis que la masse opaque de la cible fournit des électrons froids pour le courant de retour dans la région de conversion laser, où ils sont ensuite convertis en électrons chauds. La profondeur de la peau augmente au cours du processus, permettant à une plus grande partie du champ laser d'atteindre le plasma et de provoquer une nouvelle génération d'électrons chauds. Lorsque la cible est initialement suffisamment mince (nanomètre), finalement tous les électrons massifs sont chauffés volumétriquement et introduisent un énorme champ

électrique longitudinal (TV/m) dans la cible au moyen d'une onde de plasma.

Des intensités de l'ordre de $10^{20} W cm^{-2}$ et des pulses plus longs ($\sim 500 fs$) sont requis dans ce mécanisme et des cibles nanométriques comparables à l'épaisseur de peau peuvent devenir transparentes. Toutes les espèces sont accélérées en bloc. Des faisceaux de carbone d'énergie GeV sont réalisables [9].

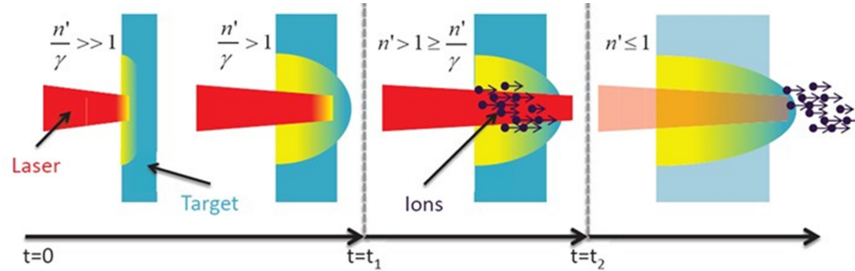


FIGURE I.6 – Schéma du processus d'accélération sous le régime BOA [34]

A l'opposé du TNSA, tous ces mécanismes basés sur l'accélération des ions et des électrons comme une seule masse, ainsi pour être pleinement réalisés, ont des exigences : un contraste ultra élevé (pour pouvoir tirer sur des cibles plus fines de l'ordre de quelques nm) et des intensités laser très élevées, à partir de $\sim 10^{21} W cm^{-2}$; et le régime RPA ajoute une troisième exigence, par exemple, la polarisation circulaire.

I.4 Nouveaux schémas d'accélération

Les faisceaux des ions accélérés ont des propriétés remarquables pour permettre leurs applications potentielles dans divers domaines. Cependant, dans la pratique, certaines applications nécessitent des énergies ioniques de plus en plus élevées, une faible divergence spatiale et un grand nombre d'ions.

C'est pour ces raisons que d'autres mécanismes d'accélération ont vu le jour dans le but d'améliorer la qualité des faisceaux accélérés, tout en assurant leur optimisation et leur reproduction avec des spectres quasi mono-énergétiques.

I.4.1 Accélération laser-plasma par doubles impulsions successives

Ferri et ces collaborateurs [35], ont proposé en 2018 un nouveau schéma d'accélération appelé « Double pulse laser plasma acceleration ». Un faisceau de protons d'une énergie de l'ordre de 10MeV est accéléré successivement par une paire d'impulsions laser femto-seconde (35fs) et ultra-intenses sous le régime TNSA. Ils ont démontré que l'expansion du front d'accélération des protons provoquée par la première impulsion améliore considérablement la génération des électrons chauds par la seconde impulsion arrivant après un délai de quelques centaines de fs . L'expansion du plasma est induite par la première impulsion, ce qui conduit à une meilleure absorption et à une plus grande efficacité de la seconde demi-impulsion. Les électrons chauds générés par la deuxième impulsion rattrapent alors le faisceau de protons accélérés par la première impulsion, qui peut par conséquent obtenir une augmentation de son énergie du champ électrique de gaine renouvelé [36]. Ce boost sera cependant limité du fait de la dilution multidimensionnelle des champs accélérateurs sur la face arrière, combinée à la propagation préalable des protons.

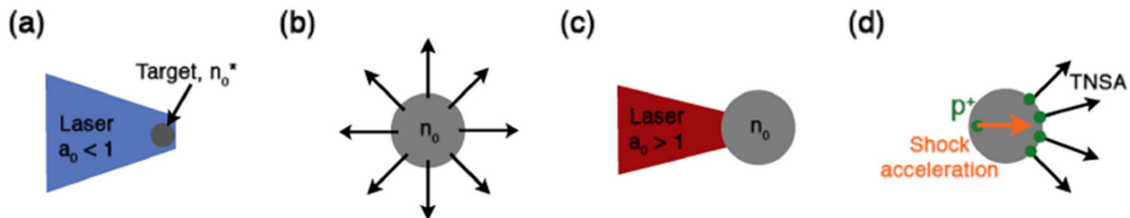


FIGURE I.7 – Schéma du processus d'accélération laser-plasma par double impulsions successives : (a) La cible est irradiée par un premier laser (b) menant à l'expansion hydrodynamique de la cible. (c) Une deuxième impulsion laser plus forte lance (d) le processus de l'accélération [39]

En plus de l'effet de l'impulsion laser, plusieurs études ont été consacrées au pré-plasma créé en face avant de la cible, qui peut influencer le faisceau de protons accélérés [37]. Dans la référence [38], les auteurs ont caractérisé expérimentalement et par simulation l'accélération des protons à partir d'une irradiation à double impulsion laser d'une cible solide avec des conditions de pré-plasma variables. Il a été démontré que le pré-plasma résultant semble avoir un effet modérateur sur l'amélioration de la double impulsion laser. Ainsi, les impulsions séparées dans le temps d'une durée inférieure à une picoseconde augmentent l'efficacité de

conversion de l'énergie laser en protons.

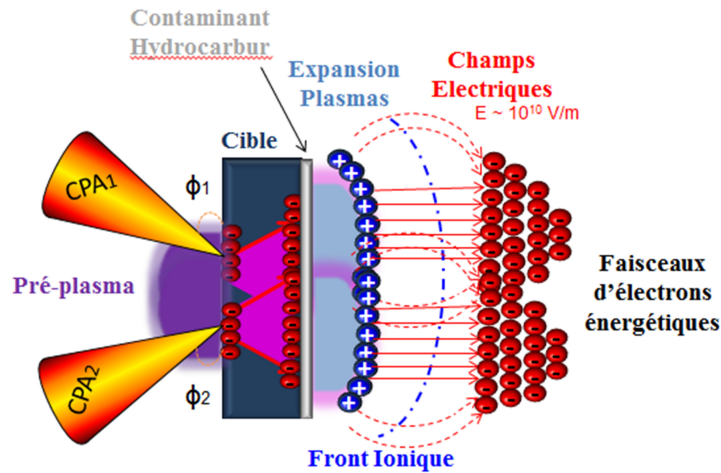


FIGURE I.8 – Schéma du processus d'accélération laser- plasma par irradiation à double impulsions laser

I.4.2 Accélération laser-plasma par impulsions en collision

Dans la référence [36], les auteurs ont proposé un schéma TNSA modifié pour augmenter l'énergie des protons à une énergie constante du laser. Ce schéma consiste à scinder une impulsion laser en deux impulsions, qui sont incidentes simultanément sur une cible solide mince, avec des angles d'incidence Φ et $-\Phi$ (voir le schéma de simulation sur la figure I.8). L'interaction dans l'onde stationnaire résultante conduit à une augmentation de la valeur des champs électriques et une amélioration importante du processus de génération d'électrons chauds à une intensité laser constante. Cela conduit à une forte augmentation de l'énergie des protons et du nombre de protons (d'un facteur d'au moins 5) avec des paramètres laser réalistes.

I.4.3 Accélération laser-plasma à double étage

Dans ce schéma, un faisceau de protons (en MeV) est généré par une impulsion laser $L1$ au niveau d'une première cible $T1$ via le mécanisme d'accélération TNSA. Le contaminant d'hydrogène présent sur la surface cible est ionisé par les champs électriques énormes créés

dans la gamme TVm^{-1} . Puis, les protons sont accélérés vers une deuxième cible $T2$, subissant ainsi une dispersion. A $T2$, un second champ TNSA est généré par la seconde impulsion laser $L2$ convenablement retardée, imposant une modulation spectrale caractéristique au faisceau de protons primaires.

Dans les travaux rapportés dans les références [40], [41], deux impulsions laser sont optimisées en termes de temps et d'espace sur deux cibles minces distinctes, ce qui entraîne une adaptation simultanée du spectre et une augmentation de l'énergie des protons. Les protons incidents accélérés par le champ de gaine initialement à l'arrière de la cible contribuent principalement à une queue d'énergie plus élevée (jusqu'à $14,4MeV$) au spectre total des protons. Les résultats expérimentaux et les simulations 2D-PIC montrent que la colinéation spatiale et la synchronisation temporelle pour l'accélération optimale des protons en deux étapes peuvent être réalisées dans cette expérience. Les auteurs ont démontré qu'un schéma d'accélération laser à deux étages peut être utilisé pour moduler de manière caractéristique le spectre d'énergie d'un faisceau de protons créé sur une cible primaire par une interaction laser-plasma ultérieure sur une feuille secondaire séparée. Le principe du schéma d'accélération en cascade est illustré sur la figure I.9.

Comme résultat de ce schéma d'accélération, les ions issus de l'interaction $L1 - T1$, se déplaçant à des vitesses inférieures à celles des protons, sont arrêtés dans $T2$ et n'ont donc pas été observés. La question importante se pose de savoir si la configuration à double étage peut être utilisée pour accélérer la partie à haute énergie du premier faisceau de protons au-delà de son énergie de coupure d'origine, afin de produire un seul pic autonome quasi mono-énergétique. La bande d'énergie du faisceau primaire de protons à ré-accélérer dans le deuxième champ peut être sélectionnée facilement en jouant sur le retard entre les deux impulsions laser. La grande robustesse de la technique présentée indique le fort potentiel d'étendre ce schéma à plusieurs étapes d'accélération « Multi-étages », où les avantages seront encore plus forts.

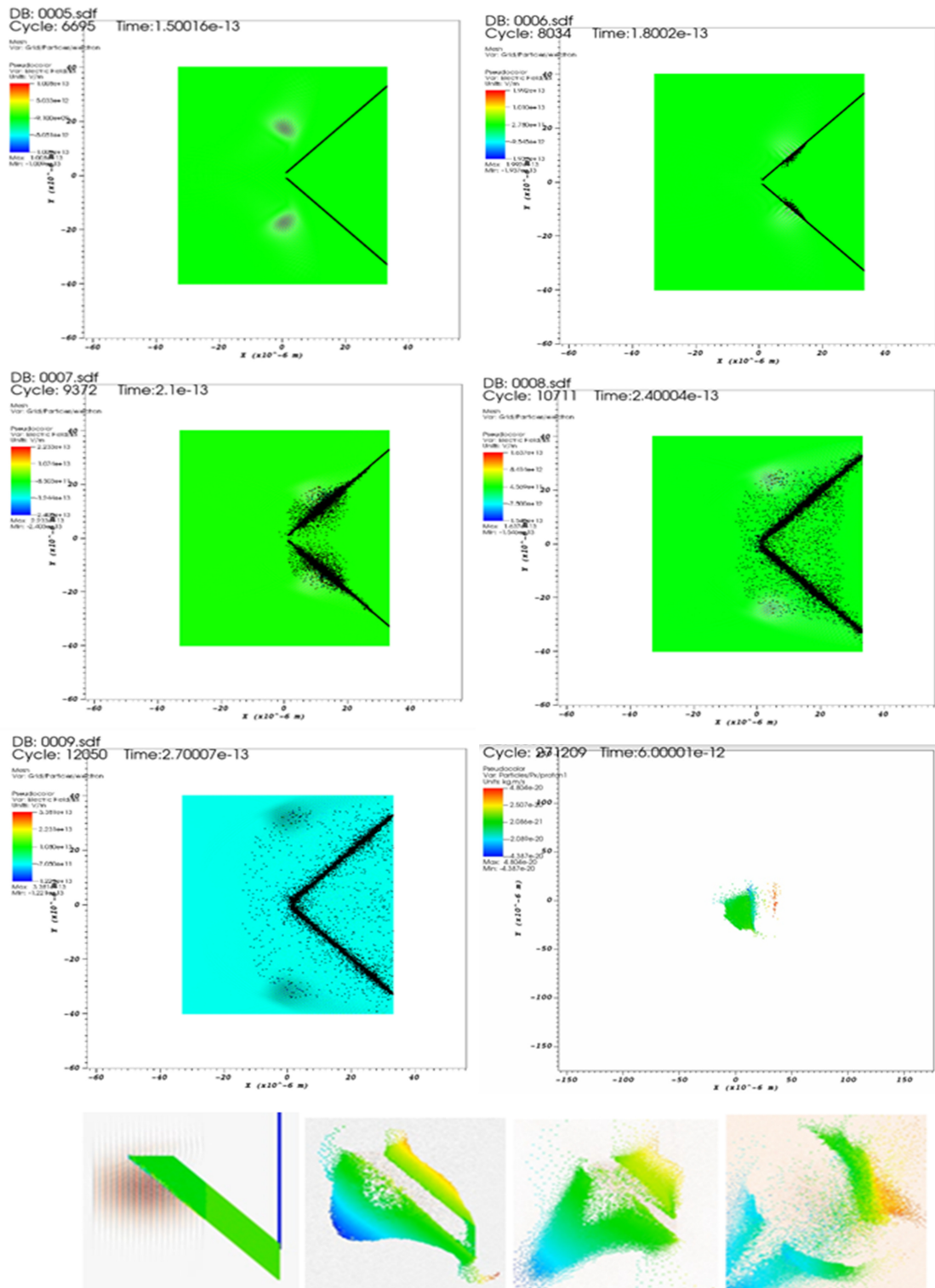


FIGURE I.9 – Processus d'accélération laser-plasma à double étage

I.5 Technologie des cibles solides pour la LPA

Historiquement, la révolution de la technologie des cibles solides dédiées à l'amélioration de la qualité des spectres d'énergies des faisceaux des ions accélérés a commencé en jouant sur la structure macroscopique, à savoir :

I.5.1 La géométrie des cibles

Des expériences avec différentes géométries des cibles ont été réalisées pour une optimisation supplémentaire de l'accélération des faisceaux de protons par laser. A titre d'exemple, Flippo et ses collaborateurs [42] ont réussi à réaliser des expériences avec de nouvelles cibles en forme de cône avec un côté arrière plat (figure I.10) avec des intensités modérées de $10^{19} Wcm^{-2}$ avec une énergie de $20J$ en $600fs$. Cette expérience avait montré une augmentation de près du double de l'énergie maximale du faisceau de protons accélérés, une efficacité de conversion quatre fois supérieure de l'énergie laser en énergie de faisceau ionique ainsi qu'un nombre des ions 13 fois plus élevé au-dessus de $10MeV$ par rapport aux données des cibles plates.

Une autre forme de cible est montrée sur la figure I.11 montrant plusieurs creux en forme de cône qui est aussi un bon candidat pour l'absorption efficace de l'énergie du laser et donc une meilleure accélération.

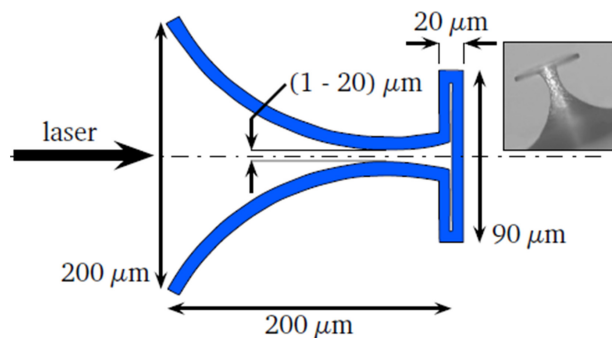


FIGURE I.10 – Schéma de la cible cône sur feuille plate [42]

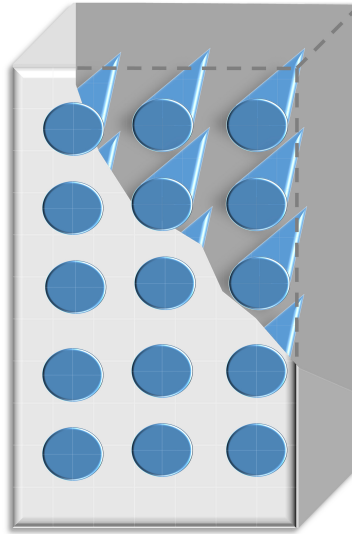


FIGURE I.11 – Exemple de cible avec petites creux dans la cible sous forme de cônes, contenant le polyéthylène ou un contaminant HC

La technologie d'une nouvelle génération de cibles solides pour la LPA a contribué fortement dans l'amélioration de l'absorptivité des impulsions laser par le matériau-cible, d'où le renforcement de la proportion des électrons énergétiques responsable de l'accélération des ions en face arrière de la cible.

I.5.1.1 La composition de la cible

La composition de la cible est également essentielle pour contrôler la composition et les caractéristiques du plasma produit. Les métaux absorbent fortement la lumière laser et peuvent produire une densité électronique élevée, mais présentent une réflectivité élevée et une faible émission de protons ; au contraire, les polymères sont peu absorbants de la lumière laser, qui produisent une faible densité électronique, mais présentent un rendement d'émission de protons élevé. Ainsi, afin de produire des faisceaux de protons à haute énergie, il est nécessaire d'utiliser des cibles composées contenant à la fois des métaux et des polymères, par exemple, afin d'améliorer l'émission de protons en termes d'énergie cinétique et de rendement [43].

I.6 Applications des faisceaux de particules

I.6.1 Radiographie par protons

Les faisceaux d'ions accélérés par laser sont envisagés pour une large gamme d'applications. Une mise en œuvre importante qui exploite les propriétés uniques d'une source générée par laser est la radiographie protonique, où le faisceau est utilisé comme outil de diagnostic pour les champs électromagnétiques. En raison de la petite taille effective de la source de seulement quelques microns et de la courte durée du paquet comparable à la largeur d'impulsion laser, une résolution spatiale et temporelle très élevée peut être obtenue [44]. Le processus tire également partie de la nature "chirpée" de la large distribution spectrale des énergies des protons, car les protons les plus rapides qui se déplacent devant le groupe capturent une image à un moment plus précoce que les protons à faible énergie et à la traîne. Ainsi, une série d'images résolues dans le temps peut être obtenue.

I.6.2 Allumage rapide

Une autre application qu'il convient de mentionner ici est l'utilisation potentielle d'un paquet d'ions généré par laser comme allumeur rapide dans la fusion par confinement inertiel (ICF) [45]. Pour que des réactions de fusion se produisent, le combustible doit être chauffé à des températures élevées, dans le cas d'un mélange de deutérium et de tritium (DT) à des valeurs autour de 10keV . De plus, le combustible chaud doit être contenu suffisamment longtemps pour atteindre un nombre important de réactions de fusion. En ICF, le temps de confinement nécessaire est réduit à quelques nanosecondes en comprimant le combustible à des densités élevées ($n_e = 10^{26}\text{cm}^{-3}$). La compression est obtenue soit en concentrant une multitude d'impulsions laser simultanément sur la surface d'une pastille DT sphérique, soit indirectement via la génération de rayons X mous dans un hohlraum pour provoquer l'implosion. La pression d'ablation générée doit être hautement symétrique pour éviter les instabilités hydrodynamiques et assurer une température et une densité suffisantes dans le point chaud central pour l'allumage du carburant comprimé.

Pour faciliter cette exigence, Tabak et ses collaborateurs [46] ont proposé de séparer les phases de compression et de chauffage en comprimant le carburant à basse température et

en utilisant un faisceau de particules pour chauffer et enflammer le carburant au moment de la compression maximale. Jusqu'à présent, les faisceaux d'électrons étaient principalement considérés comme étant utilisés pour un allumage rapide, étant guidés vers le cœur du plasma par un cône ajouté à la capsule de combustible. Cependant, en raison de leur distribution de dose en profondeur favorable comme discuté ci-dessus, les ions sont avantageux par rapport aux électrons afin de déposer localement de grandes quantités d'énergie. Ainsi, les faisceaux d'ions denses accélérés par laser attirent de plus en plus l'attention en tant que candidat d'allumage rapide très prometteur pour une utilisation en ICF.

I.6.3 Protonthérapie par accélérateur laser plasma

Enfin, une troisième application qui suscite actuellement un grand intérêt est liée aux soins de santé, à savoir la thérapie par faisceau d'ions (IBT) des tumeurs. À l'heure actuelle, la radiothérapie repose encore presque exclusivement sur des faisceaux d'électrons ou des rayons X qui sont défavorables aux tumeurs situées en profondeur entourées de tissus sains en raison de la large distribution de dose en profondeur. Du fait que les ions déposent la grande majorité de leur énergie peu de temps avant de s'arrêter, la dose nécessaire pour tuer les cellules cancéreuses peut être appliquée de manière beaucoup plus localisée. Motivés par ces perspectives de traitement supérieures, des accélérateurs d'ions conventionnels basés sur des synchrotrons ont récemment été mis en œuvre dans les hôpitaux. Cependant, étant donné la taille énorme de ces machines, seule une poignée de cliniques peut se permettre les coûts énormes.

Par conséquent, afin de rendre la thérapie par faisceaux d'ions ou de protons accessible au grand public, la taille et les coûts de l'accélérateur, y compris le transport du faisceau, doivent être réduits de manière significative. Un candidat prometteur pour atteindre cet objectif sont les sources d'ions pilotées par laser, en raison des champs d'accélération considérablement accrus dans les plasmas et donc des distances d'accélération très réduites de seulement quelques micromètres. Néanmoins, des paramètres tels que l'énergie ionique, la distribution spectrale, le taux de répétition et la fiabilité doivent être considérablement améliorés pour pouvoir rivaliser avec les accélérateurs conventionnels dans le domaine de l'IBT [47].

I.6.3.1 Caractéristique des faisceaux de protons

- Dispersion latérale

Les hadrons ou les protons subissent de nombreuses collisions tout au long de leur parcours dans les tissus conduisant à un élargissement latéral du faisceau. Ce phénomène de diffusion multiple reste néanmoins limité. Le faisceau demeure focalisé sur la forme de la tumeur sans trop de dommages latéraux aux tissus environnants. En guise d'illustration, prenons un faisceau de protons que nous qualifierons de parfait (dont l'écart-type en entrée est nul) de 200MeV ayant traversé 250mm d'eau. L'écart-type de ce faisceau en sortie de la cible d'eau mesure seulement 4mm [48].

- Dépôt de dose en profondeur

Plus un hadron est énergétique, plus il traverse une épaisseur donnée de matière rapidement. Ses interactions avec le milieu sont dans ce cas brèves et l'énergie déposée est faible. Toutefois à mesure que la profondeur de matière traversée augmente, l'hadron décélère, ses interactions durent plus longtemps et l'énergie qu'il dépose s'accroît. L'hadron ralentit ainsi jusqu'à s'arrêter et délivrer toute son énergie résiduelle. En terme d'énergie déposée, celle-ci augmente jusqu'à atteindre un maximum en fin de parcours. Ce maximum de dépôt de dose est appelé pic de Bragg, du nom du physicien Sir W. H. Bragg. En 1903, celui-ci étudia l'évolution de la perte d'énergie des radiations ionisantes le long de leur trajectoire dans la matière et démontra ainsi le phénomène que nous venons de décrire [49].

- Pouvoir d'arrêt et transfert d'énergie linéique

La particule ionisante en traversant la matière dépose son énergie jusqu'à ce que son énergie résiduelle corresponde à l'agitation thermique et qu'elle s'arrête. Ce dépôt d'énergie peut s'effectuer de différentes manières. Généralement, il a lieu par collisions avec les électrons rencontrés sur son passage. La particule incidente peut également perdre son énergie par collision avec les noyaux. Enfin la particule peut être seulement déviée par le champ électrique des noyaux du milieu sans qu'il n'y ait réellement eu impact. Sa déviation s'accompagne d'un freinage et donc d'une dissipation d'énergie. Le pouvoir d'arrêt d'un matériau

pour une particule chargée correspond au rapport dE/dx avec dE l'énergie déposée par la particule dans l'épaisseur dx de matériau traversé (l'unité pratique est le $MeV cm^{-1}$) [48]. La perte d'énergie des protons (dE) sur une distance (dx) se fait par une multitude d'interactions nucléaires et électroniques, et la grandeur utilisée pour caractériser cette perte est le pouvoir d'arrêt dE/dx . Le dépôt d'énergie en profondeur présente une allure caractéristique, connue sous le nom de pic de Bragg, spécifique aux particules « lourdes » chargées (figure I.12).

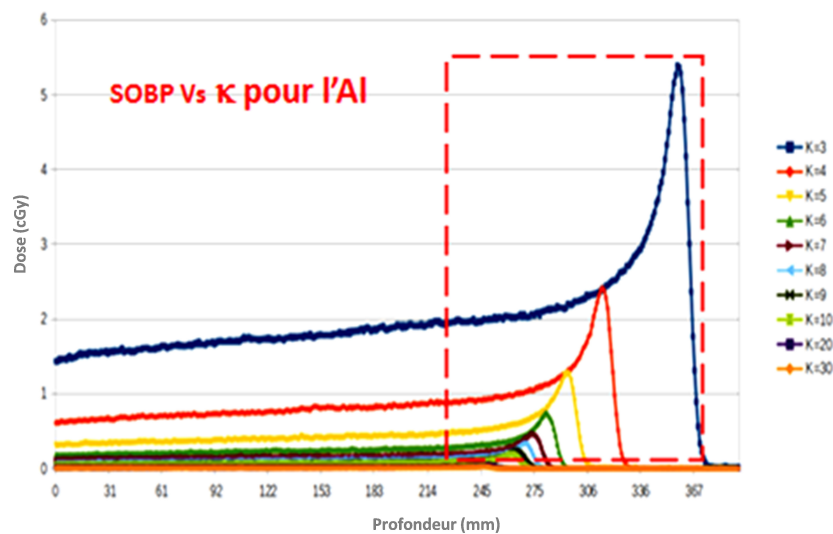


FIGURE I.12 – Distribution de dose en fonction de la profondeur, cas d'une cible d'Al en présence d'une population des électrons énergétiques.

I.6.3.2 Avantage des protons

En hadron-thérapie, des protons ou des ions de carbone sont utilisés pour irradier les cellules tumorales cancéreuses. Ces particules présentent plusieurs avantages par rapport aux rayons X les plus couramment utilisés. L'irradiation des tissus sains voisins est fortement réduite car la portée des ions positifs est fixée par leur énergie. De plus, le pic de Bragg bien localisé conduit à une augmentation substantielle de la dose d'irradiation à proximité du point d'arrêt. Afin d'être efficaces pour les traitements thérapeutiques, des protons d'énergie comprise entre 60 et 250MeV et des ions de Carbone d'énergie jusqu'à 400MeV sont nécessaires.

Les protons ont une pénétration finie et leur fin de gamme peut être étalée pour délivrer une dose uniforme au volume cible. Les tissus distaux au volume cible ne reçoivent aucune irradiation et ceux de la région d'entrée reçoivent moins de dose que la cible. Cela permet aux distributions de dose d'être adaptées aux volumes tumoraux, ce qui réduit l'irradiation des tissus normaux. Des gains cliniques avec les protons ont été réalisés dans le traitement des mélanomes uvéaux, des sarcomes de la base du crâne et des sarcomes de la région paravertébrale.

L'avantage balistique d'un faisceau de protons est évident :

- D'une part, la profondeur à laquelle la dose est déposée est ajustable (car liée à l'énergie initiale du faisceau), et la chute brutale du dépôt de dose en fin de parcours permet, bien mieux que les autres rayonnements utilisés en radiothérapie, de protéger les tissus sains situés après le volume cible (figure I.13).
- D'autre part, on peut également tirer avantage de la faible diffusion latérale du faisceau, qui est dominée par la diffusion coulombienne multiple. Sur les bords du faisceau, la zone de diffusion (pénombre latérale) s'élargit au fur et à mesure de la pénétration du faisceau en profondeur. Toutefois, elle reste presque tout le temps (sauf en toute fin de parcours) inférieure à celle des autres rayonnements utilisés en radiothérapie.

Ainsi, l'exploitation combinée de la pénombre latérale et du parcours fini des particules permet d'optimiser la distribution de la dose sur le volume à traiter, tout en minimisant la dose dans les tissus sains avoisinants. On va ainsi « sculpter » cette distribution, de manière à l'adapter à la forme souvent complexe du volume à irradier : on parle alors de conformation de la dose. Cette conformation balistique est essentielle pour l'irradiation de tumeurs situées à proximité de structures sensibles (ex : tumeurs du cerveau) et tout particulièrement en pédiatrie, pour diminuer le risque de complications à long terme et de seconds cancers. En effet, chez l'enfant, plus l'irradiation est précise et ciblée, mieux les tissus sains et en phase de croissance sont épargnés [50].

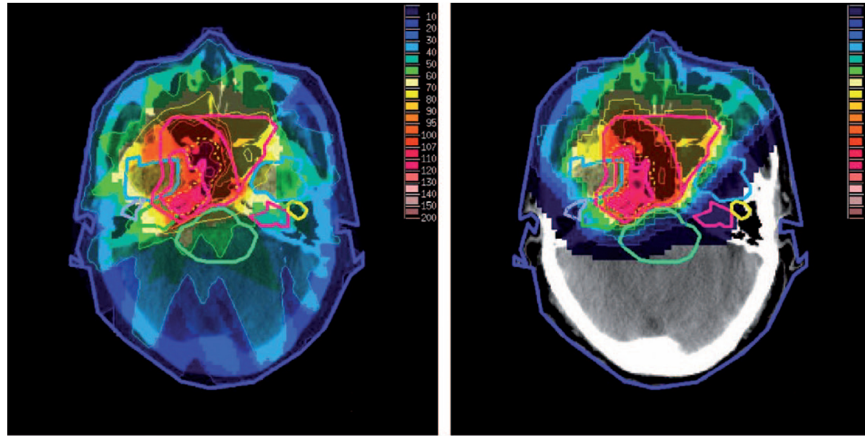


FIGURE I.13 – Comparaison de distributions de dose sur une coupe scanner dans un traitement intracrânien par photons en IMRT (figure de droite) et par protons (figure de droite)[50]

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue l'accélération des particules chargées que ce soit dans les accélérateurs conventionnels radio-fréquences ou dans les accélérateurs laser-plasma. Une attention particulière a été donnée pour la LPA qui est nous intéresse dans cette thèse. Après avoir décrit quelques mécanismes d'accélération des ions par laser CPA, nous avons cité quelques applications des faisceaux induits, que ce soit en énergie ou en biomédical. En conclusion, il est important de mentionner que pour assurer une accélération quasi mono-énergétique efficace avec des énergies du faisceau des ions améliorées, comme cela est requis par de nombreuses applications, il est recommandé de prendre en compte les multi-phénomènes présents dans le processus d'accélération, à savoir les paramètres liés à l'impulsion laser, à la cible irradiée, la proportion d'électrons énergétiques et le schéma d'accélération.

Chapitre II

Simulation numérique PIC du processus d'accélération LPA

II.1 Introduction

Ce chapitre est consacré essentiellement à la description de la méthode Particle-In-Cell (PIC) qui consiste à simuler certains phénomènes physiques liés à la génération de protons accélérés lors du processus d'interaction d'un laser ultra intense et ultra courts avec une cible solide. Deux codes open source utilisés dans cette thèse, à savoir le code 1D3V LPIC++ et le code 2D EPOCH, ont été décrits en détail.

II.2 Modélisation du plasma

II.2.1 Description cinétique

Le modèle cinétique est le moyen le plus fondamental utilisé pour décrire un plasma, il permet le traitement de la fonction de distribution générale $f(t, x, v)$. Une description cinétique est obtenue par la résolution de l'équation de transport de Boltzmann où une description des interactions coulombiennes est nécessaire via l'équation de Fokker-Planck, dans laquelle les approximations ont été utilisées pour dériver des termes de collision gérables ou l'équation de Vlasov qui contient un champ électromagnétique collectif auto-cohérent.

II.2.2 Description hydrodynamique (fluide)

Dans le modèle fluide, on s'intéresse à l'évolution du volume de plasma en se basant sur des quantités macroscopiques (moments de vitesse de la distribution tels que la densité, la vitesse moyenne et l'énergie moyenne) avec une hypothèse d'un état d'équilibre thermodynamique local. Pour un système avec des intensités relativement faibles et des impulsions laser relativement longues, la prise de plasma comme fluide est une bonne approximation. Néanmoins, le modèle n'est pas toujours valide en raison de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique.

II.2.3 Description particulière

Dans ce modèle le plasma est décrit comme un système de particules individuelles (chargées et neutres) se déplaçant sous l'influence d'un champ électrique et magnétique (dû à leur propre charge) ou d'un champ laser. Ces influences sont décrites via les équations dites de Maxwell.

II.2.4 Modèle hybride

Le modèle hybride est une combinaison de deux modèles qui permet de bénéficier des avantages des deux descriptions comme le modèle cinétique/fluide ou certains composantes de plasma sont traitées comme fluide (quantités macroscopiques) alors que d'autre sont traitées cinétiquement (quantités microscopiques).

II.2.5 Les équations de Maxwell

La physique des plasmas à l'échelle microscopique est décrite par le système composé des équations de Maxwell qui gouvernent les champs électromagnétiques. Pour effectuer des simulations électromagnétiques et cinétiques, nous devons résoudre l'ensemble complet de ces équations :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \nabla \times B - \mu_0 J \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E \quad (\text{II.2})$$

$$-\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{II.3})$$

$$-\nabla \cdot B = 0 \quad (\text{II.4})$$

Où E et B sont les champs électriques et magnétiques et ρ et J sont les moyens statistiques locaux de densité de charge et de courant :

$$\rho(x, t) = \sum_s q_s \int f_s(x, p, t) dp \quad (\text{II.5})$$

$$J(x, t) = \sum_s q_s \int \nu f_s(x, p, t) dp \quad (\text{II.6})$$

Avec f_s la fonction de distribution des particules de l'espèce s et de charge q_s . La vitesse ν est calculée à partir de la quantité de mouvement p où $\nu = p/\gamma_s$, avec γ_s le facteur de Lorentz $\gamma_s = \sqrt{1 + (p/m_{sc})^2}$. Dans la description de la dynamique des particules dans les accélérateurs laser-plasma, le facteur de Lorentz des électrons accélérés peut être supérieur à 1, ce qui implique que les effets relativistes doivent être complètement pris en compte. Les ions, en revanche, ne sont pas relativistes en raison de leur grande masse.

II.3 Simulation numérique et Méthode PIC

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

II.3.0.1 Notion de macro-particule :

En simulation PIC, le nombre de particules réel est réduit en utilisant les macro-particules qui sont des nuages contenant un nombre important de particules réelles. Ces macro-particules ont une taille finie et non ponctuelle dont la forme effective est décrite

par une fonction mathématique S dite « fonction de forme » ou « facteur de forme », voir figures II.2 et II.3.



FIGURE II.1 – Macroparticules de taille finie

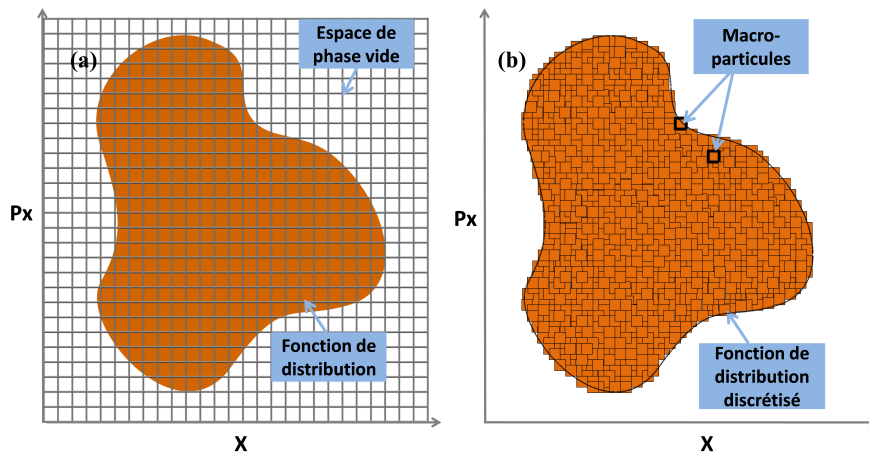


FIGURE II.2 – Simulations cinétiques du plasma. (a) Méthode de Vlasov : grille eulérienne dans l'espace des phases ; (b) Méthode PIC : les macro-particules numériques marquent la fonction de distribution [51].

Les différentes fonctions de forme qui représentent les macroparticules dans une simulation PIC sont des splines de l'ordre m où la plus simple est de l'ordre $m = 0$, correspondant à une distribution uniforme des charge dans la macroparticule.

$$S_0(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\xi| < 1/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

La convolution d'une fonction de forme d'un ordre donné avec celle de l'ordre 0 permet d'obtenir une fonction d'un ordre plus supérieur dont sont utilisation peut conduire à la diminution des bruit numérique et l'amélioration des résultats des calculs, et on peut écrire :

$$S_n(x) = S_{n-1} * S_0 \quad (\text{II.8})$$

Par conséquent on obtient :

— La fonction de forme d'ordre 1 :

$$S_1(\xi) = \begin{cases} \xi + 1 & \text{si } -1 \leq \xi \leq 0 \\ 1 - \xi & \text{si } 0 \leq \xi \leq 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

— La fonction de forme d'ordre 2 :

$$S_2(\xi) = \begin{cases} \frac{3}{4} - |\xi|^2 & \text{si } |\xi| \leq \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}(\frac{3}{2} - |\xi|)^2 & \text{si } \frac{1}{2} \leq |\xi| \leq \frac{3}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

— La fonction de forme d'ordre 3 :

$$S_3(\xi) = \begin{cases} \frac{|\xi|^3}{2} - \xi^2 + \frac{2}{3} & \text{si } |\xi| \leq \frac{1}{2} \\ \frac{4}{3}(1 - \frac{|\xi|}{2})^3 & \text{si } 1 \leq |\xi| \leq 2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

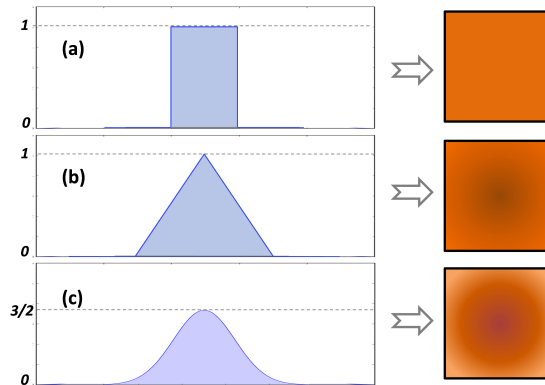


FIGURE II.3 – Schémas des macroparticules pour les trois fonctions de formes "b-spline" : d'ordre 1 (a), 2 (b), et 3 (c) [52]

II.3.1 Cycle de base de la simulation PIC

En général, un cycle de simulation PIC (voir figure II.4) se déroule en quatre étapes séquentielles à chaque pas de temps comme c'est illustré dans le schéma ci-dessous :

- Calcul des densités de charge et de courant sur le réseau.
- Calcul du champ E/M sur la grille.
- Calcul du champ E/M sur les particules.
- Avancement des macro-particules.

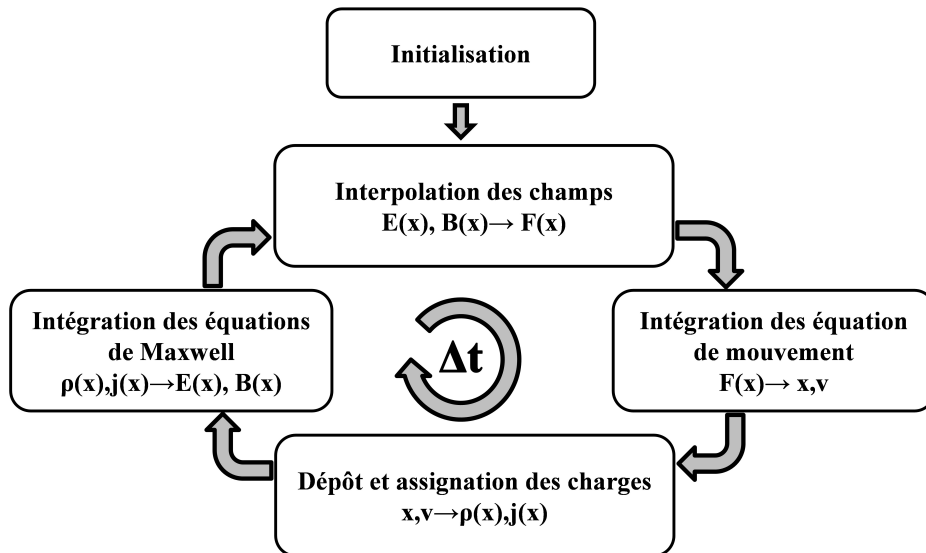


FIGURE II.4 – schéma illustrant les étapes du cycle de simulation PIC

II.3.2 L'initialisation de la simulation

En général, un algorithme PIC basique consiste à un nombre N d'itérations précédé par une phase d'initialisation qui permet de charger les paramètres et les conditions de simulation suivant la configuration posée par l'utilisateur telles que la taille du domaine, la taille des cellules, les espèces et leurs densités, charges, etc. On peut diviser l'étape d'initialisation en 4 phases :

- Dans la phase d'initialisation, les valeurs des positions et des vitesses des particules sont chargées suivant une distribution donnée. Par exemple, une distribution spatiale uniforme et une distribution maxwellienne pour les vitesses des particules de chaque espèce.
- Calcul des densités de charge et de courant sur les nœuds de la grille
- Calcul des champs électriques et magnétiques initiaux sur les nœuds la grille

- L'ajout des champs électriques et magnétiques externes s'ils sont définis par l'utilisateur

II.3.3 Interpolation des champs

Dès que l'initialisation du système est terminée, les champs électriques et magnétiques sont localisés à des points discrets de la grille de calcul, alors que pour l'équation de Vlasov, toutes les quantités sont calculées à la position de la particule.

Le terme clé de la simulation PIC est l'interpolation (ou l'intégration) qui permet de connecter les macro-particules aux nœuds de la grille afin de calculer les champs sur les particules en utilisant les équations suivantes :

$$E_p^n = \int E^n(x)S(x - x_p^n)dx = \sum_g E_g W(x_g - x_p) \quad (\text{II.12})$$

$$B_p^n = \int B^n(x)S(x - x_p^n)dx = \sum_g B_g W(x_g - x_p) \quad (\text{II.13})$$

L'indice p désigne chaque particule, Le n fait référence au pas de temps, et l'indice g désigne les nœuds de la grille de calcul à une position x .

Les champs électriques et magnétiques E_g et B_g sur chaque nœud de grille contribuent à la particule selon la valeur prise par la fonction d'interpolation $W(x_g - x_p)$. Il est important de distinguer entre la fonction de pondération et la fonction de forme qui sont reliées par l'équation suivante :

$$W(x_g - x_p) = \int S(x - x_p)dx \quad (\text{II.14})$$

Les fonctions de forme définies ci-dessus font référence à la forme physique des macro-particules. L'interpolation à partir de ces formes pour trouver des quantités de grille, ou l'inverse de la recherche de quantités de champ aux particules, nécessite des fonctions de pondération qui sont obtenues par la convolution de la fonction de forme actuelle de la macro-particule avec la fonction de forme top-hat. Par exemple, pour trouver la fonction de pondération de premier ordre « de triangle », une fonction de forme top-hat est convoluée avec une fonction top-hat. Cette fonction de pondération définit la fraction appliquée aux

propriétés physiques pondérées de la particule à la grille et vice versa. Une fonction de forme apparaîtra comme un ordre inférieur à la fonction de pondération qu'elle produit (voir la figure II.5).

D'après Hockney et Eastwood [53], pour éviter la présence de self-forces non physiques, on utilise les mêmes fonctions de forme S .

Dans une dimension, un choix typique pour la fonction de forme S est la "b-spline" d'ordre zéro, et par conséquent la fonction d'interpolation W donne simplement la b-spline d'ordre 1. Dans les simulations multidimensionnelles, la fonction de forme et la fonction d'interpolation sont simplement prises comme la convolution de b-splines le long de chaque dimension spatiale. Enfin, la fonction d'interpolation définit la contribution des particules aux termes sources des équations de Maxwell en chaque point de la grille.

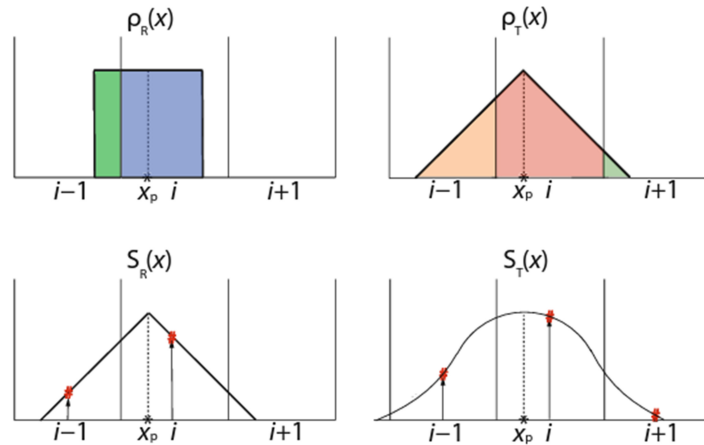


FIGURE II.5 – schéma représentatif des trois premières fonction d'interpolation obtenues à partir des fonctions de forme.

II.3.4 Avancement des particules : (Pousseur de particules)

La deuxième étape est le déplacement et l'affectation des particules dans la grille. Les positions et les vitesses des particules sont mises à jour en résolvant l'équation de Lorentz-Newton couplée à la définition de la vitesse.

Dans le cas relativiste, les équations peuvent être écrites comme suit :

$$m\partial_t u = q\left(E - \frac{1}{\gamma}u \times B\right) \quad (\text{II.15})$$

Avec $u = \gamma v$ et $\gamma = \sqrt{1 + (u/c)^2}$ représente la vitesse normalisée et le facteur de Lorentz respectivement.

La plupart des codes PIC utilisent la méthode des différences finies pour résoudre numériquement les équations aux dérivées partielles (EDP). Afin de calculer la trajectoire des particules avec une précision de second ordre, le schéma de différence central connu sous le nom de méthode saute-mouton (Leap-frog) est utilisé (figure II.6). Dans cette méthode, les champs électriques et magnétiques au demi-pas de temps sont utilisés après avoir été calculés dans la première moitié du solveur Maxwell. En utilisant la méthode de Boris, la version discrétisée et centrée sur le temps de l'équation du mouvement devient alors :

$$\frac{u^{(n+1/2)} - u^{(n-1/2)}}{\Delta t} = \frac{q_s}{m_s} \left[E_p^n + \frac{u^{(n+1/2)} + u^{(n-1/2)}}{2\gamma^{(n)}} \times B_p^n \right] \quad (\text{II.16})$$

$$\frac{x^{(n+1)} - x^{(n)}}{\Delta t} = \frac{u^{(n+1/2)}}{\gamma^{(n+1/2)}} \quad (\text{II.17})$$

Où γ est discrétisé comme suit :

$$\gamma^{(n)} = \frac{\gamma^{(n-1/2)} + \gamma^{(n+1/2)}}{2} \quad (\text{II.18})$$

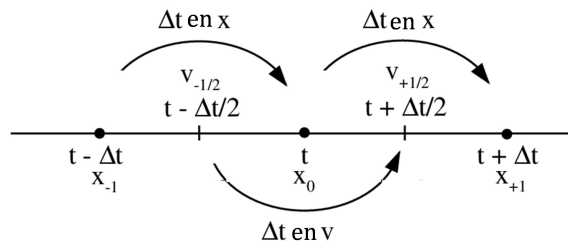


FIGURE II.6 – Schéma représentatif de l'intégration de temps par la méthode Leap-frog

II.3.5 Dépôt et assignation des charges

Par définition, la densité de courant est la quantité des charges traversant continuellement une unité de surface par unité de temps ; elle est calculée directement par $J = nqv$. Après la détermination des nouvelles vitesses et positions des particules, cette étape consiste à calculer les valeurs de la densité de charge ρ_n, ρ_{n+1} et de la densité de courant $J_{n+1/2}$ à des positions spécifiques sur les nœuds de la grille de calcul à l'aide des formules de projection données par l'équation suivante :

$$(J_x)_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n+1/2)} - (J_x)_{i-\frac{1}{2},j,k}^{(n+1/2)} = q_s \frac{d_x}{d_t} (W_x)_{i,j,k}^{(n+1/2)} \quad (\text{II.19})$$

Où la fonction W est la fonction de pondération qui, dans ce cas, décide de la fraction de densité de courant qu'une particule contribue en fonction de sa position. $(W_x)^{n+1/2}$ est calculé à partir des positions actuelles et précédentes des particules $x^{(n+1)}$ et $x^{(n)}$, respectivement, en utilisant la méthode développée par Esirkepov [54] qui est la généralisation de la méthode développée par Villasenor and Buneman [55] qui permettent un dépôt conservant la charge sans correction du champ électrique.

Les nouvelles valeurs actuelles des courants seront appliquées dans les équations (II.1) et (II.2) de Maxwell pour calculer les nouveaux champs électriques et magnétiques. Cela connecte la composante de mouvement des particules du code PIC aux mises à jour de champ et rend les champs calculés sur la grille auto-cohérents avec les charges dans le domaine de calcul.

II.3.6 Solveur de Maxwell

L'évolution temporelle des champs électromagnétiques, en présence d'un courant électrique j , est complètement décrite par les lois de Maxwell-Faraday et d'Ampère-Maxwell (équations (II.1) et (II.2) de Maxwell).

Ces équations forment un système de deux équations aux dérivées partielles du premier ordre, dont son intégration numérique est réalisée en utilisant le schéma de différences finies centré sur le temps du second ordre (FDTD).

Dans ce cas les champs électriques et magnétiques discrétisés dans les nœuds de la grille s'écrivent comme suit :

$$\frac{E_{(t+\Delta t)} - E_{(t)}}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \nabla \times B_{(t+\frac{\Delta t}{2})} - \frac{1}{\varepsilon} J_{(t+\Delta t/2)} \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{B_{(t+\frac{\Delta t}{2})} - B_{(t-\frac{\Delta t}{2})}}{\Delta t} = -\nabla \times E_{(t)} \quad (\text{II.21})$$

En général, les schémas de FDTD dans les codes PIC utilisent la méthode saut de mouton modifiée où le champ est actualisé dans deux étapes par un cycle PIC.

- Les champs sont d'abord avancés d'un demi-pas de temps de t à $t + \Delta t/2$, en utilisant des courants calculés en t :

$$E_{(t+\frac{\Delta t}{2})} = E_{(t)} + \frac{\Delta t}{2} \left(c^2 \nabla \times B_t - \frac{J_{(t)}}{\varepsilon_0} \right) \quad (\text{II.22})$$

$$B_{(t+\frac{\Delta t}{2})} = B_{(t)} + \frac{\Delta t}{2} \left(\nabla \times E_{(t+\frac{\Delta t}{2})} \right) \quad (\text{II.23})$$

- Le courant est actualisé à J_{t+1} par le pousseur de particules (étape précédente).
- Et finalement les champs sont actualisé de $t + \Delta t/2$ à $t + 1$:

$$B_{(t+\Delta t)} = B_{(t+\frac{\Delta t}{2})} - \frac{\Delta t}{2} \left(\nabla \times E_{(t+\frac{\Delta t}{2})} \right) \quad (\text{II.24})$$

$$E_{(t+\Delta t)} = E_{(t+\frac{\Delta t}{2})} - \frac{\Delta t}{2} \left(c^2 \nabla \times B_{(t+\Delta t)} - \frac{J_{(t+\Delta t)}}{\varepsilon_0} \right) \quad (\text{II.25})$$

II.3.7 Les conditions aux limites

En simulation, les conditions aux limites sont des contraintes sur les valeurs que prennent les solutions des équations qui gouvernent le système et ses quantités physiques (température, champ électrique, champ magnétique...) sur la frontière du domaine. Elles sont choisies et définies afin de représenter le comportement réel du système physique simulé et permettre de connecter le modèle de simulation à son environnement.

Pour les simulations PIC, les conditions aux limites sont requises que ce soit pour les champs ou les particules, et on peut distinguer les trois principaux types suivants :

II.3.7.1 Périodiques

Pour une condition aux limites périodique simple, les champs et/ou les particules atteignant une extrémité du domaine sont réinjectés dans l'extrémité opposée avec les mêmes caractéristiques telles que l'intensité du champ et la vitesse des particules. Si l'une ou l'autre des conditions aux limites est définie comme périodique, la condition aux limites correspondante à l'autre côté du domaine de simulation doit être également supposée périodique (figure II.7).

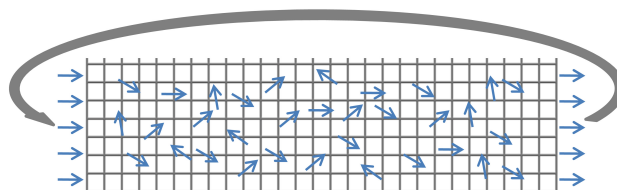


FIGURE II.7 – Schéma représentatif de limites périodiques.

II.3.7.2 Réfléchissantes

Dans cette situation (figure II.8), les particules atteignant une extrémité du domaine de simulations sont reflétées vers l'intérieur avec une vitesse opposée, alors que son application sur le champ fixera ses composants à zéro.

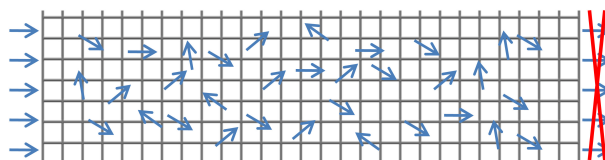


FIGURE II.8 – Schéma représentatif de limites ouvertes.

II.3.7.3 Ouvertes ou Absorbantes

Lorsqu'elles sont appliquées aux champs, les caractéristiques sortantes des ondes EM se propagent à travers la frontière (figure II.9). Les particules sont transmises à travers l'extrémité du domaine de simulation et retirées du système .

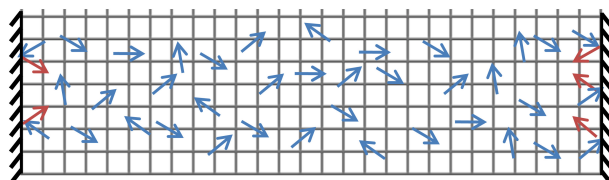


FIGURE II.9 – Schéma représentatif de limites réfléchissantes.

II.3.7.4 Couche absorbante parfaitement adaptée (PML : Perfectly Matched Layer)

Dans de nombreux problèmes, il est difficile d'éviter les ondes électromagnétiques diffusées d'atteindre la frontière transversale d'un domaine de calcul de taille raisonnable. Dans certains codes une solution à ce problème consiste à utiliser des « couches parfaitement adaptées » aux limites transversales (voir figure II.10) qui absorberont ces ondes électromagnétiques plutôt que de les diffuser dans la boîte [56].

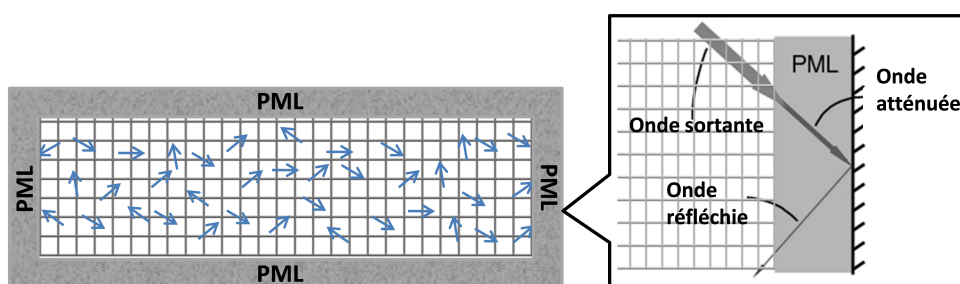


FIGURE II.10 – Illustration de l'utilisation d'une couche parfaitement adaptée (PML) pour obtenir une modélisation presque parfaite de la solution au problème de rayonnement d'onde illimité [57]

II.4 Stabilité des méthodes numériques

Les deux codes utilisés dans cette thèse utilisent des schémas de différences finies explicites dans le calcul des valeurs actuelles tels que les champs électriques dépendants des valeurs précédentes. Ces schémas sont affectés par des instabilités numériques qui restreignent la gamme des paramètres de simulation admissibles et empêchent leur application à de grands domaines sur de longues échelles de temps. Dans ce cas, il est indispensable d'imposer des conditions sur la taille de grille Δx ainsi que le pas de temps Δt .

II.4.1 Le choix du Δx

La taille de la grille spatiale doit être telle que, sur un cycle, le champ électromagnétique ne change pas de manière significative. Cela signifie que, pour avoir des résultats significatifs, la dimension linéaire de la grille doit être seulement une fraction de la longueur d'onde. Si initialement cette condition est remplie, le schéma est stable. Pour des valeurs supérieures, les électrons du plasma deviennent de plus en plus chauds, i.e. ils gagnent artificiellement de l'énergie : c'est ce que l'on nomme le "chauffage numérique" qui dépend aussi de l'ordre d'interpolation utilisé et du nombre de particules par cellule. Pour le schéma d'interpolation linéaire, le choix de la taille de cellule Δx doit résoudre la longueur de Debye afin de rendre négligeable le taux de croissance de l'instabilité de grille finie [57], [58].

$$\Delta x < \pi \lambda_{De} \tag{II.26}$$

II.4.2 Le choix du Δt

Le pas de temps doit résoudre à la fois la propagation des ondes lumineuses et l'onde de Langmuir. Pour le schéma de saut de mouton, des évaluations approfondies ont montré sa stabilité en restreignant le pas du temps par :

$$\omega_p \Delta t < 2 \tag{II.27}$$

Où ω_p est la fréquence naturelle la plus élevée du plasma. Dans les simulations PIC, $\omega_{pe} \Delta t < 0.5$ est couramment utilisé pour une stabilité raisonnable et des résultats suffisam-

ment précis [53], [59].

Comme il est mentionné ci-dessus, le schéma explicite utilisé impose une deuxième condition sur le pas du temps pour assurer que cette durée doit être inférieure au temps d'une onde électromagnétique pour se rendre aux points de grille adjacents. Cette condition, connue sous le nom de condition CFL pour Courant-Friedrichs-Lewy, impose que les pas d'espace et temporel vérifient l'inégalité suivante (en 3D) :

$$\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \leq \frac{1}{(c\Delta t)^2} \quad (\text{II.28})$$

II.5 Le Code LPIC++

LPIC++ est un code Particle-In-Cell unidimensionnel $1D3V$ (1 dimension spatiale, 3 vitesses), électromagnétique, complètement relativiste, écrit en langage de programmation orienté objet C++, développé par R.Lichters, au niveau du Max-Planck-Institut für Quantenoptik pendant sa thèse de doctorat pour les simulations cinétiques de haute génération d'harmoniques à partir de surfaces de plasma sur-denses [18]. Le code est basé essentiellement sur l'algorithme de Birdsall et Langdon [60] et de Villasenor et Bunemann [55] pour la résolution des équations de Maxwell pour les particules dans un plasma afin d'en déduire les intensités des champs électriques et magnétiques, les vitesses des particules, les densités de particules et de courant, etc. Il est écrit d'une façon claire et est bien structuré offrant une flexibilité considérable afin d'être facilement extensible et de permettre les modifications et les adaptations adéquates aux simulations désirées telle que l'introduction des nouvelles fonctions de distributions pour les différentes espèces des particules.

II.5.1 Paramètres d'entrée (input)

Les données d'entrée sont organisées en groupes de paramètres dans un fichier texte, ou chaque groupe commence par un mot-clé précédé par le symbole « & ». Il existe six grands groupes de paramètres d'entrée :

II.5.1.1 Laser pulses (&pulse_front, &pulse_rear)

L'utilisateur peut spécifier deux impulsions laser incidentes sur la cible, une face avant et une à l'arrière, définies en termes de polarisation, de forme, de durée, et de l'amplitude du champ sans dimension, a_0 avec :

$$a_0 = \frac{eE_0}{m_e\omega c} \quad (\text{II.29})$$

qui peut être liée à l'intensité et à la longueur d'onde du laser par :

$$I\lambda^2 = a_0^2 \times 1.37 \times 10^{18} W\mu m^2 cm^{-2} \quad (\text{II.30})$$

Où e et m_e sont la charge et la masse de l'électron, E_0 est l'amplitude du champ électrique du laser et ω et λ sont respectivement la fréquence et la longueur d'onde du laser. La polarisation peut être réglée sur s-, p- ou circulaire et la forme temporelle de l'impulsion peut être décrite par un front linéaire, sinusoïdale ou *sinus*².

Une transformation de Lorentz relativiste est utilisée pour tenir compte des impulsions laser incidentes obliquement et peut donc être utilisée pour étudier la production d'électrons chauds et d'harmoniques élevés.

II.5.1.2 Temps de simulation (&propagate)

La longueur du temps de simulation peut être plus longue ou plus courte que la durée de l'impulsion laser, et est spécifiée par un nombre de périodes laser.

II.5.1.3 Boîte de simulation, forme du plasma et densité (&box)

Les paramètres cibles sont spécifiés par un nombre arbitraire de cellules, dont la taille est définie par le paramètre "cellules par longueur d'onde" qui indique combien de cellules équivaut à une distance d'une longueur d'onde. L'utilisateur peut ensuite spécifier le nombre total de cellules, le nombre de cellules dans la rampe de densité linéaire et le nombre de cellules disponibles sous vide. La densité est spécifiée en définissant la densité ionique maximale sur la densité critique (n_i/n_c).

II.5.1.4 Les espèces des particules (&electrons, &ions)

Les espèces de particules (électrons et ions) sont décrites par un nombre maximal de microparticules par cellule et par le paramètre v_{therm} qui représente la température initiale du plasma en termes de v/c , où v est la vitesse de la particule et peut être calculé par :

$$\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = \frac{3}{2}kT \quad (\text{II.31})$$

Où $v_x = v_y = v_z$ et $v_{therm} = v/c$. Les ions ont deux paramètres supplémentaires à spécifier, l'un est l'ionisation Z , et le second est la masse de l'ion en termes de m_i/m_e qui définit l'élément considéré.

II.5.1.5 Diagnostics (&output, &energy, &flux,...)

Les ensembles des paramètres suivants spécifient le chemin de sortie pour les données LPIC++ et tous les diagnostics implémentés tel que les positions, les spectres énergétiques, les champs électriques... Il est impossible de stocker toutes les données accessibles pendant une simulation, car cela nécessiterait plus d'espace disque.

Ces diagnostics peuvent être allumés et éteints séparément en utilisant le paramètre (Q), ou activés pendant une partie du temps de simulation en utilisant (t_start et t_stop). t_step indique le nombre des pas de temps entre les opérations d'écriture sur le disque ; si t_step=0 est choisi, les données seront écrites à chaque pas de temps.

II.5.1.6 Paramètres techniques (&restart, ¶llel)

Les paramètres &restart sont liés au cas d'un plantage du système. Il permet une sauvegarde périodique des fichiers de redémarrages intermédiaires à partir desquels la simulation pourrait être redémarrée.

En utilisant le paramètre « ¶llel », la boîte de simulation peut être divisée en plusieurs sous-domaines spatiaux, spécifiés par le paramètre N_domains. Le démarrage parallèle de LPIC++ générera alors N domaines parallélisés sur plusieurs unités de calcul, chacune d'entre elles traitant une partie distincte de la boîte de simulation. La communication entre les tâches implique alors l'échange de particules, de champs et de courants après chaque cycle PIC.

Tous les paramètres d'entrée sont décrits par des grandeurs sans dimension.

Comme le code PIC ne tient pas compte de la physique atomique, qui dépend de la fréquence des photons, seul a_0 doit être spécifié et non la longueur d'onde du laser.

En plus de spécifier les paramètres des impulsions laser incidentes, les paramètres cibles et le temps de simulation doivent être définis.

Lors de l'examen de l'interaction d'une impulsion laser avec le plasma, l'angle d'incidence est souvent un facteur important, en particulier dans le cas de la génération d'électrons chauds. Comme LPIC++ fonctionne dans une seule dimension spatiale, il ne se prêterait normalement pas à des angles d'incidence obliques. Cependant, une transformation de Lorentz peut être utilisée pour ramener l'impulsion laser normale à la surface cible dans un cadre différent. En introduisant une vitesse d'image $\sin \alpha$, dans la direction y , où α est l'angle d'incidence, le laser tire maintenant normalement dans le flux de plasma dans l'image M par opposition à l'incidence oblique dans l'image du laboratoire. Cette vitesse de trame est représentée dans le code par des courants ioniques et électroniques supplémentaires et suit la méthode de Bourdier [61]. Cela signifie que la longueur d'onde et la fréquence du laser sont décalées Doppler dans le référentiel mobile M de

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\cos \alpha} \quad (\text{II.32})$$

$$\omega = \omega_0 \cos \alpha \quad (\text{II.33})$$

où λ_0 et ω_0 sont respectivement la longueur d'onde et la fréquence dans le cadre du laboratoire.

II.6 Le code EPOCH (Extendable PIC Open Collaboration)

Notre 4^{ème} chapitre est basé sur la simulation PIC en utilisant le code EPOCH [62]. Il s'agit d'un code open source développé par Brady et Bennett de l'Université de Warwick au Royaume-Uni [19] et est basé sur un ancien code PSC (Plasma Simulation Code) écrit

par HartmutRuhl [63]. Comme la plupart des codes PIC, EPOCH utilise la méthode FDTD pour résoudre les champs. Les champs sont avancés à la fois sur un demi pas et sur un pas complet. Les résultats des champs à un demi-pas sont utilisés pour pousser le solveur de particules à chaque pas de temps plein. Les trajectoires des particules sont mises à jour par une méthode de saute-mouton modifiée, comme l'avancement du champ. Dans la première demi-étape, la vitesse et la position de la dernière étape sont utilisées, tandis que dans la seconde demi-étape, les valeurs mises à jour sont obtenues et remplacées.

L'interface d'EPOCH est simple, car l'utilisateur n'a pas à interagir directement avec le code PIC, mais définit plutôt les paramètres et les conditions initiales à l'aide d'entrée de paramètres.

II.6.1 Paramètres d'entrée (input)

Le contrôle du code EPOCH est convivial. Pour chaque simulation, il faut créer un nouveau fichier nommé "input.deck". Dans ce fichier, les paramètres de simulation sont insérés et organisés en différents blocs. La plupart d'entre eux utilisent le système international d'unités (SI) (à l'exception de la charge ou de la masse des particules qui sont définies en multiples de la charge ou de la masse des électrons, respectivement).

Chaque bloc a son propre objectif - proportions de la zone de simulation, paramètres laser, espèces de particules, champs, conditions aux limites, options de sortie, etc.

II.6.1.1 Bloc de contrôle (control)

Le premier bloc de l'entrée contient la définition de toutes les constantes requises. Une fois les constantes définies, le bloc de contrôle est inséré.

La fonction principale du bloc de contrôle est de définir les propriétés liées au domaine de simulation. Ici, 'nx' et 'ny' définissent le nombre de points de grille en x et y respectivement ; la longueur physique de chacune de ces dimensions est calculée en utilisant 'x_max' - 'x_min' et la même chose en termes de y. Cette section peut également être utilisée pour énumérer le nombre global de particules dans la boîte, mais il est plus utile pour les simulations de le mettre dans un autre bloc en tant que profil de densité. La fonction finale de cette section est de donner le temps d'exécution final de la simulation.

II.6.1.2 Bloc des espèces des particules

C'est là que toutes les différentes espèces des particules requises sont définies et distribuées. Toute espèce de particule est produite en utilisant sa masse et sa charge en masse d'électrons et en unités de charge élémentaire. Les propriétés globales sont déterminées par une valeur de densité, une fraction massique, une température et le nombre de particules par cellule. Le nombre de particules par cellule doit être suffisant pour représenter la densité définie mais pas trop élevée pour ne pas augmenter considérablement le temps de simulation. Un nouveau bloc d'espèces doit être inclus pour chaque espèce de particules distincte requise.

Les ions sont généralement supposés être stationnaires car ils ne réagiront pas à l'échelle de temps des électrons, cette hypothèse peut être incluse dans un bloc d'espèces en incluant le paramètre 'immobile = T'.

II.6.1.3 Bloc laser

Dans ce bloc, l'impulsion laser est introduite pour perturber le système et commencer le processus de l'interaction laser plasma.

Les variables du bloc d'entrée laser sont assez explicites et une analyse approfondie peut être trouvée dans le guide de l'utilisateur EPOCH. Dans la majorité des simulations, le profil gaussien est utilisé pour représenter la forme temporelle et spatiale du laser.

II.6.1.4 Bloc de sortie (output)

Le dernier bloc du fichier d'entrée (output) qui reste est utilisé pour détailler les sorties du code. Un temps d'exécution total du système a été stipulé dans le bloc de contrôle, ce temps d'exécution total est découpé en temps de sortie avec la commande « dt_snapshot ». A chaque moment, le code affichera des propriétés, ces propriétés sont divisées en deux catégories. La première catégorie contient les propriétés associées à la grille, c'est-à-dire la géométrie physique de la grille et les champs reliés à ses nœuds. La deuxième catégorie de sortie contient les propriétés des particules, cela comprend les impulsions, la densité des particules, la densité de charge, la température, etc. La sortie de chacune de ces propriétés est activée ou désactivée en utilisant les termes "never", ne pas sortir ces données ou "always",

sortir à chaque pas programmé. Si la simulation contient plus d'une espèce de particules, le terme « + espèce » peut être ajouté afin d'attacher chaque qualité à l'espèce particulière.

II.7 Conclusion

La simulation numérique de l'accélération laser-plasma est décrite à l'aide de la méthode PIC qui est la plus adaptée aux systèmes ayant un grand nombre de particules chargées, régies par de forts champs électromagnétiques.

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail les deux codes de simulation PIC (LPIC++ et EPOCH) utilisés dans notre étude de l'accélération laser ultra intense-plasma.

Les effets de propagation de l'impulsion laser jouent un rôle important dans les accélérateurs à base de plasma-laser. Le mécanisme d'excitation de l'onde plasma (présente comme intermédiaire dans le processus d'accélération) repose sur des forts effets non linéaires typiquement dans la gamme d'intensité laser ayant de 10^{19} à $10^{21} Wcm^{-2}$ qui nous intéresse dans notre étude. Ces ondes plasma résultent de l'action de la force pondéromotrice, qui est proportionnelle au gradient d'énergie de l'impulsion laser. Cette force expulse les électrons piégés dans les puits de potentiel de l'onde plasma vers la direction de l'accélération, gagnant une énergie élevée jusqu'au régime relativiste. Ces électrons énergétiques jouent un rôle primordial sur la qualité des faisceaux accélérés, le schéma d'accélération, les paramètres du laser, de la cible irradiée et du plasma doivent être soigneusement sélectionnés pour tirer parti des effets non linéaires.

Pour ce faire, deux modèles de simulation PIC 1D et 2D sont proposés et décrits dans les deux chapitres suivants. L'un est consacré à l'optimisation des faisceaux de protons accélérés en tenant compte des effets non linéaires et non thermiques dus au fort champ laser, l'autre concerne la proposition d'un nouveau schéma d'accélération.

Chapitre III

Modèle de simulation 1D3V-PIC
suprathermique de l'accélération de
protons avec une intensité laser
variable

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons le premier modèle 1D3V-PIC-supra-thermique développé en utilisant le code open source 1D-LPIC++. Une série de simulations PIC ont été effectuées dans le cadre du régime d'accélération TNSA [6]. L'objectif principal de cette étude est d'optimiser le rôle de la supra-thermalité des électrons énergétiques pour générer des faisceaux de protons utiles pour diverses applications, malgré la présence d'effets laser non linéaires élevés. Pour cela, les électrons sont supposés obéir à la fonction de distribution kappa discrétisée dans le code de simulation. Diverses caractéristiques du faisceau proton, tels que les densités de protons et d'électrons, les champs électriques, le front, la position et les spectres d'énergie vont être analysés en tant que fonctions de la suprathermalité électronique et de l'amplitude du laser.

III.2 La nonthermalité des électrons énergétiques

Historiquement, en 1961 l'observation expérimentale des particules non-thermiques a été prouvée pour la première fois au laboratoire, avec une proportion de 5% ayant de grandes vitesses, formant une queue loin de l'ensemble des 95% des particules qui sont en équilibre thermique [64]. Plus tard, lors des interactions laser-matière à haute intensité, de nombreux auteurs [65]-[70] ont prouvé que les électrons rapides ont des distributions non maxwelliennes dans les expériences de laboratoire et que le plasma généré ne parvient pas à se thermaliser dans le court intervalle de temps d'observation. La raison principale est que les électrons rapides entrent en collision beaucoup moins fréquemment que les électrons lents. En effet, leur libre parcours est très grand et a une distribution de vitesse non maxwellienne avec une queue de haute énergie clairement prononcée.

Dans leurs recherches sur l'expansion du plasma dans le vide, plusieurs études ont prouvé que l'hypothèse d'une fonction de distribution initiale non maxwellienne des électrons énergétiques conduisait à une augmentation importante de l'énergie des ions allant jusqu'à un ordre de grandeur par rapport aux valeurs obtenues avec le cas d'une distribution maxwellienne [71], [10]-[12].

Dans le mécanisme TNSA, plusieurs schémas théoriques et expérimentaux ont tenté d'explorer l'influence de ces électrons rapides qui s'échappent en début d'accélération, sur les faisceaux des ions énergétiques émis par le plasma. Le champ électrostatique auto-cohérent créé par ces électrons s'est avéré être responsable de l'accélération des ions, en particulier des protons et d'autres ions plus légers, présents sur la surface cible en tant que contaminants. L'augmentation de l'énergie du laser augmente l'accélération des ions. L'amplitude du champ accélérateur est directement fonction de la distribution d'énergie des électrons chauds générés par le laser, par conséquent, le chauffage des électrons par le laser est un élément critique dans des expériences visant à la production de faisceaux de protons énergétiques [13].

La distribution de Maxwell n'est donc pas réaliste dans la plupart des circonstances. Différentes distributions non-thermiques ont été proposées, par exemple, la distribution maxwellienne tronquée [14], la distribution super-gaussienne [15], la distribution de Cairns [16], la distribution kappa [17], la distribution Cairns-Gurevich [10], etc. Ces fonctions de distribution sont caractérisées en général par des queues de haute énergie qui peuvent se dévier beaucoup de la distribution Maxwellienne.

III.2.1 Fonction de distribution Kappa

En particulier, la fonction de distribution supra-thermique des électrons de type kappa [17] est considérée comme l'un des modèles empiriques les plus appropriés capables de décrire les populations des particules supra-thermiques présentes dans les plasmas hors équilibre. Mathématiquement, la fonction de distribution kappa est une généralisation en la loi de puissance, et physiquement, elle représente une alternative réaliste pour décrire les effets des populations supra-thermiques comparativement à la limite maxwellienne.

Cette fonction a été introduite pour la première fois dans les années 1960 pour modéliser la dépendance de vitesse en loi de puissance qui caractérise les populations de particules de haute énergie, dans la physique spatiale. Elle a été couramment utilisée pour ajuster les données mesurées par les missions satellites, ainsi que dans des dispositifs de laboratoire [72]. Elle décrit une fonction de distribution qui a un noyau de type maxwellien et une composante à haute énergie de la forme en loi de puissance, qui reproduit la dépendance en vitesse. Au laboratoire, la distribution de type kappa a été également utilisée dans des

études expérimentales de trous d'électrons [73].

Dans la littérature, de nombreux auteurs ont proposé des modèles hydrodynamiques pour étudier l'accélération des ions là où les électrons suivent une distribution kappa. Ils ont découvert que les électrons énergétiques ont un effet significatif sur la dynamique du front ionique, améliorant ainsi le mécanisme d'accélération des ions [74]-[76]. Shokoohi et Abbasi [77] ont proposé le code 1-D électrostatique hybride du modèle Vlasov-fluide pour étudier l'expansion du plasma et l'accélération des ions où les électrons suivent une distribution de type kappa. Ils ont découvert que le champ électrique résultant serait plus intense et que les énergies acquises par les ions accélérés seraient plus élevées lorsque le nombre d'électrons supra-thermiques augmente. En utilisant la simulation électrostatique relativiste 1-D PIC, Mehdian et ses collaborateurs. [78] ont étudié l'expansion du plasma avec des électrons initialement supra-thermiques ayant une distribution kappa pour étudier leurs effets sur la température des électrons, les espaces de phase des électrons, les spectres des ions et les champs électriques. Ils ont constaté que pour un temps donné, en augmentant la population d'électrons supra-thermiques dans le plasma, l'expansion du front ionique est plus rapide et la queue des électrons chauds est plus apparente et plus étendue. Cependant, toutes ces études n'ont pas introduit la source laser dans leurs modèles de simulation, alors que les effets combinés de la supra-thermalité électronique et de l'intensité du faisceau laser sont très importants dans une forte accélération laser- plasma.

Dans ce travail, on présente une analyse détaillée de l'impact de ces deux effets combinés sur le processus d'accélération des ions. Une optimisation complète de diverses caractéristiques des faisceaux de protons, tels que les densités de protons, les champs électriques, les positions des fronts et les spectres énergétiques, est présentée en fonction de l'indice kappa et de l'amplitude laser, afin d'obtenir des faisceaux d'ions de haute qualité, utiles pour diverses applications. Pour cela, dans ce travail, des simulations 1D3V PIC, électromagnétiques, sont effectuées. Le modèle proposé prend en considération l'interaction d'un laser d'une intensité variable avec une couche de plasma initialement supra-thermique, dans le cadre du mécanisme TNSA [79]-[81].

III.3 Définition du modèle de calcul

La présente étude de l'accélération des ions dans l'expansion du plasma est déduite des interactions laser-plasma, avec une intensité laser variant de $1.92 \cdot 10^{19}$ à $4.75 \cdot 10^{20} Wcm^{-2}$ correspondante à une amplitude de champ laser $a_0 = eE_0/m_e\omega c$, entre 3 et 15, où, E_0 est l'amplitude initiale du champ électrique du laser, e , est la charge de l'électron, m_e , est la masse de l'électron, ω , est la fréquence du laser et c , est la vitesse de la lumière. La longueur d'onde du laser est $\lambda = 0.8\mu m$ et sa durée d'impulsion est de $35 fs$.

Les simulations PIC ont été réalisées avec le code 1D3V LPIC++ [18] open source, décrit dans le chapitre précédent. L'impulsion laser est supposée avoir une polarisation $s-$ et arrivant perpendiculairement sur la couche du plasma initiale à partir de la limite gauche de la boîte de simulation dans le code PIC, dont la dimension est de $320\mu m$, avec 4000 cellules. Dans un premier temps, la couche de plasma constitué d'ions et d'une population d'électrons supra-thermiques est initialement située au centre de la boîte de simulation, comme présenté à la figure III.1. Sa taille est de $40 \mu m$, contenant 20000 particules par cellule pour chaque espèce (électrons et protons). La densité initiale du plasma n est normalisé à la densité critique n_c , telle que $n = 10n_c$ où $n_c = \omega^2(m_e\varepsilon_0/e^2)$, et ε_0 désigne la permittivité du vide.

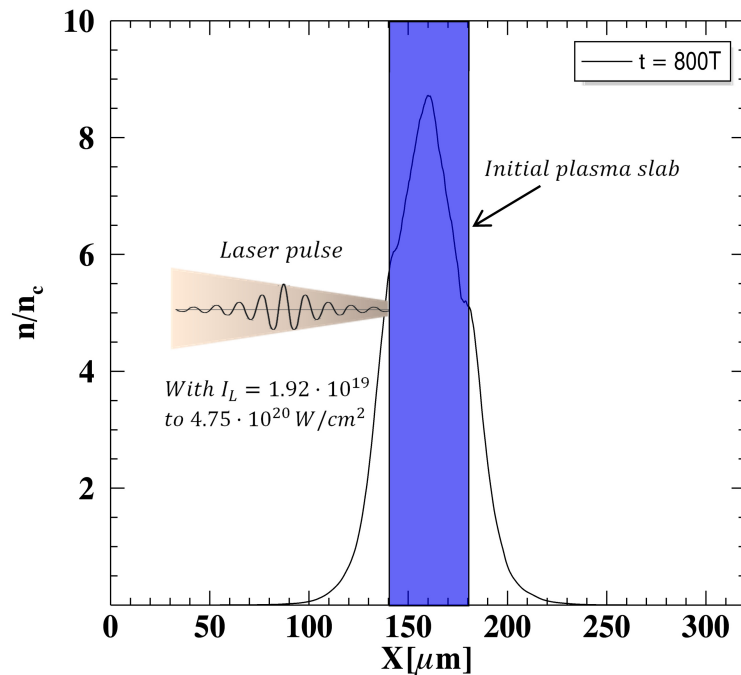


FIGURE III.1 – Schéma des simulations 1D PIC exécutées

Nous avons utilisé 100 cellules par longueur d'onde laser. Pour satisfaire les conditions de stabilité du programme PIC et afin d'éviter l'échauffement numérique, la taille de la grille spatiale est choisie égale approximativement à la longueur de Debye λ_D et le pas du temps est égal à $\Delta t = \Delta x/c$, pour satisfaire la condition $\Delta t \cdot \omega_{pe} \leq 0.2$, ω_{pe} étant la longueur d'onde du plasma d'électrons.

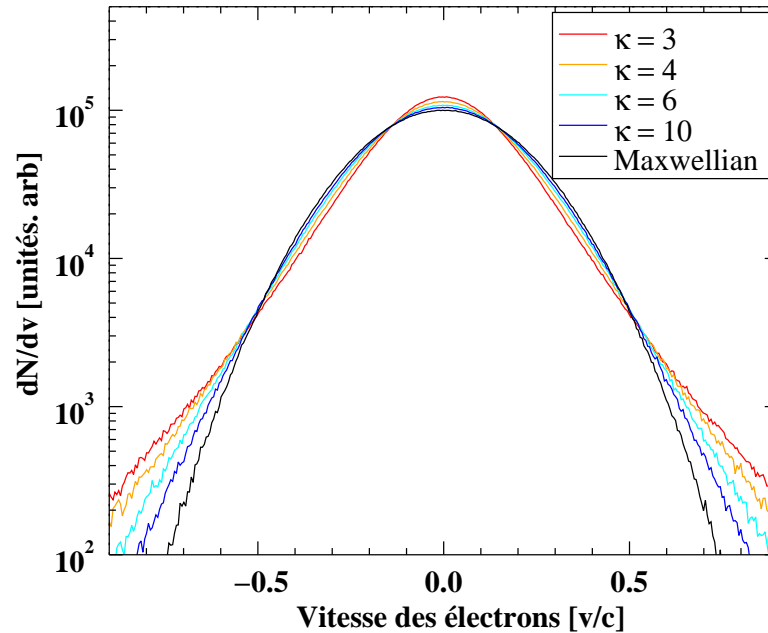


FIGURE III.2 – Fonctions de distribution électronique Kappa pour le paramètre suprathermique $\kappa= 3, 4, 6$ et 10 , avec la distribution Maxwellienne correspondante $\kappa \rightarrow \infty$.

Dans nos simulations, le plasma était supposé déjà créé et contenant des électrons énergétiques supra-thermiques avec une température initiale de $10keV$ et des protons avec une température initiale de $200eV$. Théoriquement, si l'intensité du laser est suffisamment élevée, des ondes de plasma non linéaires peuvent être excitées [82]. L'excitation d'une onde intermédiaire a pour rôle d'augmenter l'efficacité de l'accélération des électrons car la majeure partie de l'énergie laser est stockée par l'onde qui est dissipée ensuite dans le plasma et absorbée par les électrons. Ensuite, les électrons ont gagné de l'énergie et sont re-transférés dans le sens de l'accélération, en améliorant l'expansion sur de longues distances.

Pour explorer l'influence des électrons énergétiques sur les faisceaux d'ions émis, dans le mécanisme TNSA, le champ électrostatique auto-cohérent créé par ces électrons rapides

s'échappant du plasma s'est avéré responsable de l'accélération des ions énergétiques, en particulier des protons, présents dans le plasma.

Le but du présent travail de simulation est d'inclure les effets supra-thermiques des électrons (représentés par le paramètre κ) et l'amplitude des impulsions laser (représentée par a_0) sur la dynamique de l'accélération des protons.

Une fonction de distribution initiale des électrons, kappa (EDF), unidimensionnelle a été discrétisée dans le code de simulation et a été implémentée en utilisant les nombres aléatoires générés correspondants [83].

La Kappa EDF est donné par l'équation suivante :

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta \kappa^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{\nu_e^2}{\kappa \theta^2} \right)^{-\kappa} \quad (\text{III.1})$$

avec $\theta = (2\kappa - 3/\kappa)^{1/2} (T_e/m_e)^{1/2}$ est l'énergie thermique moyenne des électrons.

n_{e0} , ν_e , et T_e sont, respectivement, la densité au repos, la vitesse et la température des électrons. $\kappa \geq 3/2$ est le paramètre supra-thermique, qui mesure l'écart par rapport au cas Maxwellien. Pour $\kappa \rightarrow \infty$, on obtient la fonction de distribution Maxwellienne à l'état d'équilibre :

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta} \exp\left(-\frac{\nu_e^2}{\theta^2}\right), \quad \theta = \left(\frac{2T_e}{m_e}\right)^{1/2} \quad (\text{III.2})$$

La figure III.2 montre la kappa EDF pour diverses valeurs du paramètre supra-thermique κ en fonction de la vitesse des électrons.

III.4 Analyse des résultats de la simulation

Pour montrer l'effet combiné de la supra-thermalité et de l'intensité laser sur les profils d'accélération des protons, nous avons analysé l'évolution des densités spatiales des protons, des spectres d'énergie, de la composante longitudinale des champs électriques, des énergies maximales des protons et des positions des fronts des protons en fonction de κ et a_0 .

III.4.1 Densités des protons

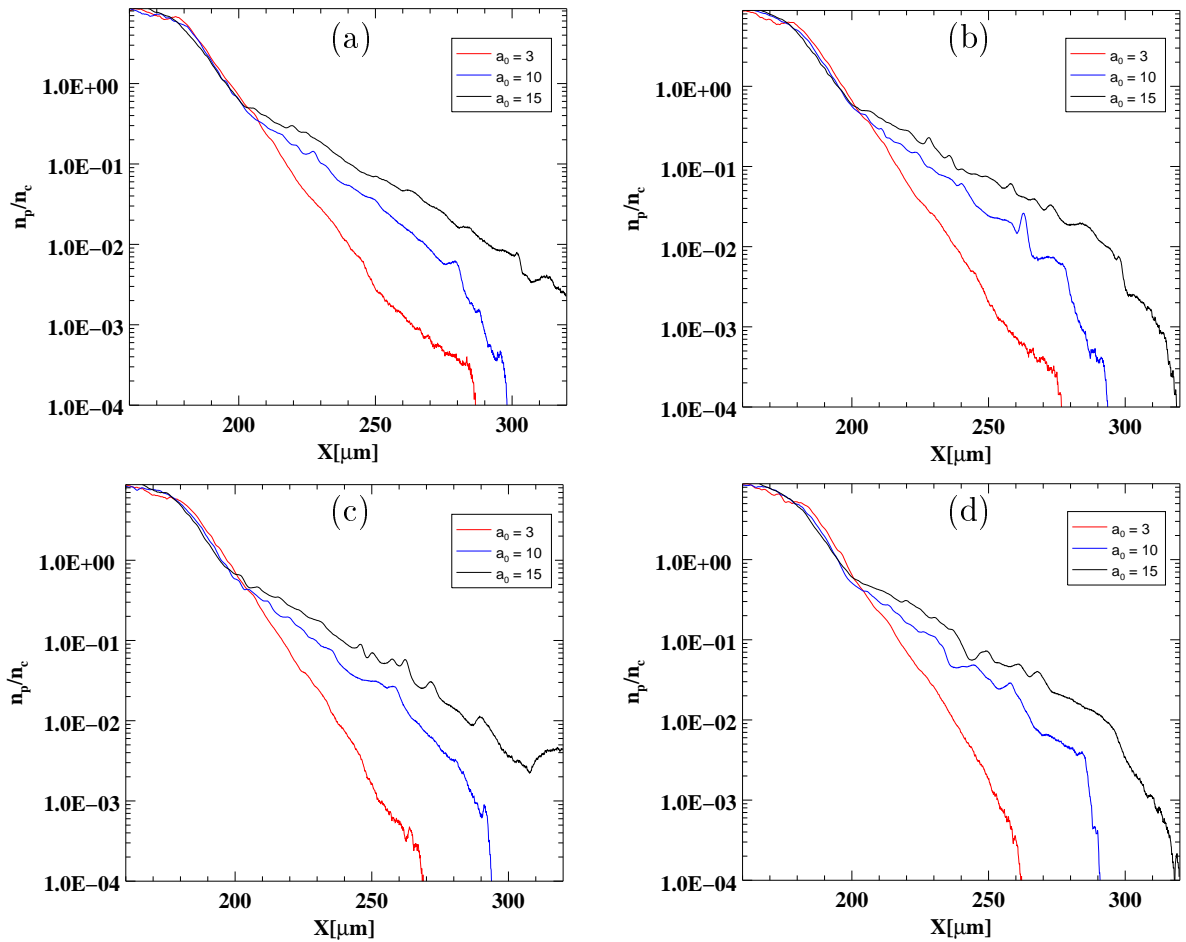


FIGURE III.3 – Densités spatiales de protons avec différentes intensités du laser (a_0) à $t = 800T$ pour $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 4$ (b), $\kappa = 6$ (c) et $\kappa = 10$ (d)

Les figures III.3(a-d) montrent les profils spatiaux de la densité des protons pour différentes valeurs du paramètre supra-thermique κ et différentes amplitudes du champ laser a_0 , à $t = 800T$, (il s'agit du temps d'expansion lorsque l'énergie du proton atteint sa valeur

maximale et se sature), où T représente le cycle laser. On voit clairement que les profils de densité de protons sont fortement affectés par a_0 et κ , en particulier dans le cœur spatial du plasma et en fin d'expansion.

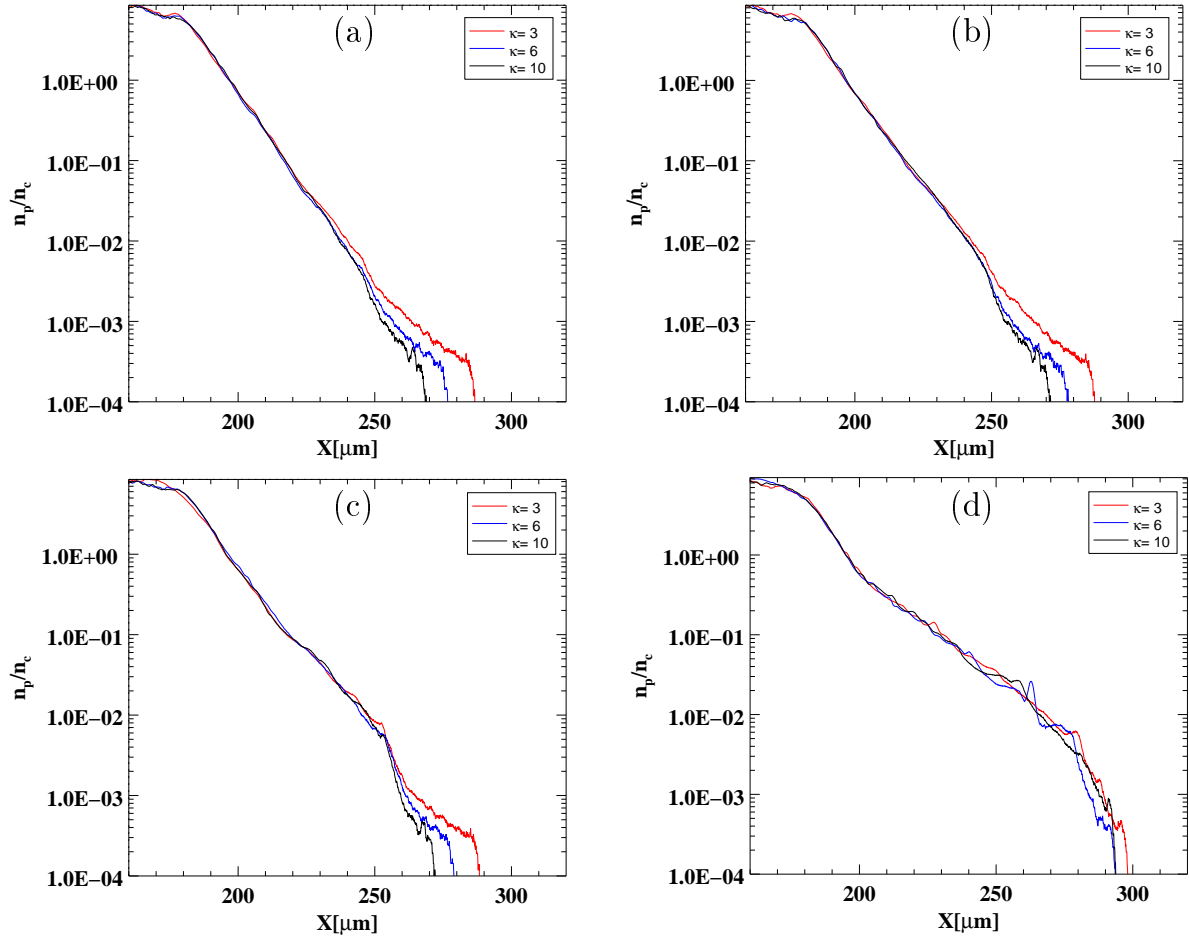


FIGURE III.4 – Densités spatiales des protons avec différentes valeurs de paramètres suprathermiques (κ) à $t = 800T$ pour $a_0 = 3$ (a), $a_0 = 4$ (b), $a_0 = 5$ (c) et $a_0 = 10$ (d)

Près de la cible, où un plasma dense se propage doucement dans le vide, les deux effets sont négligeables, et cette région de début d'expansion du plasma est plutôt dominée par des effets fortement collisionnels, conduisant à l'absorption, l'ionisation par collision observée à l'arrivée de l'impulsion laser sur la couche de plasma. Loin de la cible, où la compétition des effets de κ et a_0 commence à apparaître, les protons sont plus accélérés par un champ électrique de charge d'espace croissant, montrant des profils de densité de gradient plus raides. En effet, les densités des protons et leur expansion augmentent avec l'augmentation

de a_0 et la diminution de κ , montrant que les densités des protons sont plus importantes et que l'expansion spatiale du plasma est plus étendue. A titre d'exemple, sur la figure III.3.(a), pour la position $X = 250\mu m$, $n_p/n_c = 0.003$ pour $a_0 = 3$, $n_p/n_c = 0.035$ pour $a_0 = 10$ et $n_p/n_c = 0.06$ pour $a_0 = 15$, alors que pour $\kappa = 10$, $n_p/n_c = 0.002$ pour $a_0 = 3$, $n_p/n_c = 0.03$ pour $a_0 = 10$ pour $n_p/n_c = 0.06$ pour $a_0 = 15$.

La figure III.4 montre plus clairement l'effet de la supra-thermalité sur les densités des protons où il est plus important au front d'expansion (figures III.4 (a-c)) [84], alors qu'il est négligeable pour $a_0 \geq 10$ sur la densité des protons (figure III.4.d).

III.4.2 Champ électrique accélérateur

Dans une forte accélération laser-plasma, le faisceau laser accélère les électrons libres du plasma qui génèrent une gaine électrostatique, déclenchant le mécanisme d'accélération des protons via le champ de séparation de charge $E_{sheath} = E_x$. Le comportement spatio-temporel de la composante longitudinale E_x est donné pour différentes durées du cycle d'impulsion en fonction des paramètres a_0 et κ dans les figures III.5(a-d).

On remarque en général que le champ électrique est composé de deux parties : un grand pic près de la cible suivi d'une région plate. Premièrement, au début de la simulation $t = 200T$, (lignes rouges) avant l'arrivée de l'impulsion laser, ce champ électrique est dû à la séparation de charge créée par les électrons initialement supra-thermiques présents dans le plasma.

Le champ est responsable des protons primaires accélérés qui sont caractérisés précédemment par un plateau du profil de densité, près de la cible (voir figure III.3). L'intensité maximale augmente de 0.02 (figures III.5c et III.5d) pour $\kappa = 10$ à 0.04 pour $\kappa = 3$ (figures III.5a et III.5b) avec le nombre d'électrons supra-thermiques. A ce moment, le phénomène de supra-thermalité domine et régit le champ accélérateur résultant. Deuxièmement, à $t = 300T$ (lignes bleues), l'arrivée de l'impulsion laser sur le plasma avec la présence d'électrons supra-thermiques provoque la compétition des deux effets de supra-thermalité et d'intensité laser sur l'accélération des protons. On distingue ici que pour $3 < a_0 < 10$, les deux effets de supra-thermalité et d'intensité laser s'ajoutent pour renforcer l'accélération des protons. En fait, on sait que dans les fortes interactions laser-plasma, certains électrons peuvent être piégés et accélérés dans les ondes plasma non linéaires excitées par l'énergie laser.

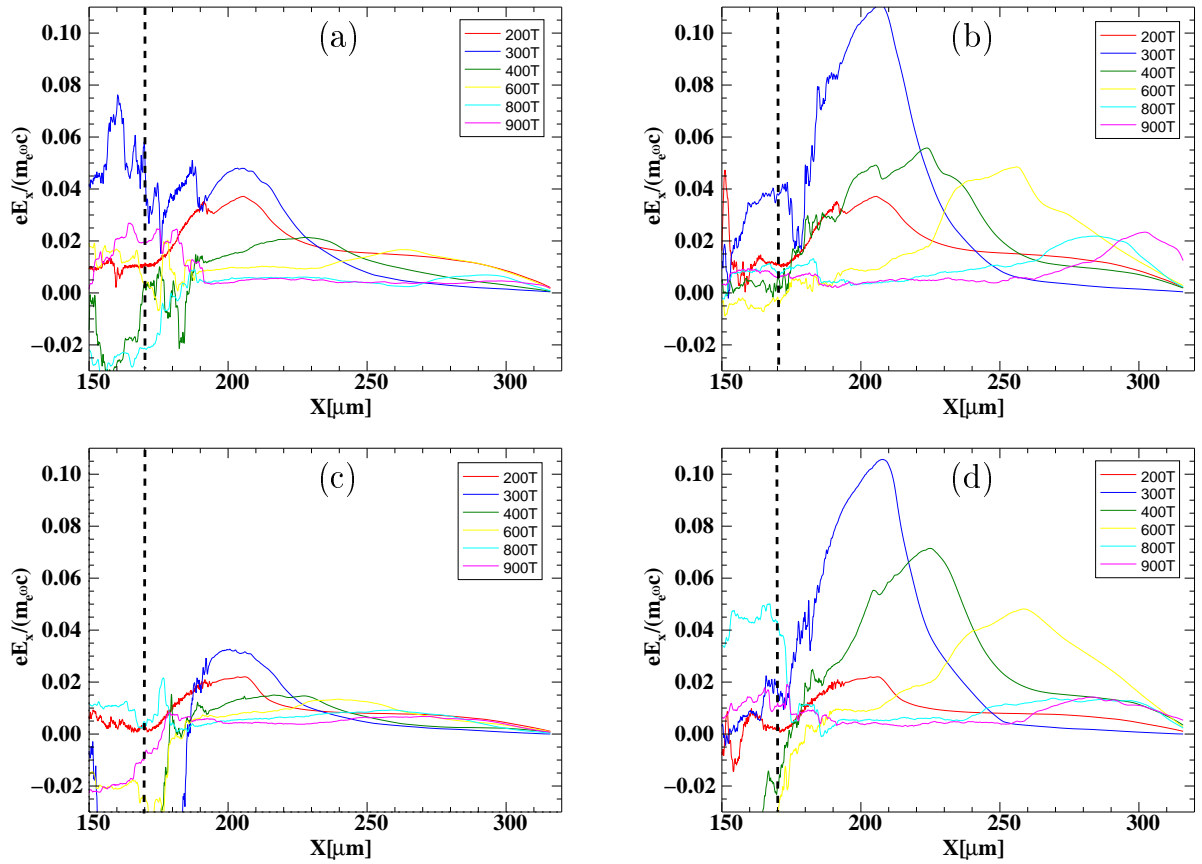


FIGURE III.5 – Évolution spatio-temporelle du champ électrique longitudinal normalisé (E_x) pour $\kappa = 3$ et $a_0 = 3$ (a), pour $\kappa = 3$ et $a_0 = 10$ (b), pour $\kappa = 10$ et $a_0 = 3$ (c), et pour $\kappa = 10$ et $a_0 = 10$ (d).

Leurs oscillations dans les puits de potentiel de plasma créés peuvent transférer l'énergie des ondes plasma aux électrons par collisions, ce qui permet aux électrons de participer et de renforcer le champ de séparation de charge électrique responsable de l'accélération des ions [11]. Ainsi, outre l'effet de la population électronique supra-thermique initiale, le champ électrique résultant est renforcé par les électrons accélérés par les ondes plasma. Sur les figures III.5a et III.5c, pour $a_0 = 3$, il est montré que l'intensité du champ électrique augmente avec la diminution de κ , alors que pour a_0 important ($a_0 = 10$ sur les figures III.5 b et d) et κ variable, le phénomène supra-thermique a un effet négligeable sur le champ électrique, et l'accélération est dominée par le laser pour $a_0 \geq 10$. Troisièmement, pour des temps plus longs, ($t = 600T$, $800T$ et $900T$), on observe une phase de champ électrique nul, et un refroidissement de plasma caractérisé par un pic plus large du champ et une expansion plus étendue avec la décroissance de κ pour $a_0 < 10$. Ce comportement est parfaitement en

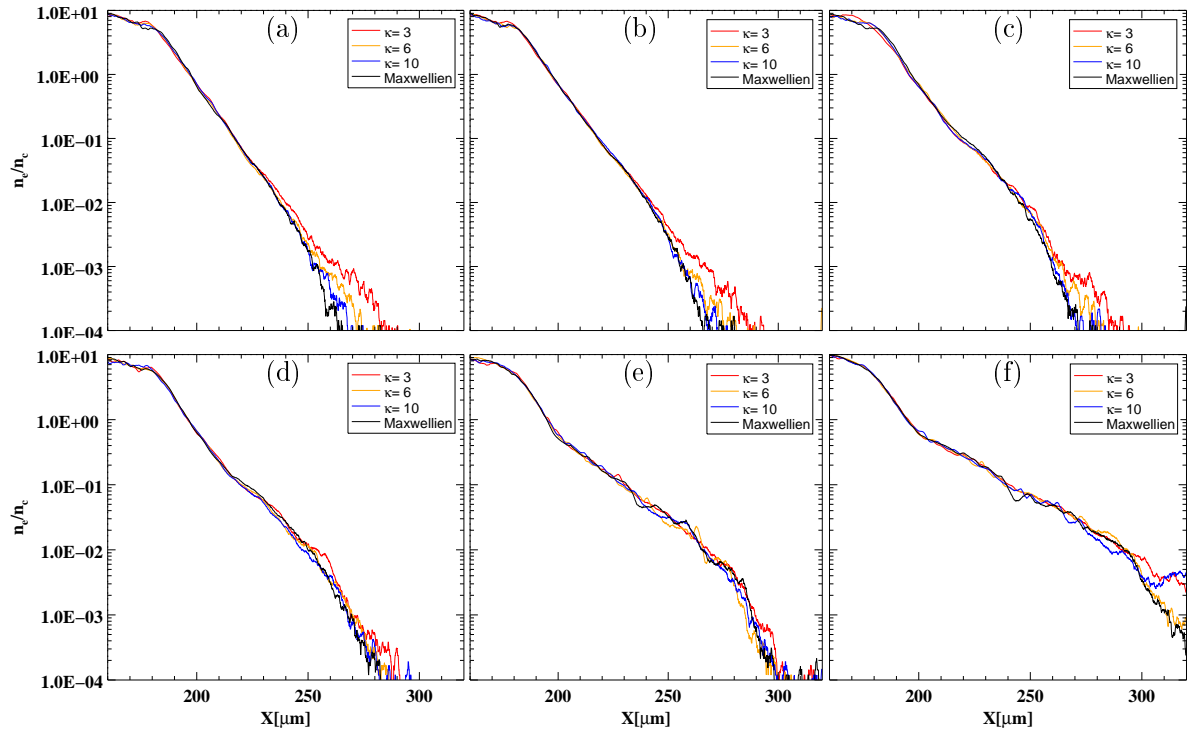


FIGURE III.6 – Densités électroniques spatiales avec différentes valeurs de paramètres suprathermiques (κ) à $t = 800T$ pour $a_0 = 3$ (a), $a_0 = 4$ (b), $a_0 = 5$ (c), $a_0 = 6$ (d), $a_0 = 10$ (e), et $a_0 = 15$ (f).

accord avec la fin de l'expansion des profils de densité de protons, (figure III.4), où les deux effets de κ et a_0 sont très apparents.

III.4.3 Expansion d'électrons

Rappelons que le rôle des électrons énergétiques dans le mécanisme TNSA est de créer un champ électrique de gaine, responsable de l'accélération des ions. Ici, on donne les profils spatiaux des densités électroniques pour différentes valeurs supra-thermiques κ et différentes amplitudes de champ laser a_0 , à $t = 800T$.

Sur les figures III.6 (a-d), il est clair que l'effet supra-thermique apparaît dans la région entre 260 et 300 μm au front d'expansion, montrant le même comportement que celui observé dans les profils de densités des protons. De plus, il s'avère que les électrons sont en retard dans l'espace par rapport au positionnement des protons car ils perdent de l'énergie en attirant les protons vers l'avant via le champ électrique de séparation de charge. On remarque également la diminution de la queue supra-thermique des électrons dans l'espace jusqu'à sa

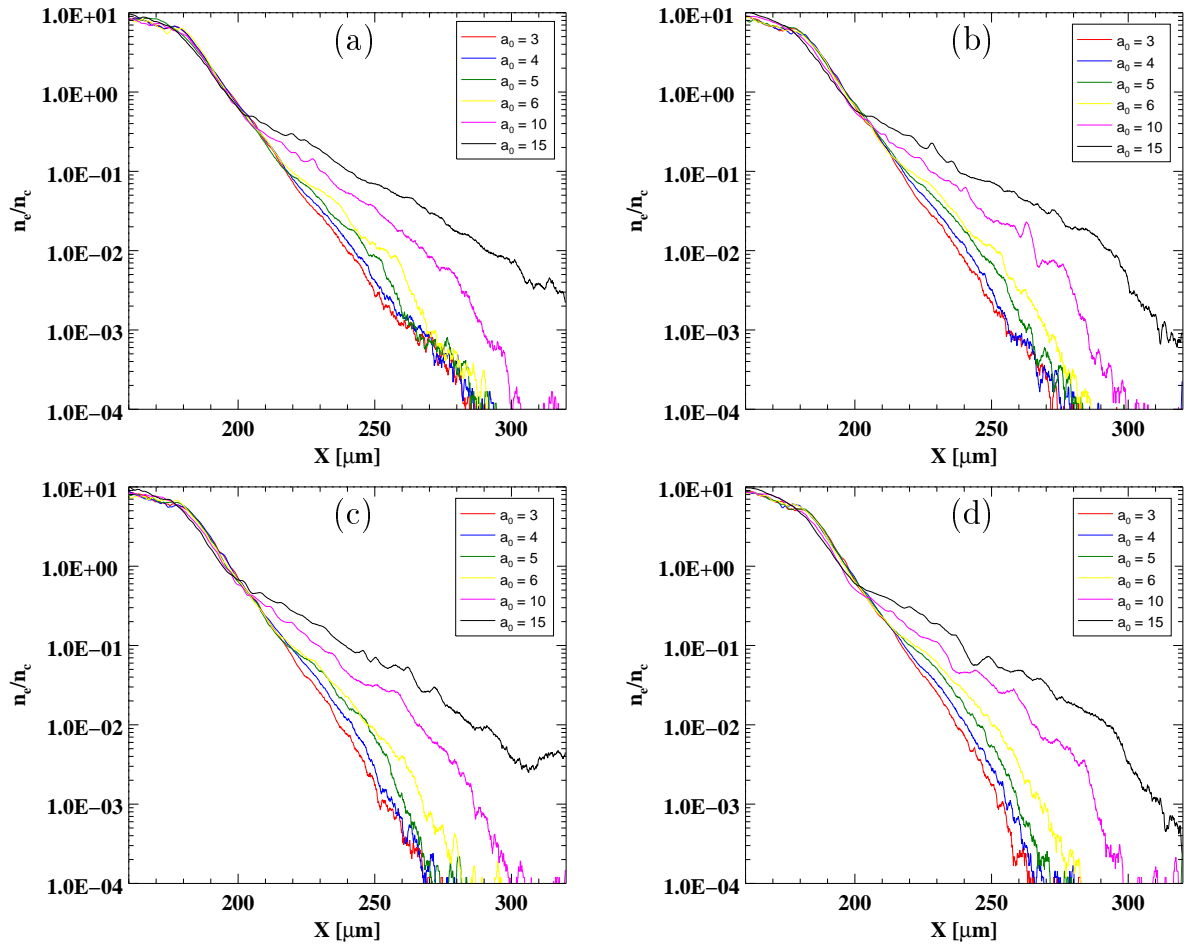


FIGURE III.7 – Densités électroniques spatiales avec différentes valeurs de paramètres suprathermiques (a_0) à $t = 800T$ pour $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 6$ (b), $\kappa = 10$ (c), et distribution Maxwellienne (d).

disparition avec l'augmentation de a_0 due à la dominance du champ laser.

III.4.4 Spectres d'énergie des protons

Dans cette section, nous étudions les effets de supra-thermalité des électrons en présence d'une intensité laser élevée sur les caractéristiques des faisceaux de protons accélérés à travers l'analyse des spectres d'énergie et des fronts des protons accélérés.

Pour cela, l'évolution des spectres d'énergie des protons du plasma en fonction de l'énergie des protons est représentée sur la figure III.8 pour une durée de cycle d'impulsion $t = 800T$ en fonction de a_0 et des paramètres κ . Pour étudier l'effet de l'amplitude du laser, on re-

marque que, pour une énergie de protons donnée et une valeur de κ , on voit aisément que le nombre N de protons par unité d'énergie s'augmente avec a_0 . Pour tous les profils, l'énergie maximale des protons obtenue au front de l'expansion augmente, par exemple, dans le cas de $\kappa = 10$, (figure III.8 (d)), une énergie maximale des protons E_{max} de $15MeV$ est obtenue pour $a_0 = 3$, E_{max} de $43MeV$ pour $a_0 = 10$ et E_{max} de $56MeV$ pour $a_0 = 15$.

Pour étudier l'effet supra-thermique, on observe le même comportement pour un a_0 donné,

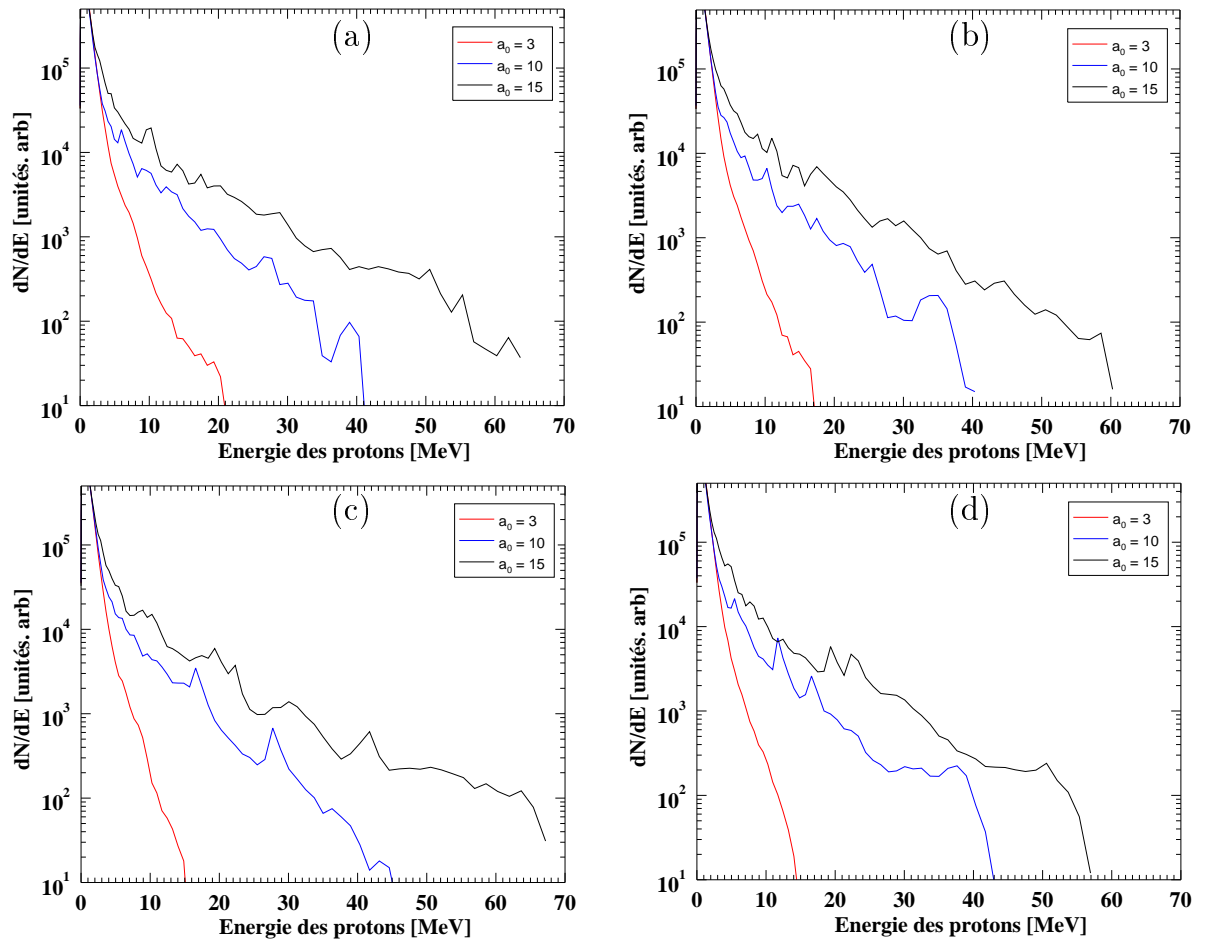


FIGURE III.8 – Spectres énergétiques en fonction de l'énergie des protons avec différentes intensités laser (a_0) à $t = 800T$ pour $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 4$ (b), $\kappa = 6$ (c), et $\kappa = 10$ (d).

avec l'augmentation du nombre d'électrons supra-thermiques, en comparant par exemple le cas de $\kappa = 3$ sur la figure III.8 (a) avec le cas de $\kappa = 10$ sur la figure III.8 (d), pour $a_0 = 3$. dans lequel l'énergie maximale augmente de $E_{max} = 15MeV$ à $20MeV$, (voir figure III.10 l'énergie maximale en fonction de a_0 et κ). Sur la figure III.9, pour mieux observer les effets de la supra-thermalité, nous avons représenté, pour un a_0 donné, la variation du nombre

N de protons par unité d'énergie avec l'énergie des protons pour différentes valeurs de κ à $t = 800T$. Par exemple, pour une énergie des protons $E = 12\text{MeV}$, avec la diminution de l'indice κ (c'est-à-dire l'augmentation des effets non thermiques), $N = 19$ pour $\kappa = 10$, $N = 30$ pour $\kappa = 6$, $N = 37$ pour $\kappa = 4$ et $N = 53$ pour $\kappa = 3$.

Pour résumer, on constate que les deux effets de supra-thermalité et d'intensité laser s'additionnent pour renforcer le champ électrostatique E_{sheath} , généré par les électrons énergétiques. Il s'avère que l'énergie gagnée des protons E_{max} augmente avec la proportion des électrons énergétiques et l'intensité du laser.

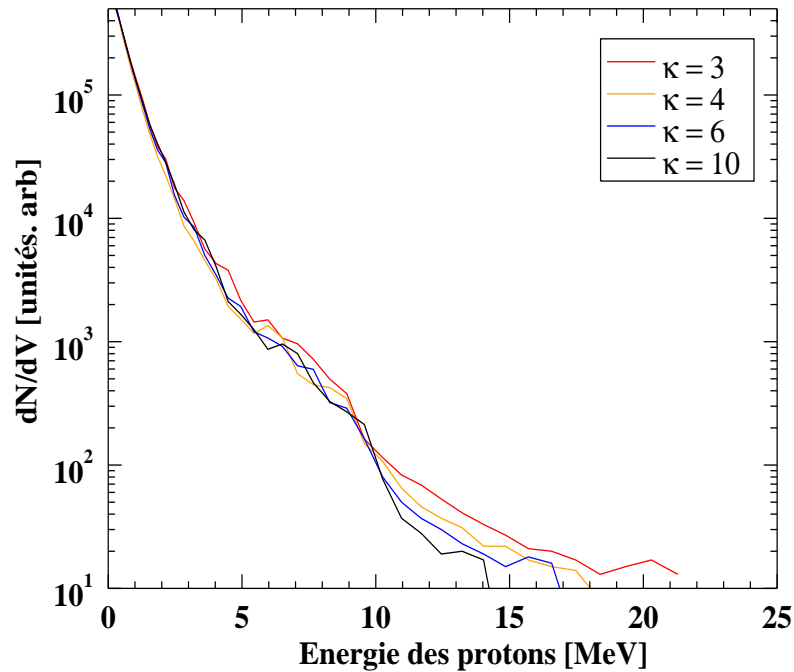


FIGURE III.9 – Spectres énergétiques en fonction de l'énergie des protons avec différentes valeurs de (κ) à $t = 800T$ pour $a_0 = 3$.

III.4.5 Énergie maximale et positions des fronts des protons

Dans cette dernière section, nous étudions le rôle de la supra-thermalité électronique sur la position du front et l'énergie maximale de protons en fonction des effets non linéaires du laser. Pour cela, nous montrons ces deux comportements dans les figures III.10 et III.11, en fonction de l'amplitude du champ laser a_0 , à $t = 800T$, pour différentes valeurs de κ . Nous remarquons que l'énergie maximale des protons augmente avec l'augmentation de a_0 et

la diminution de κ . Cependant, pour de grandes populations d'électrons supra-thermiques, ($\kappa = 3$, où la majorité des électrons du plasma sont énergétiques et supra-thermiques), on remarque l'apparition d'un plateau avec une énergie de protons maximale, pratiquement constante (figure III.10) et une position de front du proton quasiment stable (figure III.11) dans l'évolution des profils.

Comme nouveau résultat, cela signifie que nous obtenons un faisceau quasi-mono-énergétique

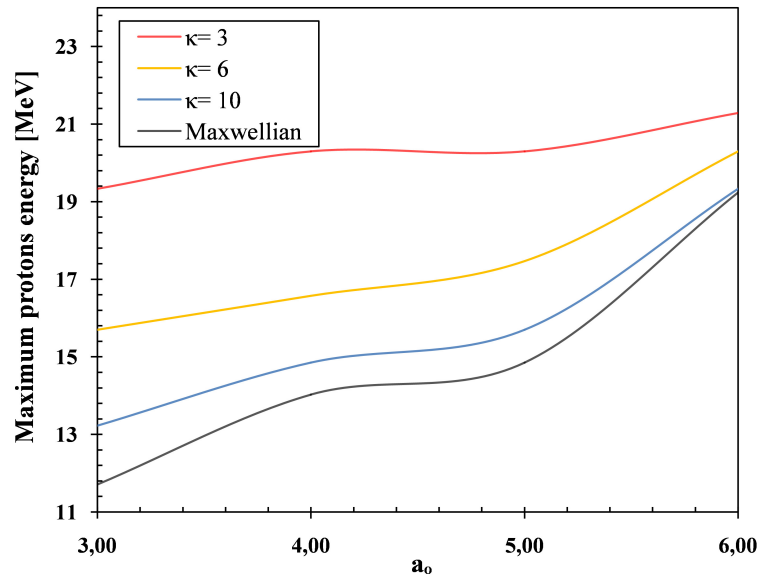


FIGURE III.10 – Énergie maximale des protons en fonction de l'intensité du laser a_0 , à $t = 800T$, pour différentes valeurs de κ .

avec presque la même énergie et une bonne stabilité de la position du front de protons malgré la présence d'un champ laser intense. Nous en déduisons que, dans cette gamme d'intensités de laser, la présence de la population d'électrons supra-thermiques est bénéfique pour le processus d'accélération des protons. Par contre, pour $\kappa > 3$, les énergies maximales et les positions des fronts des protons augmentent avec a_0 , suivant une pente, qui devient importante pour une faible proportion d'électrons supra-thermiques (pour $\kappa = 10$) surtout pour le cas maxwellien, où tous les électrons sont lents et en équilibre avec les autres espèces du plasma, de faible énergie. Pour les valeurs de a_0 supérieures à 6, les pentes du profil deviennent de plus en plus raides en fonction de a_0 même en cas de présence d'un grand nombre d'électrons supra-thermiques ($\kappa = 3$). Ceci est interprété par la dominance du champ laser sur la supra-thermalité électronique. Ce résultat est en parfait accord avec

l'étude de l'intensité du champ électrique et du spectre d'énergie en fonction de κ et a_0 , (figures III.5 et III.8), et peut-être est-ce dû à la disparition des effets supra-thermiques.

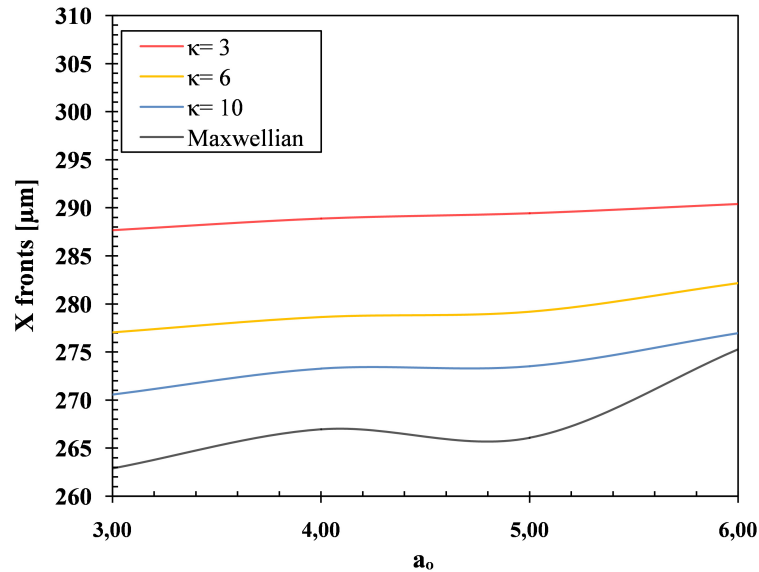


FIGURE III.11 – Position du front des protons en fonction de l'intensité du laser a_0 , à $t = 800T$, pour différentes valeurs de κ .

III.5 Conclusion

Des simulations unidimensionnelles, électromagnétiques, PIC ont été réalisées pour analyser l'impact des deux effets combinés : la supra-thermalité électronique et l'intensité du laser, sur l'accélération des ions afin d'obtenir des faisceaux d'ions de haute qualité, en tenant compte de l'interaction d'un laser à intensité variable avec une couche de plasma contenant initialement des électrons supra-thermiques suivant une distribution kappa.

L'objectif principal de cette étude est d'optimiser le rôle de la supra-thermalité électronique pour obtenir des faisceaux de protons de haute qualité, malgré la présence d'effets laser non linéaires et forts, utiles pour diverses applications. Pour cela, une analyse complète de diverses caractéristiques des faisceaux de protons, tels que les densités des protons et des électrons, les champs électriques, les positions des fronts et les spectres d'énergie, a été présentée en fonction de la supra-thermalité des électrons et de l'amplitude du laser. On montre que, dans le cas d'une supra-thermalité importante, le nombre de protons accélérés, leurs

énergies et le champ électrique induit par la séparation de charges sont plus importants sauf pour la région proche de la cible où les effets de collision sont dominants. De plus, l'effet de supra-thermalité est plus efficace au niveau du front d'expansion, alors que l'effet de l'intensité laser apparaît à partir du cœur d'expansion. On voit également que les électrons sont en retard dans l'espace par rapport aux protons car ils perdent de l'énergie en attirant les protons vers l'avant via le champ électrique de séparation de charge. Les principales conclusions de ce travail peuvent être résumées comme suit :

1. Les deux effets de la supra-thermalité des électrons et de l'intensité du laser sont ajoutés pour améliorer l'accélération des protons.
2. Dans le cas de la présence d'une importante population d'électrons supra-thermiques, les protons convergent vers la même énergie, conduisant à un faisceau quasi mono-énergétique et à une bonne stabilité de la position du front malgré la présence d'un champ laser important.
3. Un autre résultat intéressant est que dans la gamme d'intensités laser analysée, la présence de la population d'électrons supra-thermiques est bénéfique pour le processus d'accélération des protons qui minimise les effets non linéaires dus au champ laser présent dans une forte accélération laser-plasma.
4. Enfin, l'accélération des protons est dominée par l'effet du laser pour des amplitudes importantes, où l'effet supra-thermique devient négligeable.

Chapitre IV

Nouveau schéma d'accélération laser-plasma

IV.1 Introduction

Les sources des faisceaux des ions accélérés par laser sont intéressantes pour de nombreuses applications potentielles, de la médecine, la science des matériaux à la recherche en physique des particules. Le développement de nouveaux concepts de cibles et d'impulsion laser est crucial pour rendre l'accélération des ions par laser adapté à ces applications. L'optimisation par simulation des paramètres de l'impulsion laser et de la cible pour une configuration laser-cible donnée nécessite une compréhension approfondie de la physique en jeu. Dans cette dernière partie de la thèse, nous nous intéressons aux schémas d'accélération afin d'améliorer la qualité du faisceau des ions produit. Plusieurs nouveaux schémas ont été proposés, basés soit sur la technologie laser, soit sur la technologie des cibles solides.

Dans le cadre du régime d'accélération TNSA, Pfoth et ses collaborateurs ont proposé un nouveau schéma d'accélération en cascade pour la génération de faisceaux d'ions contrôlés spectralement en utilisant une configuration "à deux étages" [40]. Ils ont réussi à générer un faisceau quasi-mono-énergétique d'environ 1.6MeV dans le spectre d'énergie. Toujours sous le régime TNSA, un autre groupe de chercheurs américains, a prouvé une amélioration de 50% du spectre d'énergie des protons accélérés ($> 10\text{MeV}$), en utilisant une cible micro-tube par rapport au cas d'une cible plate [85]. Cela est dû au rôle du pré-plasma et de la pré-impulsion laser dans le couplage de l'énergie laser aux cibles en forme de microtubes. Mais les énergies obtenues sont en deçà des énergies requises par les applications.

Dans ce travail, une stratégie prometteuse pour améliorer à la fois l'énergie et le nombre des ions est proposée par une cible mince solide en carbone utilisée comme filtre combiné avec le schéma d'accélération à double impulsions lasers. Le deuxième modèle proposé dans le cadre du présent sujet de doctorat sera décrit en détail dans la section qui suit. Nous modélisons la propagation des impulsions et de la génération des électrons chauds avec des simulations PIC en deux dimensions en utilisant le code EPOCH décrit dans le chapitre II. Les résultats et les prédictions du modèle fournissent des informations utiles pour la conception d'expériences impliquant ce genre de schémas d'accélération, à savoir les valeurs optimales pour l'épaisseur de la couche du carbone-filtre en fonction des paramètres laser.

IV.2 Modèle de simulation 2D-PIC

Afin d'étudier le mécanisme d'accélération des protons en deux étapes, des simulations PIC 2D basées sur le code EPOCH ont été réalisées. Par contrainte en moyens de calcul, nous n'avons simulé que la deuxième partie de l'accélération en supposant un faisceau de protons déjà créé par l'interaction du premier laser L1 avec la première cible T1 et se propageant vers la deuxième cible T2. Juste avant l'arrivée sur la cible T2, le faisceau de protons avait une taille de $16\mu m$ suivant l'axe transversal y et $30\mu m$ suivant l'axe de propagation x . Le faisceau avait une charge totale de $1pC$ correspondant à une densité de $10^{15}cm^{-3}$. Le spectre énergétique est supposé suivre une distribution exponentielle avec une limite maximale de $3MeV$. Une deuxième cible T2 en carbone totalement ionisée avec une épaisseur variant de $400nm$ à $3\mu m$ a été positionnée à $x = 36\mu m$.

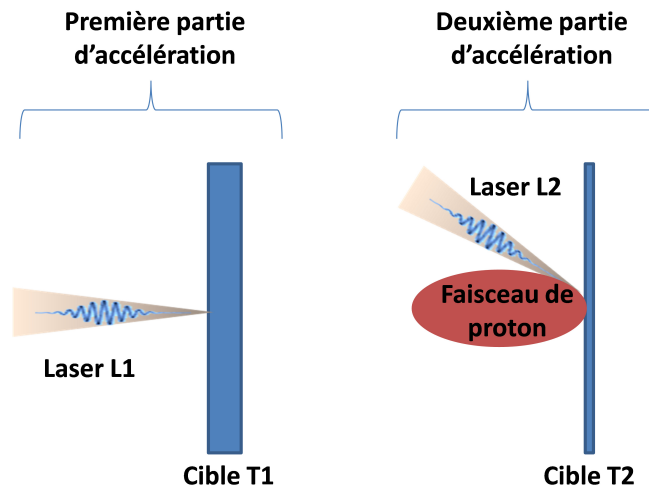


FIGURE IV.1 – Schéma représentatif des deux parties du mécanisme d'accélération en deux étapes

La deuxième impulsion laser se propage à partir de la limite minimale du domaine de calcul vers la cible avec un angle de 45° . Le début de la propagation du laser a été ajusté afin d'arriver sur la deuxième cible T2 en coïncidence avec l'arrivée du faisceau de protons. L'impulsion laser avait une forme spatiale et temporelle gaussienne avec une longueur d'onde

$\lambda = 0.8\mu m$ et une durée $\tau = 55fs$. La taille du spot du laser a été ajustée à $5\mu m$ au point d'interaction avec la cible de carbone et son intensité a été variée de $8.10^{18}Wcm^{-2}$ à $2.10^{22}Wcm^{-2}$.

La simulation se déroule dans un domaine de calcul avec une dimension de $142x110\mu m^2$, allant de $-55\mu m$ jusqu'à $+87\mu m$ suivant l'axe x et de $-55\mu m$ jusqu'à $+55\mu m$ suivant l'axe y .

Nous avons choisi une taille de cellule de $0.05\mu m$ dans chaque direction pour répondre aux conditions de stabilité CFL définies par $\frac{1}{\Delta x^2} \frac{1}{\Delta y^2} \leq \frac{1}{c\Delta t^2}$, et un pas de temps réduit d'un facteur de 0.5 afin de répondre à la condition $\omega p.\Delta t \leq 0.5$ et avoir des résultats suffisamment précis en évitant le phénomène de chauffage numérique.

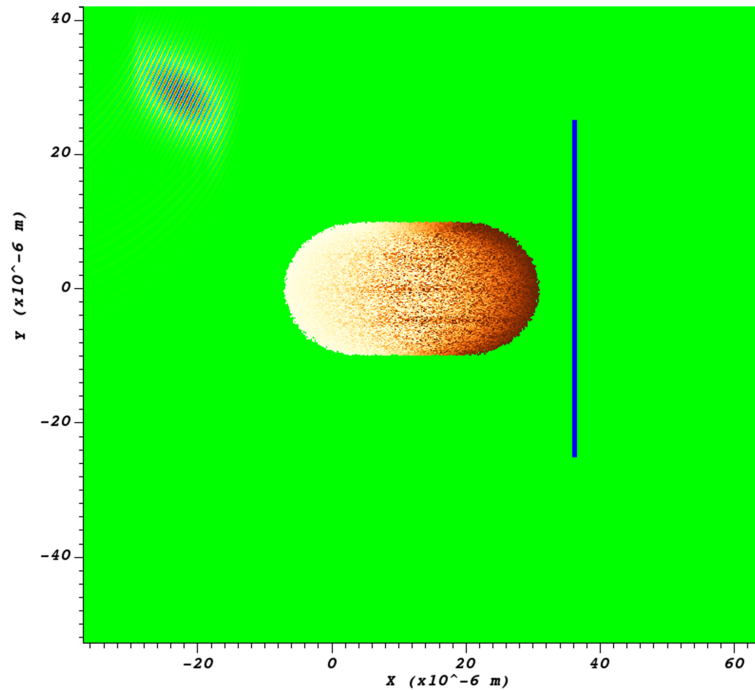


FIGURE IV.2 – Représentation de l'implémentation de la deuxième partie d'accélération

IV.3 Spectres d'énergies des protons

Les résultats numériques du spectre d'énergie des protons accélérés (figures IV.3 - IV.5 (a-d)) montrent clairement l'apparition d'un pic en énergie au front d'accélération des ions.

Ce pic est très influencé par la largeur de la cible et l'intensité laser. Initialement pour $I_L = 8.10^{18} Wcm^{-2}$ et $d_c = 3\mu m$ (figure IV.3.a), la cible-filtre permet de générer un faisceau Quasi-Mono-Energétique (faisceau QME), l'énergie du faisceau QME Primaire (E_{QMEP}) est sélectionnée autour de $E_{QMEP} = 5.3 MeV$, après que ce pic commence à se déformer et à se dilater sous l'impact de I et de d_c .

La largeur du pic est définie par la plage d'énergie $[E_{QMEP} - E_{cut-off}]$ (voir figure IV.3), sachant que $E_{cut-off}$ représente l'énergie maximale du faisceau de protons à la position du front d'accélération X_{front} .

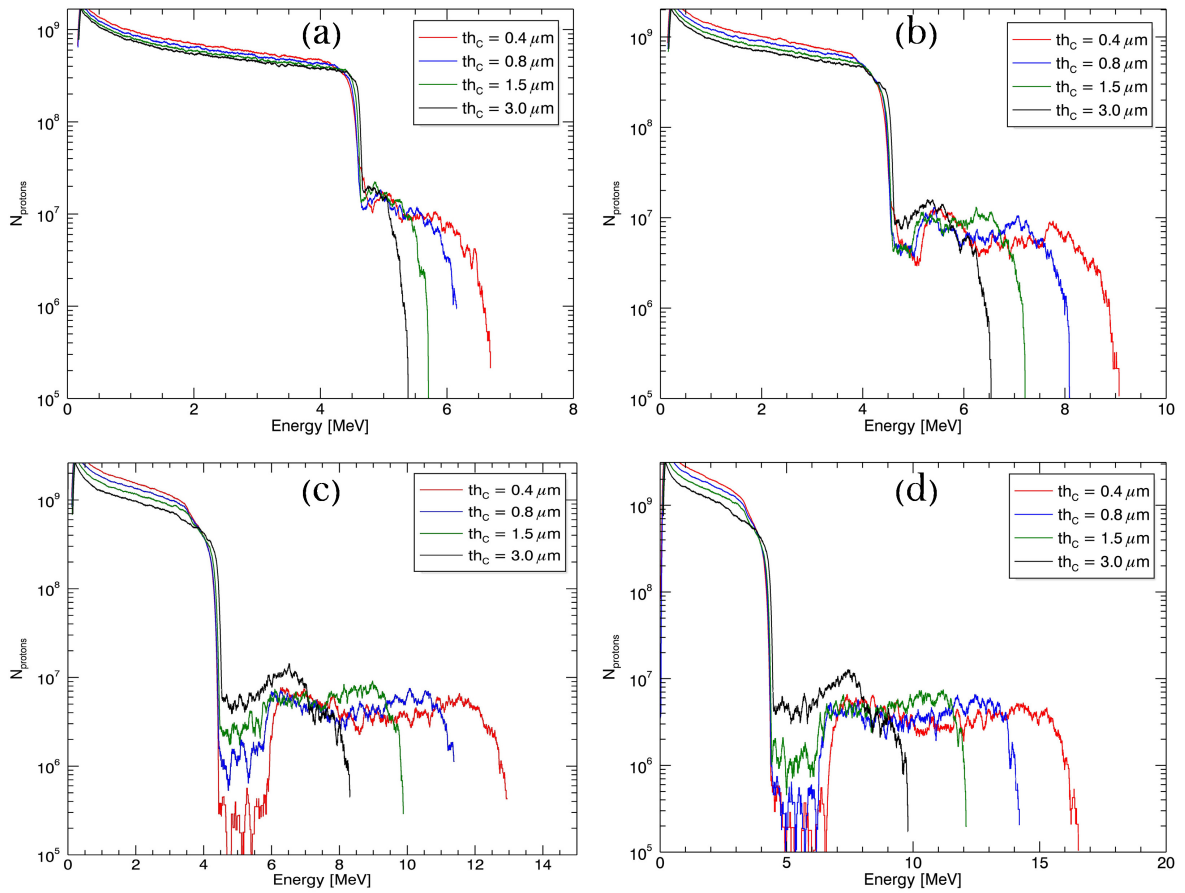


FIGURE IV.3 – Spectre d'énergie des protons accélérés pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10^{19} (b), 5.10^{19} (c) et $8.10^{19} Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.

Cette largeur est cruciale dans l'analyse des prochains résultats de notre étude paramétrique liée à la caractérisation des paramètres des faisceaux de protons générés. Il s'agit de l'apparition d'un Faisceau de Protons Modulé en Énergie (FPME) au lieu d'un faisceau

QME qui est initialement apparu pour $I_L = 8.10^{18} W.cm^{-2}$ et $d_c = 3\mu m$ (figure IV.3.a). Ici, à travers cette étude paramétrique nous avons réussi à avoir des faisceaux modulés en énergie avec une très grande amélioration de l'énergie $E_{cut-off}$ qui atteint $450 MeV$ pour $I_L = 2.10^{22} W.cm^{-2}$ et $d_c = 3\mu m$ (figure IV.5.c).

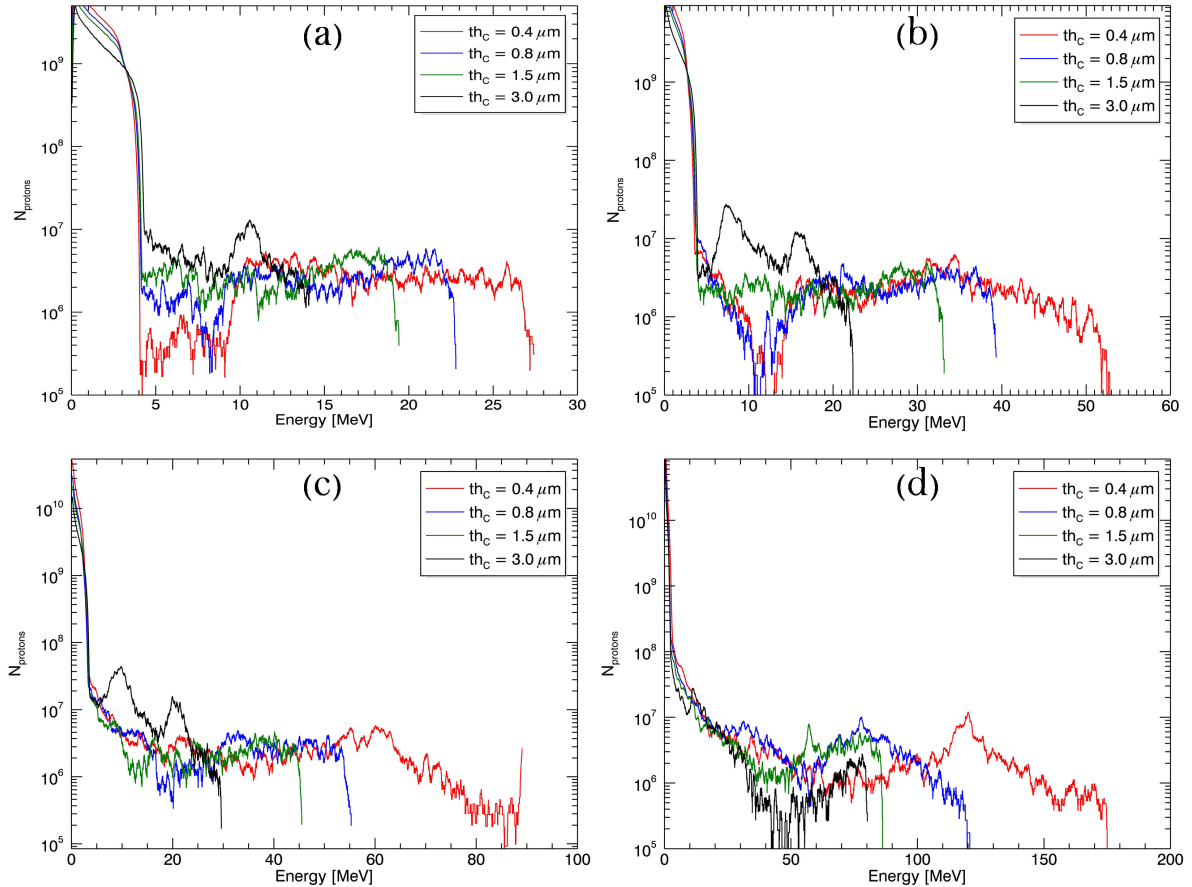


FIGURE IV.4 – Spectre d'énergie des protons accélérés pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10^{20} (b), 8.10^{20} (c) et $2.10^{21} W.cm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.

Les résultats montrent également l'apparition du phénomène de saut de régime d'accélération en fonction de l'intensité laser et de la largeur de la cible-filtre.

Pour un d_c donné, on remarque que l'énergie maximale gagnée par le faisceau de protons au front d'accélération augmente avec l'intensité de l'impulsion laser. Par contre, elle diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la cible si on fixe I_L . Ce comportement est parfaitement en accord avec l'évolution du champ électrique accélérateur E_{acc} .

L'interprétation physique de ce constat sera détaillée dans la section suivante, qui sera consacrée à l'analyse du champ accélérateur des protons.

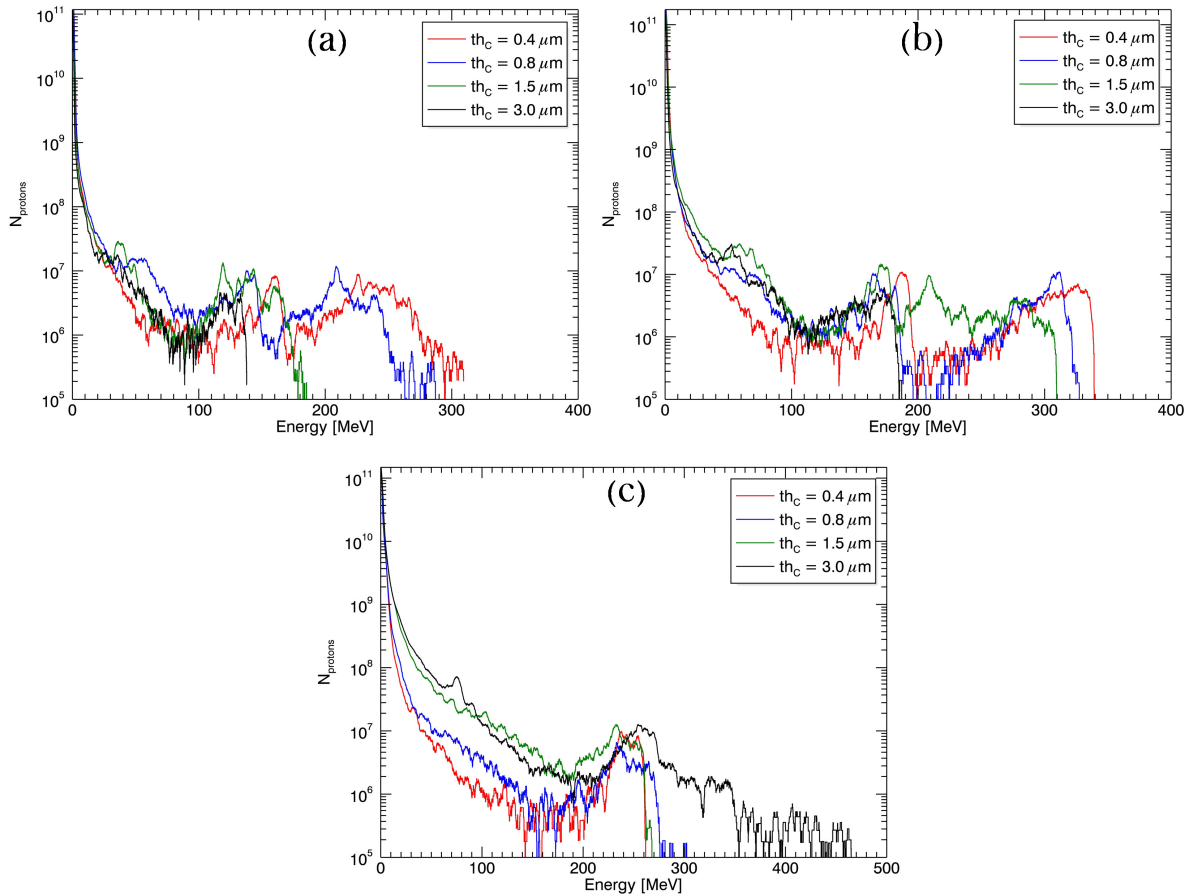


FIGURE IV.5 – Spectre d'énergie des protons accélérés pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10^{21} (b) et $2.10^{22} W cm^{-2}$ (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

IV.4 Champs électriques accélérateurs de protons

Les figures IV.6 à IV.8(a-d) montrent l'évolution spatiale du champ électrique accélérateur de protons E_{acc} en fonction de l'intensité laser et de la largeur de la cible-filtre $d_c = 0.4$ à $3.0 \mu m$. On remarque l'apparition de trois régions par rapport à la position initiale de la cible-filtre, et qui est représentée dans les figures IV.6, IV.7, IV.8 par la ligne bleue en pointillés :

- la première située à la face avant

— la deuxième est située à la face arrière

Elles sont caractérisées par deux pics intenses du champ électrique, d'une amplitude qui varie avec l'intensité laser et l'épaisseur de la cible-filtre. Ces deux pics du champ accélérateur de protons en avant et en arrière de la cible, respectivement, sont générés par l'effet de la séparation des charges induite par l'expulsion des électrons vers les deux faces de la cible. Ce constat est valable pour certaines conditions des paramètres I_L et d_c , qui sont optimisés de telle sorte que le régime d'accélération TNSA est vérifié.

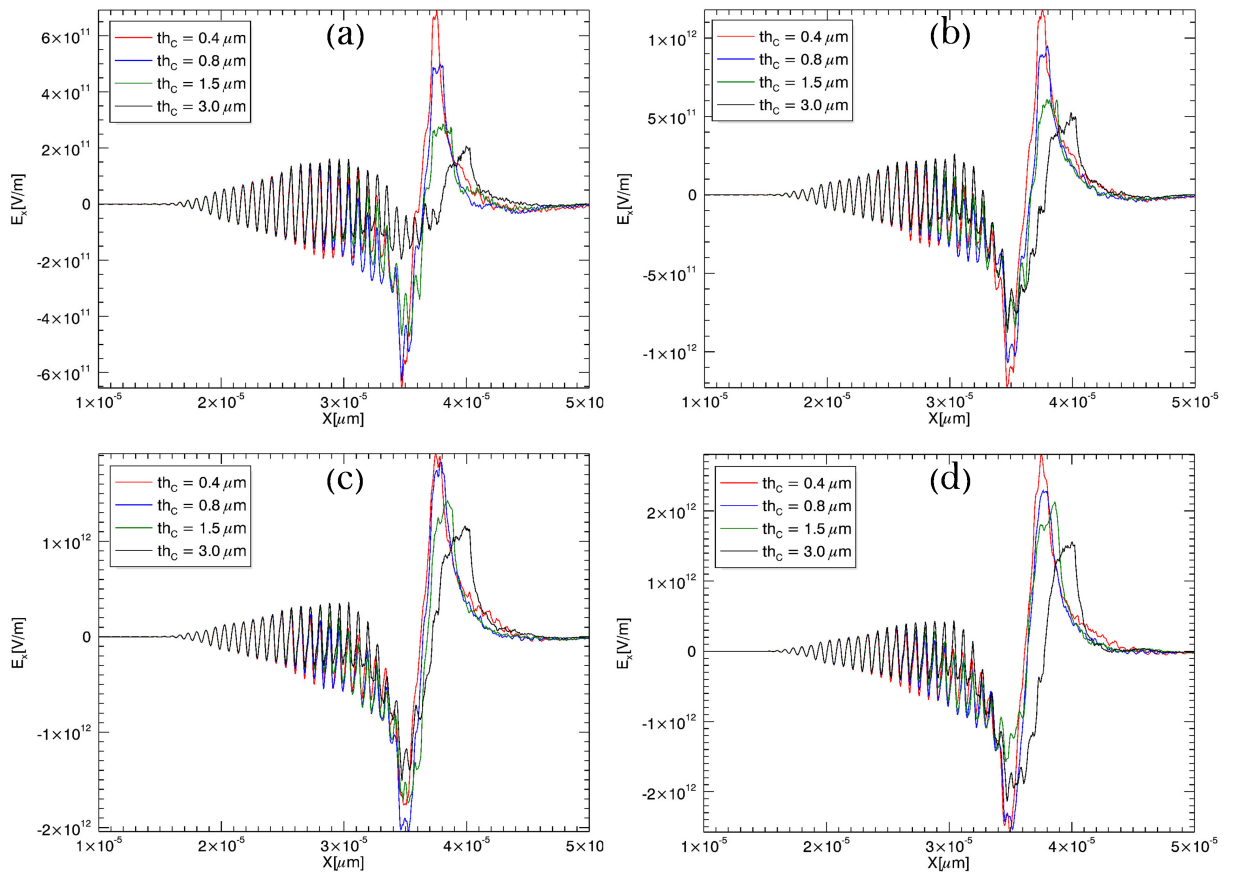


FIGURE IV.6 – Champ électrique accélérateur des protons E_{TNSA} pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10^{19} (b), 5.10^{19} (c) et $8.10^{19} W cm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

Au-delà de cette gamme de paramètres I_L et d_c , on remarque l'apparition du phénomène de saut de régime d'accélération où le phénomène de séparation des charges ne se produit pas. Ceci est dû à la dominance du régime d'accélération RPA par rapport au régime TNSA

pour cette gamme de paramètres I_L et d_c .

— la troisième région est située avant les deux pics :

Elle est caractérisée par un pic du champ accélérateur d'une faible amplitude, correspondant à la partie réfléchie de l'impulsion laser. Pour cette région, l'amplitude du pic du champ accélérateur diminue en augmentant l'épaisseur de la cible-filtre. Exemple : pour $I_L = 8.10^{18} W cm^{-2}$, l'amplitude du pic du champ accélérateur E_{acc} atteint $6.10^{11} V/m$ pour $d_c = 0.4 \mu m$ et $2.10^{11} V/m$ pour $d_c = 3.0 \mu m$. Ceci peut être expliqué par la transmission ou l'absorption d'une partie de l'impulsion laser par les cibles de faible épaisseur et qui diminuer avec l'augmentation de l'épaisseur d_c qui devient plus opaque aux faibles intensités [86].

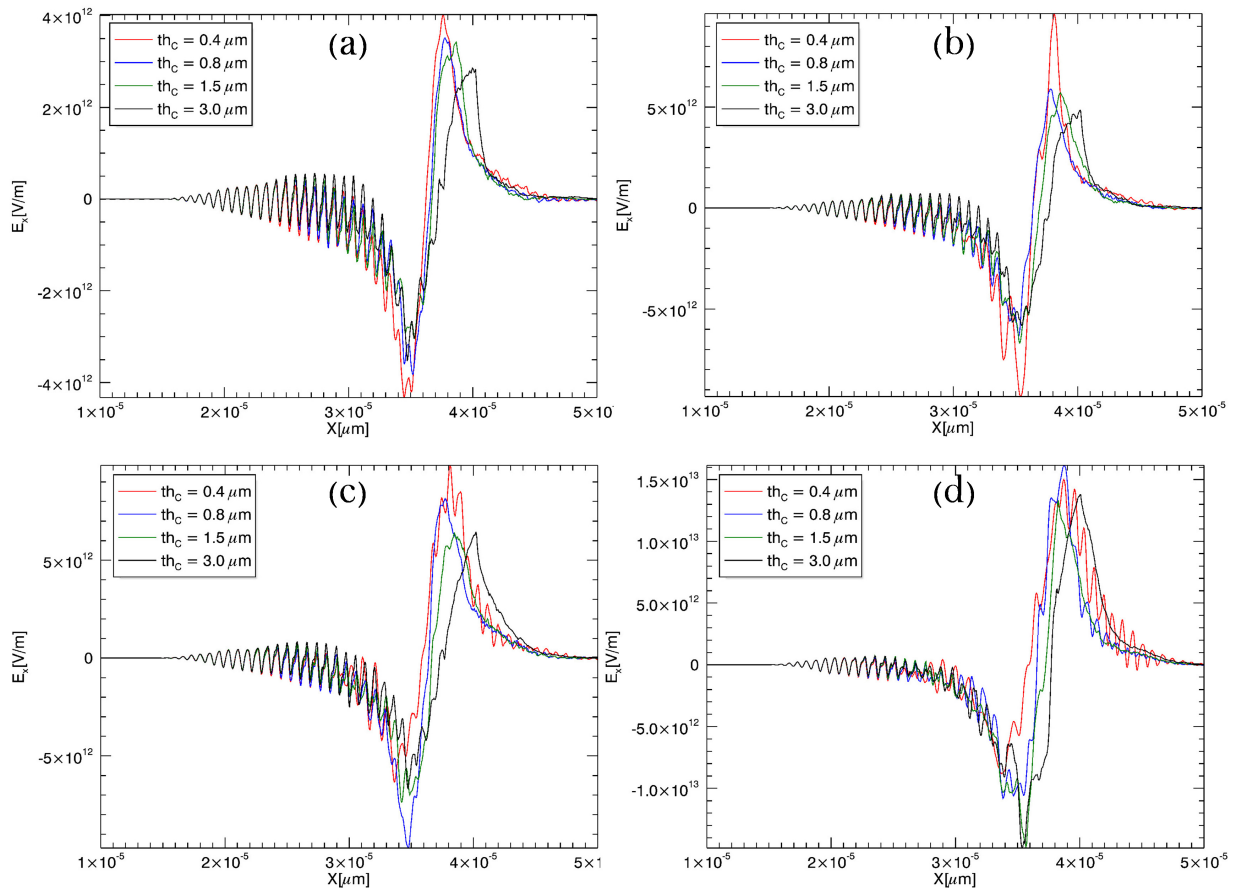


FIGURE IV.7 – Champ électrique accélérateur des protons E_{TNSA} pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10^{20} (b), 8.10^{20} (c) et $2.10^{21} W cm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

Toujours concernant la troisième région et qui correspond à la partie réfléchie de l'impulsion laser, avec l'augmentation de I_L , il est clair que le pic devient de plus en plus important et la largeur de la partie réfléchie diminue. Ceci est traduit par l'augmentation des taux de transmission et d'absorption de l'impulsion laser, qui sont remarquable à partir de $I_L = 8.10^{20} W cm^{-2}$ pour l'épaisseur $0.4 \mu m$, là, où l'amplitude des ondes sinusoïdes du champ accélérateur sont importantes dans la face antérieure.

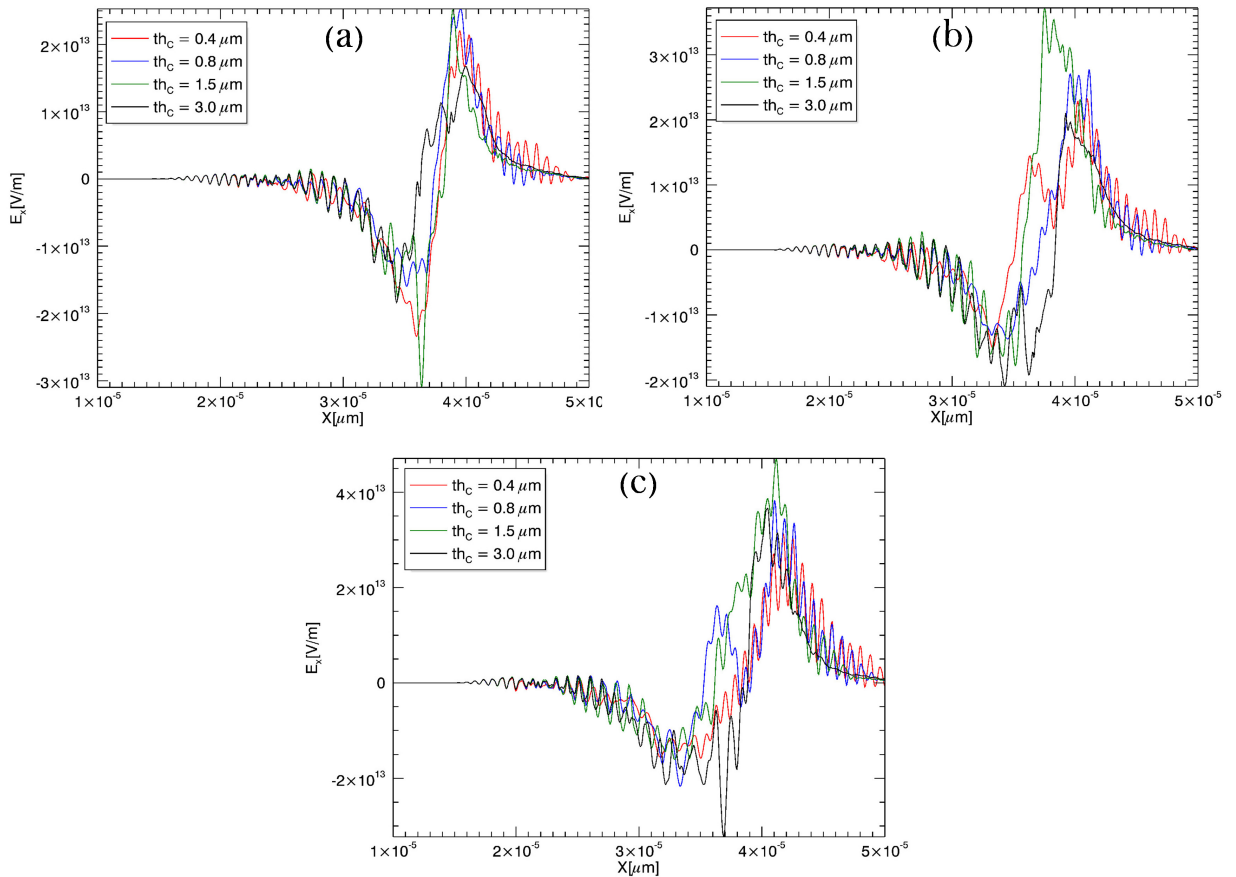


FIGURE IV.8 – Champ électrique accélérateur des protons E_{TNSA} pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10^{21} (b), et $2.10^{22} W cm^{-2}$ (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

La dernière remarque concerne les hautes intensités laser où l'écart entre les pics du champ accélérateur correspondants aux différentes régions diminue fortement, ceci est traduit par la dominance de l'effet du champ laser par rapport à celui de l'épaisseur de la cible. Enfin, ces figures (IV.6 - IV.8(a-d)) montrent un pic de E_{acc} avec une amplitude qui suit

la même tendance que l'énergie maximale des protons en fonction de d_c et I_L (section IV.3). Comme nous l'avons montré précédemment dans notre étude du rôle des électrons supra-thermiques dans le mécanisme d'accélération (chapitre III), qui sont responsables de la création du champ électrique accélérateur E_{TNSA} . En plus de l'effet de l'intensité laser pour certaines valeurs optimales de l'épaisseur de la cible d_c autour de $0.4\mu m$, cette amplitude du champ accélérateur est proportionnelle à la population des électrons chauds n_{eh} présente en face arrière de la cible. L'étude d'optimisation montre que, dans la gamme du mécanisme TNSA ($I < 10^{22} Wcm^{-2}$), plus on approche la valeur optimale de l'épaisseur de la cible ($d_c = 0.4\mu m$) estimée par notre modèle, plus la proportion des électrons chauds devient importante, renforçant ainsi l'amplitude du champ électrique (figures IV.6 - IV.8), donc l'énergie maximale des protons augmente de plus en plus (figures IV.3 - IV.5).

IV.5 Quantité de mouvement des protons P_x

La quantité de mouvement peut nous aider à avoir des informations complémentaires aux études paramétriques précédentes du spectre d'énergie et du champ accélérateur. Surtout en ce qui concerne le sens d'accélération du faisceau de protons cité en haut. Pour ce faire, les figures IV.9 - IV.10(a-d) ci-dessous, représentent l'étude de la distribution de la quantité de mouvement des protons accélérés en fonction de l'épaisseur de la cible-filtre et de l'intensité laser.

Pour des intensités d'impulsions laser entre $I_L = 8.10^{18}$ et $8.10^{19} Wcm^{-2}$ (figures IV.9 (a-d)), on remarque l'apparition d'un plateau sur les profils de la quantité de mouvement des protons accélérés, qui correspond à un faisceau de protons d'énergies modulés. Ce résultat est parfaitement en accord avec notre lecture des résultats du spectre d'énergie des protons accélérés (section IV.2). L'information complémentaire qu'on peut déduire à partir des profils de la quantité de mouvement concerne le mécanisme physique du fonctionnement du filtre. Ces profils montrent que le mouvement de la majorité des protons est suivant l'axe x dans la direction positive d'accélération. D'où, les protons les plus énergétiques sont piégés dans l'onde accélératrice du champ électrique de séparation des charges, qui sont ré-accélérés vers l'avant, gagnant ainsi une grande quantité de mouvement. Citons par exemple le pic de P_x à $7.10^{-20} kg.m/s$ pour $I_L = 2.10^{19} Wcm^{-2}$ et $d_c = 0.4\mu m$, (figure IV.9.b)

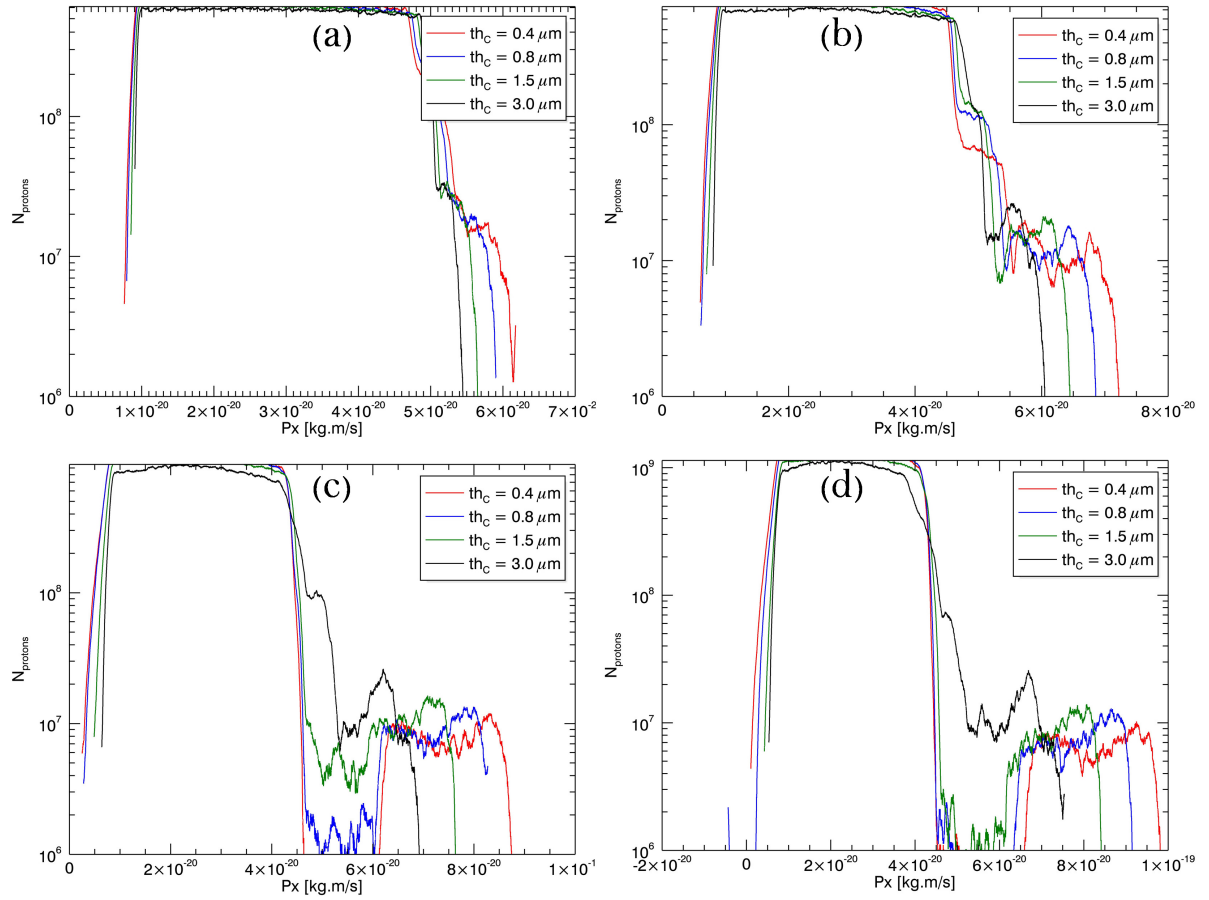


FIGURE IV.9 – Quantité de mouvement des protons accélérés pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10^{19} (b), 5.10^{19} (c) et $8.10^{19} Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

et $P_x = 9.10^{-20} kg.m/s$ pour $I_L = 8.10^{19} Wcm^{-2}$ et $d_c = 0.4 \mu m$, (figure IV.9.d). Par contre, les protons moins énergétiques sont ralentis mais ils dépassent quand même le filtre. Ceci est montré par le pic le moins intense du champ électrique (figure IV.6) et de la quantité de mouvement (figure IV.9), ce qui traduit l'insuffisance du champ électrique pour reculer les protons d'une telle énergie initiale.

Pour les grandes valeurs de l'intensité laser $I_L = 8.10^{20} Wcm^{-2}$, (figure IV.10.a), les profils de la quantité de mouvement montrent une séparation des pics des protons filtrés à travers des coupures remarquées à une valeur de $P_x = 5.10^{-20} kg.m/s$.

Le résultat le plus intéressant dans notre étude d'optimisation de la quantité de mouvement des protons accélérés est que l'on distingue également l'apparition d'un plateau en quantité de mouvement pour certaines condition de I_L et de d_c .

Exemples :

- pour $I_L = 8.10^{19} W cm^{-2}$ et $d_c = 0.4 \mu m$, (figure IV.9.d), nous avons obtenu un plateau avec un nombre de protons presque constant ($N_p = 10^7$) pour une quantité de mouvement P_x qui varie entre 6.10^{-20} à $9.10^{-20} kg.m/s$.
- pour $I_L = 2.10^{20} W cm^{-2}$ et $d_c = 0.4 \mu m$, (figure IV.10.a), ($N_p = 10^7$) pour P_x variant de 7.10^{-20} à $15.10^{-20} kg.m/s$.

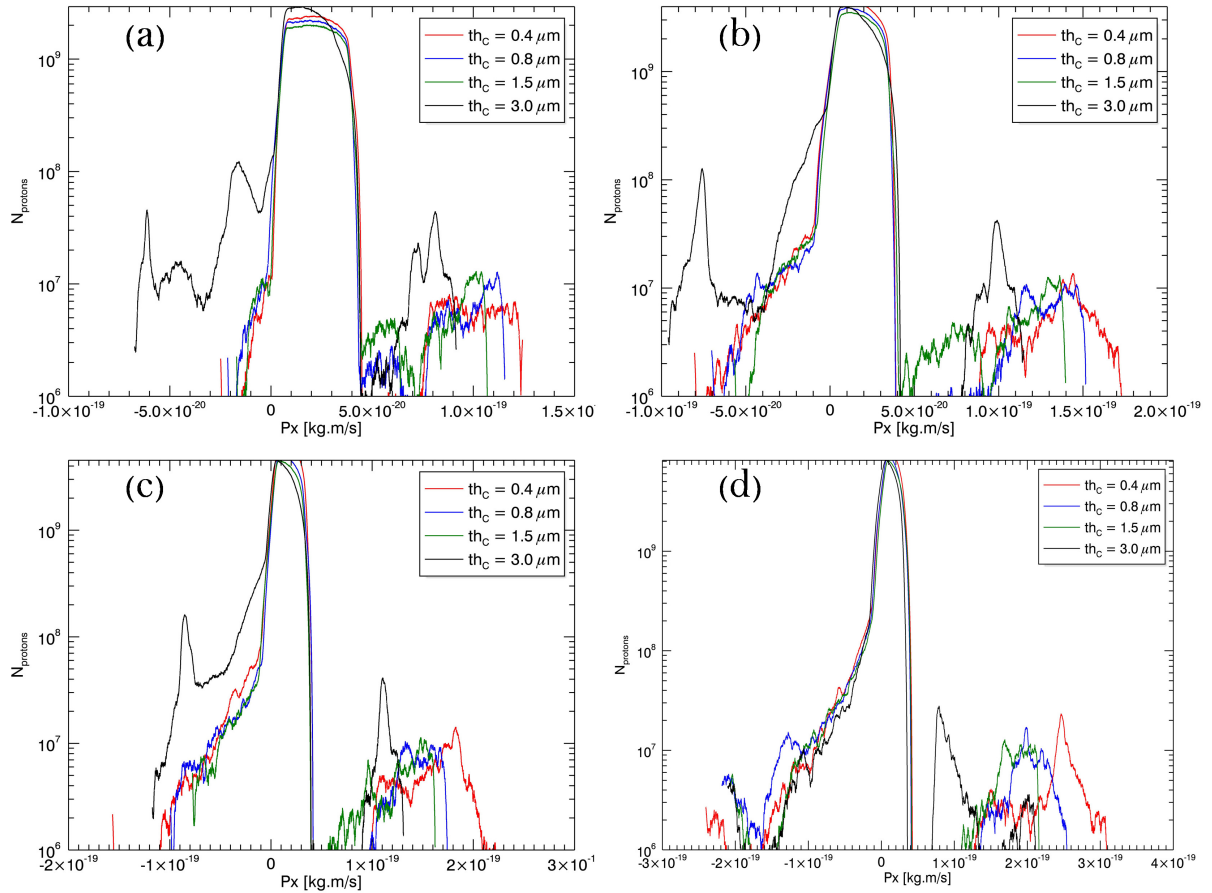


FIGURE IV.10 – Quantité de mouvement des protons accélérés pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10^{20} (b), 8.10^{20} (c) et $2.10^{21} W cm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

Ce plateau, peut être interprété par l'apparition d'une stabilité du faisceau de protons accélérés pour cette gamme de (I_L, d_c) optimisée.

Il s'agit d'un résultat prometteur pour ce type de schéma d'accélération proposé dans notre modèle, pour le futur de l'accélération des particules par lasers pour les applications médicales, surtout celles qui concernent la lutte contre le cancer « Proton-thérapie par Laser ». Cette stabilité en termes du nombre de protons accélérés peut assurer l'obtention de fais-

ceaux cliniques avec une bonne distribution de dose suivant le pic de Bragg. Cela veut dire, que nous avons réussi à avoir des impulsions de faisceaux de protons avec le même nombre pour différentes quantité de mouvement (énergies). Cela permet la génération d'un bon SOBP équivalent pour un tissu donné, en jouant sur les paramètres optimisés de l'impulsion laser et de l'épaisseur de la cible-filtre [87], malgré la présence des effets non-linéaires dû aux grandes champs laser pour cette forte gamme d'intensité, $I_L > 10^{22} W cm^{-2}$.

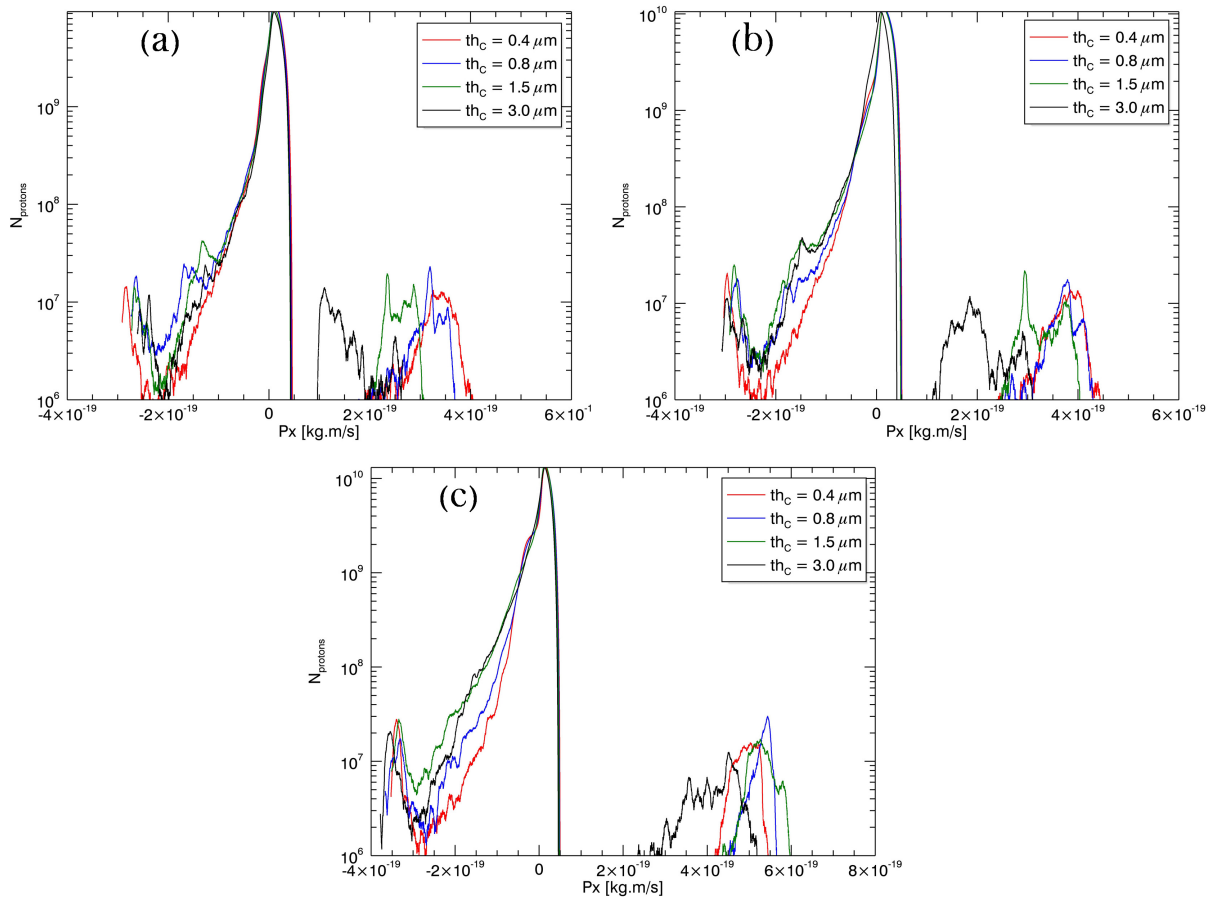


FIGURE IV.11 – Quantité de mouvement des protons accélérés pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10^{21} (b), et $2.10^{22} W cm^{-2}$ (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu m$.

Pour des intensités $I_L > 10^{20} W cm^{-2}$, on remarque aussi l'apparition de pics dans les profils de la quantité de mouvement avec des valeurs négatives, qui deviennent de plus en plus intenses avec l'augmentation de l'épaisseur de la cible et de l'intensité laser. Comme c'est expliqué précédemment dans la troisième région d'accélération (la partie réfléchie de l'impulsion laser, voir section IV.4), on peut déduire que la quantité de mouvement des

protons accélérés est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la cible-filtre, ceci dans le cas où sa position initiale se situe au milieu de la cible. Le présent constat est parfaitement en accord avec la littérature lié à l'effet du miroir coulombien induit par laser présenté dans l'article de Velchevet al [86], qui concerne l'analyse de l'énergie cinétique d'un faisceau de particules en mouvement dans une cible irradiée par un laser intense.

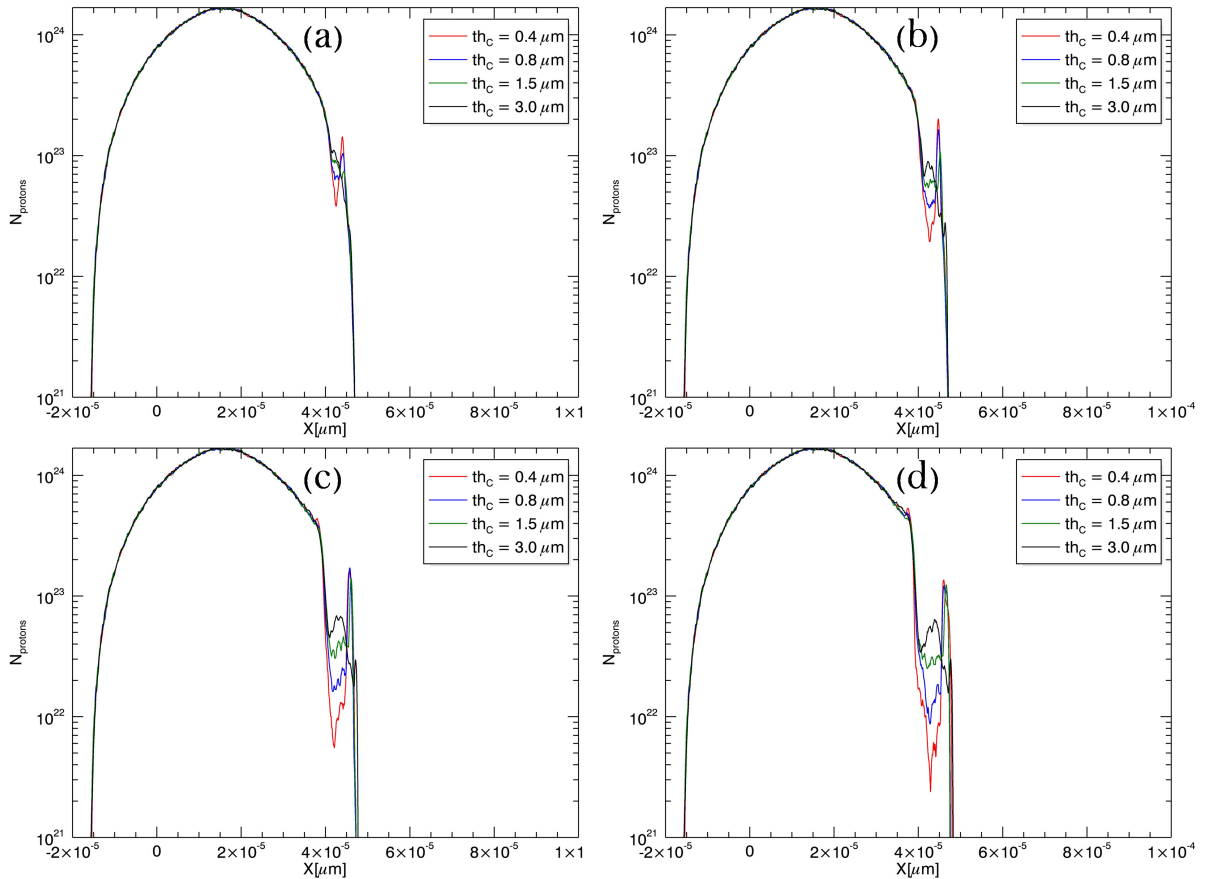


FIGURE IV.12 – Distribution spatiale des protons accélérés pour $I_L = 8.10^{18}$ (a), 2.10^{19} (b), 5.10^{19} (c) et $8.10^{19} \text{Wcm}^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu\text{m}$.

IV.6 Distributions spatiales et positions

Dans le même contexte, les figures IV.12 - IV.14 (a-d) ci-dessous représentent les distributions spatiales des protons au long de l'axe longitudinal d'accélération x , pour différentes épaisseurs de la cible-filtre et différentes intensités laser.

Les profils de positions des protons montrent une importante cohérence avec les résultats précédents. Pour les intensités laser $I_L = [8.10^{18}, 8.10^{19}]Wcm^{-2}$, (figures IV.12, IV.13 (a-d)), qui correspond à la génération d'un faisceau QME (section IV.3, figures IV.3 (a-d)), on remarque ici l'apparition d'un pic étroit, qui représente la portion des protons filtrés avec une même position de front pour les différentes épaisseurs de la cible.

Sur les figures IV.12 (a-d), dans la région juste avant le pic, on remarque la présence d'une population d'une densité inférieure à celle du pic apparu initialement. Elle décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la cible, ainsi l'écart entre les populations qui correspond aux différents d_c devient plus important en augmentant l'intensité laser.

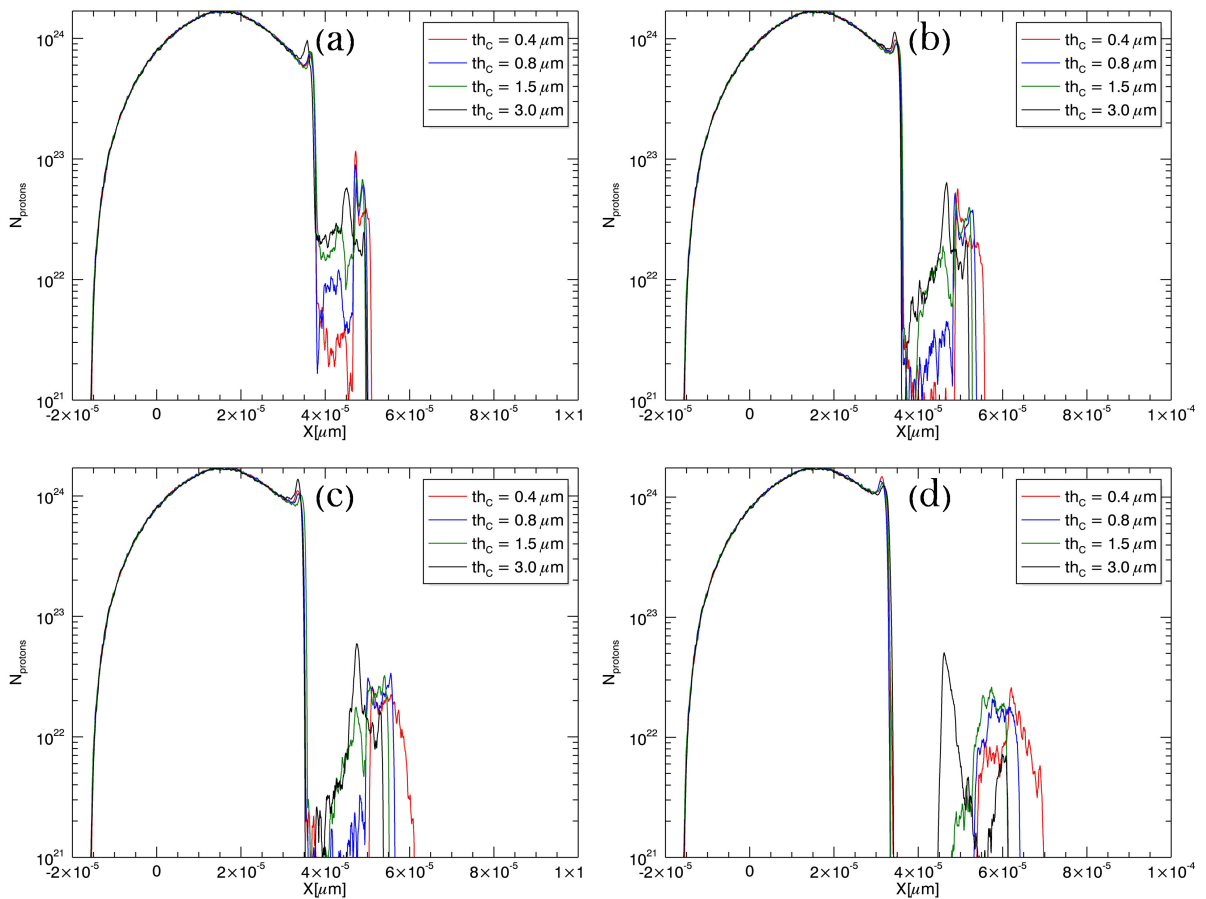


FIGURE IV.13 – Distribution spatiale des protons accélérés pour $I_L = 2.10^{20}$ (a), 5.10^{20} (b), 8.10^{20} (c) et $2.10^{21}Wcm^{-2}$ (d), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0\mu m$.

Un nouveau phénomène peut être déduit à partir de ces résultats et qui est en accord avec l'analyse du spectre d'énergie, le champ accélérateur et de la quantité de mouvement.

Dans les figures IV.12 (a-b), on remarque une continuité du corps de la courbe de densité en traversant la cible (ligne bleu discontinue), ce qui confirme l'incapacité de filtrer totalement les protons moins énergétiques et que les protons ralentis dépassent la cible malgré leurs faibles énergies.

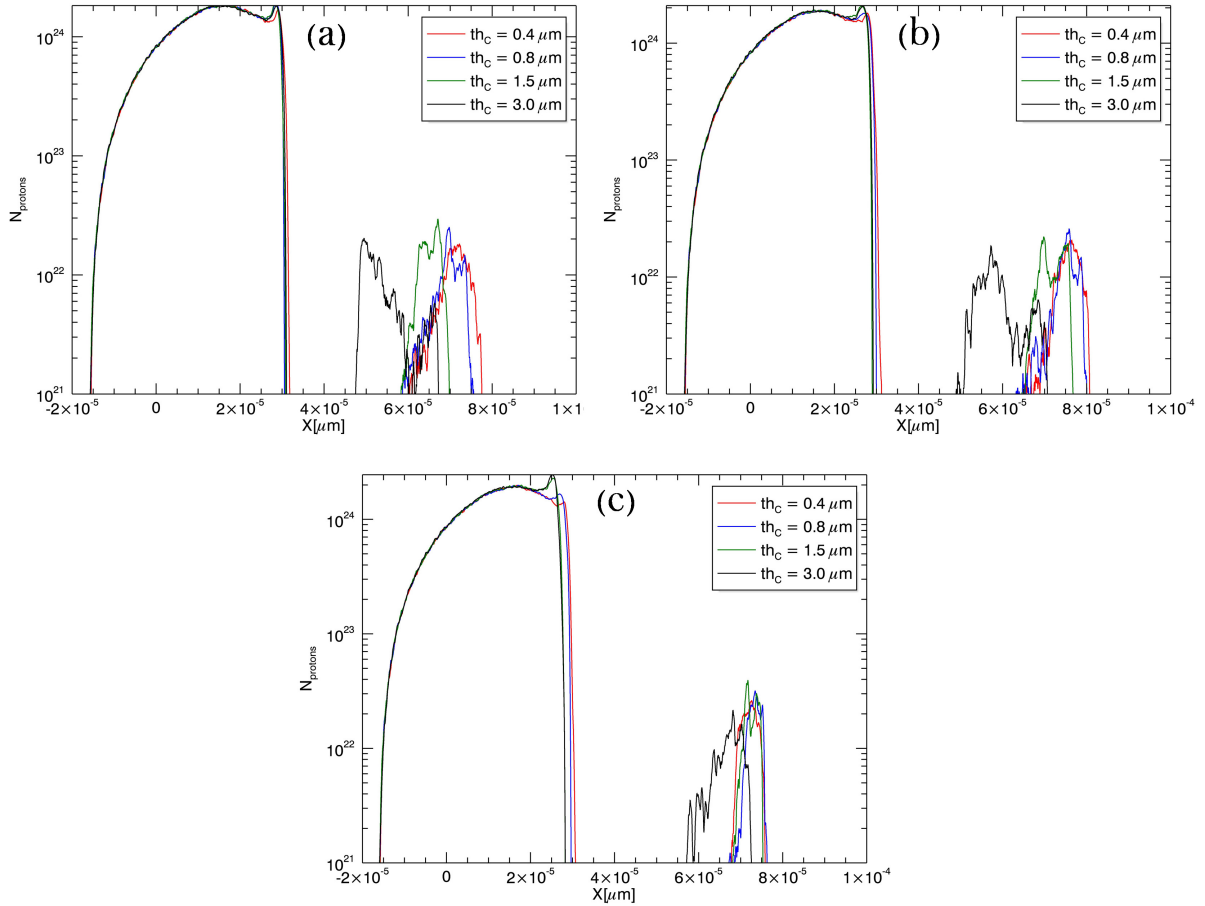


FIGURE IV.14 – Distribution spatiale des protons accélérés pour $I_L = 5.10^{21}$ (a), 8.10^{21} (b), et $2.10^{22} \text{ W cm}^{-2}$ (c), pour différentes largeurs de la cible de 0.4 à $3.0 \mu\text{m}$.

Les figures IV.12 (b-d) montrent également la phase initiale de ralentissement des protons moins énergétiques ($\mathcal{E} \sim 4 \text{ MeV}$), mais avec des vitesses positive. A partir de l'intensité laser $I_L = 2.10^{19} \text{ W cm}^{-2}$, on remarque l'apparition d'une coupure de la densité. Par contre, pour les intensités supérieures à $2.10^{20} \text{ W cm}^{-2}$ (figures IV.13, IV.14), les positions du front commencent à s'éloigner les unes des autres et l'écart entre les positions maximales devient plus clair. Ainsi, la position du front décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la cible, et elle augmente en augmentant l'intensité laser. Il est clair aussi que la coupure de la densité

devient plus importante et sa position recule vers la face postérieure de la cible et devient plus loin en augmentant l'intensité du laser. Ces résultats confirment l'effet de l'épaisseur de la cible et l'intensité du laser sur l'efficacité du filtre afin de générer des faisceaux de protons de bonne qualité.

IV.7 Absorptivité

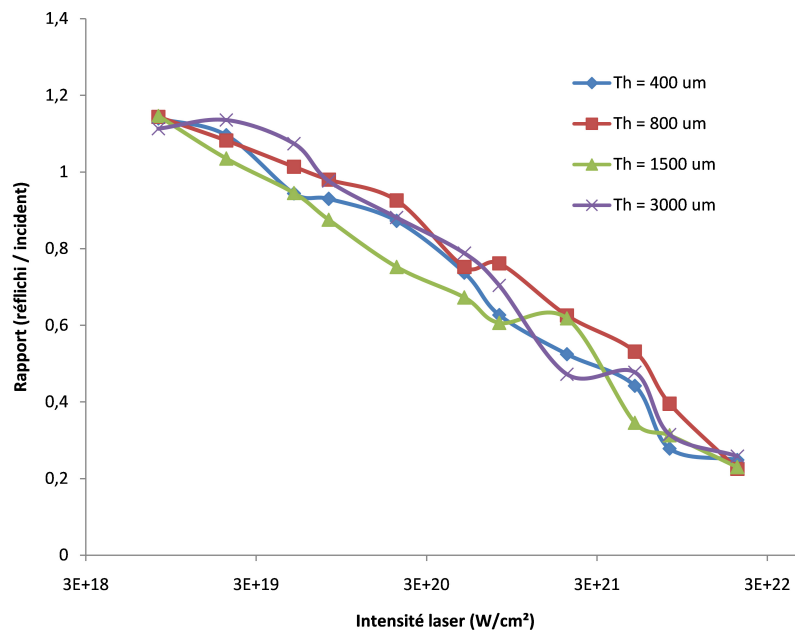


FIGURE IV.15 – Etude paramétrique de l'absorptivité en fonction de l'intensité laser pour différents épaisseurs de la cible-filtre $d_c = 0.4, 0.8, 1.5 \text{ et } 3 \mu\text{m}$.

La figure IV.15 représente les variations des rapports entre l'intensité du champ électrique lié à l'impulsion laser avant son interaction avec la cible et celle après la réflexion. Les courbes montrent une décroissance des rapports en augmentant l'intensité laser. On remarque que pour les faibles intensités du laser incident $[8.10^{18}, 2.10^{20}] \text{ W cm}^{-2}$ les rapports sont autour de 1 indiquant une réflexion quasi-totale de l'impulsion laser ; par contre pour les grandes intensités, le rapport devient plus faible jusqu'à atteindre la valeur ~ 0.2 pour $IL = 2.10^{22} \text{ W cm}^{-2}$. Cette diminution du rapport est due à l'absorption ou la transmission du laser à travers la cible et il augmente avec l'intensité du laser incident. Il est remarquable aussi que les courbes des rapports soient similaires pour les différentes épaisseurs des

cibles, montrant aussi que la réflexion, l'absorption ou la transmission sont indépendantes de l'épaisseur de la cible avec la même densité.

IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réussi à introduire un nouveau schéma d'accélération dans le code EPOCH, incluant deux pulses laser et deux cibles minces sous le régime TNSA. Au fait, nous avons montré que c'est un schéma prometteur pour améliorer à la fois l'énergie, le nombre et la mono-energicité des protons obtenus. Nous avons joué sur l'intensité des pulse laser et l'épaisseur des cibles pour optimiser les faisceaux de protons produits. L'une des cibles est en carbone et est utilisée comme filtre pour obtenir un faisceau de protons mono-énergétiques.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons effectué des simulations numériques en utilisant la méthode PIC dans le but d'optimiser certains paramètres de l'accélération laser intense-plasma pour obtenir des faisceaux de protons énergétiques utiles pour certaines applications. Nos simulations adoptent le régime d'accélération TNSA, le plus largement étudié dans l'accélération des ions. Ce régime contient plusieurs paramètres par lesquels on peut manipuler le faisceau issu en face arrière de la cible, à savoir les paramètres liés au laser, au pré-plasma, à la cible solide, aux électrons énergétiques transportés dans la cible et au champ électrique E_{TNSA} de séparation des charges, responsable de l'accélération des protons.

Dans une première partie du travail, en utilisant le code unidimensionnel open source LPIC++ que nous avons modifié pour inclure la distribution supra-thermique kappa des électrons énergétiques, nous nous sommes intéressés à l'optimisation du rôle de la supra-thermalité électronique pour obtenir des faisceaux de protons de haute qualité, en présence d'effets laser non linéaires dans le plasma. Pour cela, une analyse complète de diverses caractéristiques des faisceaux de protons, tels que les densités des protons et des électrons, les champs électriques, les positions des fronts et les spectres d'énergie, a été présentée en fonction de la supra-thermalité des électrons et de l'amplitude du laser. On a montré que, les deux effets combinés de la supra-thermalité des électrons et de l'intensité du laser sont ajoutés pour améliorer l'accélération des protons.

Nous avons aussi observé que dans le cas de la présence d'une importante population d'électrons supra-thermiques, les protons convergent vers la même énergie, conduisant à un faisceau quasi mono-énergétique et à une bonne stabilité de la position du front malgré la présence d'un champ laser important. Un autre résultat intéressant est que dans la gamme d'intensités laser analysée, la présence de la population d'électrons supra-thermiques est bénéfique pour le processus d'accélération des protons qui minimise les effets non linéaires

due au champ laser présent dans une forte accélération laser-plasma. Enfin, l'accélération des protons est dominée par l'effet du laser pour des amplitudes importantes, où l'effet supra-thermique devient négligeable.

Dans une deuxième partie du travail, à l'aide du code open source EPOCH à deux dimensions, nous avons réussi à introduire un nouveau schéma d'accélération incluant deux pulses laser intenses et deux cibles minces sous le régime TNSA. Nous avons joué sur l'intensité des pulses laser et l'épaisseur des cibles pour optimiser les faisceaux de protons produits. L'une des cibles est en carbone et est utilisée comme filtre pour obtenir un faisceau de protons mono-énergétique. Le résultat le plus intéressant dans cette étude est que dans l'optimisation de la quantité de mouvement des protons accélérés, l'on distingue également l'apparition d'un plateau de mono-énergicité pour certaines valeurs de l'intensité du laser et de l'épaisseur de la cible.

La proposition de ce schéma d'accélération s'avère être une stratégie prometteuse pour améliorer à la fois l'énergie, le nombre et la mono-énergicité des protons obtenus.

Une des extensions possibles de ce travail est d'étudier la distribution de la dosimétrie en fonction du nouveau schéma d'accélération TNSA proposé, d'effectuer des simulations PIC à trois dimensions plus réalistes en vue de faire des comparaisons expérimentales, et pourquoi pas valider le schéma proposé par l'expérience.

Bibliographie

- [1] D. STRICKLAND et G. MOUROU, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Optics Communications*, t. 56, n° 3, p. 219-221, 1985, ISSN : 0030-4018. DOI : [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8).
- [2] T. TAJIMA et J. M. DAWSON, “Laser Electron Accelerator,” *Phys. Rev. Lett.*, t. 43, p. 267-270, 4 juill. 1979. DOI : [10.1103/PhysRevLett.43.267](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267).
- [3] *ELI-Beamlines MEDical*. adresse : <https://www.eli-beams.eu>.
- [4] *DRACO-HZDR*. adresse : <https://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=1892>.
- [5] *EUPRAXIA*. adresse : <http://www.eupraxia-project.eu>.
- [6] S. C. WILKS, W. L. KRUEER, M. TABAK et A. B. LANGDON, “Absorption of ultra-intense laser pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, t. 69, p. 1383-1386, 9 août 1992. DOI : [10.1103/PhysRevLett.69.1383](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1383).
- [7] S. BULANOV, T. ESIRKEPOV, V. KHOROSHKOV, A. KUZNETSOV et F. PEGORARO, “Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators,” *Physics Letters A*, t. 299, n° 2, p. 240-247, 2002, ISSN : 0375-9601. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(02\)00521-2](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(02)00521-2).
- [8] T. ESIRKEPOV, M. BORGHESI, S. V. BULANOV, G. MOUROU et T. TAJIMA, “Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime,” *Phys. Rev. Lett.*, t. 92, p. 175003, 17 avr. 2004. DOI : [10.1103/PhysRevLett.92.175003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175003).
- [9] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, B. M. HEGELICH et al., “Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets,” *Physics of Plasmas*, t. 14, n° 5, avr. 2007, 056706, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.2436857](https://doi.org/10.1063/1.2436857).

-
- [10] D. BARA, M. DJEBLI et D. BENNACEUR-DOUMAZ, “Combined effects of electronic trapping and non-thermal electrons on the expansion of laser produced plasma into vacuum,” *Laser and Particle Beams*, t. 32, n° 3, p. 391-398, 2014. DOI : [10.1017/S0263034614000263](https://doi.org/10.1017/S0263034614000263).
- [11] M. F. MAHBOUB, D. BARA, D. BENNACEUR-DOUMAZ et M. DJEBLI, “Ionization and recombination effects on laser ion acceleration in a finite mass plasma expansion,” *Physics of Plasmas*, t. 26, n° 2, fév. 2019, 023101, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.5050453](https://doi.org/10.1063/1.5050453).
- [12] D. BARA, M. F. MAHBOUB et D. BENNACEUR-DOUMAZ, “Ion front acceleration in collisional nonthermal plasma,” *The European Physical Journal D*, t. 74, n° 224, nov. 2020. DOI : [10.1140/epjd/e2020-10087-6](https://doi.org/10.1140/epjd/e2020-10087-6).
- [13] A. V. AREFIEV et B. N. BREIZMAN, “Collisionless plasma expansion into vacuum : Two new twists on an old problema),” *Physics of Plasmas*, t. 16, n° 5, avr. 2009, 055707, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.3118625](https://doi.org/10.1063/1.3118625).
- [14] M. LONTANO et M. PASSONI, “Electrostatic field distribution at the sharp interface between high density matter and vacuum,” *Physics of Plasmas*, t. 13, n° 4, avr. 2006, 042102, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.2184067](https://doi.org/10.1063/1.2184067).
- [15] V. KOVALEV, V. Y. BYCHENKOV et V. T. TIKHONCHUK, “Ion acceleration during adiabatic plasma expansion : Renormalization group approach,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, t. 74, n° 1, p. 10-14, juill. 2001. DOI : [10.1134/1.1402197](https://doi.org/10.1134/1.1402197).
- [16] R. A. CAIRNS, A. A. MAMUM, R. BINGHAM et al., “Electrostatic solitary structures in non-thermal plasmas,” *Geophysical Research Letters*, t. 22, n° 20, p. 2709-2712, 1995. DOI : <https://doi.org/10.1029/95GL02781>.
- [17] M. A. HELLBERG, R. L. MACE, R. J. ARMSTRONG et G. KARLSTAD, “Electron-acoustic waves in the laboratory : an experiment revisited,” *Journal of Plasma Physics*, t. 64, n° 4, p. 433-443, 2000. DOI : [10.1017/S0022377800008758](https://doi.org/10.1017/S0022377800008758).

-
- [18] R. LICHTERS, R. PFUND et J. MEYER-TER-VEHN, “LPIC++ a parallel one-dimensional relativistic electromagnetic Particle-In-Cell code for simulating laser-plasma-interaction,” Max-Planck-Institut fur Quantenoptik, MPQ 225, 1997. eprint : <http://www.lichters.net/count/click.php?id=10>.
- [19] B. CHRIS, B. KEITH, S. HOLGER et R. CHRISTOPHER, “Users Manual for the EPOCH PIC codes,” UNIVERSITY OF WARWICK, rapp. tech., 2021. eprint : https://github.com/Warwick-Plasma/EPOCH_manuals/releases/download/v4.17.0/epoch_user.pdf.
- [20] J. THOMAS, “Designing a Green Accelerator,” *Physics News Feature*, t. 13, n° 181, 2020. DOI : [DOI:10.1103/Physics.13.181](https://doi.org/10.1103/Physics.13.181).
- [21] V. SHILTSEV et F. ZIMMERMANN, “Modern and future colliders,” *Rev. Mod. Phys.*, t. 93, p. 015 006, 1 mars 2021. DOI : [10.1103/RevModPhys.93.015006](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.93.015006).
- [22] D. C. WILLIAMS, “The most likely path of an energetic charged particle through a uniform medium,” *Physics in Medicine & Biology*, t. 49, n° 13, p. 2899, juin 2004. DOI : [10.1088/0031-9155/49/13/010](https://doi.org/10.1088/0031-9155/49/13/010).
- [23] M. CAVALLONE, “Application of laser-plasma accelerated beams to high dose-rate radiation biology,” Theses, Institut Polytechnique de Paris, nov. 2020.
- [24] E. FOURKAL, J. S. LI, M. DING, T. TAJIMA et C.-M. MA, “Particle selection for laser-accelerated proton therapy feasibility study,” *Medical Physics*, t. 30, n° 7, p. 1660-1670, 2003. DOI : <https://doi.org/10.1118/1.1586268>.
- [25] W. WIESZCZYCKA et W. H. SCHARF, *Proton Radiotherapy Accelerators*. WORLD SCIENTIFIC, 2001. DOI : [10.1142/4617](https://doi.org/10.1142/4617).
- [26] *Berkeley Lab*. adresse : <https://www.lbl.gov/community/bella/>.
- [27] D. SCHIMPF DR. RER. NAT., “Pulse-shaping strategies in short-pulse fiber amplifiers,” en, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2010, thèse de doct., Jena, 2010.
- [28] R. DABU, “Femtosecond Laser Pulses Amplification in Crystals,” *Crystals*, t. 9, n° 7, 2019, ISSN : 2073-4352. DOI : [10.3390/cryst9070347](https://doi.org/10.3390/cryst9070347).

- [29] P. MCKENNA, F. LINDAU, O. LUNDH, D. NEELY, A. PERSSON et C.-G. WAHLSTRÖM, “High-intensity laser-driven proton acceleration : influence of pulse contrast,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 364, n° 1840, p. 711-723, 2006. DOI : [10.1098/rsta.2005.1733](https://doi.org/10.1098/rsta.2005.1733).
- [30] S. BULANOV, E. ESAREY, Q. JI, W. LEEMANS, T. SCHENKEL et S. STEINKE, “Advanced Acceleration Mechanisms for Laser Driven Ions by PW-lasers,” in *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC’16), Busan, Korea, May 8-13, 2016*, (Busan, Korea), sér. International Particle Accelerator Conference, doi :10.18429/JACoW-IPAC2016-WEOAB01, Geneva, Switzerland : JACoW, juin 2016, p. 2082-2084, ISBN : 978-3-95450-147-2. DOI : [doi:10.18429/JACoW-IPAC2016-WEOAB01](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2016-WEOAB01).
- [31] C. A. J. PALMER, N. P. DOVER, I. POGORELSKY et al., “Monoenergetic Proton Beams Accelerated by a Radiation Pressure Driven Shock,” *Phys. Rev. Lett.*, t. 106, p. 014 801, 1 jan. 2011. DOI : [10.1103/PhysRevLett.106.014801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.014801).
- [32] P. MCKENNA, “Laser-driven ion acceleration from ultrathin foil targets,” University of Strathclyde, Glasgow, UK, rapp. tech., 2016. eprint : https://www.cockcroft.ac.uk/wp-content/uploads/2016/06/McKenna_Cockcroft-talk_w.pdf.
- [33] A. MACCHI, F. CATTANI, T. V. LISEYKINA et F. CORNOLTI, “Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas,” *Phys. Rev. Lett.*, t. 94, p. 165 003, 16 avr. 2005. DOI : [10.1103/PhysRevLett.94.165003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.165003).
- [34] A. LOBKO, “Laser acceleration of electrons and ions : principles, issues, and applications,” Institute for Nuclear Problems, BSU Minsk Belarus, rapp. tech., 2013. eprint : https://images.slideplayer.com/19/5885428/slides/slide_27.jpg.
- [35] J. FERRI, L. SENJE, M. DALUI et al., “Proton acceleration by a pair of successive ultraintense femtosecond laser pulses,” *Physics of Plasmas*, t. 25, n° 4, avr. 2018, 043115, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.5026391](https://doi.org/10.1063/1.5026391).
- [36] D. BARA et et AL., “Enhanced Laser-Ion Acceleration With Two-Energetic Electron Populations,” in *Séminaire National sur le Laser et ses Applications, TAGHIT, TIMMOUN, Décembre 2019*, 2019.

-
- [37] D. BARA, M. F. MAHBOUB et D. BENNACEUR-DOUMAZ, “Effect of Pre-Plasma Potential on Laser Ion Acceleration,” *International Journal of Nuclear and Quantum Engineering*, t. 13, n° 6, p. 264-269, 2019, ISSN : eISSN : 1307-6892. eprint : <https://publications.waset.org/10010482/pdf>.
- [38] S. KERR, M. Z. MO, R. MASUD et al., “Effect of preplasma on double pulse irradiation of targets for proton acceleration,” in *2016 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, 2016, p. 1-1. DOI : [10.1109/PLASMA.2016.7534205](https://doi.org/10.1109/PLASMA.2016.7534205).
- [39] A. STOCKEM NOVO, M. C. KALUZA, R. A. FONSECA et L. O. SILVA, “Optimizing laser-driven proton acceleration from overdense targets,” *Scientific Reports*, t. 6, n° 1, 2016. DOI : <https://doi.org/10.1038/srep29402>.
- [40] S. M. PFOTENHAUER, O. JÄCKEL, J. POLZ et al., “A cascaded laser acceleration scheme for the generation of spectrally controlled proton beams,” *New Journal of Physics*, t. 12, n° 10, p. 103009, oct. 2010. DOI : [10.1088/1367-2630/12/10/103009](https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/10/103009).
- [41] W. P. WANG, B. F. SHEN, H. ZHANG et al., “Multi-stage proton acceleration controlled by double beam image technique,” *Physics of Plasmas*, t. 25, n° 6, juin 2018, 063116, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.5022347](https://doi.org/10.1063/1.5022347).
- [42] K. A. FLIPPO, E. D’HUMIÈRES, S. A. GAILLARD et al., “Increased efficiency of short-pulse laser-generated proton beams from novel flat-top cone targets,” *Physics of Plasmas*, t. 15, n° 5, mai 2008, 056709, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.2918125](https://doi.org/10.1063/1.2918125).
- [43] L. TORRISI, “Ion energy enhancement from TNSA plasmas obtained from advanced targets,” *Laser and Particle Beams*, t. 32, n° 3, p. 383-389, 2014. DOI : [10.1017/S0263034614000251](https://doi.org/10.1017/S0263034614000251).
- [44] M. BORGHESI, D. H. CAMPBELL, A. SCHIAVI et al., “Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique,” *Physics of Plasmas*, t. 9, n° 5, p. 2214-2220, avr. 2002, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.1459457](https://doi.org/10.1063/1.1459457).
- [45] J. J. HONRUBIA, J. C. FERNÁNDEZ, M. TEMPORAL, B. M. HEGELICH et J. MEYER-TER-VEHN, “Fast ignition of inertial fusion targets by laser-driven carbon beams,”

- Physics of Plasmas*, t. 16, n° 10, oct. 2009, 102701, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.3234248](https://doi.org/10.1063/1.3234248).
- [46] M. TABAK et D. CALLAHAN, “Models of gain curves for fast ignition,” *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, t. 544, n° 1-2, p. 48-54, 2005. DOI : [10.1016/j.nima.2005.01.279](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.279).
- [47] A. HENIG, “Advanced Approaches to High Intensity Laser-Driven Ion Acceleration,” avr. 2010. eprint : https://edoc.ub.uni-muenchen.de/11483/1/Henig_Andreas.pdf.
- [48] C. COURTOIS, “Contrôle faisceau et dosimétrie en protonthérapie,” 2011CAEN2034, thèse de doct., 2011, 1 vol. (180 p.) eprint : <https://theses.hal.science/tel-00638702v1/document>.
- [49] W. B. M.A. et R. KLEEMAN, “LXXIV. On the ionization curves of radium,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, t. 8, n° 48, p. 726-738, 1904. DOI : [10.1080/14786440409463246](https://doi.org/10.1080/14786440409463246).
- [50] FERRAND, RÉGIS, “La protonthérapie, technique de pointe à l’interface entre la physique et la médecine,” *Reflets phys.*, n° 26, p. 4-9, 2011. DOI : [10.1051/refdp/20112604](https://doi.org/10.1051/refdp/20112604). adresse : <https://doi.org/10.1051/refdp/20112604>.
- [51] A. PUKHOV, *Particle-in-Cell Codes for plasma-based particle acceleration*, 2015. arXiv : <https://arxiv.org/pdf/1510.01071v1> [physics.plasm-ph].
- [52] G. LAPENTA, “Kinetic Plasma Simulation : Particle In Cell Method,” août 2015. DOI : [10.13140/RG.2.1.3319.2801](https://doi.org/10.13140/RG.2.1.3319.2801).
- [53] R. HOCKNEY et J. EASTWOOD, *Computer Simulation Using Particles*. CRC Press, jan. 1988, ISBN : 9780367806934. DOI : <https://doi.org/10.1201/9780367806934>.
- [54] T. ESIRKEPOV, “Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor,” *Computer Physics Communications*, t. 135, n° 2, p. 144-153, 2001, ISSN : 0010-4655. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(00\)00228-9](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00228-9).

- [55] J. VILLASENOR et O. BUNEMAN, “Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers,” *Computer Physics Communications*, t. 69, n° 2, p. 306-316, 1992, ISSN : 0010-4655. DOI : [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(92\)90169-Y](https://doi.org/10.1016/0010-4655(92)90169-Y).
- [56] J.-P. BERENGER, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, t. 114, n° 2, p. 185-200, 1994, ISSN : 0021-9991. DOI : <https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1159>.
- [57] H. ASSI, “Time-domain Modeling of Elastic and Acoustic Wave Propagation in Unbounded Media with Application to Metamaterials,” thèse de doct., jan. 2016. eprint : https://tspace.library.utoronto.ca/bitstream/1807/72945/1/Assi_Hisham_201606_PhD_thesis.pdf.
- [58] G. LAPENTA, “Particle simulations of space weather,” *Journal of Computational Physics*, t. 231, n° 3, p. 795-821, 2012, Special Issue : Computational Plasma Physics, ISSN : 0021-9991. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2011.03.035>.
- [59] D. WINSKE et N. OMIDI, “A nonspecialist’s guide to kinetic simulations of space plasmas,” *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, t. 101, n° A8, p. 17 287-17 303, 1996. DOI : <https://doi.org/10.1029/96JA00982>.
- [60] C. BIRDSALL et A. LANGDON, *Plasma Physics Via Computer Simulation*. CRC Press, oct. 2004, ISBN : 9780750310253.
- [61] A. BOURDIER, “Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects,” *The Physics of Fluids*, t. 26, n° 7, p. 1804-1807, juill. 1983, ISSN : 0031-9171. DOI : [10.1063/1.864355](https://doi.org/10.1063/1.864355).
- [62] T. D. ARBER, K. BENNETT, C. S. BRADY et al., “Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 57, n° 11, p. 113 001, sept. 2015. DOI : [10.1088/0741-3335/57/11/113001](https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/11/113001).
- [63] H. RUHL, “Classical Particle Simulations with the PSC code,” Ruhr-Universität Bochum, rapp. tech. eprint : <https://www.plasma-simulation-code.net/documentation/psc-docu.pdf>.

- [64] O. BUNEMAN, "Maintenance of equilibrium by instabilities," *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research*, t. 2, n° 1, p. 119, jan. 1961. DOI : [10.1088/0368-3281/2/1/320](https://doi.org/10.1088/0368-3281/2/1/320).
- [65] J. I. APINANIZ, A. PERALTA CONDE et R. MARTINEZ PEREZ DE MENDIOLA, "Experimental observation of the ion energy spectra of Al, Co, and Cu laser produced plasmas," *The European Physical Journal D*, t. 69, n° 12, p. 265, déc. 2015. DOI : [10.1140/epjd/e2015-60109-5](https://doi.org/10.1140/epjd/e2015-60109-5).
- [66] R. PLASIL, I. KOROLOV, T. KOTRIK et al., "Non-Maxwellian electron energy distribution function in He, He/Ar, He/Xe/H₂ and He/Xe/D₂ low temperature afterglow plasma," *The European Physical Journal D*, t. 54, n° 2, p. 391, août 2009. DOI : [10.1140/epjd/e2009-00144-3](https://doi.org/10.1140/epjd/e2009-00144-3).
- [67] M. MASEK et K. ROHLENA, "Novel features of non-linear Raman instability in a laser plasma," *Eur. Phys. J. D*, t. 56, n° 1, p. 79-90, 2010. DOI : [10.1140/epjd/e2009-00271-9](https://doi.org/10.1140/epjd/e2009-00271-9).
- [68] L. PIERONI et S. E. SEGRE, "Observation of Non-Maxwellian Electron Distribution Functions in the Alcator Device by Means of Thomson Scattering and Their Interpretation," *Phys. Rev. Lett.*, t. 34, p. 928-930, 15 avr. 1975. DOI : [10.1103/PhysRevLett.34.928](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.34.928).
- [69] V. A. GODYAK, R. B. PIEJAK et B. M. ALEXANDROVICH, "Probe diagnostics of non-Maxwellian plasmas," *Journal of Applied Physics*, t. 73, n° 8, p. 3657-3663, avr. 1993, ISSN : 0021-8979. DOI : [10.1063/1.352924](https://doi.org/10.1063/1.352924).
- [70] T. TONCIAN, C. WANG, E. MCCARY et al., "Non-Maxwellian electron distributions resulting from direct laser acceleration in near-critical plasmas," *Matter and Radiation at Extremes*, t. 1, n° 1, p. 82-87, jan. 2016, ISSN : 2468-2047. DOI : [10.1016/j.mre.2015.11.001](https://doi.org/10.1016/j.mre.2015.11.001).
- [71] T. KIEFER, T. SCHLEGEL et M. C. KALUZA, "Plasma expansion into vacuum assuming a steplike electron energy distribution," *Phys. Rev. E*, t. 87, p. 043110, 4 avr. 2013. DOI : [10.1103/PhysRevE.87.043110](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.043110).

-
- [72] M. D. MONTGOMERY, S. J. BAME et A. J. HUNDHAUSEN, “Solar wind electrons : Vela 4 measurements,” *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, t. 73, n° 15, p. 4999-5003, 1968. DOI : <https://doi.org/10.1029/JA073i015p04999>.
- [73] M. V. GOLDMAN, D. L. NEWMAN et A. MANGENEY, “Theory of Weak Bipolar Fields and Electron Holes with Applications to Space Plasmas,” *Phys. Rev. Lett.*, t. 99, p. 145 002, 14 oct. 2007. DOI : [10.1103/PhysRevLett.99.145002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.145002).
- [74] I. S. ELKAMASH et I. KOURAKIS, “Electrostatic wave breaking limit in a cold electronegative plasma with non-Maxwellian electrons,” *Scientific Reports*, t. 11, 1 mars 2021. DOI : [10.1038/s41598-021-85228-z](https://doi.org/10.1038/s41598-021-85228-z).
- [75] D. BENNACEUR-DOUMAZ, D. BARA, E. BENKHELIFA et M. DJEBLI, “Effects of non-thermal electrons on plasma expansion into vacuum,” *Journal of Applied Physics*, t. 117, n° 4, jan. 2015, 043303, ISSN : 0021-8979. DOI : [10.1063/1.4906776](https://doi.org/10.1063/1.4906776).
- [76] I. S. ELKAMASH et I. KOURAKIS, “Multispecies plasma expansion into vacuum : The role of secondary ions and suprathermal electrons,” *Phys. Rev. E*, t. 94, p. 053 202, 5 nov. 2016. DOI : [10.1103/PhysRevE.94.053202](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.94.053202).
- [77] R. SHOKOOHI et H. ABBASI, “Influence of electron velocity distribution on the plasma expansion features,” *Journal of Applied Physics*, t. 106, n° 3, août 2009, 033309, ISSN : 0021-8979. DOI : [10.1063/1.3168437](https://doi.org/10.1063/1.3168437).
- [78] H. MEHDIAN, A. KARGARIAN et K. HAJISHARIFI, “Spatiotemporal evolution of a thin plasma foil with Kappa distribution,” *Laser and Particle Beams*, t. 32, n° 4, p. 523-529, 2014. DOI : [10.1017/S0263034614000469](https://doi.org/10.1017/S0263034614000469).
- [79] B. DJEMAI, D. EL-HADJ et B.-D. DJAMILA, “Suprathermal LPIC++ Model for Laser Plasma Acceleration,” in *Conference on Electrical Engineering (CEE21), Ecole Militaire Polytechnique, Alger, 06 avril, 2021*, 2021.
- [80] B. DJEMAI, D. EL-HADJ et B.-D. DJAMILA, “Suprathermal LPIC++ Model for Laser Plasma Acceleration,” EasyChair, 2021. eprint : https://easychair.org/publications/preprint_open/VhmR.

-
- [81] E. DAHI, D. BARA, D. BENNACEUR-DOUMAZ et B. LIANI, “Simulation of Proton Acceleration With Varying Laser Intensity in the Presence of Suprathermal Electrons,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, t. 50, n° 2, p. 281-288, 2022. DOI : [10.1109/TPS.2022.3140254](https://doi.org/10.1109/TPS.2022.3140254).
- [82] S. N. RAZAVINIA et M. GHORBANALILU, “Effect of external magnetic field on wake-field generation in underdense plasma slab using backward semi-Lagrangian Vlasov code,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, t. 22, p. 111 305, 11 nov. 2019. DOI : [10.1103/PhysRevAccelBeams.22.111305](https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.111305).
- [83] M. LEITNER, M. LEUBNER et Z. VOROS, “Creating kappa-like distributions from a Galton board,” *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, t. 390, n° 7, p. 1248-1257, 2011, ISSN : 0378-4371. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physa.2010.11.044>.
- [84] D. BENNACEUR-DOUMAZ, D. BARA et M. DJEBLI, “Self-similar two-electron temperature plasma expansion into vacuum,” *Laser and Particle Beams*, t. 33, n° 4, p. 723-730, 2015. DOI : [10.1017/S0263034615000877](https://doi.org/10.1017/S0263034615000877).
- [85] J. STREHLOW, J. KIM, M. BAILLY-GRANDVAUX et al., “A laser parameter study on enhancing proton generation from microtube foil targets,” *Scientific Reports*, t. 12, n° 10827, juin 2022. DOI : [10.1038/s41598-022-14881-9](https://doi.org/10.1038/s41598-022-14881-9).
- [86] I. VELCHEV, E. FOURKAL et C.-M. MA, “Laser-induced Coulomb mirror effect : Applications for proton acceleration,” *Physics of Plasmas*, t. 14, n° 3, mars 2007, 033106, ISSN : 1070-664X. DOI : [10.1063/1.2716690](https://doi.org/10.1063/1.2716690).
- [87] D. BARA et et AL., “Optimization of the target material choice for high quality laser proton therapy dosimetry deposition,” *ICRME22*, n° 275, oct. 2022. adresse : <https://icrme2022.sciencesconf.org/>.

Publications

Simulation of Proton Acceleration With Varying Laser Intensity in the Presence of Suprathermal Electrons

E. Dahi¹, D. Bara², D. Bennaceur-Doumaz¹, and B. Liani

Abstract—In the framework of high laser–plasma interaction, 1-D particle-in-cell (PIC) simulations are performed in order to optimize the role of electron suprathermality to generate high-quality proton beams useful for diverse applications, despite the presence of high nonlinear laser effects. For that, the electrons are supposed to obey the kappa distribution function discretized in the simulation code. Various characteristics of the proton beams, such as proton and electron densities, electric fields, front position, and energy spectra, have been analyzed as functions of electron suprathermality and laser amplitude. It is shown that, in the case of the presence of an important population of suprathermal electrons, the protons converge toward the same energy, leading to a quasi-monoenergetic beam and to good front position stability despite the presence of a large laser field. In addition, the two effects of electron suprathermality and laser intensity are added to enhance the proton acceleration. It turns out that in the analyzed range of laser intensities, the presence of the suprathermal electron population is beneficial for the proton acceleration process, which minimizes the nonlinear effects due to the laser field induced in high laser–plasma acceleration.

Index Terms—Laser proton acceleration, particle-in-cell (PIC) simulations, suprathermal electrons.

I. INTRODUCTION

CHARGED particle acceleration using ultraintense, short-laser pulses in interaction with overdense plasmas, has attracted considerable interest in recent decades. Ion beams are generated via different acceleration mechanisms, as target normal sheath acceleration (TNSA) [1], radiation pressure acceleration (RPA) [2], break-out afterburner (BOA) [3], shock wave acceleration (SWA) [4], and so on. In all of these mechanisms, strong electric fields are generated by the displacement of a large number of electrons by a laser, and such fields related to space charge separation can either accelerate ions directly (TNSA, RPA, and BOA) or facilitate the formation of a shock wave that moves slow enough to be able to reflect and trap plasma ions (SWA). These mechanisms differ by

Manuscript received July 13, 2021; revised December 1, 2021; accepted December 31, 2021. Date of publication January 21, 2022; date of current version February 21, 2022. The review of this article was arranged by Senior Editor C. Ekdahl. (Corresponding author: E. Dahi.)

E. Dahi and B. Liani are with the Laboratoire de Physique Théorique, University of Abou Bekr Belkaid Tlemcen, Tlemcen 13000, Algeria (e-mail: elhadjm229@yahoo.fr).

D. Bara and D. Bennaceur-Doumaz are with the Centre de Développement des Technologies Avancées, Algiers 16303, Algeria.

Color versions of one or more figures in this article are available at <https://doi.org/10.1109/TPS.2022.3140254>.

Digital Object Identifier 10.1109/TPS.2022.3140254

their requirements of targets, laser parameters, and types of laser–plasma interactions [5]. The primary ion acceleration mechanism in most of the experiments performed so far is TNSA process, initially proposed by Wilks *et al.* [6] in 2001. It is based essentially on the interaction of a chirped pulse amplification (CPA) [7] laser with a solid target. First, a laser prepulse generates a preplasma at the front of the target, followed by the arrival of the main pulse that creates energetic hot electrons. These electrons are transported into the target, ionizing the rear surface, creating then a plasma where ions are pulled off the surface, and accelerated to tens of MeVs, in few μms [8]–[10].

These produced multi-MeV, quasi-monoenergetic, collimated protons/ions beams are useful for many applications, such as radiation therapy [11]–[13], inertial confinement fusion (ICF) [14]–[16], and isotope production [17]. In laser–matter interaction experiments, it has been shown that the first created electrons are fast and noncollisional, and then, their distribution is nonthermal with high-velocity tails [18]; the presence of these electrons is an important condition to generate energetic protons in TNSA acceleration through charge separation. Noting that, the distribution of energetic electrons plays a primordial role on the quality of the accelerated ion beams. In their studies of plasma expansion into vacuum, many studies have proven that assuming an initial non-Maxwellian distribution function of the energetic electrons leads to an important enhancement of ion energies up to an order of magnitude from the values obtained with the Maxwellian case [19]–[22]. In particular, the suprathermal kappa electron distribution function [23] has already gained remarkable notoriety as one of the most suitable empirical models capable to describe suprathermal particle populations present in nonequilibrium plasmas. Mathematically, the kappa distribution function is a power-law generalization, and physically, it represents a realistic alternative to outline the effects of suprathermal populations by contrasting to the Maxwellian limit.

In the literature, many authors proposed hydrodynamic models to study ion acceleration where the electrons are kappa distributed. They have found that energetic electrons have a significant effect on the ion front dynamics, thus enhancing the ion acceleration mechanism [24]–[26]. Shokoohi and Abbasi [27] proposed the 1-D electrostatic hybrid code Vlasov-fluid model to study plasma expansion and ion acceleration where the electrons are kappa distributed. They have

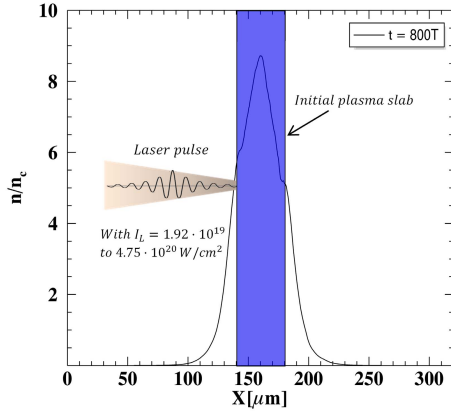


Fig. 1. Scheme of the 1-D PIC simulations run.

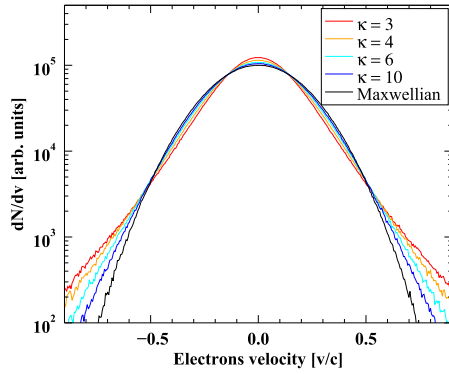


Fig. 2. Kappa electron distribution functions for the suprathermal parameter $\kappa = 3, 4, 6$ and 10 , with the corresponding Maxwellian distribution $\kappa \rightarrow \infty$.

found that the resulting electric field would be stronger and the energies gained by the accelerated ions would be higher when the number of superthermal electrons is increasing. Using the relativistic electrostatic 1-D particle-in-cell (PIC) simulation, Mehdiian *et al.* [28] have investigated the expansion of plasma with initially kappa-distributed electrons to study their effects on electron temperature, electron phase spaces, ion spectrum, and the electric field. They found that for a given time, by increasing the suprathermal electron population in the plasma, the ion front expansion is faster and the hot electron tail is more apparent and more extended. However, all these studies have not introduced the laser source in their simulation models, whereas the combined effects of electron suprathermality and laser field are very important in high laser–plasma acceleration. In this work, we present a detailed analysis of the competition impact of these two effects on ion acceleration process.

Complete optimization of various characteristics of the proton beams, such as proton densities, electric fields, front position, and energy spectra, is presented as a function of kappa index and laser amplitude, in order to obtain high-quality ion beams, useful for diverse applications. For that, 1-D, electromagnetic, 1D3V PIC simulations are performed.

The proposed model takes into consideration the interaction of a varying laser intensity with initially suprathermal slab of plasma, in the framework of TNSA mechanism.

II. DEFINITION OF THE COMPUTATION MODEL

The present study of ion acceleration in plasma expansion is deduced from high-intensity laser–plasma interactions, with intensity varying from 1.92×10^{19} to 4.75×10^{20} W/cm² corresponding to a laser field amplitude $a_0 = eE_0/m_e\omega c$, between 3 and 15, where E_0 is the initial laser electric field amplitude, e is the electron charge, m_e is the electron mass, ω is the laser frequency, and c is the light speed. The laser wavelength is $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ and its pulse duration is 35 fs. The laser pulse is supposed s -polarized and switched perpendicularly to the initial plasma slab from the left of the simulation box in the PIC code, its dimension is $320 \mu\text{m}$, with 4000 cells. At first, the primary situation of a plasma slab of ions and suprathermal electron population is initially located in the center of the simulation box, as presented in Fig. 1. Its size is $40 \mu\text{m}$, containing 20000 particles per cell for each species (electrons and protons). The initial density plasma n is normalized to the critical density n_c , such as $n = 10n_c$, where $n_c = \omega^2(m_e\epsilon_0/e^2)$ and ϵ_0 denotes the vacuum permittivity. We used 100 cells per laser wavelength. To satisfy PIC stability conditions and in order to prevent numerical heating, the space grid size is chosen to be approximately equal to the Debye length λ_D and the time step $\Delta t = \Delta x/c$, to satisfy the condition $\Delta t \cdot \omega_{pe} \leq 0.2$, ω_{pe} is the electron plasma wavelength. In our simulations, the plasma was supposed already created containing energetic suprathermal electrons with the initial temperature of 10 keV and protons with the initial temperature of 200 eV. Theoretically, if the laser intensity is high enough, nonlinear plasma waves can be excited. The excitation of an intermediate wave has the role to increase the efficiency of the electron acceleration because most of the laser energy is stored by the wave that then dissipates into the plasma and absorbed by the electrons. Then, the electrons gained energy and are retransferred in the direction of acceleration, improving expansion over long distances. To explore the influence of the energetic electrons on the emitted ion beams, in the TNSA mechanism, the self-consistent electrostatic field created by these escaping fast electrons from plasma has been found responsible for the acceleration of energetic ions, in particular, protons, present on the plasma slab.

The purpose of the present simulation work is to include electron suprathermal effects (represented by κ parameter) and laser pulse amplitude (represented by a_0) on the dynamics of the proton acceleration. A 1-D initial discretized kappa electron distribution function (EDF) in the simulation code has been implemented using the corresponding generated random number [29].

The kappa EDF is given by the following equation:

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta \kappa^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v_e^2}{\kappa \theta^2}\right)^{-\kappa} \quad (1)$$

with $\theta = (2\kappa - 3/\kappa)^{1/2} (T_e/m_e)^{1/2}$ is the average electron thermal energy.

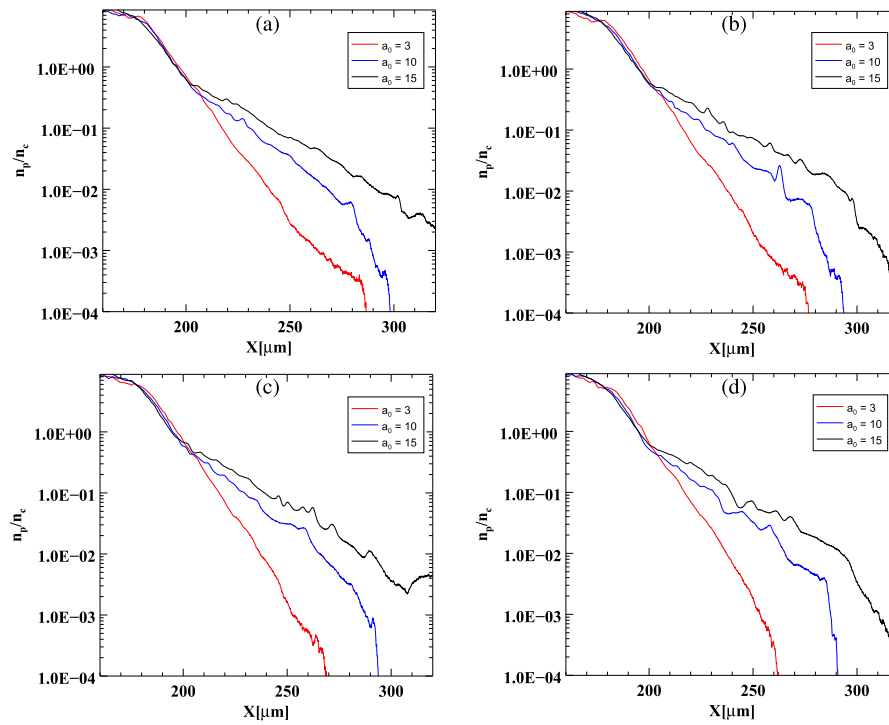


Fig. 3. Spatial proton densities with different laser intensities (a_0) at $t = 800$ T for (a) $\kappa = 3$, (b) $\kappa = 4$, (c) $\kappa = 6$, and (d) $\kappa = 10$.

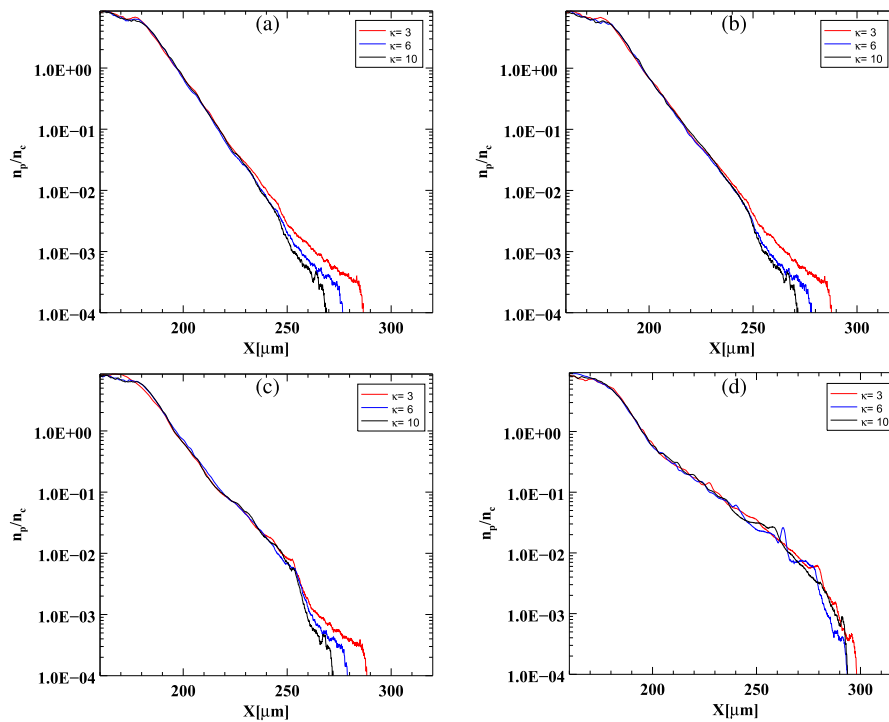


Fig. 4. Spatial proton densities with different suprathermal parameter values (κ) at $t = 800$ T for (a) $a_0 = 3$, (b) $a_0 = 4$, (c) $a_0 = 5$, and (d) $a_0 = 10$.

n_{e0} , v_e , and T_e are the density at rest, the velocity, and the temperature of the electrons, respectively. $\kappa \geq 3/2$ is the

suprathermal parameter, which measures the deviation from the Maxwellian case. For $\kappa \rightarrow \infty$, we obtain the Maxwellian

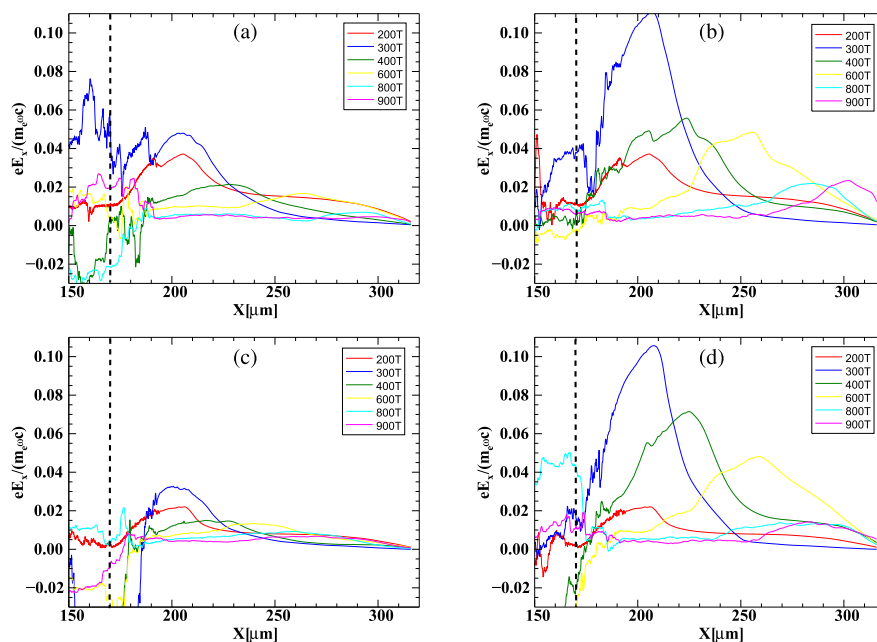


Fig. 5. Spatiotemporal evolution of the normalized longitudinal electric field (E_x) for (a) $\kappa = 3$ and $a_0 = 3$, (b) $\kappa = 3$ and $a_0 = 10$, (c) $\kappa = 10$ and $a_0 = 3$, and (d) $\kappa = 10$ and $a_0 = 10$.

distribution function at the equilibrium state

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta} \exp\left(-\frac{v_e^2}{\theta^2}\right), \quad \theta = \left(\frac{2T_e}{m_e}\right)^{1/2}. \quad (2)$$

Fig. 2 shows the kappa EDF for various suprathermal parameter κ values a function of electron velocity.

III. ANALYSIS OF THE SIMULATION RESULTS

To show the combined effect of both suprathermality and laser intensity on proton acceleration profiles, we have analyzed the evolution of spatial proton densities, energy spectra, longitudinal component of the electric fields, maximum proton energies, and proton front positions as functions of κ and a_0 .

A. Protons Densities

Fig. 3(a)–(d) shows the spatial proton density profiles for different suprathermal κ values and different laser field amplitudes a_0 at $t = 800$ T, (this is the expansion time when the proton energy reaches its maximum value and saturates), where T represents the laser cycle. It is clearly seen that the proton density profiles are strongly affected by a_0 and κ , especially in the spatial core and at the end of expansion. Near the target, where a dense plasma spreads smoothly into vacuum, the two effects are negligible, and this region of beginning plasma expansion is rather dominated by strongly collisional effects, leading to absorption, collision ionization observed at the arrival of the laser pulse on the plasma slab. Far from the target, where the competition of κ and a_0 effects starts to appear, the protons are more accelerated by a growing space charge electric field, showing steeper gradient density profiles. In fact, the proton densities and their expansion are

increasing with the increase of a_0 and the decrease of κ , showing that the proton densities are more important and plasma spatial expansion is more extended. As an example, in Fig. 3(a), for the position $X = 250$ μm , $n_p/n_c = 0.003$ for $a_0 = 3$, $n_p/n_c = 0.035$ for $a_0 = 10$, and $n_p/n_c = 0.06$ for $a_0 = 15$, whereas for $\kappa = 10$, $n_p/n_c = 0.002$ for $a_0 = 3$, $n_p/n_c = 0.03$ for $a_0 = 10$, and $n_p/n_c = 0.06$ for $a_0 = 15$.

Fig. 4 shows more clearly the suprathermality effect on the proton densities where it is more important at the expansion front [see Fig. 4(a)–(c)] [30], whereas it is negligible for $a_0 \geq 10$ on the proton density [see Fig. 4(d)].

B. Accelerating Electric Field

In high laser–plasma acceleration, the laser field accelerates free plasma electrons that generate an electrostatic sheath, triggering proton acceleration mechanism via charge separation field $E_{\text{sheath}} = E_x$. The spatiotemporal behavior of the longitudinal component E_x is given for different cycle pulse durations as a function of a_0 and κ parameters in Fig. 5(a)–(d).

We remark in general that the electric field is composed of two parts: a large peak near the target followed by a flat electric field. First, at early stage of simulation $t = 200$ T (red lines) before the arrival of the laser pulse, this electric field is due to charge separation created by the initial suprathermal electrons present in the plasma. The field is responsible for the primary accelerated protons that are characterized previously with a plateau of the density profile, near the target (see Fig. 3). The peak intensity is increasing from 0.02 [see Fig. 5(c) and (d)] for $\kappa = 10$ to 0.04 for $\kappa = 3$ [see Fig. 5(a) and (b)] with the number of suprathermal electrons. In that time, the suprathermality phenomenon dominates and governs

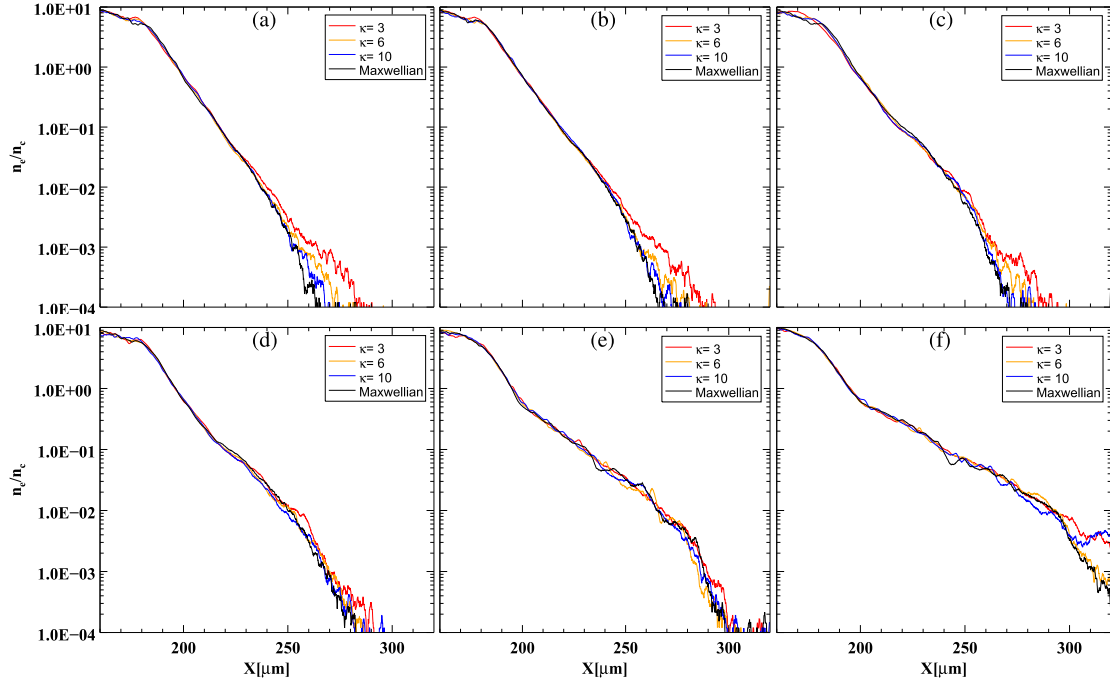


Fig. 6. Spatial electron densities with different suprathermal parameter values (κ) at $t = 800$ T for (a) $a_0 = 3$, (b) $a_0 = 4$, (c) $a_0 = 5$, (d) $a_0 = 6$, (e) $a_0 = 10$, and (f) $a_0 = 15$.

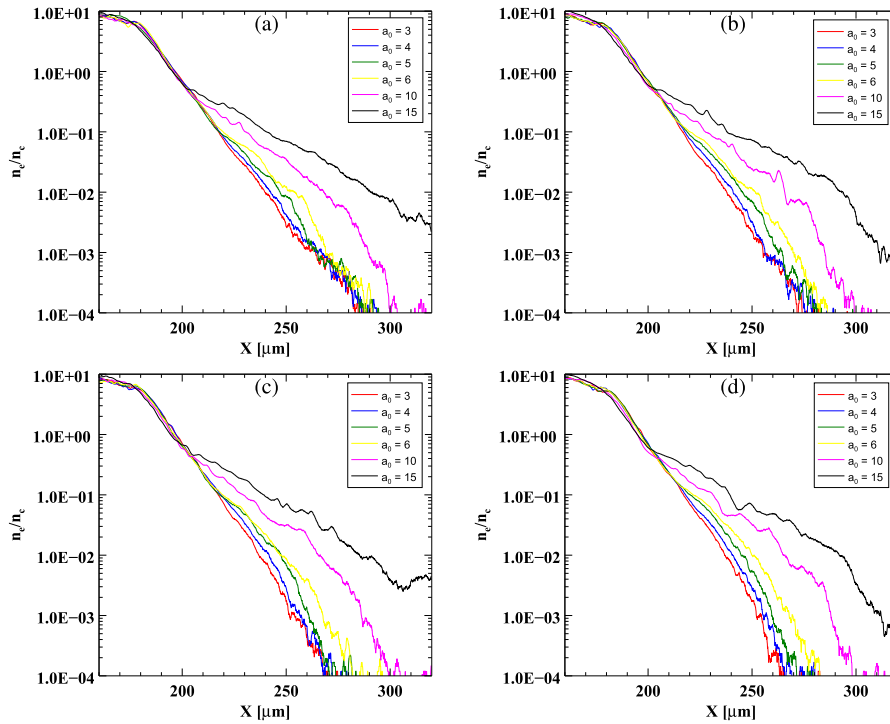


Fig. 7. Spatial electron densities with different laser intensities (a_0) at $t = 800$ T for (a) $\kappa = 3$, (b) $\kappa = 6$, (c) $\kappa = 10$, and (d) Maxwellian distribution.

the resulting accelerating field. Second, at $t = 300$ T (blue lines), the arrival of the laser pulse on the plasma with the

presence of suprathermal electrons causes the competition of the two effects of suprathermality and laser intensity on proton

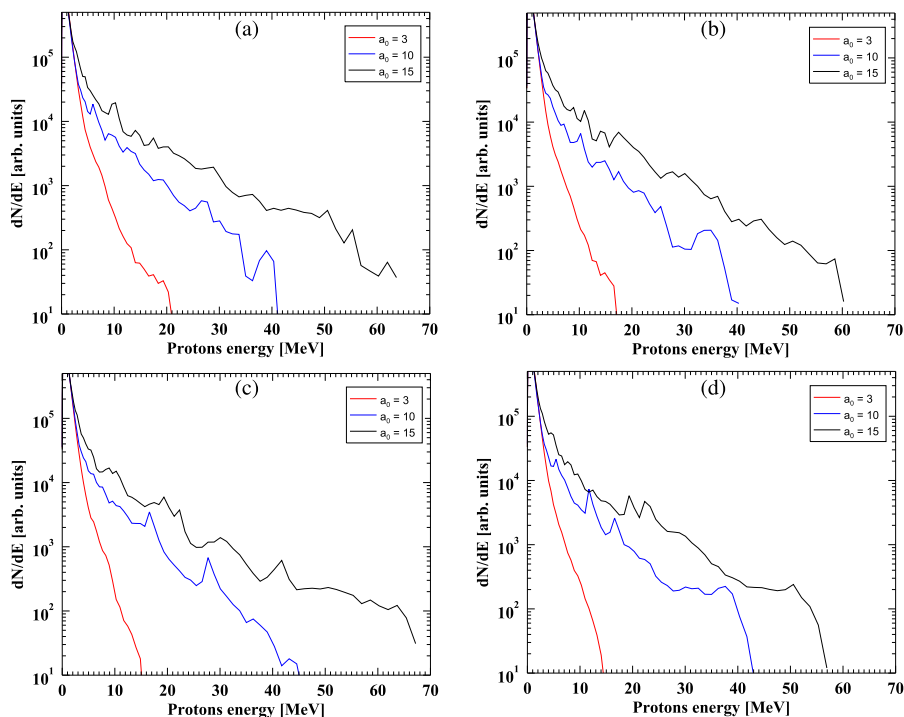


Fig. 8. Energy spectra as a function of proton energy with different laser intensities (a_0) at $t = 800$ T for (a) $\kappa = 3$, (b) $\kappa = 4$, (c) $\kappa = 6$, and (d) $\kappa = 10$.

acceleration. We distinguish here that for $3 < a_0 < 10$, the two effects of suprathermality and laser intensity are added to reinforce the proton acceleration. In fact, it is known that in high laser–plasma interactions, some electrons can be trapped and accelerated in the nonlinear plasma waves excited by the laser energy. Their oscillations in the created plasma potential wells can transfer plasma wave energy to electrons by collisions, which allows the electrons to participate and reinforce the electric charge separation field responsible of ion acceleration [21]. Hence, besides the effect of the initial suprathermal electron population, the resulting electric field is reinforced by the electrons accelerated by the plasma waves. In Fig. 5(a) and (c), for $a_0 = 3$, it is shown that the electric field intensity is enhancing with decreasing κ , whereas for important a_0 [$a_0 = 10$ in Fig. 5(b) and (d)] and varying κ , the suprathermal phenomenon has a negligible effect on the electric field, and the acceleration is dominated by the laser for $a_0 \geq 10$. Third, for longer times ($t = 600, 800$, and 900 T), we observe a phase of vanishing electric field, and plasma cooling characterized by a larger width of the peak field and a more extended expansion with decreasing κ for $a_0 < 10$. This behavior is perfectly in agreement with the end of the expansion of the proton density profiles (see Fig. 4), where the two effects of κ and a_0 are very apparent.

C. Electron Expansion

Remember that the role of the energetic electrons in TNSA mechanism is to create a sheath electric field, responsible for ion acceleration. Here, we give the spatial electron density

profiles for different suprathermal κ values and different laser field amplitudes a_0 at $t = 800$ T. In Fig. 6(a)–(d), it is clear that the suprathermal effect appears in the region between 260 and 300 μm at the expansion front, showing the same behavior that observed in proton density profiles. Moreover, it turns out that the electrons are lagging behind in space with respect to the positioning of the protons as they are losing energy by attracting the protons forward via the charge-separating electric field. We also notice the decreasing of the electron suprathermal tail in space until its disappearance with the increase of a_0 due to the dominance of the laser field. This latter mainly influences the expansion core (see Fig. 7).

D. Proton Energy Spectra

In this section, we study the suprathermality effects of the electrons in the presence of high laser intensity on the characteristics of the accelerated proton beams through the analysis of proton energy spectra and accelerated fronts. For that, the variation of plasma proton energy spectra is shown in Fig. 8 for a cycle pulse duration of $t = 800$ T as a function of a_0 and κ parameters. To study the laser amplitude effect, we remark that, for a given proton energy and κ value, it is easily seen that the number N of protons per energy unit is increasing with a_0 . For all the profiles, the obtained maximum proton energy at the expansion front is increasing, for instance, in the case of $\kappa = 10$ [see Fig. 8(d)], a maximum proton energy E_{max} of 15 MeV is obtained for $a_0 = 3$, 43 MeV for $a_0 = 10$, and 56 MeV for $a_0 = 15$. To study the suprathermal effect, we observe the same behavior for a given

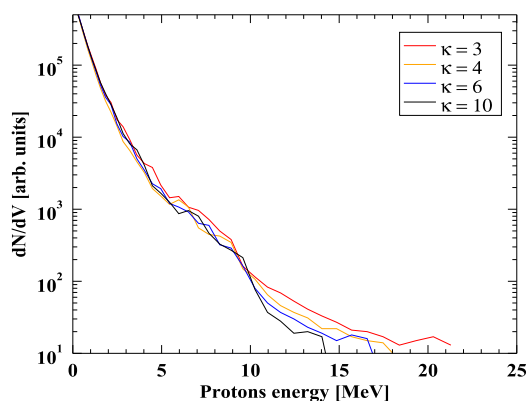


Fig. 9. Energy spectra as a function of proton energy with different values of κ at $t = 800$ T for $a_0 = 3$.

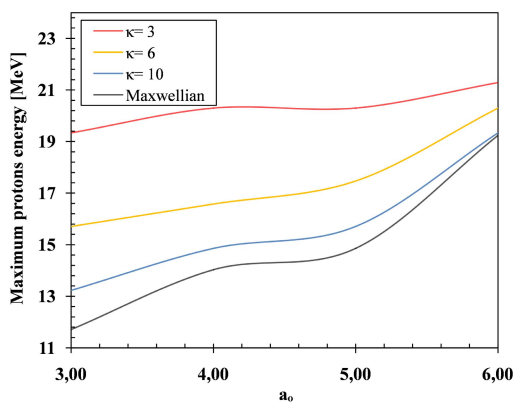


Fig. 10. Proton maximum energy as a function of laser intensity a_0 , at $t = 800$ T, for different values of κ .

a_0 , with the increase in the number of suprathermal electrons, by comparing, for example, the case of $\kappa = 3$ in Fig. 8(a) with the case of $\kappa = 10$ in Fig. 8(d) for $a_0 = 3$, in which the maximum energy increases from $E_{\max} = 15$ to 20 MeV (see Fig. 10 of maximum energy as a function of a_0 and κ). In Fig. 9, to better observe the effects of suprathermality, we have represented, for a given a_0 , the variation of the number N of protons per energy unit with proton energy for different κ values at $t = 800$ T. For example, for a proton energy $E = 12$ MeV, with decreasing of κ index (i.e., increasing nonthermal effects), $N = 19$ for $\kappa = 10$, $N = 30$ for $\kappa = 6$, $N = 37$ for $\kappa = 4$, and $N = 53$ for $\kappa = 3$. To resume, it is found that the two effects of suprathermality and laser intensity are added to reinforce the electrostatic field E_{sheath} , generated by the energetic electrons. It turns out that the gained proton energy E_{\max} is increasing with the proportion of energetic electrons and the laser intensity.

E. Maximum Energy and Front Position of the Protons

In this last section, we study the role of electron suprathermality on proton front position and proton maximum energy as functions of nonlinear laser effects. For that, we show

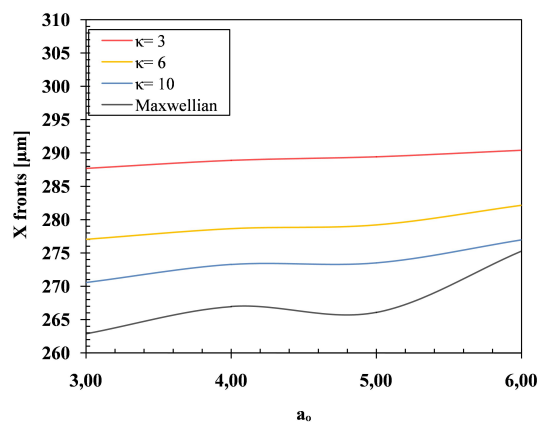


Fig. 11. Proton front position as a function of laser intensity a_0 , at $t = 800$ T, for different values of κ .

these two behaviors in Figs. 10 and 11, as functions of laser field amplitude a_0 , at $t = 800$ T, for different κ values. We remark that the maximum proton energy is enhanced with increasing a_0 and decreasing κ . However, for large values of suprathermal electron population ($\kappa = 3$, where the majority of the plasma electrons are energetic and suprathermal), we notice the appearance of a plateau with a practically constant maximum proton energy (see Fig. 10) and constant proton front position (see Fig. 11) in the profile tendencies. As a new result, it means that we obtain a quasi-monoenergetic beam with almost the same energy and a good stability of the proton front position despite the presence of a strong laser field. We deduce that, in this range of laser intensities, the presence of the suprathermal electron population is beneficial for the proton acceleration process. On the other hand, for $\kappa > 3$, the maximum proton energies and the proton front positions increase with a_0 , following a slope, that becomes important for small proportion of suprathermal electrons (for $\kappa = 10$) especially for the Maxwellian case, where all the electrons are slow and in equilibrium with the other low-energy plasma species. For the values of a_0 greater than 6, the profile slopes become more and more steep as a function of a_0 even in the case of the presence of a large number of suprathermal electrons ($\kappa = 3$). This is interpreted by the dominance of the laser field on the electron suprathermality. This result is in perfect agreement with the study of the electric field intensity and the energy spectrum as a function of κ and a_0 (see Figs. 5 and 8), and perhaps, this is due to the disappearance of the suprathermal effects.

IV. CONCLUSION

One-dimensional, electromagnetic, PIC simulations were performed to analyze the competition impact of the two effects (electron suprathermality and laser intensity) on ion acceleration in order to obtain high-quality ion beams, taking into consideration, the interaction of a varying laser intensity with a slab of plasma containing initially kappa-distributed electrons. The main objective of this study is to optimize the role of electron suprathermality to obtain high-quality

proton beams despite the presence of high nonlinear laser effects, useful for diverse applications. For that, complete analysis of various characteristics of the proton beams, such as proton and electron densities, electric fields, front position, and energy spectra, has been presented as a function of electron suprathermality and laser amplitude.

It is shown that, in the case of important suprathermality, the number of accelerated protons, their energies, and the electric field induced by charge separation are more important except for the region near the target where the collision effects dominate. In addition, the suprathermality effect is more efficient at the expansion front, whereas the laser intensity effect appears from the expansion core. It is also seen that the electrons are lagging behind in space with respect to the protons as they are losing energy by attracting the protons forward via the charge-separating electric field. The main conclusions of this work can be resumed as follows.

- 1) The two effects of electron suprathermality and laser intensity are added to enhance the proton acceleration.
- 2) In the case of the presence of an important population of suprathermal electrons, the protons converge toward the same energy, leading to a quasi monoenergetic beam and to good front position stability despite the presence of a large laser field.
- 3) Another interesting result is that in the analyzed range of laser intensities, the presence of the suprathermal electron population is beneficial for the proton acceleration process that minimizes the nonlinear effects due to the laser field present in high laser–plasma acceleration.
- 4) Finally, the proton acceleration is dominated by the laser effect for important laser amplitude, where the suprathermal effect becomes negligible.

REFERENCES

- [1] M. Passoni, L. Bertagna, and A. Zani, "Target normal sheath acceleration: Theory, comparison with experiments and future perspectives," *New J. Phys.*, vol. 12, no. 4, Apr. 2010, Art. no. 045012.
- [2] A. Macchi, C. Livi, and A. Sgattoni, "Radiation pressure acceleration: Perspectives and limits," *J. Instrum.*, vol. 12, no. 4, Apr. 2017, Art. no. C04016.
- [3] L. Yin, B. J. Albright, K. J. Bowers, D. Jung, J. C. Fernández, and B. M. Hegelich, "Three-dimensional dynamics of breakout afterburner ion acceleration using high-contrast short-pulse laser and nanoscale targets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 4, Jul. 2011, Art. no. 045003.
- [4] Z. Léczy and A. Andreev, "Shock wave acceleration of protons in inhomogeneous plasma interacting with ultrashort intense laser pulses," *Phys. Plasmas*, vol. 22, no. 4, Apr. 2015, Art. no. 043103.
- [5] S. Tochitsky and M. Hegelich, "Summary report of working group 6: Laser-plasma acceleration of ions," in *Proc. AIP Conf.*, Dec. 2013, vol. 1507, no. 1, pp. 231–239.
- [6] S. C. Wilks *et al.*, "Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions," *Phys. Plasmas*, vol. 8, no. 2, pp. 542–549, Jan. 2001.
- [7] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.*, vol. 56, no. 3, pp. 219–221, Dec. 1985.
- [8] L. Willingale *et al.*, "Longitudinal ion acceleration from high-intensity laser interactions with underdense plasma," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 36, no. 4, pp. 1825–1832, Aug. 2008.
- [9] A. V. Brantov, D. V. Romanov, and V. Y. Bychenkov, "Optimization of a laser-based proton source and a new mechanism of ion acceleration," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 44, no. 4, pp. 364–368, Apr. 2016.
- [10] A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, "Ion acceleration by super-intense laser-plasma interaction," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 85, no. 2, pp. 751–793, May 2013.
- [11] U. Masood *et al.*, "A compact solution for ion beam therapy with laser accelerated protons," *Appl. Phys. B, Lasers Opt.*, vol. 117, no. 1, pp. 41–52, Oct. 2014.
- [12] M. Blanco, M. T. Flores-Arias, C. Ruiz, and M. Vranic, "Table-top laser-based proton acceleration in nanostructured targets," *New J. Phys.*, vol. 19, no. 3, Mar. 2017, Art. no. 033004.
- [13] M. I. K. Santala, M. Zepf, F. N. Beg, and E. L. Clark, "Production of radioactive nuclides by energetic protons generated from intense laser-plasma interactions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no. 1, p. 19, 2001.
- [14] M. Roth *et al.*, "Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 3, pp. 436–439, Jan. 2001.
- [15] S. Ter-Avetisyan *et al.*, "Quasimonoenergetic deuteron bursts produced by ultraintense laser pulses," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 14, Apr. 2006, Art. no. 145006.
- [16] E. Fourkal, B. Shahine, M. Ding, J. S. Li, T. Tajima, and C.-M. Ma, "Particle in cell simulation of laser-accelerated proton beams for radiation therapy," *Med. Phys.*, vol. 29, no. 12, pp. 2788–2798, Dec. 2002.
- [17] H. Hora *et al.*, "Laser boron fusion reactor with picosecond petawatt block ignition," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 46, no. 5, pp. 1191–1197, May 2018.
- [18] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, "Particle dynamics and current-free double layers in an expanding, collisionless, two-electron-population plasma," *Phys. Fluids B: Plasma Phys.*, vol. 3, no. 4, pp. 899–914, Apr. 1991.
- [19] T. Kiefer, T. Schlegel, and M. C. Kaluza, "Plasma expansion into vacuum assuming a step-like electron energy distribution," *Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top.*, vol. 87, no. 4, Apr. 2013, Art. no. 043110.
- [20] D. Bara, M. Djebli, and D. Bannaceur-Doumaz, "Combined effects of electronic trapping and non-thermal electrons on the expansion of laser produced plasma into vacuum," *Laser Part. Beams*, vol. 32, no. 3, pp. 391–398, Sep. 2014.
- [21] M. F. Mahboub, D. Bara, D. Bannaceur-Doumaz, and M. Djebli, "Ionization and recombination effects on laser ion acceleration in a finite mass plasma expansion," *Phys. Plasmas*, vol. 26, no. 2, Feb. 2019, Art. no. 023101.
- [22] D. Bara, M. F. Mahboub, and D. Bannaceur-Doumaz, "Ion front acceleration in collisional nonthermal plasma," *Eur. Phys. J. D*, vol. 74, no. 11, p. 224, Nov. 2020.
- [23] M. A. Hellberg, R. L. Mace, R. J. Armstrong, and G. Karlstad, "Electron-acoustic waves in the laboratory: An experiment revisited," *J. Plasma Phys.*, vol. 64, no. 4, pp. 433–443, Oct. 2000.
- [24] I. S. Elkamash and I. Kourakis, "Electrostatic wave breaking limit in a cold electronegative plasma with non-Maxwellian electrons," *Sci. Rep.*, vol. 11, no. 1, p. 6174, Mar. 2021.
- [25] D. Bannaceur-Doumaz, D. Bara, E. Benkhelifa, and M. Djebli, "Effects of nonthermal electrons on plasma expansion into vacuum," *J. Appl. Phys.*, vol. 117, no. 4, Jan. 2015, Art. no. 043303.
- [26] I. S. Elkamash and I. Kourakis, "Multispecies plasma expansion into vacuum: The role of secondary ions and suprathermal electrons," *Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top.*, vol. 94, no. 5, Nov. 2016, Art. no. 053202.
- [27] R. Shokoochi and H. Abbasi, "Influence of electron velocity distribution on the plasma expansion features," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 3, Aug. 2009, Art. no. 033309.
- [28] H. Mehdian, A. Kargarian, and K. Hajisharifi, "Spatiotemporal evolution of a thin plasma foil with Kappa distribution," *Laser Part. Beams*, vol. 32, no. 4, pp. 523–529, Dec. 2014.
- [29] M. Leitner, M. P. Leubner, and Z. Vörös, "Creating kappa-like distributions from a galton board," *Phys. A, Stat. Mech. Appl.*, vol. 390, no. 7, pp. 1248–1257, Apr. 2011.
- [30] D. Bannaceur-Doumaz, D. Bara, and M. Djebli, "Self-similar two-electron temperature plasma expansion into vacuum," *Laser Part. Beams*, vol. 33, no. 4, pp. 723–730, Dec. 2015.

Suprathermal LPIC++ Model for Laser Plasma Acceleration

Djemai Bara^{1*}, El-Hadj Dahi², Djamilia Bennaceur-Doumaz¹

Abstract

In the aim of researching and interpreting energy spectra and maximum energies of protons accelerated by ultra-intense and ultra-short laser pulses, authors have proposed simulations, assuming Maxwellian distributions for the electrons. Nevertheless, it is well known that electrons ejected during interaction of a high intensity laser with a solid target, responsible for proton acceleration, are nonthermally distributed inside the created plasma. In this work, one-dimensional Particle-In-Cell calculations using LPIC++ simulation code were established in the framework of Target Normal Sheath Acceleration "TNSA". The prepulse laser CPA (Chirped Pulse Amplification) has an intensity $\sim 10^{12} W/cm^2$ and a duration $\sim ns$, which creates a primary slab of plasma with nonthermal electrons, governed by a discretized kappa electron distribution function. The following main pulse has an intensity $\sim 10^{18} W/cm^2$ and a duration $\sim fs$. By varying the intensities of the main pulse, the initial plasma species distribution and the nonthermal parameter kappa, the proposed model shows an enhancement in the different acceleration features in the TNSA mechanism compared to those deduced from Maxwellian simulation models. This study is useful in applications involving the creation of energetic ion beams, such as protontherapy.

Keywords

Laser plasma acceleration — TNSA — Kappa electron distribution function

¹ Centre de Développement des Technologies Avancées, B.P. 17 Baba Hassen 16303 Algiers, Algeria.

² Laboratoire de Physique Théorique, Abou Beker Blekaid University, Tlemcen, Algeria.

* Corresponding author: dbara@cdda.dz, djemaibara@gmail.com

Introduction

Recently, ion laser-acceleration using ultra intense, short laser pulses in interaction with overdense plasmas where multi-MeV, quasi-mono energetic, collimated protons beams are produced [1], has attracted considerable interest. Indeed, these beams are useful for many applications such as inertial confinement fusion (ICF), radiation therapy [2], isotope production [3-5], etc. The ion beams are generated via different acceleration mechanisms, particularly via Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). The process is based essentially on the interaction of a CPA (Chirped Pulse Amplification) [6] laser with a solid target. First, a laser prepulse generates a pre-plasma at the front of the target, followed by the arrival of the main pulse which creates energetic hot electrons. These electrons are transported into the target, ionizing the rear surface, creating then plasma where ions are pulled off the surface and accelerated to tens of MeVs, in few μms .

To deepen the understanding of the physical phenomena that contribute to the control of the ion beams, great importance has been given to the modeling and simulations of these electrons, responsible for the ionic acceleration, via the electric field induced by charge separation. In fact, in the laser matter interaction experiments, it has been shown that the first created electrons are fast, noncollisional then

their distribution functions are nonthermal with high velocity tails; the presence of these electrons is an important condition to generate energetic protons in TNSA laser driven proton acceleration [7, 8]. In plasma expansion into vacuum, it is proved that assuming an initial non-Maxwellian distribution function of the energetic electrons leads to an important enhancement of ion energies up to an order of magnitude from the values obtained with the Maxwellian case. Particularly, suprathermal electron distribution functions have been already used by many authors to simulate the nonthermal effects on the ion acceleration process [9].

In the present work, PIC simulations are performed using one-dimensional fully relativistic kinetic 1D3V LPIC++ [10], to study the interaction of a varying intensity laser pulse with initially suprathermal slab of plasma where electrons are obeying kappa distribution with different κ values, in the framework of TNSA acceleration process. For that, a modification in the code has been performed to generate an initial kappa distribution function for the energetic electrons, in order to optimize the suprathermal parameter value that allows having quasi-monoenergetic ion acceleration, with large proton beam energies, as it is required by many applications, such as protontherapy.

1. Simulation model

In this paper, for studying laser slab plasma interaction, a 1D3V LPIC++ collisionless fully relativistic electromagnetic Particle-In-Cell simulation code is used [10]. The simulation box dimension is $320 \mu\text{m}$, with 4000 cells. The slab of plasma is initially located in the center of the simulation box. Its size is $40 \mu\text{m}$, containing 20000 particles per cell. The initial density plasma n is normalized to the critical density n_c , such as $n = 10n_c$ where $n_c = \omega^2(m_e \epsilon_0 / e^2)$; ω , m_e , e and ϵ_0 denote the laser frequency, the mass of electron at rest, the charge of electron and vacuum permittivity, respectively. The laser wavelength is $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ and its pulse duration is 35 fs. The propagation of the laser pulse with s-polarization begins from the left of the simulation box, perpendicularly to the initial plasma slab.

To include electron nonthermal effects on the dynamics of plasma and proton acceleration process, the code has been modified by introducing an initial discretized kappa electron distribution function in the simulation model. The implementation of the kappa distribution in the code is done using the generation of random number.

The kappa electron distribution functions for various suprathermal parameter values are given by the equation (1).

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} + \frac{1}{\theta \kappa^2} + \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} + \left(1 + \frac{v_e^2}{\kappa \theta^2}\right)^{-\kappa} \quad (1)$$

Where $\theta = (2\kappa - 3/\kappa)^{1/2} (T_e/m_e)^{1/2}$ is the average electron thermal energy.

n_{e0} , v_e , and T_e are the density at rest, the velocity, and the temperature of the electrons, respectively. $\kappa \geq 3/2$ is the nonthermal parameter which measures the deviation from the maxwellian case. For $\kappa \rightarrow \infty$, we obtain the maxwellian distribution function at the equilibrium state:

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta} \exp\left(-\frac{v_e^2}{\theta^2}\right), \quad \theta = \left(\frac{2T_e}{m_e}\right)^{1/2} \quad (2)$$

2. Results and Discussion

We are interested in protons acceleration in the rear face of laser irradiated plasma slab in the framework of the TNSA mechanism. The present model supposes a creating slab plasma with initially kappa distributed electrons having varying κ parameter values. The laser pulse intensity in our simulation ranges between 1.92×10^{19} and $7.7 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ corresponding to the laser field amplitude $a_0 = eE_0/m_e \omega c$, between 3 and 6, where, E_0 is the initial laser electric field amplitude and c is the light celerity.

To study the influence of both effects of suprathermality (represented by κ) and laser intensity (represented by a_0) on proton acceleration, we have

plotted the evolution of spatial proton density profiles, energy spectra, spatio-temporal electric fields, proton phase spaces, the maximum proton energies and proton front positions as function of a_0 .

2.1. Proton energy spectra

In Figure 1, we have illustrated the energy spectra of the protons as a function of their energies for $t = 1000T$ and for different laser intensity a_0 and κ values. As a result, with the increasing of the suprathermal number electrons (κ decreasing), the number of protons per energy unit is increasing, for instance, for $a_0 = 5$, a maximum of proton energy is obtained at the end of expansion for all the profiles of energy spectra depending also on nonthermal and intensity laser effects. The maximum proton energies are more important when a_0 and nonthermal effects are important.

As examples, for $\kappa = 3$, a maximum of proton energy of 21.3 MeV is obtained for laser intensity parameter $a_0 = 3$, an energy of 22.4 MeV for $a_0 = 4$, an energy of 23.3 MeV, for $a_0 = 5$ and 24.4 MeV for $a_0 = 6$.

In the case of near Maxwellian electron distribution ($\kappa = 10$, Fig. 1. (d)), a maximum of proton energy of 14.8 MeV is obtained for laser intensity parameter $a_0 = 3$, 16.5 MeV for $a_0 = 4$, 18.4 MeV for $a_0 = 5$ and, 23.3 MeV for $a_0 = 6$.

To better show the nonthermal effects, in Figure 2, for a given laser intensity $a_0 = 3$, the number of protons N per energy unit is increasing with nonthermal effects. For instance, for $\kappa = 10$, $N = 19$, $\kappa = 6$, $N = 30$, $\kappa = 4$, $N = 37$ and $\kappa = 3$, $N = 53$ at a proton energy $E = 12 \text{MeV}$.

2.2. The electric field

A spatio-temporal evolution of the longitudinal electric fields E_x for various values of laser intensities and initial suprathermal electronic populations, is schematized in Figure 3. It is seen that the electric field rises when both nonthermality and laser field amplitude increase, because the induced charge separation becomes more significant in the TNSA mechanism at the rear surface into vacuum. This is due to the initial flux of suprathermal energetic electrons which extend the electrostatic field further spatially and enhance its intensity (see Fig. 4). Therefore, the proton beam gains more energy and acceleration.

2.3. The ion velocities

The two figures 4 and 5 show longitudinal and transverse phase spaces, respectively, in the case of the presence of suprathermal electrons population with $\kappa = 3$ and for $a_0 = 3, 4$, and 5 (Figs. 4, 5(a1), (b1) and (c1)) and in the case of maxwellian electrons for $a_0 = 3, 4$, and 5 (Figs. 4,5(a2), (b2) and (c2)) at time $t = 800T$.

In the absence of nonthermal effects (Maxwellian electrons) in the plasma expansion, it is only the influence of laser intensity that is shown in Figures

5(a2), (b2) and (c2). In fact, the longitudinal proton velocity is increasing and the number of accelerated protons is greater when the laser intensity is increasing (a_0 is increasing) and the acceleration process is kept further spatially (in accordance with Fig. 1). In the

other hand, the same behavior is noticed in the Figures 5(a1), (b1) and (c1), where the nonthermal effects are present and important ($\kappa=3$).

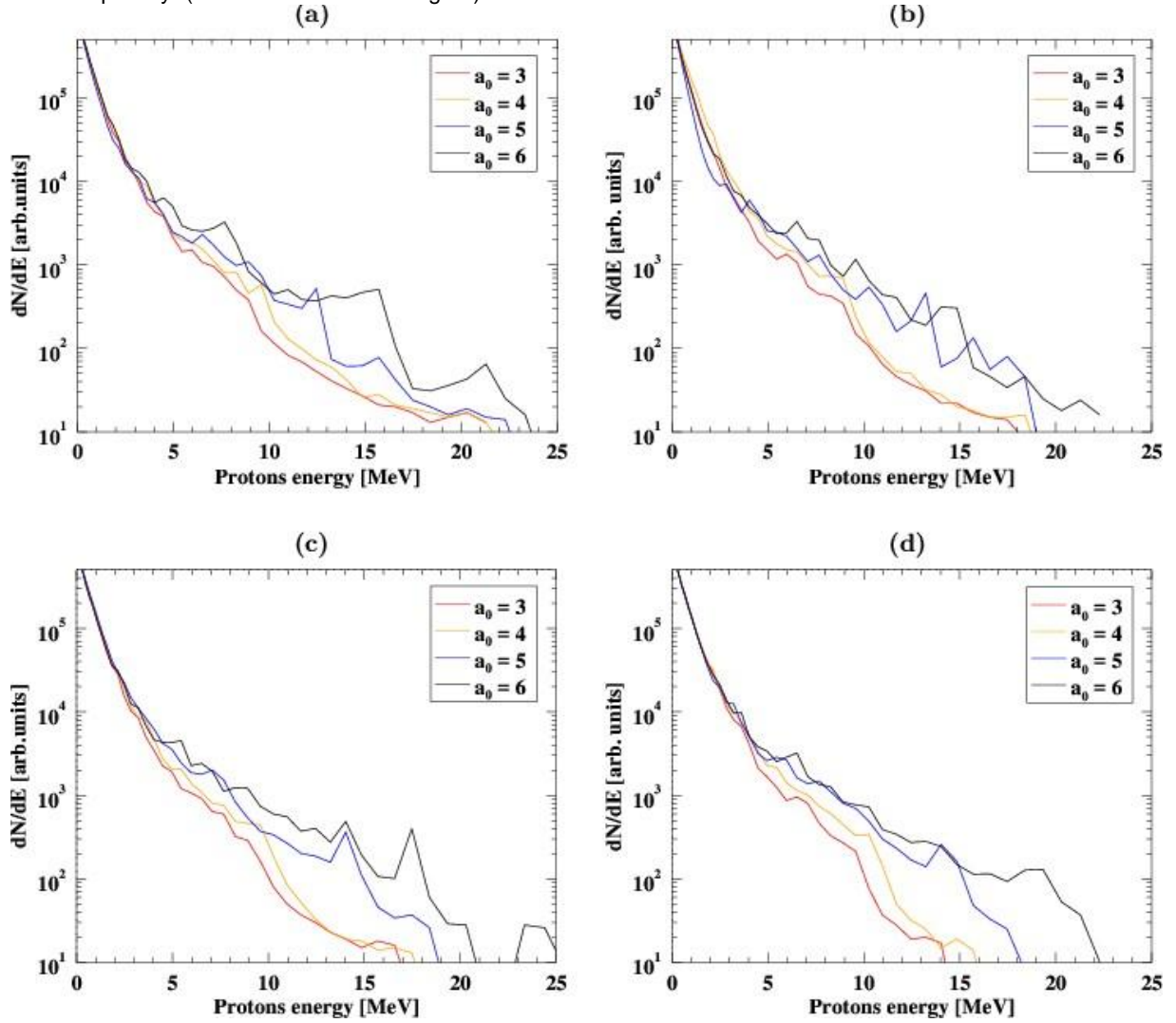


Figure 1. Energy spectra as function of proton energy with different laser intensities (a_0) at $t = 1000T$ for $\kappa = 3$ (a), $\kappa = 4$ (b), $\kappa = 6$ (c) and $\kappa = 10$ (d)

We also noticed that for a fixed a_0 , nonthermal effects enhance proton acceleration comparatively to the Maxwellian case, while in Figures 5(a1), (b1) and (c1), we observe the appearance of a transverse velocity tail of the protons located far from the target, due to the small number of transversely accelerated

protons for $\kappa=3$ comparatively to the case of Maxwellian distribution (Figs. (a2), (b2) and (c2)). Consequently, the accelerated proton beam is more collimated (less divergent) when there is a large deviation from the Maxwellian electron distribution ($\kappa=3$). This decrease in the proton beam divergence is also

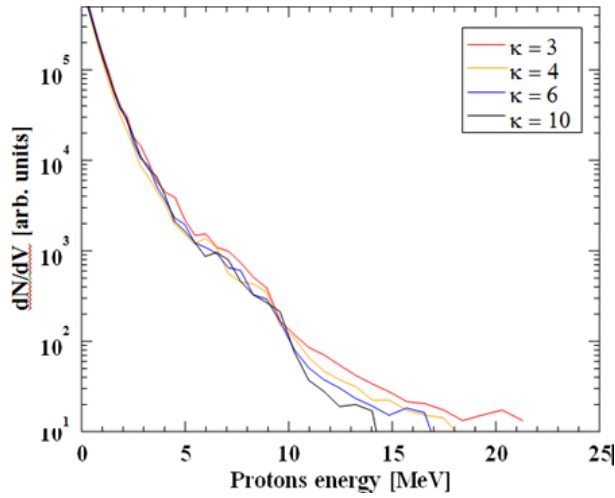


Figure 2. Energy spectra as function of proton energy with different values of (κ) at $t=1000T$ for $a_0=3$.

more pronounced with increasing a_0 . The proton phase space at $t = 800T$ shows that an accumulated set of protons appears far from the target rear surface.

In fact, when the population of the suprathermal electrons is increasing, (decreasing κ), the accelerated proton front is expanding further, while this effect becomes less efficient for great laser intensities a_0 . Imposing initial suprathermal electrons in the slab of plasma before the arrival of the intense laser pulse, in the simulation model, is similar to the experiments where double intense laser pulses are involved in laser plasma interaction. The main objective in these experiments is to improve the mechanism of hot electrons ejection from the target, which enhances the number of energetic electrons and their energies, leading to the increase of the laser pulse absorption, this is done by replacing the laser pre-pulse ($I \sim 10^{12} W/cm^2$, $\tau \sim ns$) in the CPA technique by a first intense laser pulse ($I \sim 10^{16} W/cm^2$, $\tau \sim fs$).

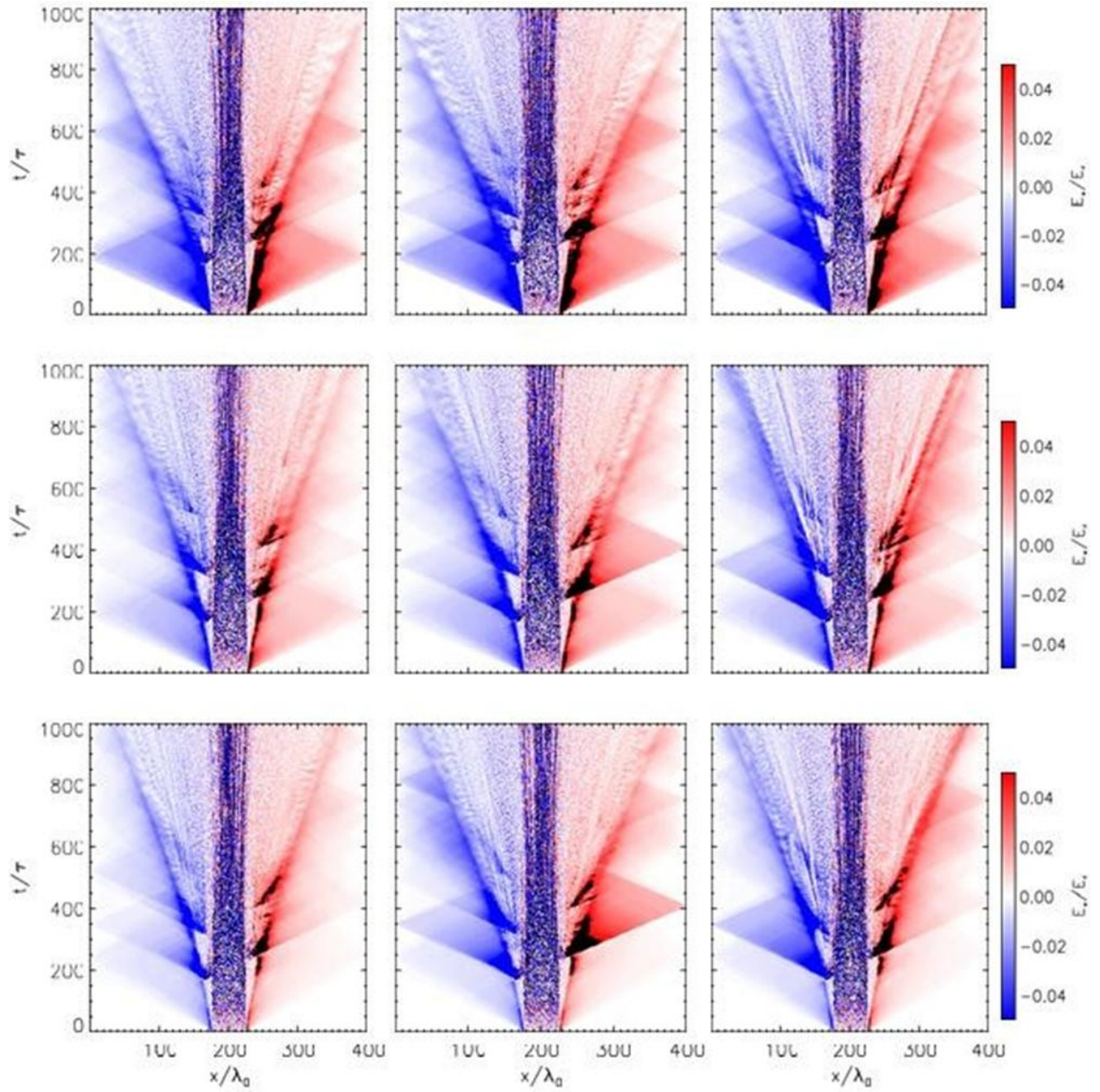


Figure 3. Spatio-temporal evolution of the normalized longitudinal electric field (E_x), for $\kappa = 3$ and $a_0 = 3, 4, 5$, Figs. a1, a2, a3, respectively, for $\kappa = 10$ and $a_0 = 3, 4$, and 5, Figs. b1, b2, b3, respectively and for Maxwellian electron distribution and $a_0 = 3, 4$ and 5, Figs. c1, c2, c3, respectively.

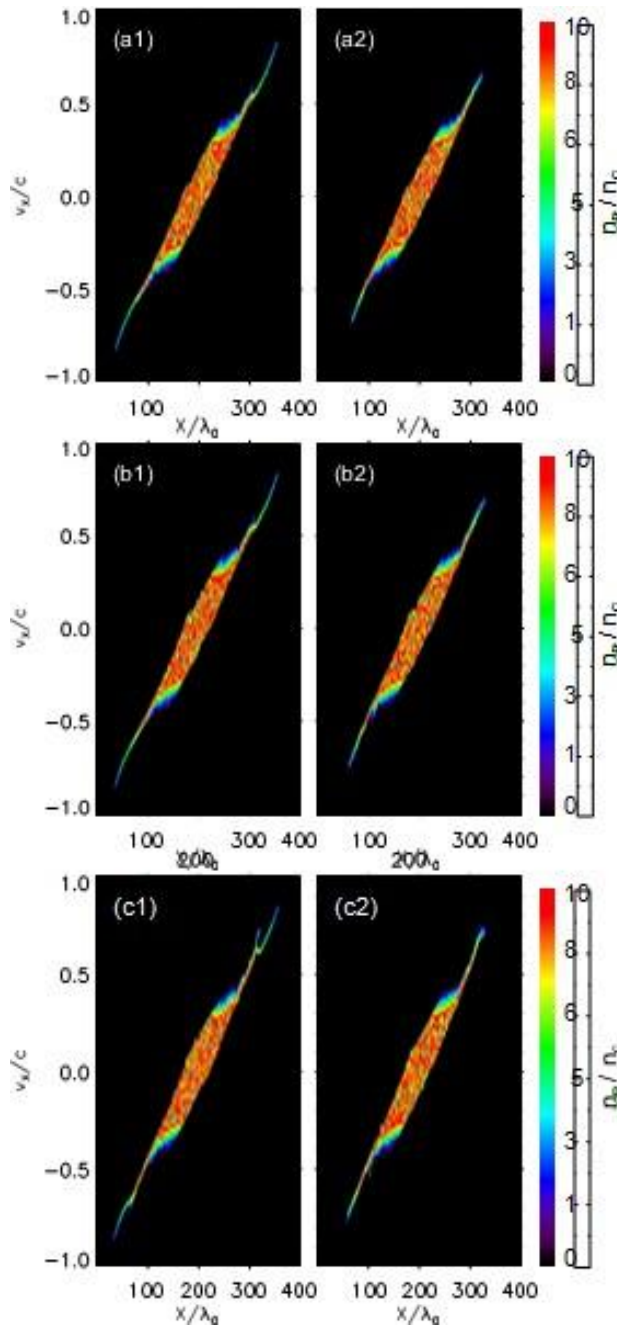


Figure 4. Proton longitudinal velocities (v_x) at $t=800T$, for $\kappa = 3$ with $a_0 = 3, 4,$ and 5 Figs . (a1),(b1) and (c1); and Maxwellian electrons with $a_0 = 3, 4,$ and 5 Fig . (a2), (b2) and (c2).

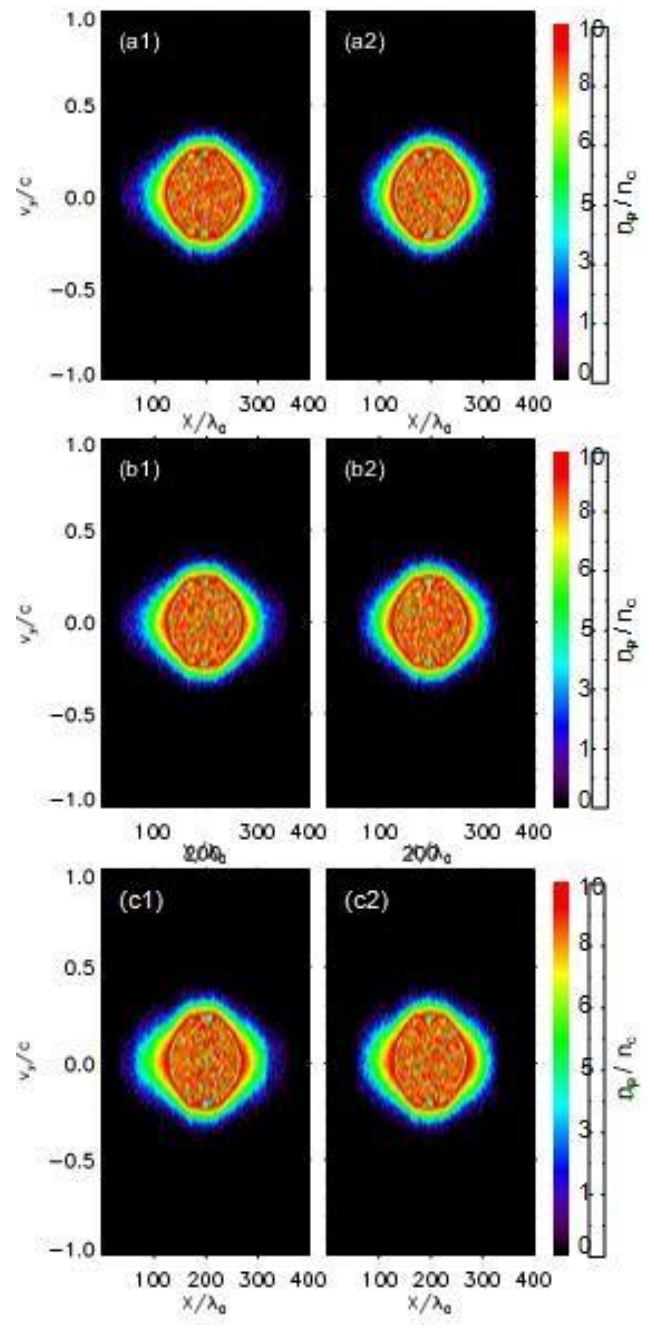


Figure 5. Normalized proton transversal velocities (v_y) at $t=800T$, for $\kappa = 3$ with $a_0 = 3, 4,$ and 5 Figs (a1),(b1) and (c1); and Maxwellian electrons with $a_0 = 3, 4,$ and 5 (Figs (a2), (b2) and (c2)).

3. Conclusion

The present work concerns a PIC simulation study of the influence of varying laser pulse intensities on the expansion of plasma slab with initially kappa distributed electrons in the laser plasma acceleration phenomena. It has been shown that the proton acceleration in TNSA mechanism strongly depends on both the laser intensity and the presence of suprathermal electrons. It has been proved that the numbers of accelerated protons, their energies are more important and plasma expansion is more extended with increasing laser intensity and decreasing suprathermal κ parameter. Near the source, these two effects are negligible because the TNSA acceleration process via the electric field of charge separation did not take place. In the other hand, in the expanding plasma core, it is the laser effect which is more important. At the plasma expansion front, a strong electric field induced by large charge separation, caused by the suprathermal energetic electrons tail dominates the laser intensity effect. We also find that when there is a large deviation from the Maxwellian electron distribution and when the intensity of the laser is increasing, the accelerated proton beam is much less divergent. It turns out that this study presents an analogy with the experiments done with the interaction of double intense laser pulses with a plasma sheet in order to enhance the number of energetic electrons to better control proton beam acceleration. The physical interpretation of our simulation results allowed us to understand the experiments of ion acceleration in the laboratories and to focus on the importance of the accelerated beam applications for the fight against the cancer.

References

- [1] S. Bagchi, M. Tayyab, J. Pasley, A. P. L. Robinson, M. Nayak and J. A. Chakera. Quasi mono-energetic heavy ion acceleration from layered targets. *Physics of Plasmas*, 28:023108, 2021.
- [2] J. P. Gross, S. Y. Kim, V. Gondi, M. Pankuch, S. Wagner, A. Grover, Y. Luan and T. K. Woodruff. Proton Radiotherapy to Preserve Fertility and Endocrine Function. *Int. J. Radiation Oncol. Biol. Phys.*, 109:84-94, 2021.
- [3] R. Clarke, S. Dorkings, D. Neely, I. Musgrave. The production of patient dose level ^{99m}Tc medical radioisotope using laser-driven proton beams. *Proceedings*, 8779, Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions II; and Medical Applications of Laser-Generated Beams of Particles II; and Harnessing Relativistic Plasma Waves III; 87791C, 2013.
- [4] A. K. Spiliotis, M. Xygkis, M. E. Koutrakis, K. Tazes, G. K. Boulogiannis, C. S. Kannis, G. E. Katsoprinakis, D. Sofikitis and T. P. Rakitzis : Ultrahigh-density spin-polarized hydrogen isotopes from the photodissociation of hydrogen halides, new applications for laser-ion acceleration, magnetometry, and polarized nuclear fusion. *Light Sci. Appl.*, 10:35, 2021.
- [5] P. Hill and Y. Wu. Exploring laser-driven neutron sources for neutron capture cascades and the production of neutron-rich isotopes. *Phys. Rev. C*, 103:014602, 2021.
- [6] D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56:219-221, 1985.
- [7] D. Bara, M. F. Mahboub and D. Bennaceur-Doumaz. Ion front acceleration in collisional nonthermal plasma. *Eur. Phys. J. D*, 74:224, 2020.
- [8] D. Bara, M. F. Mahboub and D. Bennaceur-Doumaz. Dynamic evolution of ionization and recombination processes and ion front acceleration in the presence of nonthermal and trapped electrons. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1766:012013, 2021.
- [9] D. Bennaceur-Doumaz and D. Bara. Self-similar solution of laser-produced plasma expansion into vacuum with kappa-distributed electrons. *Nukleonika*, 61:115-118, 2016.
- [10] R. Lichters, R.E.W. Pfund and J. Meyer-ter-Vehn, LPIC++: A Parallel One-dimensional Relativistic Electromagnetic Particle-in-Cell Code for Simulating Laser-Plasma Interactions, Rep. MPQ, 225: Max-Planck Institut für Quantenoptik, 1997.

Résumé :

Dans ce travail nous avons présenté une analyse détaillée de l'impact des effets combinés de la non-thermalité des électrons représentée par la fonction de distribution kappa et de l'intensité variable du laser sur le processus d'accélération des ions. Une optimisation complète de diverses caractéristiques des faisceaux de protons est présentée en fonction de l'indice kappa et de l'amplitude laser, afin d'obtenir des faisceaux d'ions de haute qualité, utiles pour diverses applications. Des simulations PIC 1D3V, électromagnétiques, sont effectuées en utilisant le code LPIC++ en introduisant une distribution kappa des électrons énergétiques. Le modèle proposé prend en considération l'interaction d'un laser d'une intensité variable avec une couche de plasma initialement suprathermique, dans le cadre du mécanisme TNSA. Nous avons également introduit un nouveau schéma d'accélération dans le code EPOCH, incluant deux pulses laser et deux cibles minces sous le régime TNSA. Au fait, nous avons montré que c'est un schéma prometteur pour améliorer à la fois l'énergie, le nombre et la mono-energicité des protons obtenus.

Abstract :

In this work we presented a detailed analysis of the impact of the combined effects of the non-thermality of the electrons represented by the kappa distribution function and the variable intensity of the laser on the ions acceleration process. A comprehensive optimization of various proton beam characteristics is presented as a function of kappa index and laser amplitude, in order to obtain high quality ion beams useful for various applications. 1D3V PIC electromagnetic simulations are performed using the LPIC++ code by introducing a kappa distribution of energetic electrons. The proposed model takes into consideration the interaction of a variable laser intensity with an initially suprathermal plasma layer, as part of the TNSA mechanism. We also introduced a new acceleration scheme in the EPOCH code, including two laser pulses and two thin targets under the TNSA regime. By the way, we have shown that it is a promising scheme to improve the energy, the number and the energy of the obtained protons.

ملخص :

في هذا العمل قدمنا تحليلاً مفصلاً لتأثير العوامل المجتمعة للاحرارية للإلكترونات ممثلة بدالة التوزيع كبا والشدة المتغيرة لليزر على عملية تسريع الأيونات. يتم تقديم تحسين شامل لمختلف خصائص حزمة البروتونات كدالة المعامل كبا وشدة الليزر ، من أجل الحصول على حزم أيونية عالية الجودة مفيدة للتطبيقات المختلفة. يتم إجراء عمليات المحاكاة الكهرومغناطيسية PIC 1D3V باستخدام برنامج ++ LPIC من خلال إدخال دالة توزيع كبا للإلكترونات النشطة. يأخذ النموذج المقترح في الاعتبار تفاعل الليزر المتغير الكثافة مع طبقة البلازما فوق الحرارية في البداية، كجزء من آلية TNSA. قدمنا أيضاً مخطط تسريع جديد باستعمال برنامج EPOCH ، حيث يتضمن نبضتين ليزر وهدفان رفيعان من خلال آلية TNSA. بالمناسبة، لقد أظهرنا أنه مخطط واعد لتحسين كل من الطاقة والعدد و أحادية الطاقة للبروتونات التي تم الحصول عليها.